

В. Н. ГРЯЗНОВ, И. Л. ИОСИЛЕВСКИЙ
Ю. Г. КРАСНИКОВ, И. И. КУЗНЕЦОВА
В. И. КУЧЕРЕНКО, Г. Б. ЛАППО
Б. Н. ЛОМАКИН, Г. А. ПАВЛОВ
З. Е. СОН, В. Е. ФОРТОВ

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАБОЧИХ СРЕД ГАЗОФАЗНОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

В. К. ГРЯЗНОВ, И. Л. ИОСИЛЕВСКИЙ, Ю. Г. КРАСНИКОВ
Н. И. КУЗНЕЦОВА, В. И. КУЧЕРЕНКО, Г. Б. ЛАППО
Б. Н. ЛОМАКИН, Г. А. ПАВЛОВ, Э. Е. СОН, В. Е. ФОРТОВ

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАБОЧИХ СРЕД ГАЗОФАЗНОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Под редакцией
члена-корреспондента АН СССР
В. М. ИЕВЛЕВА



МОСКВА АТОМИЗДАТ 1980

Теплофизические свойства рабочих сред газозафазного ядерного реактора / Грязнов В. К., Иосилевский И. Л., Красников Ю. Г., Кузнецова Н. И., Кучеренко В. И., Лаппо Г. Б., Ломакин Б. Н., Павлов Г. А., Сон Э. Е., Фортон В. Е. / Под ред. В. М. Иевлева. — М.: Атомиздат, 1980. — 304 с.

Проанализировано современное состояние теории расчета термодинамических, переносных и оптических свойств газов при высоких давлениях и температурах и состояние экспериментальных исследований в физике неидеальной полностью или частично ионизованной плазмы. Проведены численные расчеты теплофизических свойств плазмы рабочих сред, используемых в газозафазном ядерном реакторе, — щелочных металлов, урана, водорода и их смесей — в широком интервале температур и давлений.

Книга носит обзорный и справочный характер и будет полезна как для специалистов, занимающихся непосредственно газозафазным ядерным реактором, так и для инженеров и научных работников, специализирующихся в различных областях физики низкотемпературной плазмы.

Табл. 19. Ил. 106. Библиогр. 465.

Оглавление

Предисловие редактора	3
Глава 1. Термодинамические свойства	6
§ 1.1. Общая характеристика поведения термодинамических функций рабочих сред	6
§ 1.2. Асимптотические методы описания термодинамики слабонеидеальной плазмы	16
§ 1.3. Термодинамика сильнонеидеальной плазмы	20
§ 1.4. Компонентный состав частично ионизированной неидеальной плазмы	32
§ 1.5. Учет влияния среды на состояние атома. Модельные расчеты методом Хартри — Фока и Томаса — Ферми	41
§ 1.6. Методика расчета состава и термодинамических функций многокомпонентной неидеальной плазмы	47
§ 1.7. Обсуждение результатов расчета. Сравнение с данными других расчетов	57
Глава 2. Коэффициенты переноса неидеальной плазмы	64
§ 2.1. Качественное описание процессов переноса тепла, массы, импульса и заряда в газофазном ядерном реакторе	64
§ 2.2. Кинетическая теория слабонеидеальной плазмы	70
§ 2.3. Теория неравновесных процессов в неидеальных средах	79
§ 2.4. Модельные подходы к определению электронных коэффициентов переноса неидеальной плазмы	92
§ 2.5. Эффективные коэффициенты переноса многоэлементной неидеальной плазмы	101
§ 2.6. Методика расчета коэффициентов переноса неидеальной плазмы. Обсуждение результатов расчета	109
Глава 3. Оптические свойства газов и плазмы	119
§ 3.1. Перенос излучения в газофазном ядерном реакторе. Элементарные процессы поглощения в плазме рабочих сред	119
§ 3.2. Тормозное поглощение на ионах и атомах	121
§ 3.3. Фотоионизация атомов, ионов и молекул	122
§ 3.4. Поглощение в атомных линиях	129
§ 3.5. Молекулярное поглощение	132
§ 3.6. Влияние неидеальности на оптические свойства плазмы	138
§ 3.7. Обсуждение методики и результатов расчетов оптических характеристик рабочих сред	144
Глава 4. Генерация и диагностика неидеальной плазмы	147
§ 4.1. Особенности экспериментального исследования неидеальной плазмы	147
§ 4.2. Электрические методы получения неидеальной плазмы	151
§ 4.3. Динамические методы в физике неидеальной плазмы	160
§ 4.4. О конденсации неидеальной плазмы	169
§ 4.5. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по термодинамике	175
§ 4.6. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по коэффициентам переноса	181
§ 4.7. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по оптическим свойствам	184
Глава 5. Теплофизические свойства рабочих сред газофазного ядерного реактора	190
Список литературы	291

Предисловие редактора

Предлагаемая книга носит характер обзора по теплофизическим свойствам веществ и содержит справочный материал по термодинамическим, переносным и оптическим свойствам паров щелочных металлов, урана, водорода и их смесей в широком интервале температур и давлений. Указанный обзор и справочный материал составлены применительно к интересам, связанным с исследованиями возможности создания и ожидаемых характеристик ядерного реактора принципиально нового типа — газозного ядерного реактора (ГЯР), а также энергетических установок с таким реактором. Интерес к работам по ГЯР, в том числе и к изучению свойств рабочих сред, определяется предполагаемыми уникальными свойствами такого реактора, полезными для многих приложений. Он может применяться как в мощных электростанциях и высокотемпературных технологических системах, так и в космических энергоустановках, двигателях и др. Электростанции с ГЯР имеют ряд преимуществ, к которым относятся [1—4]: высокий к. п. д., повышенная температура теплоотвода, т. е. возможность сброса тепла в воздух, а не в воду без существенного ухудшения к. п. д., увеличение коэффициента воспроизводства ядерного топлива при небольшой загрузке урана в реактор, малое накопление ядерных материалов и др. В связи с этим ГЯР, возможно, явится в будущем основой для широкого развития ядерной энергетики и технологии. Содержание книги непосредственно не связано с процессами в ГЯР. Однако представляется целесообразным в предисловии кратко остановиться на принципиальной схеме и некоторых отличительных чертах ГЯР, определяющих особенность подхода к изучению теплофизических свойств рабочих сред.

В настоящее время исследуются различные схемы ГЯР [1—4]. В соответствии с одной из наиболее перспективных из них, обоснованной теоретическими исследованиями и модельными экспериментами, ГЯР представляет собой устройство полостного типа. В центре полости, окруженной отражателем-замедлителем, находится делящееся вещество — уран в газообразном состоянии. Между ураном и стенками полости протекает рабочее тело, нагреваемое исходящим от урановой плазмы тепловым излучением. Для уменьшения перемешивания урана и рабочего тела принимаются специальные меры — профилирование поля скоростей, подавление возмущений на входе рабочих сред в полость, стабилизация магнитным полем и др. [3].

Принципиальным преимуществом ГЯР является возможность разогрева рабочего тела до очень высоких температур. Ограниче-

нием здесь является только необходимость иметь на периферии рабочего тела температуру, допускаемую конструкционными материалами стенок. Вдали же от стенок и, тем более, в зоне урановой плазмы в некоторых схемах температура может достигать нескольких десятков тысяч градусов. Поэтому одной из центральных проблем при разработке ГЯР является проблема организации в полости реактора нужных температурных полей и профилей концентраций. При решении этой проблемы возникают сложные задачи магнитной гидродинамики, диффузии и радиационного и конвективного теплообмена, решение которых невозможно без детального знания всех переносных характеристик плазмы. Особую важность представляет знание оптических свойств урана и рабочих тел, поскольку основным механизмом передачи тепла является лучистый перенос энергии.

Высокие температуры урана и рабочего тела и требование критичности ГЯР приводят к необходимости иметь в полости реактора давления на уровне сотен атмосфер. При таких давлениях и температурах в десятки тысяч градусов уран и рабочие тела, среди которых важную роль играют щелочные металлы, обеспечивающие высокую проводимость и поглощение излучения, находятся в состоянии так называемой сильнонеидеальной плазмы, т. е. в состоянии одно- или многократно ионизованного газа с интенсивным межчастичным взаимодействием, существенно влияющим на все теплофизические свойства среды. Теория этого состояния вещества крайне сложна и в настоящее время содержит ряд нерешенных проблем, а экспериментальная информация очень ограничена. Поэтому в отличие от задач традиционной теплофизики в случае ГЯР для расчета термодинамических и переносных свойств необходим не только правильный отбор всех исходных данных, но и, что не менее важно, критический выбор представляющихся сейчас наиболее достоверными методов расчета теплофизических свойств рабочих сред в состоянии сильнонеидеальной плазмы. Это обстоятельство нашло свое отражение в том, что значительная часть настоящей книги отведена анализу принципиальных вопросов теории и современного состояния генерации и диагностики неидеальной плазмы.

Следует отметить, что экспериментальные исследования неидеальной плазмы проведены пока еще недостаточно широко, это связано со сложностью генерации и диагностики такой плазмы. Теоретические исследования неидеальной плазмы также далеки от завершения, и коллектив авторов надеется, что изложенные результаты будут использованы при дальнейшем развитии работ по физике неидеальной плазмы.

Книга построена следующим образом. Первые три главы посвящены обзору современного состояния теории и выбору методики расчета термодинамических, кинетических и оптических свойств неидеальной плазмы. В этих главах рассмотрены общие вопросы теплофизики неидеальной плазмы, поэтому изложенный материал может использоваться и в других областях физики вы-

сокотемпературных газов и плазмы. К этим областям относятся теплофизика сильных ударных волн, мощных МГД-генераторов, сильнотоочных разрядов, гидродинамика разлета плотных паров в лазерном термоядерном синтезе и др. Четвертая глава посвящена обзору экспериментальных методов и полученных результатов по теплофизике неидеальной плазмы. Наконец, пятая глава содержит конкретные результаты расчетов теплофизических свойств плазмы рабочих сред: газообразных щелочных металлов, урана, а также смесей щелочных металлов с ураном и водородом.

Участие авторов в непосредственном написании материала было следующим: В. К. Грязнов — §§ 1.5, 1.6; И. Л. Иосилевский — §§ 1.1, 1.3—1.7, 4.5; Ю. Г. Красников — § 1.2; Н. И. Кузнецова — §§ 3.1—3.5; В. И. Кучеренко — §§ 2.5, 2.6; Г. Б. Лаппо — §§ 3.1—3.5, 3.7; Б. Н. Ломакин — §§ 4.1—4.7; Г. А. Павлов — §§ 2.1, 2.3—2.6; Э. Е. Сон — §§ 2.1—2.6, 3.6, 4.6; В. Е. Фортов — §§ 1.5, 4.1—4.7. Численные расчеты проведены В. К. Грязновым, И. Л. Иосилевским, В. И. Кучеренко и Г. Б. Лаппо.

Так как книга носит в основном обзорный и справочный характер, для более детального изучения теоретических вопросов и экспериментальных методов генерации и диагностики неидеальной плазмы следует обратиться к цитируемой литературе. Подобная книга по теплофизике неидеальной плазмы появляется впервые, поэтому авторы будут благодарны за отзывы и критические замечания.

Предлагаемая книга будет полезна специалистам, работающим не только над созданием газофазного ядерного реактора, но и в других областях физики плазмы, МГД-генераторов, физики ударных волн, некоторых схем термоядерного синтеза и др.

Член-корреспондент АН СССР

В. М. Иевлев

§ 1.1. Общая характеристика поведения термодинамических функций рабочих сред

Для вычисления термодинамических функций высокотемпературных сред в характерном для газофазного ядерного реактора [1] диапазоне параметров используются обычно два подхода, получившие название химической и физической моделей [2]*.

В большинстве случаев рассматривается более простая химическая модель, где заранее предполагается наличие частиц определенных сортов, имеющих непрерывный спектр энергий. Влияние внутренней структуры частиц (связанных состояний) на термодинамические функции учитывается введением индивидуальных статистических сумм (сокращенно — статсумм) [5]. Это является источником известных трудностей, связанных с условностью разделения всех степеней свободы системы на поступательные и внутренние. В практике расчетов термодинамических величин эти трудности обходят путем различного рода «обрезаний» статсумм на основе тех или иных физических соображений.

Последовательный, но более сложный подход к определению термодинамических функций основан на физической модели, где рассматриваются ядра и электроны, а кулоновское взаимодействие между ними учитывается на основе квантостатистической теории. При этом вклады в термодинамические функции от непрерывного и дискретного спектров возникают одновременно и являются конечными. Эти вопросы рассмотрены в § 1.2. При обсуждении качественного поведения термодинамических характеристик рабочих тел сложного состава удобнее пользоваться традиционной химической моделью.

Задачу термодинамического расчета можно условно разделить на две части. Во-первых, собственно термодинамический расчет при заданных, например, давлении p и температуре T остальных термодинамических величин, таких, как плотность ρ , внутренняя энергия U , энтальпия H , энтропия S и др., а также дифференциальных характеристик — теплоемкостей C_p и C_v , показателя изэнтропы $\gamma_s \equiv (\partial \ln p / \partial \ln \rho)_s$ и др. Во-вторых, расчет некоторых важных вспомогательных величин таких, как состав и отдельные вклады различных подсистем, например свободных

* В теории нейтральных химически реагирующих газов для аналогичных подходов приняты названия: метод исходных атомов и метод смеси [3, 4].

зарядов, атомов, молекул и т. д. Знание этих величин, в принципе, не обязательно для расчета теплофизических свойств, но существующие приближенные методы расчета этих свойств в большинстве своем опираются на их использование.

Из результатов многочисленных приближенных расчетов следует, что общее поведение термодинамических характеристик для рабочих сред в области параметров $p=0,1 \div 10^2$ МПа и $T=10^3 \div 10^5$ К [1] определяется, во-первых, процессами ионизации и рекомбинации атомов и ионов, во-вторых, образованием и диссоциацией различных молекул, а при низких температурах — фазовым переходом газ—жидкость. Влияние неидеальности на поведение суммарных термодинамических величин рабочих тел сказывается не столь сильно, как на их состав. Хотя в действительности все указанные процессы могут протекать одновременно, полезно, однако, обсудить в отдельности влияние каждого из них на ход термодинамических зависимостей.

Любому из этих процессов можно поставить в соответствие определенную полосу в плоскости термодинамических параметров, например p , V или p , T , и др. Положение и наклон этой полосы зависят от таких параметров, как энергия ионизации, диссоциации и др. В качестве иллюстрации рассмотрим процесс ионизации лития. Как и у всех щелочных металлов, у лития вторая ионизация идет с заполненной электронной оболочкой, поэтому первый и второй потенциалы ионизации существенно различаются (см. табл. 1.1, § 1.6), а полосы первой и второй ионизации отчетливо разделены.

На рис. 1.1 приведена зависимость безразмерной величины — фактора сжимаемости лития $Z \equiv pV/RT$ (R — газовая постоянная; V — мольный объем) от температуры*. В области низких давлений, т. е. малых плотностей, можно отчетливо различить области идеального газового поведения ($Z \approx \text{const}$) и разделяющие их области перехода, соответствующие первой, второй и третьей ионизациям. С ростом давления эти процессы сдвигаются в область более высоких температур, при этом обе полосы ионизации расплываются и накладываются друг на друга так, что, например, участок, соответствующий идеальному однократно ионизованному литию, практически исчезает.

Сказанное выше о термическом уравнении состояния $p(V, T)$ справедливо и по отношению к калорическому уравнению состоя-

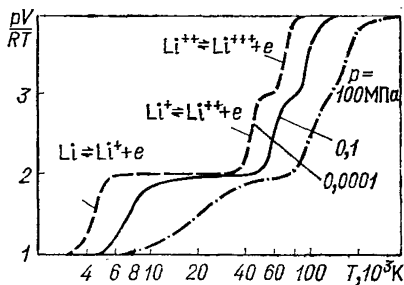


Рис. 1.1. Термическое уравнение состояния плазмы лития. Результаты расчета (возможность конденсации и образования молекул не учитывалась)

* Термодинамические расчеты, представленные в данной книге, проведены с использованием специальной программы, описанной в работе [6].

ния $U(p, T)$. На рис. 1.2 это иллюстрируется на примере водорода. Здесь в качестве аргумента использована величина $pv \equiv \equiv p\rho^{-1}$, что позволяет более отчетливо выделить участки идеального газового поведения, где $U = \frac{3}{2}pV + \text{const}$. Входящая в это соотношение константа зависит от выбора точки отсчета и выражается через энергии диссоциации и ионизации.

Поведение, проиллюстрированное на рис. 1.1 и 1.2 на изобарах,

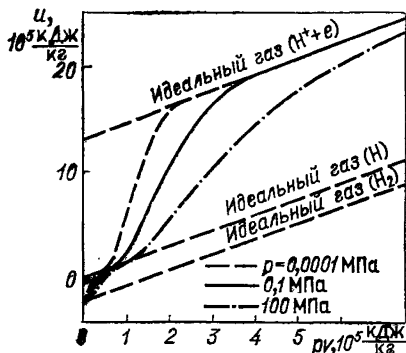


Рис. 1.2. Калорическое уравнение состояния водорода $U(p, V)$. Результаты расчета. Отмечены линии, соответствующие идеальное газовому поведению $U = \frac{3}{2}pV + \text{const}$

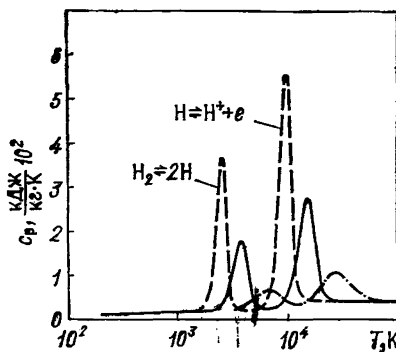


Рис. 1.3. Теплоемкость водорода [114]

качественно сохраняется при пересечении полосы диссоциации или ионизации вдоль изохоры, изотермы, изэнтальпы или изэнтропы.

В частности, такие дифференциальные характеристики как, например, теплоемкость, имеют в этом случае характерный всплеск (рис. 1.3). На рис. 1.4 в координатах p, V схематично изображена

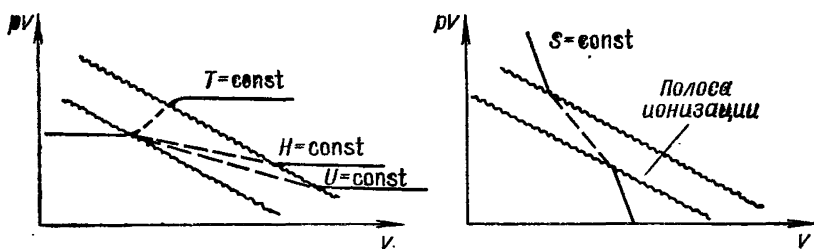


Рис. 1.4. Качественное поведение линий $x = \text{const}$ ($x = T, H, U, S$ и т. д.) при пересечении изолированной полосы ионизации

полоса ионизации и общий ход линий $T, H, U, S = \text{const}$, пересекающих эту полосу.

Важной для практических целей является диаграмма энтальпия — энтропия, на которой также можно выделить полосы диссоциации или ионизации (рис. 1.5).

Приведенный выше общий ход термодинамических зависимостей качественно правильно описывается в рамках химической модели [5], основанной на решении известной системы уравнений химического и ионизационного равновесия с использованием теплот диссоциации, ионизации и энергий возбуждения. При таком подходе важно знать, насколько чувствительны суммарные термодинамические величины к выбору способа учета внутренних степеней свободы и влияния неидеальности. На рис. 1.6—1.10 это показано на примере термического и калорического $h, 10^5 \text{ Дж/г}$ уравнений состояния цезия. Из рисунков видно, что неопределенность, связанная с отличиями между предложенными в литературе [7] способами учета вклада возбужденных состояний атома, не сказывается на качественном поведении кривых в пределах полосы ионизации (для диссоциации этот вывод сохраняется). Влияние этой неопределенности в большей мере сказывается с повышением давления, когда, как уже отмечалось, полосы ионизации и диссоциации сдвигаются в область более высоких температур.

Если не учитывать квантовые эффекты, то взаимодействие между заряженными частицами можно охарактеризовать безразмерным параметром γ или более удобным в вопросах теории параметром Γ :

$$\gamma = \left(\frac{e^2}{kT} \right) n_{\text{зар}}^{1/2}; \quad \Gamma = \frac{e^2}{kT r_D}; \quad (1.1)$$

$$r_D^{-2} \equiv \kappa_D^2 = 4\pi \sum_{\text{зар}} n_i e_i^2 / kT.$$

Здесь e — заряд; k — константа Больцмана; r_D — радиус Дебая; $n_{\text{зар}}$ и $\sum_{\text{зар}}$ — полная концентрация и сумма по заряженным частицам.

При расчетах суммарных термодинамических функций влияние кулоновского взаимодействия проявляется двояко. С одной стороны, оно присутствует в виде прямых поправок к значениям внутренней энергии и давления. С другой — косвенно сказывается на термодинамических свойствах за счет сдвига ионизационного

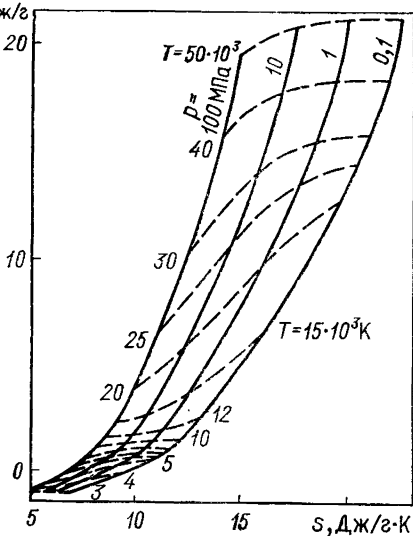


Рис. 1.5. Диаграмма энтальпия — энтропия для смеси водорода с калием ($\text{H}_2 + 3\% \text{ K}$): сплошные линии — изобары; штриховые — изотермы

равновесия вследствие эффективного изменения потенциала ионизации. В области слабой неидеальности $\Gamma \ll 1$ соответствующие поправки даются известным приближением Дебая — Хюккеля [8]. В этом случае поправки к значениям энергии и давления отрицательны и пропорциональны первой степени параметра Γ , а степень ионизации увеличивается. В соответствии с этим в термическом и

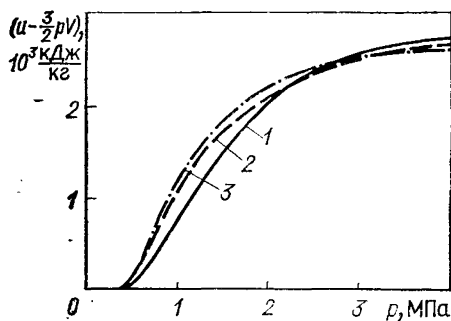
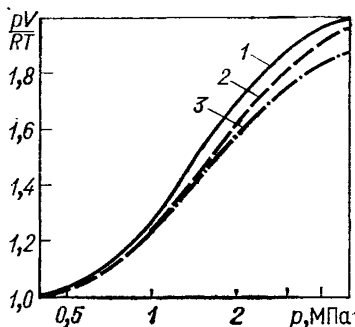


Рис. 1.6. Термическое уравнение состояния цезия в полосе ионизации (изохора $v=500$ см³/г). Расчет в идеальном газе с учетом различного числа возбужденных состояний цезия в статсумме (1.71):

1 — основное состояние; 2 — $\bar{E}_k < I - kT$; 3 — $\bar{E}_k < I - e^2/r_{\text{ср}} \approx I - 0,3$ эВ

Рис. 1.7. Калорическое уравнение состояния плазмы цезия на изохоре $v=500$ см³/г. Обозначения см. на рис. 1.6

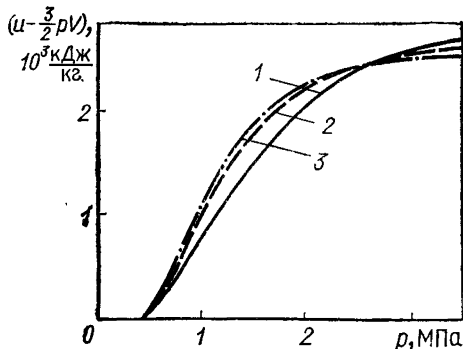
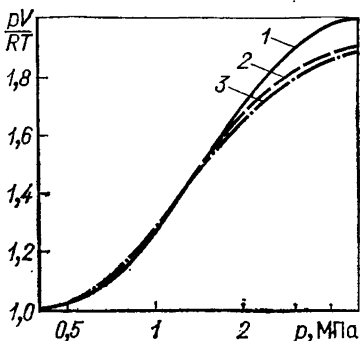


Рис. 1.8. Изохора цезия $v=500$ см³/г. Расчет системы ионов, электронов и атомов (в основном состоянии) с различными поправками на неидеальность:

1 — идеальный газ; 2 — кольцевое (дебавское) приближение в большом каноническом ансамбле (1.84, 1.85); 3 — поправка как в однокомпонентной модели [43] (см. также рис. 1.16, 1.17)

Рис. 1.9. Калорическое уравнение состояния плазмы цезия на изохоре $v=500$ см³/г. Обозначения см. на рис. 1.8

калорическом уравнениях состояния характерный переход в области ионизации сглаживается (см. рис. 1.6—1.10), сглаживается также соответствующий пик в зависимости теплоемкости или сжимаемости от температуры. Подчеркнем, что в важном для ряда

газодинамических задач (адиабатических течений) калорическом уравнении состояния $U=U(p, V)$ «включение» взаимодействия заряд — заряд монотонно повышает внутреннюю энергию или энтальпию в значительной части полосы ионизации (см. рис. 1.9).

При пересечении полосы ионизации, например по изохоре ($V=\text{const}$), параметр неидеальности Γ ведет себя не монотонно и достигает определенного максимального значения [7]. Это значение растет при смещении в область более высоких плотностей. При этом в пределах указанной полосы растет и влияние, которое оказывает взаимодействие заряд — заряд на общий ход термодинамических зависимостей. Область, где параметр $\Gamma \geq 1$, можно условно назвать областью сильной неидеальности. Виды и, в частности, знаки поправок на неидеальность в этой области обсуждались многими авторами (см., например, обзоры [9—12]). В настоящее время ясно, что данный вопрос тесно связан с ролью возбужденных состояний атома и других частиц, и при последовательном подходе вклады от дискретного и непрерывного спектров энергий частиц должны быть взаимосвязаны, как это имеет место, например, в физической модели плазмы, где оба вклада вычисляются одновременно (см. § 1.2).

Вопросу о роли взаимодействия заряженных частиц с нейтральными также посвящено большое количество работ [13—16]. Влияние этого взаимодействия согласно существующим представлениям проявляется по-разному. Во-первых, в случае достаточно сильного притяжения на близких расстояниях образуются связанные комплексы из нейтральных и заряженных частиц, которые рассматриваются как отдельный сорт частиц, например, H^- , H_2^+ и H_3^+ , Li^- , Li^+ , Li_2^+ и т. д. Прделанные расчеты показывают, что включение в расчет этих частиц слабо сказывается на суммарных термодинамических характеристиках. Во-вторых, имеется эффект взаимодействия заряд — нейтрал, не связанный с образованием отдельного сорта частиц. Для характеристики этой части вклада взаимодействия используется безразмерный параметр

$$\xi \equiv \frac{n_0}{kT} \int \Phi(r) dr, \quad (1.2)$$

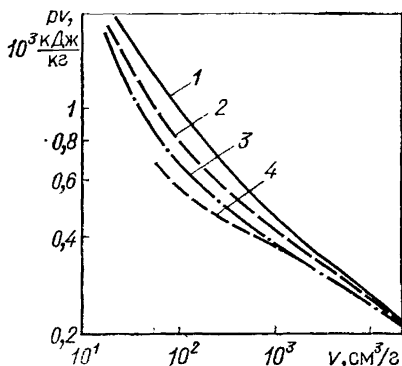


Рис. 1.10. Положение в p, v -плоскости изэнтропы цезия $s=1,9$ кДж/(кг·К) при использовании различных поправок на неидеальность: 1, 2, 3 — как на рис. 1.8; 4 — кольцевое (дебаевское) приближение в $\{N, V, T\}$ -ансамбле. Суммирование внутриатомных состояний в 1—4 до энергии $E_k < I - kT$

где n_0 — концентрация нейтральных частиц; $\Phi(r)$ — потенциал взаимодействия заряд — нейтрал. Равенство этого параметра единице условно ограничивает область, где взаимодействие заряд — нейтрал заметно сдвигает ионизационное равновесие. Различные оценки, проведенные для щелочных металлов [16], дают для входящей в выражение (1.2) величины $\int \Phi(r) dr$ характерную цифру порядка $\sim -0,5 \cdot 10^{-21}$ эВ·см³. Расчеты с использованием такой ве-

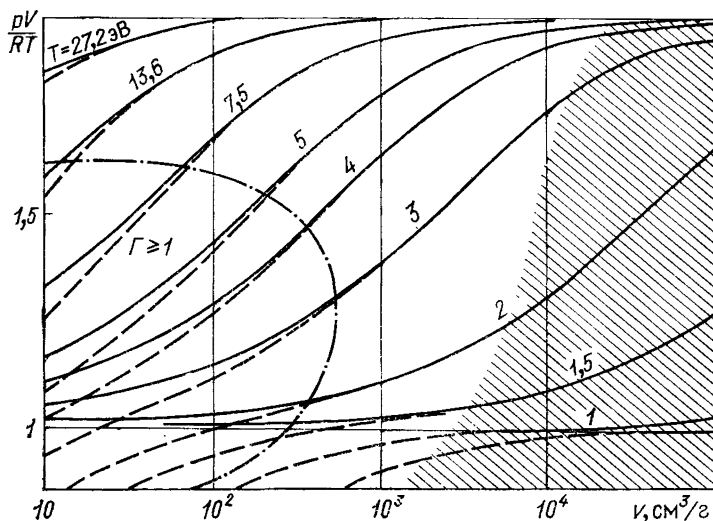


Рис. 1.11. Диаграмма состояния водорода. Отмечена область сильной неидеальности ($\Gamma \geq 1$). Заштрихована область, рассматриваемая в настоящей работе ($p \leq 50$ МПа):

сплошные линии — изотермы в приближении идеального газа H^+ , e и H ; штриховые — дополнительный учет образования H_2 , H_2^+ и H^-

личины показывают, что в большей части интересующего нас диапазона параметров учет взаимодействия заряженных частиц с нейтральными слабо влияет на общий ход суммарных термодинамических зависимостей, приводя к некоторому сглаживанию обсуждавшегося выше хода этих зависимостей в низкотемпературной части полосы первой ионизации. На рис. 1.11—1.14 представлены диаграммы состояния водорода, лития, цезия и урана с отмеченными на них областями сильной неидеальности из-за взаимодействия заряд — заряд и заряд — нейтрал. Данные диаграммы построены на основании расчетов (см. гл. 5), где указанные взаимодействия уже учтены. Однако ввиду приближенности нашего знания самого потенциала $\Phi(r)$ в (1.2), а также приближенного характера описывающих эти взаимодействия поправок проведенная выше оценка роли этих взаимодействий может оказаться неточной.

Взаимодействие между нейтральными частицами также можно описать в рамках двух механизмов. Образование нового сорта

нейтральных частиц, например молекул, может оказать значительное влияние на общий ход термодинамических зависимостей в низкотемпературной области. Это, в первую очередь, относится к водороду (см. рис. 1.2, 1.11) и в меньшей степени к щелочным металлам и непосредственно связано со значениями энергий диссоциации молекул H_2 , Li_2 , Na_2 и др. (см. табл. 1.1).

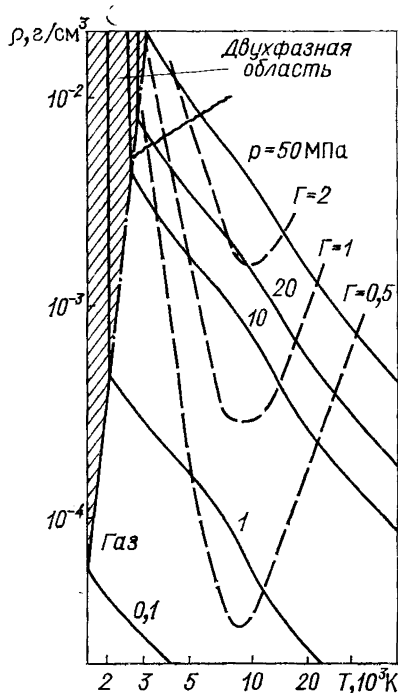


Рис. 1.12. ρ — T -диаграмма лития. Отмечены граница насыщения и области сильного взаимодействия заряд — заряд (штриховая линия) и заряд — нейтрал (волнистая линия — $\beta n_{at} \Phi_0 = 0,5$ (1.2))

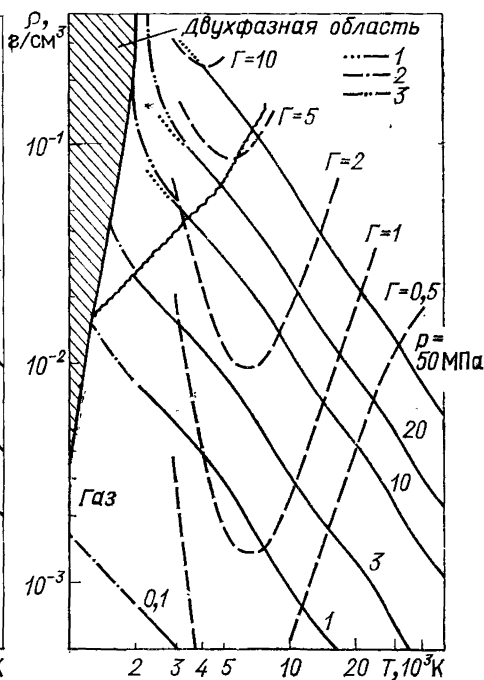


Рис. 1.13. ρ — T -диаграмма цезия. Обозначения, как на рис. 1.12:

1 — расчет по методике § 1.6; 2 — гладкая аппроксимация результатов экспериментов [20]; 3 — обобщенное уравнение состояния для неметаллов [21, 22] («диаграмма Оберта и Нельсона»)

Помимо этого эффекта, в химической модели отдельно рассматривается взаимодействие, не приводящее к образованию связанных состояний (термин «неидеальность», как правило, применяется именно к этой последней части). Оценки и расчеты показывают, что, ограничившись только учетом образования молекул, мы в интересующем нас диапазоне давлений вносим ошибку в уравнение состояния в области низких температур (≤ 4000 К).

Качественно важным проявлением взаимодействия частиц, в первую очередь нейтральных, является фазовый переход газ — жидкость. Согласно существующим оценкам [17, 18] и эксперимен-

тальным данным, критические параметры щелочных металлов расположены в интервале параметров: $T_{кр} \approx 2000 \div 3500$ К; $V_{кр} \approx 50 \div 300$ см³/моль; $p_{кр} \approx 10 \div 60$ МПа; $Z_{кр} \equiv p_{кр} V_{кр} / RT_{кр} \approx 0,1 - 0,2$. К настоящему времени проведены статические измерения уравнения состояния паров цезия в до- и околокритической области $T \leq T_{кр} \approx 2050$ К [19, 20]. В нейтральных парах цезия при надкритических температурах статические эксперименты отсут-

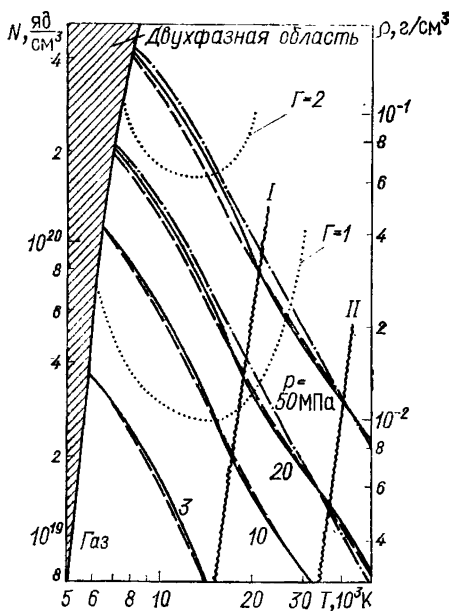


Рис. 1.14. p — T -диаграмма урана.

Сплошные линии—расчет по методике § 1.6; штриховые—расчет с использованием меньшего числа известных уровней ([105]) и учетом неидеальности, согласно (1.24—1.30, 1.33); штрихпунктир—расчет из работы [106]; волнистые линии отмечают прохождение второй и третьей ионизации (I — $x_{U^{++}}/x_{U^{+}} = 0,5$; II — $x_{U^{+++}}/x_{U^{++}} = 0,5$)

рис. 1.13 — для изобар $P=10$ и 20 МПа.

Из диаграмм 1.12, 1.13 следует, что высокотемпературная часть границы двухфазной области, включая окрестность критической точки, находится в области, где, помимо взаимодействия нейтральных частиц, сильными являются также взаимодействия заряд — нейтрал и заряд — заряд. В литературе неоднократно высказывалось предположение [9, 14] о том, что следствием этого факта может быть заметное отличие фазового перехода газ—жидкость в щелочных металлах от фазового перехода в неметаллах, и, более того, о возможности существования самостоятельного «плазменного» фазового перехода. Имеющаяся на сегодняшний день

следних экспериментальных данных при $T \leq T_{кр}$ [20] с обобщенной диаграммой сжимаемости для неметаллов [21, 22] показывает удовлетворительное согласие (рис. 1.15). Если предположить, что с достаточной для оценок точностью отмеченное согласие сохранится при $T > T_{кр}$ в интервале температур, где мала термическая ионизация, можно уравнение состояния, характеризуемое вышеуказанной диаграммой сжимаемости, непосредственно сравнить с результатами термодинамического расчета, не учитывающего межатомное взаимодействие (помимо образования двухатомных молекул). Границу, где полученное отличие становится достаточно большим, можно условно принять за границу области сильной неидеальности из-за взаимодействия нейтрал — нейтрал. На рис. 1.15 такое сравнение проведено для изотерм $T=2000$ и 3000 К, а на

экспериментальная информация пока не свидетельствует о наличии каких-либо качественных аномалий в этой области (подробнее см. § 4.3).

По сравнению с щелочными металлами уран обладает более высокой температурой кипения (~ 4000 К). Критические параметры урана согласно существующим оценкам таковы ($p_{кр} \approx 600$ МПа; $T_{кр} \approx 11\,500$ К; $\rho_{кр} \approx 5,3$ г/см³ [18, 23, 24]), что весь интересующий нас диапазон давлений оказывается докритическим.

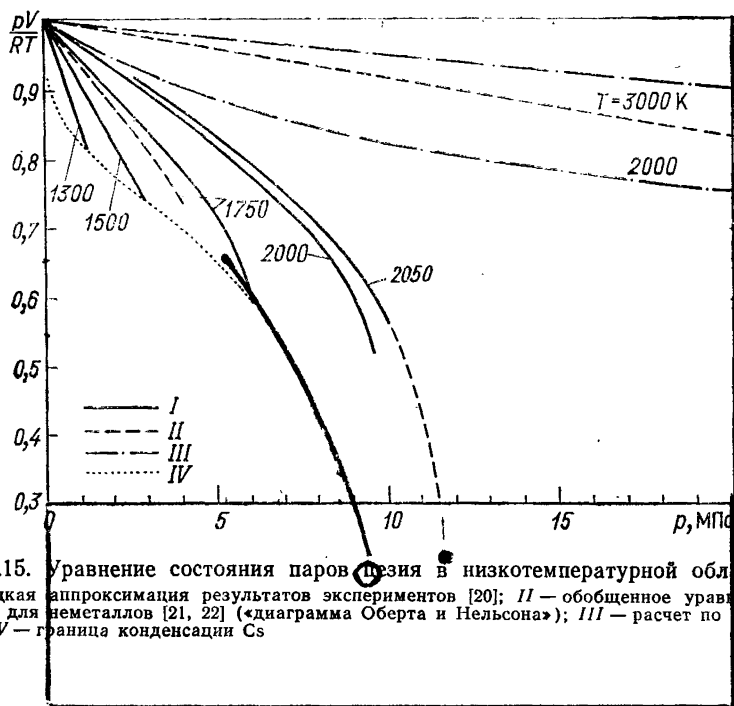


Рис. 1.15. Уравнение состояния паров урана в низкотемпературной области: I — гладкая аппроксимация результатов экспериментов [20]; II — обобщенное уравнение состояния для неметаллов [21, 22] («диаграмма Оберта и Нельсона»); III — расчет по методике § 1.6; IV — граница конденсации Cs

В связи с этим общая картина термодинамических зависимостей в области температур $T \leq 10^4$ К распадается на два участка: область газового поведения, ограниченная кривой равновесия, и область перехода газ — жидкость. Разделяющая их граница конденсации экспериментально известна в ограниченном интервале температур ($T \leq 2500$ К), вследствие чего в практических расчетах, относящихся к более высоким температурам, используются результаты приближенной экстраполяции [23, 25]. Законность такой экстраполяции в случае урана особенно нуждается в обосновании и экспериментальной проверке, поскольку, как видно из рисунка 1.14, высокотемпературная часть кривой равновесия находится в области сильнонеидеальной плазмы, что согласно существующим представлениям может привести к нарушению известных эмпирических правил, положенных в основу указанной выше экстраполяции.

§ 1.2. Асимптотические методы описания термодинамики слабонеидеальной плазмы

В отличие от обычных газов, в плазме силы взаимодействия между частицами являются дальнедействующими, благодаря чему эффекты, связанные с взаимодействием, при невысоких температурах ($T \sim 10^4$ К), могут быть значительными уже при концентрациях заряженных частиц $n \sim 10^{18}$ см⁻³. Кроме того, в неидеальной плазме проявляются квантовомеханические эффекты: во-первых, могут иметь место эффекты вырождения электронов, а, во-вторых, когда взаимодействующие по закону Кулона частицы находятся на небольших расстояниях, их относительное движение следует описывать квантовомеханически, а не с помощью законов классической механики.

Степень неидеальности и квантовые эффекты в двухкомпонентной плазме можно охарактеризовать двумя независимыми безразмерными параметрами

$$\gamma = e^2/\bar{E}n^{-1/3}; \quad \Lambda_e \kappa_D, \quad (1.3)$$

где \bar{E} — некоторая средняя энергия; $n^{-1/3}$ — среднее расстояние между частицами; $\Lambda_e = (2\pi\hbar^2/kT m_e)^{1/2}$ — средняя дебройлевская длина волны электрона; κ_D — обратный дебаевский радиус (1.1). В многокомпонентной плазме возникает набор таких параметров, зависящих от масс частиц и величин зарядов.

Если температура высока, то $\bar{E} \sim kT$, и условие $\gamma \ll 1$ можно записать в виде $n^{1/3} \ll kT/e^2$. Полагая, например, $T \approx 10^4$ К, получим, что это условие выполняется при концентрациях, меньших 10^{20} см⁻³. При низких температурах $\bar{E} \approx p_F^2/2m_e$ ($p_F = \hbar(3\pi^2 n)^{1/3}$ — импульс Ферми), и условие $\gamma \ll 1$ сводится к следующему:

$$n^{1/3} \gg 2(1/3\pi^2)^{2/3} m_e e^2/\hbar^2.$$

Оно выполняется при концентрациях электронов, больших 10^{23} см⁻³.

Если $kT \leq Ry$ ($Ry = m_e e^4/2\hbar^2$), то с увеличением плотности плазмы сначала достигаются условия, когда $\gamma \approx 1$, потом $\Lambda_e \kappa_D \approx 1$, и затем уже электроны вырождаются. В соответствии с этой последовательностью можно рассматривать термодинамику слабонеидеальной, сильнонеидеальной невырожденной и затем вырожденной плазмы. При $kT \gg Ry$ с увеличением плотности наблюдается обратная картина: сначала плазма вырождается, а затем становится существенным кулоновское взаимодействие. При условии $Ry/kT \gg 1$ движение частиц является квазиклассическим. Однако заметный вклад в термодинамические функции могут давать связанные состояния. В обратном предельном случае $Ry/kT \ll 1$ (борновский случай) взаимодействие между частицами носит существенно квантовый характер и может быть описано с помощью теории возмущений.

Степень вырождения электронов описывается известным параметром $n\Lambda_e^3$. Если $n\Lambda_e^3 \ll 1$, то вырождением можно пренебречь. Заметим, что если параметры (1.3) принять за независимые, то Ry/kT и $n\Lambda_e^3$ будут функциями от них:

$$Ry/kT = 4\pi^2\gamma^3/(\Lambda_e x_D)^2; \quad n\Lambda_e^3 = (\Lambda_e x_D)^3/(4\pi\gamma)^{1/2}. \quad (1.4)$$

Будем рассматривать термодинамические свойства плазмы с концентрациями заряженных частиц до 10^{20} см⁻³ при сравнительно невысоких температурах ($\sim 10^4$ — 10^5 К). В этих условиях параметр вырождения $n\Lambda_e^3$ будет мал, и плазму можно считать бoльцмановской. Параметры (1.3) могут быть меньше или порядка единицы, однако первый из них (где нужно положить $\bar{E} \sim kT$) играет главную роль, поскольку при увеличении плотности заряженных частиц быстрее достигает значений ~ 1 [9]. Кроме того, так как первый из параметров (1.4) может быть больше единицы, то необходимо учитывать вклад от связанных состояний. Существующие результаты в равновесной теории такой плазмы сводятся к выражению для кулоновской части термодинамического потенциала $\Delta\Omega$ в виде разложения по величине $\zeta = \Lambda^{-3} \exp(\mu/kT)$ [26—35].

$$-\Delta\Omega/kTV = A\zeta^{1/2} + B\zeta^2 \ln \zeta + C\zeta^2 + D\zeta^{5/2} \ln \zeta + E\zeta^{5/2}, \quad (1.5)$$

где V — объем системы; μ — химический потенциал частицы; A, B, C, D, E — коэффициенты разложения по величине ζ , зависящие от температуры. Два первых и четвертый члены этого разложения описывают вклад в $\Delta\Omega$ от непрерывного спектра. Третий и пятый члены содержат вклад от дискретного спектра. Строго говоря, этот вклад был вычислен для водородной плазмы. Однако результаты могут быть применимы и для двухкомпонентных систем, где присутствуют водородоподобные ионы. Кроме того, имеется приближенный метод [36], позволяющий с помощью химической модели распространить формулу (1.5) для расчета многокомпонентной плазмы, где присутствуют ядра или водородоподобные ионы с зарядами различных кратностей и могут возникать многоэлектронные связанные состояния.

Формула (1.5) была получена на основе квантостатистического подхода, где использовался метод функций Грина и диаграммная техника. В настоящее время по этому вопросу имеется обширная литература [37—39]. Для определения термодинамических функций плазмы квантостатистический подход впервые был использован в работах Веденова и Ларкина [26, 27]. Ниже остановимся на основных результатах, полученных в рамках указанного формализма.

Для построения полной термодинамики системы многих частиц в квантовой механике удобно использовать большой статистический ансамбль Гиббса, где термодинамический потенциал Ω является функцией переменных T, μ, V . Выражение для величины Ω , куда входит кулоновская часть $\Delta\Omega$ в виде (1.5), получено в ра-

ботах [29, 35]. Наиболее простой вид имеют формулы для двух-компонентной плазмы. Поскольку эти формулы потребуются для дальнейших рассуждений, запишем их:

$$\begin{aligned}
 -\Omega/kTV = p/kT = \zeta_i + \zeta_e + (\zeta_i + \zeta_e) \frac{\tilde{\Gamma}}{3} (1 + f_p) - \\
 - \frac{\pi}{4} \Lambda_e \left(\frac{e^2}{kT} \right)^2 \zeta_i \zeta_e - \frac{\pi}{4} \frac{1 + \ln 2}{\sqrt{2}} \Lambda_e \left(\frac{e^2}{kT} \right)^2 \zeta_e^2 + \\
 + \frac{1}{2} \zeta_i \zeta_e \Lambda_e^3 \tilde{Q} \exp(I/kT - \tilde{\Gamma}\varphi); \quad (1.6)
 \end{aligned}$$

$$f_p = \frac{3}{8} \tilde{\Gamma} + \frac{4}{9} \tilde{\Gamma}^2 \left(2C + \ln 4\tilde{\Gamma} - \frac{35}{12} \right) - \frac{9}{44} \tilde{\Gamma}^3; \quad (1.7)$$

$$\tilde{Q} = \sum_{\{n\}} g_n \exp(-\tilde{E}_n/kT) \omega_n^{(1)} [(I - \tilde{E}_n)/kT]; \quad (1.8)$$

$$\varphi = \frac{1}{\tilde{Q}} \sum_{\{n\}} g_n \exp(-\tilde{E}_n/kT) \omega_n^{(2)} [(I - \tilde{E}_n)/kT]; \quad (1.9)$$

$$\tilde{\Gamma} = e^2 (kT)^{-1} \tilde{r}_D^{-1}; \quad \tilde{r}_D^{-2} \equiv \tilde{\kappa}_D^2 = 4\pi (kT)^{-1} (\zeta_i z_i^2 + \zeta_e) e^2. \quad (1.10)$$

В выражениях (1.8) и (1.9) в суммы по дискретному спектру входят функции

$$\omega_n^{(1)}(x) = 1 - \exp(-x) - x \exp(-x) \quad \left(x = \frac{I - \tilde{E}_n}{kT} \right) \quad (1.11)$$

и

$$\omega_n^{(2)}(x) = \frac{2}{3} [1 - \exp(-x)] - \frac{5}{21} x F(1; 11/4; -x) - \frac{3}{7} x \exp(-x),$$

имеющие смысл весовых функций и обеспечивающие сходимость этих сумм. С целью использования формулы (1.6) не только для водородной плазмы в выражениях (1.8) и (1.9) под знаком суммы введена величина g_n , играющая роль статистического веса изолированного иона (для водорода $g_n = 2n^2$, где n — главное квантовое число). В таком виде формулу (1.6) в некотором приближении можно использовать и для расчета неводородной плазмы. При этом для энергий уровней надо брать экспериментальные или приближенно вычисленные значения. Величина $F(1; b; -z) =$

$= (b-1) \int_0^1 e^{-zx} (1-x)^{b-2} dx$ при $(b > 1)$ является гипергеометрической вырожденной функцией; I — потенциал ионизации; \tilde{E}_n — энергия возбуждения изолированной частицы; $C = 0,5772$ — постоянная Эйлера; обменные поправки в (1.6) учтены с точностью до членов $\sim \Lambda_e \tilde{\kappa}_D$ включительно.

Если к (1.6) добавить уравнения для концентраций заряженных частиц

$$n_\alpha = - \frac{1}{kTV} \zeta_\alpha (\partial \Omega / \partial \zeta_\alpha)_{T,V} \quad (\alpha = i, e), \quad (1.12)$$

то получим уравнение состояния плазмы в параметрической форме. Внутренняя энергия U находится из соотношения

$$\frac{U}{kTV} = -\frac{1}{kTV} \left(T^2 \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\Omega}{T} \right) \right)_{V, \zeta_i, \zeta_e} - \frac{3}{2} \frac{1}{kTV} \sum_{\alpha=i,e} \zeta_{\alpha} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \zeta_{\alpha}} \right)_{T, V}, \quad (1.13)$$

Отметим, что в рассмотренной физической модели плазмы числа ионов и электронов, определяемые из соотношения (1.13), характеризуют полное число частиц как свободных, так и связанных в пары. На практике обычно используются химической моделью, где ионы и электроны считаются свободными, и, кроме того, имеется понятие атомов, число которых определяется как сумма чисел связанных пар ион — электрон. Вопрос о том, как перейти от физической к химической модели плазмы, обсуждается в работах [2, 32, 34, 36].

Запишем выражения для плотностей заряженных частиц и для внутренней энергии, вытекающие из соотношений (1.12) и (1.13):

$$n_i = n_e = \frac{1}{2} (\zeta_i + \zeta_e) \left[1 + \frac{\tilde{\Gamma}}{2} (1 + f_n) - \frac{1}{32} \left(1 + \frac{1 + \ln 2}{\sqrt{2}} \right) \tilde{\Gamma} \Lambda_e \tilde{\kappa}_D \right] + \\ + \frac{1}{2} \zeta_i \zeta_e \Lambda_e^3 \tilde{Q} \exp \left(I/kT - \frac{5}{4} \tilde{\Gamma} \Phi \right); \quad (1.14)$$

$$f_n = \frac{\tilde{\Gamma}}{2} + \frac{20}{27} \tilde{\Gamma}^2 \left(2C + \ln 4\tilde{\Gamma} - \frac{163}{60} \right) - \frac{15}{44} \tilde{\Gamma}^2. \quad (1.15)$$

$$\frac{U}{kTV} = \frac{3}{2} (\zeta_i + \zeta_e) \left\{ 1 + \frac{1}{6} \tilde{\Gamma} (1 - 3f_n + 4f_p) - \frac{1}{96} \left(1 + \frac{1 + \ln 2}{\sqrt{2}} \right) \times \right. \\ \times \left(\frac{1}{2} + I/kT \right) \tilde{\Gamma} \Lambda_e \tilde{\kappa}_D + \frac{I}{3kT} \left[1 + \frac{\tilde{\Gamma}}{2} (1 + f_n) \right] \Big\} + \\ + \frac{1}{2} \zeta_i \zeta_e \Lambda_e^3 \tilde{Q} \exp \left(I/kT - \tilde{\Gamma} \Phi \right) \left[\frac{3}{2} \exp \left(-\frac{1}{4} \tilde{\Gamma} \Phi \right) + \right. \\ \left. + T \frac{d \ln \tilde{Q}}{dT} + \frac{1}{4} \tilde{\Gamma} \Phi \left(\frac{9}{2} - 4T \frac{d \ln \Phi}{dT} - I/kT \right) \right]. \quad (1.16)$$

Если $\Lambda_e \tilde{\kappa}_D < 1$, то обменные поправки в выписанных соотношениях можно опустить ввиду их малости. Нетрудно также заметить, что функции (1.7) и (1.15) описывают отклонения поправочных членов в выражениях (1.6), (1.14) и (1.16) от их дебаевских значений. Численные расчеты показывают, что при $\tilde{\Gamma} \ll 1$ функции (1.7) и (1.15) малы по сравнению с единицей ($\sim 0,03$). Отсюда следует, что вплоть до значений $\tilde{\Gamma} \sim 1$ основной поправкой в положительном спектре является дебаевский член

$$-\frac{\Delta \Omega}{kTV} = \frac{\tilde{\kappa}_D^3}{12\pi} = \frac{\tilde{\Gamma}}{3} \sum_{\alpha=i,e} \zeta_{\alpha} z_{\alpha}^2. \quad (1.17)$$

Это обстоятельство позволяет значительно упрощать расчеты термодинамических свойств неидеальной плазмы, в особенности, когда речь идет о многокомпонентной плазме.

§ 1.3. Термодинамика сильнонеидеальной плазмы

Как следует из проведенного в § 1.1 предварительного анализа, заметная часть интересующего нас диапазона параметров (см. рис. 1.11—1.14) попадает в область сильнонеидеальной плазмы. Разработка теоретического описания такой плазмы относится к числу сложных и нерешенных проблем. Прежде чем переходить к описанию того, что мы знаем о сильнонеидеальной плазме, отметим некоторые качественные особенности, присущие конкретной сильнонеидеальной плазме интересующих нас веществ в важном с прикладной точки зрения диапазоне параметров [1].

Рассмотрим совокупность ядер и электронов, т. е. физическую модель плазмы, в условиях, когда, пользуясь языком химической модели, кратность ионизации невелика, а свободные электроны не вырождены ($0 \gg \mu_e \gg -z^2 R_y$). Известно, что каждый заряд в плазме, в среднем, окружен экранирующим облаком заряда противоположного знака. Термодинамические свойства плазмы существенным образом зависят от формы и параметров этого облака. Понятию слабонеидеальной плазмы соответствует представление о том, что механизм полного экранирования заряда (например, ядра) отчетливо распадается на два: индивидуального экранирования на близких расстояниях одним или более «связанными» электронами, которые экранируют часть или весь заряд, и вместе с экранируемым ядром образуют составной ион или атом, и коллективного экранирования всеми «свободными» зарядами на далеких расстояниях. При этом предполагается, что первый механизм реализуется на расстояниях $r \ll e^2/kT$, и распределение экранирующего заряда, соответствующее этому механизму, нечувствительно к изменению термодинамических параметров. Вторым механизмом, напротив, осуществляется одновременно большим количеством зарядов на расстояниях $r \gg e^2/kT$, $r \gg r_{cp} \sim n^{-1/3}$ и существенно зависит от термодинамических параметров. Предполагается, что в рамках второго механизма форма экранирующего облака практически не зависит от величины экранируемого заряда и деталей поведения потенциала взаимодействия на близких расстояниях, а амплитуда указанного облака прямо пропорциональна величине этого заряда. Все в целом это соответствует так называемому кольцевому (дебаевскому) приближению, записанному только для подсистемы свободных зарядов и применимому в пределе $\Gamma \ll 1$.

В общем случае для количественной характеристики второго механизма экранирования можно ввести две характерные длины. Первая — так называемый радиус экранирования $r_{экр}$. Существует утверждение [40, 41], что главный член в корреляционной

функции заряд — заряд на далеких расстояниях имеет вид

$$q(r) \sim Ar^{-1} \exp(-r/R); \quad r \rightarrow \infty \quad (1.18)$$

и понятию радиуса экранирования соответствует длина R в показателе экспоненты (1.18). Кроме того, известно, что, в среднем, полный заряд экранирующего облака в точности равен заряду экранируемой частицы, поэтому в ряде случаев взаимодействие с этим облаком можно заменить взаимодействием с точечным зарядом на длине, которую можно назвать радиусом взаимодействия $r_{вз}$

$$\int (ze^2/r) q(r) dr = z^2 e^2 / r_{вз}. \quad (1.19)$$

В слабонеидеальной плазме ($\Gamma \ll 1$) обе длины $r_{экр}$ и $r_{вз}$ совпадают с дебаевским радиусом r_D (1.1), при этом выполняется условие

$$r_{вз} \gg r_{ср} = n_{зар}^{-1/2} \gg e^2/kT. \quad (1.20)$$

В сильнонеидеальной плазме все три длины r_D , $r_{экр}$ и $r_{вз}$ существенно различаются.

В чем же картина в интересующей нас щелочной или урановой плазме при $p \sim 10-100$ МПа, $T \sim 10^4$ К качественно отличается от идеализированной картины, нарисованной выше. Во-первых, при $\Gamma \geq 1$ определяющую роль в формировании второй, коллективной, части экранирующего облака начинают играть взаимодействия на близких расстояниях $r \sim e^2/kT$. Из изучения аналогичной ситуации в упрощенных кулоновских моделях [41—43] известно, что с ростом неидеальности корреляционная функция заряд — заряд уже не описывается простейшим выражением (1.18). Первоначально в ней появляются дополнительные члены типа (1.18) с параметрами, зависящими от поведения потенциала взаимодействия на близких расстояниях, а начиная с некоторого момента, она приобретает осциллирующий характер. В области сильной неидеальности ($\Gamma \geq 1$) радиусы экранирования и взаимодействия (1.18, 1.19) уже иначе зависят от термодинамических параметров, нежели радиус Дебая (1.1).

В однокомпонентной модели развитые к настоящему времени аналитические приближения позволяют, несмотря на отсутствие малого параметра, достаточно эффективно описывать область не только слабой, но и сильной неидеальности. Однако в более сложном случае системы с зарядами разных знаков, например в модели заряженных твердых сфер [44, 45], когда глубина потенциала притяжения заметно превышает величину kT

$$\min \Phi_{ij}(r) \ll -kT, \quad (1.21)$$

значительная часть зарядов, объединяясь в пары, выпадает из участия в коллективном экранировании. В этой ситуации мето-

ды, пригодные для однокомпонентной плазмы, становятся мало-эффективными. Один из приемов, позволяющих качественно учесть это выпадание, состоит в дополнительном введении нового сорта составных нейтральных и заряженных частиц. Для зарядов, оставшихся в разряде свободных, на близких расстояниях появляются взаимно недоступные участки фазового пространства [46, 47]. Это необходимо, чтобы исключить физически тождественные состояния, и можно учесть путем эффективного исправления кулоновского потенциала на близких расстояниях [46, 48]. Необходимо подчеркнуть, что, во-первых, это исправление зависит от выбранного способа выделения атомов и составных ионов и тем самым от термодинамических параметров. Во-вторых, это исправление не является парным, т. е. взаимодействие в системе свободных зарядов перестает быть бинарно-аддитивным. Можно оценить размер соответствующего исправления. Пусть, например, в разряд атомов отнесены состояния пары электрон — ион с энергией связи, превышающей величину kT . В этом случае радиус эффективного исправления кулоновского потенциала для свободных ионов и электронов соответствует по порядку величины размеру области, где $\Phi_{\text{кул}}(r) \leq -kT$:

$$\Phi_{\text{эф}}(r) \neq \Phi_{\text{кул}}(r) \quad \text{при} \quad r \leq r^* \sim e^2/kT. \quad (1.22)$$

В слабонеидеальной плазме исправление на таких расстояниях приведет к появлению малых по сравнению с дебаевским членов порядка Γ^*/r_D и $n_{\text{зар}} r^{*3}$, т. е. $\sim \Gamma^2$. Когда же мы переходим в область сильнонеидеальной плазмы, то, как уже указывалось, взаимодействие именно на этих расстояниях становится определяющим. Поэтому отличительным свойством сильнонеидеальной плазмы является существенная зависимость термодинамических свойств подсистемы свободных зарядов от выбора положения границы, разделяющей свободные и связанные состояния. В свою очередь, вклад подсистемы атомов также обнаруживает чувствительность к положению этой границы в области сильнонеидеальной плазмы [6].

Помимо трудностей, которые возникают уже в классических моделях при достаточно низких температурах (1.21), в реальной сильнонеидеальной плазме существенны квантовые эффекты. Одним из главных с точки зрения термодинамики проявлений квантовых эффектов можно назвать корреляцию между средней потенциальной (P) и средней кинетической (K) энергиями системы. В отличие от классической системы, где величина K однозначно определяется температурой, изотермическое включение взаимодействия в квантовой системе приводит к изменению средней кинетической энергии. Известный общий результат [49, 50] состоит в том, что средняя кинетическая энергия в квантовой системе не ниже своего классического предела $-kT/2$ на степень свободы. Кроме того, в силу однородности кулоновского потенциала величины K и P , как известно [8, 21], связаны с давлением и полной

внутренней энергией соотношениями:

$$U = K + \Pi, \quad (1.23)$$

$$3pV = 2K + \Pi. \quad (1.24)$$

Наиболее существенны квантовые эффекты при формировании глубоко связанных состояний электронов в молекулах, атомах и ионах. Так электрон, находящийся в основном состоянии изолированного атома, вносит согласно (1.23), (1.24) в среднюю кинетическую энергию вклад, равный потенциалу ионизации, что в области частично ионизованной плазмы существенно превышает классическую величину $3/2 kT$. На расстояниях $r \leq \Lambda_e$ квантовые эффекты сказываются и на взаимодействии свободных зарядов, в первую очередь, на формировании экранирующего облака. Влияние этого эффекта возрастает с ростом неидеальности, когда роль взаимодействия на близких ($\sim e^2/kT$) расстояниях становится определяющей. Заметим, что в значительной части интересующей нас области температур $T \sim 10^3 - 5 \cdot 10^4$ К длины Λ_e и e^2/kT сравнимы между собой:

$$\Lambda_e / \frac{e^2}{kT} \sim 0,1 - 1. \quad (1.25)$$

Последняя отличительная черта конкретно интересующей нас сильнонеидеальной плазмы связана с ролью нейтральных частиц. В описанной в начале этого параграфа идеализированной картине, соответствующей слабонеидеальной плазме, предполагалось, что нейтральные частицы являются идеальной подсистемой и не участвуют в экранировании свободных зарядов. Для атомов щелочных металлов, отличающихся высокой поляризуемостью α ($\alpha \sim 100 - 400$ а. е.), такое предположение оказывается неверным [13—16] в области высоких плотностей ($\rho \sim \rho_{кр}$) и низких температур ($T \sim 10^3 - 10^4$ К). Вследствие взаимодействия с зарядами атомы приобретают наведенный дипольный момент и при достаточно большой концентрации ($n_a \sim 10^{20} - 10^{21}$) их присутствие существенно искажает картину взаимного экранирования свободных зарядов. В свою очередь, возмущающее влияние микрополей [11] и ограниченность в плотной плазме объема, доступного для реализации возбужденных состояний атомов, молекул и др. (см. § 1.5), приводит к искажению вклада связанных состояний в суммарные термодинамические функции.

Как следует из вышесказанного, сложность интересующей нас сильнонеидеальной плазмы связана с одновременным наложением друг на друга сразу нескольких эффектов, каждый из которых затрудняет описание остальных. Поэтому в проблеме сильнонеидеальной плазмы большую роль играет изучение упрощенных моделей. Наибольший прогресс при этом достигнут в простейшей модели плазмы — классической системе зарядов одного знака на компенсирующем фоне [41—43]. Здесь удовлетворительное описание уравнения состояния в области $\Gamma \sim 1$ получается уже в рам-

ках асимптотических приближений, развитых для случая $\Gamma \ll 1$, если для экстраполяции в область $\Gamma \sim 1$ отобрать те из них, в которых выполняются некоторые общие ограничения, справедливые при любых степенях неидеальности.

При анализе этого вопроса в работе [6] использовались следующие соотношения.

1) условие положительности бинарной корреляционной функции (БКФ) $F_2(r)$:

$$F_2'(r) \geq 0; \quad (1.26)$$

2) условие экспоненциальности, ограничивающее величину БКФ при $r \rightarrow 0$:

$$F_2(r) \sim \exp\{-\beta\Phi(r)\}; \quad r \rightarrow 0; \quad (1.27)$$

3) условие локальной электронейтральности [51, 52]:

$$\int_0^\infty [F_2(x) - 1] x^2 dx = -\Gamma \quad (x \equiv r/r_D); \quad (1.28)$$

4) условие экранирования [51]:

$$\int_0^\infty [F_2(x) - 1] x^4 dx = -6\Gamma \quad (x \equiv r/r_D). \quad (1.29)$$

Уже простейшая коррекция с учетом (1.26) — (1.29) приближений, применимых при $\Gamma \ll 1$, заметно повышает их точность (в части уравнения состояния) в области $\Gamma \geq 1$ [6, 52] (рис. 1.16). Выполнение тех же, по существу, условий составляет основу так называемого MSM-приближения [53]. Еще более точное (вплоть до $\Gamma \sim 50$) описание не только уравнения состояния, но и БКФ, получается в рамках (также асимптотических) интегральных приближений [54, 55]: «гиперцепного» (CHNC) и уравнения ББГИ [56]. Подчеркнем, что в CHNC-приближении условия (1.28), (1.29) должны выполняться автоматически*, а в [55] выполнение (1.28) специально контролируется. Наконец, в силу простоты модели для нее при любых значениях Γ оказывается приемлемым применение прямого, хотя и громоздкого в численном отношении, метода Монте-Карло [43, 58]. Сравнение результатов перечисленных выше подходов проведено на рис. 1.17. Таким образом, в этой модели в области сильнонеидеальной плазмы поправка на неидеальность, например в энергии взаимодействия на одну частицу $\Delta U/NkT$, будучи отрицательной, монотонно растет по абсолютной величине во всем диапазоне параметра Γ вначале как Γ ($\Gamma \ll 1$), затем как $\Gamma^{2/3}$ ($\Gamma \gg 1$). Единственный фазовый переход — кристаллизация происходит при $\Gamma \approx 3 \cdot 10^3$. При $\Gamma \geq 1$ характерные радиусы корре-

* Нарушение условия (1.28) в работе [57] явилось, по-видимому, причиной неверных результатов в уравнении состояния (см. [52] и рис. 1.17).

ляции $r_{\text{экp}}$ (1.18) и $r_{\text{вз}}$ (1.19) более не совпадают с r_D , а при $\Gamma \gg 1$ $r_{\text{вз}}$ ведет себя как $r_{\text{ср}} \sim n^{-1/3}$, т. е. $r_{\text{вз}} \gg r_D$. При $\Gamma \approx 5$ БКФ становится осциллирующей, при этом в уравнении состояния не наблюдается каких-либо аномалий.

Менее изучена классическая двухкомпонентная плазма с притяжением разнозаряженных частиц. Отметим три варианта мо-

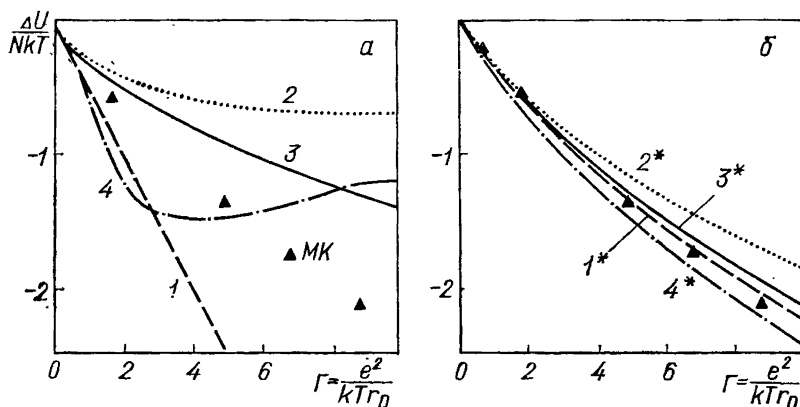


Рис. 1.16. Уравнение состояния однокомпонентной модели плазмы. Асимптотические приближения до (а) и после (б) коррекции с целью одновременного выполнения соотношений (1.26)—(1.29):

1, 2 — кольцевое (дебаевское) приближение в $\{N, V, T\}$ - и $\{\mu, V, T\}$ -ансамблях; 3 — нелинеаризованное дебаевское приближение $F_2(r) = \exp\{-(e^2/kT \cdot r) \cdot \exp(-r/r_D)\}$; 4 — приближение [41]; МК — расчет методом Монте-Карло [43]

дели: с потенциалом Глаубермана—Юхновского (1.30) [59] и системы заряженных мягких (1.31) [60] и твердых (1.32) сфер (σ — произвольный параметр)

$$\Phi_{\mp}(r) = \pm \frac{e^2}{r} + \begin{cases} \mp \frac{e^2}{r} \exp(-r/\sigma); & (1.30) \\ (\sigma/r)^9; & (1.31) \\ \infty \quad (\text{при } r < \sigma). & (1.32) \end{cases}$$

В этой модели появляется еще один определяющий параметр, в качестве которого возьмем характеризующее глубину притяжения отношение $\chi \equiv e^2/\sigma kT^*$. При высоких температурах ($\chi \lesssim 1$) модель поддается изучению как асимптотическими методами [61], так и с помощью метода Монте-Карло [44, 45]. При этих температурах в уравнении состояния наблюдается в целом плавный переход от универсального при $\Gamma \ll 1$ поведения, когда отличие (1.30)—(1.32)

* В ряде случаев удобнее использовать параметры $\mu\sigma^3$ или σ/r_D (σ — произвольный параметр).

от кулоновского потенциала сказывается как слабое возмущение, до совершенно различного для разных вариантов модели поведения при $\Gamma \gg 1$, когда возмущением, напротив, является кулоновский потенциал.

С методической точки зрения указанная модель наиболее интересна при низких температурах ($\chi \gg 1$). В работе [44] методом Монте-Карло для модели (1.32) исследована область $\chi \sim 10$,

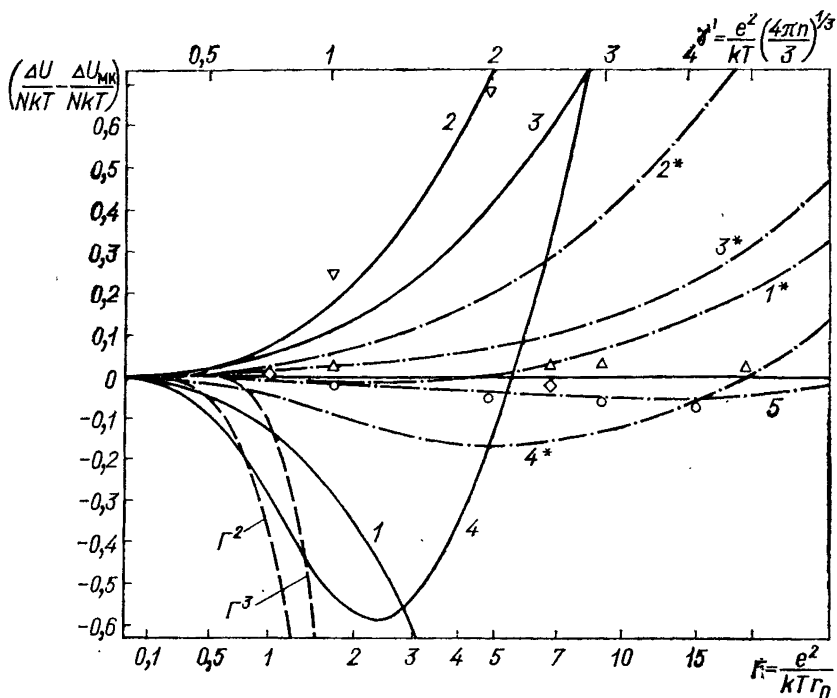


Рис. 1.17. Экстраполяционные свойства различных приближений в области сильной неидеальности однокомпонентной плазмы. (При сравнении использована аппроксимация результатов [43]):

Γ^2 и Γ^3 — асимптотические приближения с точностью до Γ^2 и Γ^3 в разложении $\Delta U/NkT$ по степеням Γ и $\ln \Gamma$ ([41, 71]); 1, 2, 3, 4 — см. рис. 1.16; 5 — приближение с осциллирующей формой $F_2(r)$ [6, 52]; ○ — MSM приближение [53]; ▽, Δ — приближение СННС 1963 и 1973 гг. соответственно [54, 57]; ◇ — решение [55] уравнения ББГИ [56]

$2\ln \sigma^3 \approx 0.1 - 0.7$ ($\Gamma \approx 35 - 100$), где расположена критическая область фазового перехода, свойства которого по ряду признаков определяются, скорее, «упаковочными» эффектами системы твердых сфер, чем спецификой кулоновской системы. При тех же параметрах для варианта (1.31) фазовый переход не обнаружен [60]. Область $\Gamma \sim 1$ на этих и более низких температурах практически не исследовалась. Следует упомянуть работу [52], где для модели (1.30) в методических целях предпринята попытка проверить, насколько действительно конструктивное использование условий

(1.26) — (1.28) для улучшения экстраполяционных ($\Gamma \geq 1$) свойств приближений, развитых для случая $\Gamma \ll 1$. За счет выбора в качестве отправной точки простого приближения вычисления могут быть выполнены для весьма низких ($\chi \sim 10-40$) температур. Однако эти результаты в настоящее время не с чем сравнивать ввиду сложности применения в этих условиях метода Монте-Карло или аппарата интегральных уравнений (CHNC и др.).

Перейдем к реальной сильнонеидеальной плазме. Среди большого количества работ, посвященных реальной плазме (см. обзоры [9—12]), можно условно выделить два подхода. Первый — экстраполяция асимптотических приближений, аналогичных описанному в § 1.2. При этом априори не вводятся в рассмотрение никакие составные частицы, кроме ядер и электронов, взаимодействующих по закону Кулона. Второй — первоначальное определение новых сортов составных частиц и эффективных потенциалов взаимодействия между ними и решение задачи о неидеальности для системы с таким эффективным взаимодействием.

Первый подход при всей строгости имеет практические ограничения. Реальное вычисление членов исходного разложения сильно затруднено и фактически ограничено пределами парного приближения. Это означает, что результаты этого подхода относятся, строго говоря, к описанию только одной, единственной для водорода, и самой старшей для других элементов, полосы ионизации. Уже следующий шаг — последовательный учет образования, например, атома Не или молекулы H_2 до настоящего времени не осуществлен [62] *.

Из-за упоминавшихся вычислительных трудностей в физической модели реальной плазмы не могут быть реализованы такие приближения, как гиперцепное CHNC и другие, хорошо зарекомендовавшие себя при описании классической сильнонеидеальной плазмы. Экстраполяция же, основанная всего на нескольких членах разложения, как известно, существенно неоднозначна. В классической теории сильнонеидеальных систем [64, 65] известно, что экстраполяционные свойства асимптотических приближений определяются не столько обилием учтенных старших членов разложения, а тем, насколько удачна взаимная компенсация вкладов среди отброшенных членов.

Отметим две работы, где на основе приближений, развитых для физической модели плазмы, предлагается экстраполяция в область сильнонеидеальной плазмы. Так, опираясь на приближение, описанное в § 1.2 [35], в работе [36] предложена методика термодинамического расчета сильнонеидеальной плазмы элементов, отличных от водорода. Для этого производится переход к химической модели плазмы, используя для многоэлектронных атомов и ионов статсумму в одноэлектронном приближении Планка—Лар-

* В работах [62, 63] введены комплексы H_2^+ , H^- и H_2 , но не корректно, вне всякой связи с используемой физической моделью плазмы.

кина (1.8) с эмпирическими весами и энергиями уровней [66]. В дальнейших соотношениях (1.14) и (1.16) составные ионы фигурируют как точечные частицы заряда z_i .

Наиболее существенным отличием описываемого приближения (1.6) от других [7] является наличие нового члена, трактуемого как искажение вклада дискретного спектра за счет взаимодействия со свободными зарядами. В отличие от поляризационного при-

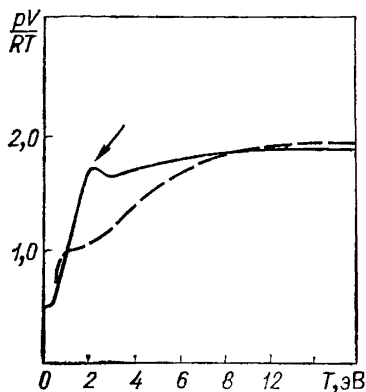


Рис. 1.18. Изохора сильнонеидеальной плазмы водорода [63] $v=100 \text{ см}^3/\text{г}$ ($\Gamma_{\text{макс}} \sim 1,5$).
Сплошная линия—результат приближения [63]; штриховая—приближение идеального газа (H_2 , H , H^+ и e)

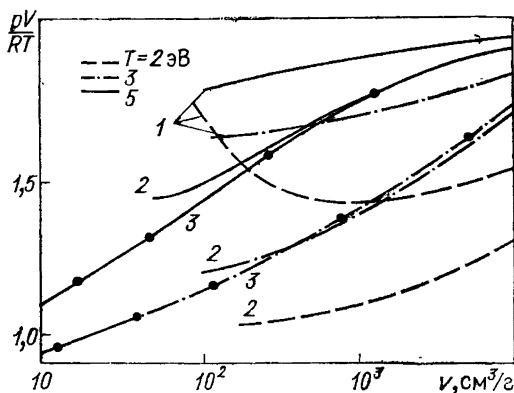


Рис. 1.19. Результаты асимптотических приближений для сильнонеидеальной плазмы водорода:

1 — результаты работы [63]; 2 — результаты работы [62]; 3 — расчет по методике § 1.6 (точки отмечают справа налево момент достижения параметром Γ значений 0,5; 1; 2; 3; 5)

тяжения заряд — атом, этот член по знаку соответствует отталкиванию, а по величине пропорционален концентрации атомов и составных ионов, умноженной на параметр неидеальности $\tilde{\Gamma}$. Приближение рекомендуется к применению в области достаточно высоких температур, где вкладом молекул, а также молекулярных и отрицательных ионов можно пренебречь.

Оценка пределов применимости данного приближения путем сравнения с результатами ударно-волнового эксперимента на цезии и благородных газах (см. гл. 4) показывает, что лучшее согласие по сравнению с рядом предложенных в литературе приближений [7] достигается в первую очередь в области сильнонеидеальной плазмы с малой степенью ионизации за счет указанного выше «отталкивательного» члена $\phi_i n_0 \tilde{\Gamma}$ (1.6). При $\tilde{\Gamma} \sim 1$ и $n_e/n_0 \ll 1$ наличие этого отталкивания заметно понижает энтальпию H как функцию давления и объема p и V (см. рис. 4.12, 4.13), что качественно соответствует основному экспериментально зафиксированному результату, как на цезии, так и на аргоне и ксеноне (рис. 4.18).

Другой подход развит в работах де Витта и Роджерса [62, 63], где непосредственно используется плазменное разложение, составленное из зависящего от термодинамических параметров экранированного потенциала*, вследствие чего групповые коэффициенты зависят от активности. Частичное суммирование так называемых «деревьев» из «кольцевых» и «лестничных» диаграмм приводит к приближению, которое ввиду своей громоздкости рассчитывалось численно. Необходимо отметить, что асимптотическая ошибка этого приближения в уравнении состояния (1.5) $\sim \xi^{5/2}$, в то время как члены, описывающие вклад молекулы, например H_2 , имеют порядок ξ^4 и выше (H_2^+ и H^- соответственно ξ^3 и выше). По причинам, обсуждавшимся выше, данное приближение не удастся логично и не теряя строгости, перенести на другие элементы, кроме водорода. Кроме того, по-видимому, вследствие перехода к экранированному потенциалу и замены кулоновского спектра в атоме на дебаевский, в уравнении состояния [63] в области сильнонеидеальной плазмы появляется аномалия (стрелка на рис. 1.18). При использовании более корректной формы экранированного потенциала [62] аномалия несколько сглаживается, но не исчезает. Можно предположить, что эта аномалия не соответствует никакому физическому эффекту, а является лишь следствием некорректной экстраполяции в области $\bar{T} \geq 1$. Сравнение обсуждавшихся выше приближений иллюстрируется на рис. 1.19.

При описании сильнонеидеальной плазмы в рамках химической модели основная трудность заключается в корректном определении эффективных потенциалов взаимодействия между частицами в зависимости от принятого способа разделения на подсистемы. Наряду с парным в этой модели фигурируют трех-, четырех- и более старшие s -частичные эффективные взаимодействия [48, 67, 68], но в реальных вычислениях ими, как правило, пренебрегают. В ряде работ [2, 48, 67, 68] предлагается ввести парный псевдопотенциал, формально разбивая так называемую электрон-ионную слэтеровскую сумму [67, 68]. В работе [34] используется метод канонических преобразований. Существуют и другие предложения [69]. Во всех случаях электрон-ионный псевдопотенциал отличается от кулоновского конечной глубиной, зависящей от температуры и от способа разделения зарядов.

Как только реальная плазма заменяется классической системой зарядов с достаточно «мелким» ($\min \Phi_{ei}^*(r) \sim -kT$) бинарно-аддитивным взаимодействием, вычисление ее термодинамических свойств не представляет принципиальных трудностей и может быть осуществлено как с помощью асимптотических приближений [54, 59, 61, 70], так и с помощью метода Монте-Карло [44, 45, 48, 68]. Также удовлетворительные результаты дает предложенный в работах [6, 52] подход, когда приближенное описание свойств

* Вследствие квантовых эффектов этот потенциал несколько отличается от дебаевского на близких расстояниях [62].

сильнонеидеальной плазмы опирается на выполнение ряда общих условий, приведенных выше [(1.24), (1.26) — (1.29)]. На рис. 1.20 приведено сравнение результатов такого приближения для двухкомпонентной плазмы [59] с псевдопотенциалом несколько отличным от предложенного в работе [48] (рис. 1.20, б).

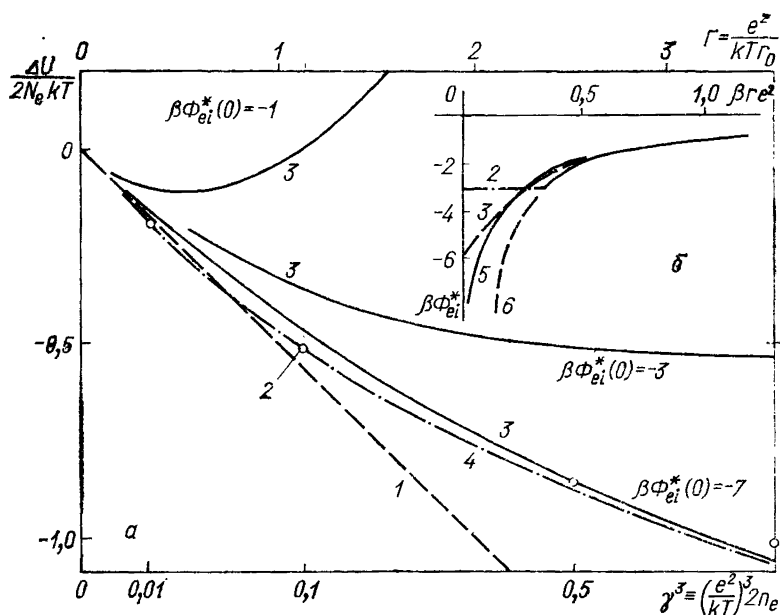


Рис. 1.20. Безразмерная энергия (а) и потенциал взаимодействия свободных зарядов (б):

1 — дебаевское приближение; 2 — «конфигурационная» энергия работы [48] (расчет методом Монте-Карло для «нулевого» псевдопотенциала с $\beta\Phi_{ei}^*(0) = -3$); 3 — линейаризованное приближение 1.24 ÷ 1.30, 1.33 [74] при различной глубине псевдопотенциала (1.30); 4 — нелинейаризованное приближение [52] при глубине псевдопотенциала (1.30), равной $\beta\Phi_{ei}^*(0) = -6$; 5 — псевдопотенциал для водорода при $T=10^5$ К [68]; 6 — кулоновский потенциал

Практическое применение схем, предложенных в работах [67—70], для элементов помимо водорода затруднено, поскольку требует знания полного набора волновых функций атомов, ионов и молекул. Использование водородных волновых функций [67—69] является источником погрешности, величина которой для каждого конкретного элемента может быть установлена путем сравнения с экспериментом. Представляет интерес выяснить, какой парный псевдопотенциал позволяет достичь хорошего согласия, например, с результатами ударноволнового эксперимента на сильнонеидеальной плазме цезия [72, 73] (см. гл. 4). Для ответа на этот вопрос удобно воспользоваться упоминавшимся уже приближением [74], достаточно просто связывающим поправки на неидеальность с заданным потенциалом взаимодействия. В этом приближении вза-

имодействие одинаково заряженных частиц описывается кулоновским потенциалом, а разно заряженных — псевдопотенциалом (1.30), предложенным в работе [59]. Поправки на неидеальность выражаются через распределение экранирующего заряда, функциональная форма которого выбирается соответствующей справедливому в пределе $\Gamma \ll 1$ кольцевому приближению [59]

$$\left. \begin{aligned} F_{ee} &= F_{ii}(r) \\ F_{ei}(r) \end{aligned} \right\} = 1 \mp A \frac{\exp(-qr) - \exp(-pr)}{r} \quad (A = A(\Gamma); p = \\ = p(\Gamma); q = q(\Gamma)). \quad (1.33)$$

Параметры A , p и q , следуя подходу [6], определяются из двух условий экранирования (1.28), (1.29) и приближенного аналога условия (1.27), связывающего амплитуду указанного распределения с эффективной глубиной электрон-ионного притяжения. Отличительной чертой приближения является использование соотношения (1.24) и наличие в связи с этим поправки в средней кинетической энергии подсистемы свободных зарядов. Сравнение результатов расчета с полученными экспериментально [72, 73] калорическим $U(p, V)$ и термическим $p(V, T)$ уравнениями состояния цезия (см. рис. 4.12—4.14) показывает [74], что для достижения лучшего согласия с экспериментом электрон-ионный псевдопотенциал должен иметь заметно меньшую эффективную глубину, чем рекомендуемый для щелочных металлов в работе [68]. При традиционном разграничении связанных и свободных состояний по энергии глубина указанного псевдопотенциала [48, 68] в несколько раз превышает величину граничной энергии, в то время как для улучшения согласия с экспериментом эта глубина для цезия должна быть равна или даже меньше последней. Аналогичный вывод получается на основе сравнения с экспериментально измеренным калорическим уравнением состояния сильнонеидеальной плазмы ксенона [74].

В приближении (1.24)—(1.30), (1.33) атомы считались невзаимодействующими, поэтому вариация глубины псевдопотенциала сказывалась на уравнении состояния только в области развитой ионизации. Экстраполяция же описанного в § 1.2 приближения [36], напротив, позволяет добиться улучшения согласия с результатами эксперимента в области с небольшими степенями ионизации. Когда же степень ионизации не мала, это приближение дает результаты, не сильно отличающиеся как от результатов целого ряда простых приближений, проанализированных в [7], так и от результатов, полученных на основе так называемого «нулевого приближения» псевдопотенциальной модели [48, 68]*. Данный

* В настоящей работе с методической целью были проведены подробные расчеты с использованием рекомендованных авторами [48, 68] поправок на неидеальность, соответствующих указанному «нулевому приближению»:

$$\frac{\Delta p}{n_s k T} = a_1 \gamma^{3/2} + a_2 \gamma^3 + a_3 \gamma^{5/2}; \quad \frac{\Delta U}{N k T} = b_1 \gamma + b_2 \gamma^2 + b_3 \gamma^3;$$

факт, возможно, объясняется тем обстоятельством, что как в рамках приближения [35], так и в рамках псевдопотенциальной модели [48, 68] для поправки на взаимодействие в непрерывном спектре используются выражения, существенно опирающиеся на использование водородных волновых функций. Если выводы, сделанные на основе приближения (1.24)—(1.29), (1.33), верны, то следует заключить, что указанные выше поправки в гораздо большей степени зависят от индивидуальности химического элемента, чем это предполагалось до сих пор.

В заключение данного параграфа следует сказать, что построение теоретического описания термодинамики реальной, сильнонеидеальной плазмы в настоящее время далеко от завершения. На этом пути получены определенные успехи в рамках самых различных подходов, что позволяет, хотя и с ограниченной точностью, проводить необходимые в технических приложениях практические расчеты. Интенсивное развитие в последнее десятилетие экспериментальных (см. гл. 4) и теоретических работ, направленных на решение этой проблемы, позволяет надеяться на быстрый прогресс в этом направлении.

§ 1.4. Компонентный состав частично ионизованной неидеальной плазмы

Как уже указывалось выше, в химической модели описания плазмы способ выделения составных частиц в отдельный сорт, произволен. Среди работ, посвященных обоснованию химической модели, можно выделить два подхода. В обоих случаях отправным пунктом является система ядер и электронов, т. е. физическая модель. Основу первого подхода составляет явное выделение в фазовом пространстве первоначальной системы областей, взаимное попадание в которые двух, трех и более частиц определяется как образование частицы нового сорта, составленной из двух, трех и т. д. первоначальных. Это выделение может производиться как по координатному признаку, т. е. по взаимному расположению (например, модель «ограниченного атома» [75, 76]), так и по величине относительной энергии пары, тройки и т. д. частиц (например, [46, 47]) и другим признакам.

Следующий шаг — вычисление свободной энергии в зависимости от расселения ядер и электронов по выделенным областям

$$\frac{\Delta\mu_e + \Delta\mu_i}{kT} = 2(\sqrt{\pi} \gamma + c_1 \gamma^3 + c_2 \gamma^5 + c_3 \gamma^9)$$

$$(a_1 = -0,66; a_2 = 0,59; a_3 = -0,2; b_1 = -0,89; b_2 = -0,45; \\ b_3 = 0,54; c_1 = 0,526; c_2 = 0,37; c_3 = -0,21).$$

Результаты расчета оказались весьма близки к получаемым с использованием кольцевого приближения (1.17) в сочетании со статистической суммой (1.8), (1.11) для атомов.

фазового пространства, то есть от состава, считающегося фиксированным. И, наконец, последнее — поиск равновесного состава, соответствующего минимуму вычисленной свободной энергии. Обоснованием всей процедуры в целом служит вариационный принцип статистической механики [77, 39], согласно которому при заданном взаимодействии между частицами свободная энергия системы \tilde{F}_N , рассматриваемая как функционал от пробной функции распределения $\tilde{\rho}_N$, на равновесной ρ_N минимальна:

$$\begin{aligned}\tilde{F}_N &= \text{Sp} \{ \tilde{\rho}_N (\hat{H}_N + kT \ln \tilde{\rho}_N) \} \geq \text{Sp} \{ \rho (\hat{H}_N + kT \ln \rho_N) \} = F_N; \\ \rho_N &= e^{-\beta \hat{H}_N} \text{Sp}^{-1} \{ \exp(-\beta \hat{H}_N) \}; \quad \text{Sp} \{ \rho_N \} = 1.\end{aligned}\quad (1.34)$$

Условие экстремума по составу дает известные условия химического и ионизационного равновесия, т. е. условия равенства химических потенциалов начальных и конечных продуктов реакции при переходе частиц между подсистемами. При этом химические потенциалы зависят от способа разбиения на подсистемы. На практике польза указанного выше подхода зависит от возможности вычисления второго слагаемого в правой части (1.34), т. е. энтропии. Это вычисление упрощается в приближении, когда подсистемы считаются статистически независимыми. В этом случае энтропия аддитивна, а взаимодействие между подсистемами заменяется средним взаимодействием, которое может быть очень простым, например в силу электронейтральности атома, равным нулю. Поэтому с точки зрения термодинамического расчета целесообразно выделять в отдельный сорт состояния, для которых предположение об отсутствии корреляции с окружающей плазмой является хорошим начальным приближением. Многие из большого количества предложенных в литературе критериев (речь, как правило, идет о выделении атомов) исходят из сравнения полной энергии связи атома с какой-то величиной, характеризующей возмущающее влияние окружающей среды, например: средней энергией налетающей частицы $\sim kT$, энергией кулоновского взаимодействия с ближайшим свободным зарядом $\sim e^2/r_{\text{ср}}$ или снижением работы выхода электрона из атома или иона (эффективным снижением потенциала ионизации ΔI), а также с характерной величиной разрушающего микрополя в плазме [78]. Заметим, что в сильнонеидеальной плазме ($\Gamma \geq 1$) эти величины близки друг к другу.

Описанная процедура выделения нового сорта соответствует интуитивному пониманию составной частицы как совокупности вполне определенных состояний, заселенность которых дается формулой Больцмана, что приводит к статистической сумме традиционного вида

$$Q = \sum_{k=k_0}^{k^*} g_k \exp(-\beta E_k). \quad (1.35)$$

Дальнейшее использование такого состава при расчете перенос-

ных свойств не вызывает недоразумений, связанных со смыслом, вкладываемым в понятие атом, составной ион, молекула и т. п. Неудобством данного подхода является необходимость учета того, что фазовый объем, доступный для внутренних и внешних степеней свободы каждого сорта, имеет исключенные области, форма и величина которых зависит от принятого способа выделения и положения соответствующей границы [46, 47]. Последнее необходимо, чтобы при перестановке частиц разных сортов не могли возникнуть физически тождественные состояния. Аккуратный учет исключенных областей является сложной задачей, когда размер этих областей не мал по сравнению со средним расстоянием между частицами, поэтому один из практически используемых способов ограничения атомной статсуммы [5] связывает максимальное главное квантовое число внутриаомных состояний со средним межатомным расстоянием.

В отличие от описанного выше явного способа разделения на подсистемы, второй способ является более формальным. Ниже мы кратко изложим его, следуя с небольшими изменениями работам [4, 69].

Отправным пунктом является групповое разложение по степеням активности или его модификации (1.5). Рассмотрим для простоты классическую систему частиц одного сорта с короткодействующими силами. Разделим произвольным образом каждый групповой коэффициент b_k первоначального разложения на части, комбинации из которых в дальнейшем будем трактовать как новые эффективные групповые коэффициенты для системы, состоящей из новых сортов частиц:

$$b_2 \equiv b_{12|} + b_{11|}; \quad b_3 \equiv b_{13|} + b_{112|} + b_{111|} \dots; \quad (1.36)$$

$$\begin{aligned} \beta p = \sum_k b_k \zeta^k &\equiv \zeta + b_{12|} \zeta^2 + b_{13|} \zeta^3 + b_{14|} \zeta^4 + \dots \\ &\dots + b_{111|} \zeta^3 + b_{112|} \zeta^3 + b_{113|} \zeta^4 + b_{212|} \zeta^4 \dots + \\ &+ b_{1111|} \zeta^4 + b_{11112|} \zeta^4 + b_{11113|} \zeta^5 + b_{11212|} \zeta^5 + \dots, \end{aligned} \quad (1.37)$$

где $\zeta = \Lambda^{-3} \exp \beta \mu$.

Введем формально активности ζ^* и фугитивности f^* новых сортов

$$\left. \begin{aligned} \zeta_1^* &\equiv \zeta_1 = f_1^*; \\ \zeta_2^* &\equiv e^{\beta \mu_2^*} / \Lambda_2^3 = e^{\beta(\mu_1 + \mu_1)} / \Lambda_2^3 = \zeta_1^{*2} (\Lambda_2^{-3} \Lambda_1^6); \quad f_2^* \equiv b_{12|} \zeta_1^2 = \\ &= \zeta_2^* (\Lambda_2^{-3} \Lambda_1^6 b_{12|}); \quad \zeta_3^* \equiv e^{\beta \mu_3^*} / \Lambda_3^3 = e^{3\beta \mu_1} / \Lambda_3^3 = \zeta_1^{*3} (\Lambda_3^{-3} \Lambda_1^9); \\ f_3^* &\equiv b_{13|} \zeta_1^3 = \zeta_3^* (\Lambda_3^{-3} \Lambda_1^9 b_{13|}). \end{aligned} \right\} \quad (1.38)$$

Первоначальному разложению (1.37) можно придать вид, полностью имитирующий разложение для многосортной системы:

$$\beta p = \sum_a f_a^* + \sum_{a,b} b_{ab}^* f_a^* f_b^* + \sum_{a,b,c} b_{abc}^* f_a^* f_b^* f_c^* + \dots, \quad (1.39)$$

где $b_{ab}^* = b_{ab} b_a^{-1} b_b^{-1}$, (то есть $b_{112}^* = b_{112} b_1^{-1} b_{12}^{-1}$); $b_{abc}^* = b_{abc} b_a^{-1} b_b^{-1} b_c^{-1}$ и т.д.

Определяя эффективные плотности n_a^* , получаем

$$n_a^* = \zeta_a^* \frac{\partial}{\partial \zeta_a^*} \beta p = f_a \frac{\partial}{\partial f_a} \beta p \rightarrow n = n_1^* + 2n_2^* + 3n_3^* + \dots \quad (1.40)$$

Соотношения между n_2^* , n_3^* и т. п. и n_1^* имеют стандартный вид обычных уравнений химического равновесия с поправками на взаимодействие.

В приведенной выше формальной схеме способ разделения (1.36) был произволен. В частности, можно вернуться к явному разделению на области в фазовом пространстве двух, трех и т. д. элементарных частиц, что приведет к разделению на части статсумм Z для двух, трех и более частиц $\left(Z_N = \frac{1}{N!} \int e^{-\beta E_N} d\mathbf{p}^N d\mathbf{q}^N \right)$:

$$Z_2 \equiv Z_{|2|} + Z_{|1|1}; \quad Z_3 \equiv Z_{|3|} + Z_{|1|2} + Z_{|1|1|1}, \dots \quad (1.41)$$

$$\left. \begin{aligned} Vb_{|2|} &= \Lambda_1^6 Z_{|2|}; & Vb_{|1|1} &= \Lambda_1^6 \left(Z_{|1|1} - \frac{1}{2!} Z_1^2 \right); \\ Vb_{|1|2} &= \Lambda_1^9 \left(Z_{|1|2} - \frac{1}{2!} Z_1 Z_{|2|} \right); & Vb_{|3|} &= \Lambda_1^9 Z_{|3|}; \\ Vb_{|1|1|1} &= \Lambda_1^9 \left(Z_{|1|1|1} - Z_1 Z_{|1|1} + \frac{1}{3} Z_1^3 \right) \dots \end{aligned} \right\} \quad (1.42)$$

При таком разделении (1.39) превращается в формально точное групповое разложение для многосортной системы с традиционным определением составных частиц. Как правило, в члены $Z_{|k|}$ ($k=2, 3, 4 \dots$), играющие в дальнейшем роль внутренних статсумм (1.35), выделяют вклад части связанных состояний изолированной системы из k частиц [5]. Однако часто используется похожая, но, по существу, отличная процедура [4], когда в отдельный член $b_{|k|}$ (1.36) выделяется вклад какой-либо части фазового пространства, но не в статсумму Z_k , а непосредственно в групповой коэффициент b_k , или в его аналог (1.5), приходящий на смену b_k при проведении пересуммирования в первоначальном групповом разложении:

$$\begin{aligned} b_k &\equiv \text{const} \int_{\Omega} W_k(\mathbf{q}^k, \mathbf{p}^k) d\mathbf{q}^k d\mathbf{p}^k = \text{const} \int_{\Omega_1} W_k d\mathbf{q}^k d\mathbf{p}^k + \\ &+ \int_{\Omega - \Omega_1} W_k d\mathbf{q}^k d\mathbf{p}^k \} = b_{|k|} + \dots \end{aligned} \quad (1.43)$$

При таком определении составных частиц в выражении для статсуммы $b_{|k|}$ (1.43) кроме обычной экспоненты (1.35) появляются различные компенсационные слагаемые, число которых резко возрастает при переходе к частицам, состоящим более чем из двух элементарных. Это представляет неудобства при расчете таких многоатомных систем, как UF_6 [79] и др. Более существенно то, что состав, полученный подобным (1.43) определением «атомов» и «молекул», нельзя непосредственно использовать при расчете переносных свойств, так как входящие в (1.43) величины $W_k(\mathbf{q}^k, \mathbf{p}^k)$ уже не имеют смысла заселенностей. Последние необходимо доопределять отдельно. Кроме того, ряд свойств таких «молекул»

делает неудобным применение к ним самого этого термина. Например, при использовании традиционного определения через внутреннюю статсумму $\bar{Q}(T)$ средней энергии возбуждения $\varepsilon(T) = -\partial \ln \bar{Q}(T) / \partial (1/T)$ последняя при высоких температурах становится отрицательной, что отличается от привычных интуитивных представлений.

Перейдем к плазме. В этом случае, как известно, в разложении (1.37) необходимо проведение частичного пересуммирования (§ 1.2), чтобы во вновь полученном разложении коэффициенты стали конечными. Подчеркнем, что при этом существуют две, в принципе, равносильные возможности. Первая, когда пересуммирование предшествует процедуре выделения атомов, ионов, молекул и т. д., и вторая, когда пересуммирование производится после того, как новые сорта уже выделены. Целый ряд работ [26—32, 62, 63] соответствует первому варианту. Псевдопотенциальная модель*, предложенная в [48, 68], напротив, соответствует второму*. В обоих случаях результатом указанного пересуммирования является новое разложение, составленное из короткодействующих экранированных потенциалов. Но в первом случае — это экранированный кулоновский потенциал, в то время как во втором — это экранированный псевдопотенциал [48]. Напомним, что отличие последнего от кулоновского потенциала в значительной мере связано с проведенным выделением атомов.

Вместо второго группового коэффициента $b_2(T)$ в плазменном разложении, например для водорода, участвуют модифицированные коэффициенты \tilde{b}_{ee} , \tilde{b}_{ii} и \tilde{b}_{ei} , представляющие собой сумму «лестничных» диаграмм из экранированных потенциалов. В отличие от $b_2(T)$, коэффициенты \tilde{b}_{ei} и др. начинаются с членов не первого, а третьего порядка по e^2 , и через экранированный потенциал сложным образом зависят от температуры и плотности. В работах [62, 63] эти коэффициенты вычисляют численно, используя результаты решения уравнения Шредингера с экранированным потенциалом. При этом электрон-ионный коэффициент распадается на сумму по дискретному и непрерывному спектру. Число дискретных уровней конечно и зависит от плотности. Энергии всех уровней, в том числе и основного, также зависят от плотности. Они оказываются сдвинутыми вверх по сравнению с уровнями в кулоновском поле на величину $\sim \kappa_D e^2$. Отнесенная к температуре, эта величина совпадает с параметром неидеальности $\tilde{\Gamma}$ (1.10). При экстраполяции в область сильной неидеальности $\Gamma \geq 1$ наличие такого сдвига приводит к резкому уменьшению вклада дискретного спектра. По-видимому, этим объясняется полученная в [63] аномалия в поведении фактора сжимаемости (стрелка на рис. 1.18). В действительности дебаевский сдвиг на величину $\sim \kappa_D e^2$ в $b_{ei}(n, T)$ должен в значительной мере компенсироваться

* В работе [48] схема выделения атомов соответствует (1.41), в [68, 78] эта процедура ближе к (1.43).

при учете оставшихся членов $\sim \zeta^{5/2}$ в разложении (1.5). В работе [62] эти компенсирующие члены частично учтены, и в результате аномалия стала менее выражена (рис. 1.19). Согласно утверждению работы [80], основное состояние атома водорода в силу своей компактности и электронейтральности может быть сдвинуто только на величину $\sim (\kappa_D a_0)^2$. Это значит, что в разложении по активности вклад основного состояния должен иметь вид $\sim \zeta_e \zeta_i \times \times \exp\{\beta Ry + \text{const}(a_0 \kappa_D)^2\}$. Статсумма, отвечающая этому требованию, предложена в работе [69].

В известной работе [26] и в последовавших за ней [27—35] подход к выделению вклада дискретного спектра отличается от описанного выше [62, 63] (см. также [69]), и окончательный результат выражается через невозмущенный водородный спектр. Это достигается за счет того, что от коэффициента $b_{ei}(T, n)$ дополнительно отделяется член третьего порядка по e^2 (точнее, член, соответствующий лестничной диаграмме с тремя экранированными потенциалами). В том, что осталось, выделяется главная, не зависящая от плотности часть, которая уже разделяется на сумму по непрерывному и дискретному спектрам. Это эквивалентно тому [31], что в первоначальном коэффициенте $b_{ei}(T)$ еще до плазменного пересуммирования выделяется не дающая расходимостей часть, начинающаяся с диаграмм порядка $(e^2)^4$. Последняя, будучи разделена на вклад непрерывного и дискретного спектров, приводит к известному сходящемуся выражению (1.8), (1.11). Несколько отличная от [27] процедура [33] приводит к более сложному аналитическому выражению [9].

Хотя непосредственно в работах [26—29] атомы явно не вводятся, в рамках, например, схемы (1.36)—(1.40) это легко может быть сделано [32, 69], и во многих работах [2, 7, 32, 68, 81] выражения (1.8), (1.11) понимаются как статсумма атома и используются не только для водорода в области $\Gamma \ll 1$, но и для других элементов. Еще раз подчеркнем, что выражения (1.8), (1.11) получились в результате частичной компенсации вкладов электрон-ионных с одной стороны, и ион-ион и электрон-электронных взаимодействий с другой, так что слагаемые в (1.8), (1.11) не имеют смысла заселенностей.

Описанное в § 1.2 приближение (1.6)—(1.16) [29] является развитием подхода [26—32]. В нем используется тот же способ выделения вклада дискретного спектра, но дополнительный учет членов $\zeta^{5/2}$ привел согласно вычислениям [35] к дополнительному слагаемому, содержащему сумму по дискретным уровням. Рассмотрим плазму водорода. Следуя (1.38), введем атомы

$$\zeta_a \equiv \Lambda_a^{-3} \exp(\beta \mu_a) = \Lambda_a^{-3} \exp[\beta(\mu_e + \mu_i)] = \zeta_e \zeta_i \Lambda_e^3 / 2 \simeq \zeta_e^2 \Lambda_e^3 / 2. \quad (1.44)$$

Используя это соотношение, можно в части членов (1.6) заменить переменную ζ_e на ζ_a . Возможны различные способы такой замены. Как правило, она производится только в множителе последнего члена (1.6). Используя, кроме того, рекомендуемые в § 1.2 для

практических расчетов слабонеидеальной невырожденной плазмы упрощения в (1.6), можно записать эквивалентное выражение в виде:

$$\beta p = 2\zeta_e (1 + \tilde{\Gamma}/3) + \zeta_a \tilde{Q} \exp \{ \beta Ry - \varphi \tilde{\Gamma} \}; \quad (1.45)$$

$$n_a \equiv \zeta_a \partial \beta p / \partial \zeta_a = \zeta_a \tilde{Q} \exp (\beta Ry - \varphi \tilde{\Gamma}); \quad n_{\text{зап}} = 2\zeta_e (1 + \tilde{\Gamma}/2) - n_a \varphi \tilde{\Gamma}/2; \quad (1.46)$$

$$\beta \mu_a = \ln [n_a \Lambda_a^3 / \tilde{Q}] - \beta Ry + \varphi \tilde{\Gamma}; \quad (1.47)$$

$$\begin{aligned} \beta \mu_e = \ln \left[\frac{n_e \Lambda_e^3}{2} \right] + \beta (\Delta \mu'_e + \Delta \mu''_e) = \ln \left[\frac{n_e \Lambda_e^3}{2} \right] - \\ - \ln \left(1 + \frac{\tilde{\Gamma}}{2} \right) + \ln \left(1 + \frac{n_a}{n_e} \frac{\varphi \tilde{\Gamma}}{4} \right); \end{aligned} \quad (1.48)$$

$$\frac{n_e^2}{n_a} = \frac{2}{\tilde{Q} \Lambda_e^3} \exp \{ -\beta Ry - 2\beta \Delta \mu' + \varphi \tilde{\Gamma} - 2\beta \Delta \mu'' \}. \quad (1.49)$$

По сравнению с кольцевым приближением (1.17), дающим в уравнении Саха (1.49) снижение потенциала ионизации $2\Delta \mu'_e$, приближение (1.45) приводит к двум дополнительным слагаемым разных знаков. При $\tilde{\Gamma} \ll 1$ их сумма равна

$$\varphi \tilde{\Gamma} - 2 \ln \left(1 + \frac{n_a}{n_e} \frac{\varphi \tilde{\Gamma}}{4} \right) \simeq \varphi \tilde{\Gamma} \left(1 - \frac{n_a}{2n_e} \right). \quad (1.50)$$

Подчеркнем, что в отличие от поляризационного притяжения заряд — нейтрал, пропорционального $n_a n_e$, действие члена $\varphi \tilde{\Gamma}$ в (1.45) пропорционально $n_a n_e^{1/2}$ и по знаку равносильно отталкиванию. При $(n_a/n_e) \gg 1$ этот член уменьшает степень ионизации, а при $(n_a/n_e) \ll 1$, напротив, увеличивает.

Соответствующие выражения для давления и энергии в химической модели имеют вид:

$$\beta p = (2n_e + n_a) - 2n_e \frac{\tilde{\Gamma}/6}{1 + \tilde{\Gamma}/2} + n_a \frac{\varphi \tilde{\Gamma}}{2} \left(\frac{1 + \tilde{\Gamma}/3}{1 + \tilde{\Gamma}/2} \right); \quad (1.51)$$

$$\begin{aligned} \beta U = \frac{3}{2} (2n_e + n_a) + n_a \left(\frac{\partial \ln \tilde{Q}}{\partial \ln T} - \beta Ry \right) - \\ - 2n_e \frac{\tilde{\Gamma}/2}{1 + \tilde{\Gamma}/2} + n_a \varphi \tilde{\Gamma} \left(\frac{3 + \tilde{\Gamma}}{2 + \tilde{\Gamma}} - \frac{3}{2} \frac{\partial \ln \varphi}{\partial \ln T} \right). \end{aligned} \quad (1.52)$$

Здесь также, помимо обычной кулоновской поправки, выделен отталкивательный член $\sim n_a n_e^{1/2}$.

Выражения (1.45) — (1.49) получены для водорода. В работе [36] подобное (1.45) выражение предлагается применять для расчета свойств плазмы других элементов. Строго говоря, такой пе-

реход является незаконным, поскольку структура членов, описывающих в плазменном разложении вклад от дискретного спектра многоэлектронных атомов и ионов, должна отличаться от полученных в одноэлектронном приближении выражений (1.8), (1.11). Принципиальным шагом вперед в рамках описанного в § 1.2 строгого подхода явилось бы распространение его на следующие по сложности системы, такие, как атом He и молекула H_2 . И в том, и в другом случае речь идет об учете в (1.5) членов $\sim \zeta^3$ и $\sim \zeta^4$, т. е. о вычислении коэффициентов $b_{eei}(T, n)$ и $b_{eeii}(T, n)$ в плазменном разложении. Логическим продолжением подхода, принятого в работах [62, 63], явилось бы непосредственное вычисление, например методом Хартри — Фока (см. § 1.5), спектра He или H_2 , как системы $e+e+He^{++}$, или $e+e+p+p$, взаимодействующих друг с другом посредством дебаевского потенциала. В рамках же подхода, описанного в § 1.2, «сходящееся» выражение для вклада дискретного спектра He или H_2 может быть получено, следуя, например, процедуре [31], путем удаления из групповых коэффициентов $b_{eei}(T)$ и $b_{eeii}(T)$ расходящихся диаграмм и последующего разделения остатка, имеющего в случае $b_{eei}(T)$ порядок $(e^2)^6$, а в случае $b_{eeii}(T)$ — $(e^2)^8$, на вклад дискретного и непрерывного спектров. Как уже указывалось выше, вследствие своей сложности такая задача до сих пор не решена [62].

Суть предлагаемого в [36] для неводородной плазмы приближение в конечном счете состоит в том, чтобы в рамках химической модели по аналогии с (1.45) все многоэлектронные ионы и атомы описывать статсуммой вида (1.8) и зависящей от заряда ядра z поправкой φ_z вида (1.9) с использованием для дискретных уровней эмпирических весов и энергий [5, 66], а для множителя $\omega_{n,z}^{(2)}$ — обобщенного выражения (21) из работы [35]. Наиболее существенным с точки зрения окончательных результатов является то, что во избежание логических противоречий сдвиг $\sim \varphi_z \Gamma$ должен быть приписан всем составным зарядам. Поскольку при $\beta E_n \rightarrow \infty$ весовая функция $\omega_n^{(2)}$ в (1.9) стремится к конечной величине для таких частиц, как He, Li^+ , Na^+ и т. п., речь фактически идет о сдвиге основного состояния ($\varphi \approx \omega_{1,z}^{(2)}(\beta I)$). Отметим, что с ростом кратности заряда определяемый соотношением (1.9) сдвиг меняет знак и растет по абсолютной величине

$$\omega_{1,z}^{(2)}(\beta I) \rightarrow \frac{1}{4}; \quad \frac{1}{8}; \quad -\frac{3}{4}; \quad -\frac{19}{8}; \quad \dots \text{ при } \beta I \rightarrow \infty$$

$$\text{и } z = 0; 1; 2; 3 \dots \quad (1.53)$$

Ввиду наличия такого сдвига результаты термодинамического расчета неводородной неидеальной плазмы будут заметно отличаться от результатов, даваемых традиционными приближениями [7].

В заключение параграфа отметим, что, как описанный в начале параграфа явный способ, так и даваемый соотношениями

(1.36)—(1.40) формальный способ введения химической модели фактически равносильны замене переменных и сами по себе ошибки не вносят. Преимуществом явного способа является то, что, разбивая всю систему на подсистемы, мы в дальнейших приближениях можем опираться на вариационный принцип статистической механики. Это преимущество может быть реализовано на практике, например, в том случае, когда при вычислении вклада какой-либо из подсистем есть возможность обойти процедуру разложения по малому параметру, например, используя метод Монте-Карло и др. [58].

В рамках формальной схемы (1.36)—(1.40) выделение нового сорта носит более искусственный характер. Вновь вводимый сорт частиц не определяется как отдельная подсистема с четко оговоренным набором доступных состояний и потенциалов межчастичного взаимодействия. Такая неопределенность затрудняет использование какого-либо приближенного аппарата помимо групповых разложений и не дает возможности использовать для проверки правильности результатов, полученных для каждого сорта в отдельности, какие-то общие соотношения, как, например, неравенство Гиббса—Боголюбова [77, 39, 50] и другие следствия (1.34).

В рамках описанных выше схем способ разделения на подсистемы формально произволен. На практике можно воспользоваться этим произволом для достижения целей, связанных не с термодинамическим расчетом, а с какими-то особенностями приближения, принятого для расчета переносных свойств. Например, разделяя свободные и связанные электроны, можно стремиться провести границу так, чтобы оставить в разряде внутриатомных электроны, дающие вклад в оптические свойства в рамках дискретных механизмов [82]. Или, имея в виду электропроводность, ставить цель уже в первом приближении грубо отделить проводящие электроны от неучаствующих в проводимости и т.д. Естественно, что в общем случае для расчета различных свойств могут потребоваться разные способы разбиения и разное положение границы. Более того, как это, например, подчеркивается в работе [81], разбиение всего на два сорта может с точки зрения расчета какого-либо из переносных свойств оказаться слишком грубым. В [81] предполагается рассматривать два дополнительных сорта электрон-ионных пар, промежуточных между традиционно рассматриваемыми атомами и свободными зарядами. Если и далее детализировать номенклатуру сортов, то логическим завершением такой процедуры будет переход к взаимно согласованному с точки зрения термодинамических и переносных свойств описанию с помощью аппарата функций Грина.

В настоящее время указанный строгий подход еще не настолько разработан, чтобы быть непосредственно использованным в проводимых на практике массовых прикладных расчетах. Поэтому в данной работе значительное внимание уделено анализу особенностей используемых на практике менее строгих приближений.

§ 1.5. Учет влияния среды на состояние атома. Модельные расчеты методом Хартри—Фока и Томаса—Ферми

При проведении термодинамических расчетов разреженной плазмы атомы считаются идеальной подсистемой, не взаимодействующей с окружающей средой. При увеличении давления межатомное взаимодействие начинает проявляться при нарушении условия

$$n_{\text{атомов}} b_0^3 \ll 1, \quad (1.54)$$

где $b_0 \sim a_0$ — радиус атома в основном состоянии. Вместе с тем в частично ионизованной плазме высокого давления заметную роль играют атомы, находящиеся в возбужденных состояниях. Влияние межчастичного взаимодействия и, в частности, то обстоятельство, что в плотной среде объем, доступный для реализации состояний атома, конечен, в первую очередь сказывается на возбужденных атомах [75, 83], размер которых может заметно превышать величину b_0 . Условия для применения теории возмущений (§ 1.2) [11] при рассмотрении влияния среды на атомы в такой плазме бывают нарушены, в связи с чем необходимо развивать модельные подходы.

В работе [76] был проведен расчет системы уровней атома водорода в так называемом приближении «ограниченного атома». Этому приближению соответствует потенциал вида

$$\Phi(r) = \begin{cases} -e^2/r & 0 < r < r_c; \\ \infty & r \geq r_c. \end{cases} \quad (1.55)$$

Результаты расчетов представлены на рис. 1.21. Видно, что на энергию основного состояния сжатие начинает влиять при радиусах $\lesssim 2a_0$. Энергия первого возбужденного состояния заметно отклоняется от своего невозмущенного значения уже при $r_c \sim \sim 10a_0$, для $n=3$ (n — главное квантовое число) при $20a_0$ и т. д. Этот пример иллюстрирует тот факт, что зависимость энергии возбужденного состояния от конечности атомного объема резко возрастает с увеличением главного квантового числа*.

Еще большее влияние эффект конечного объема оказывает на атомы щелочных металлов. На рис. 1.22 представлен энергетический спектр ограниченного атома лития [85]. Основное состояние сдвигается на величину, сравнимую с его энергией связи уже при $r_c \sim 10 a_0$, а энергии состояний с $n=3$ при $r_c \geq 12 a_0$ превышают ионизационный предел для изолированного атома. Аналогичные расчеты для других щелочных металлов показывают, что обсуждаемый эффект растет с ростом атомного номера (рис. 1.23). Подчеркнем, что, например, при давлении 10 МПа и температуре

* Отметим, что сжатие снимает вырождение по орбитальному моменту l , которое имеет место в кулоновском поле, причем уровни с данным n лежат тем ниже, чем больше l [84].

5000 К среднее межчастичное расстояние ($\approx 20 \text{ \AA}$) становится уже сравнимым по величине с «размером» (в указанном выше смысле) возбужденного состояния атома щелочного металла.

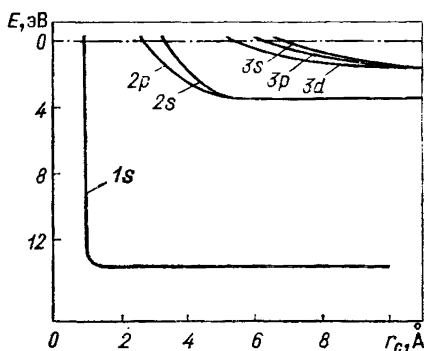


Рис. 1.21. Энергетические уровни водорода в приближении ограниченного атома (1.55) [76]

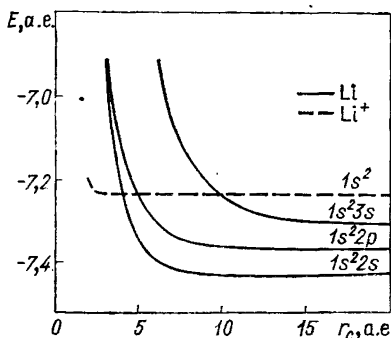


Рис. 1.22. Энергетические уровни лития в приближении ограниченного атома: по оси абсцисс отложен граничный радиус r_c (граничное условие (1.61)), по оси ординат — полная энергия атома

Таким образом, в сжатой плазме возникает задача о расчете энергетического спектра внутриатомных электронов в эффективном потенциальном поле, моделирующем внешнее воздействие. Эта многочастичная задача может быть решена приближенными методами, ведущим среди которых является метод Хартри — Фока, широко применяемый для расчетов атомных структур [86]. В этом методе рассматривается система N электронов в поле ядра с зарядом z , гамильтониан которой имеет вид *

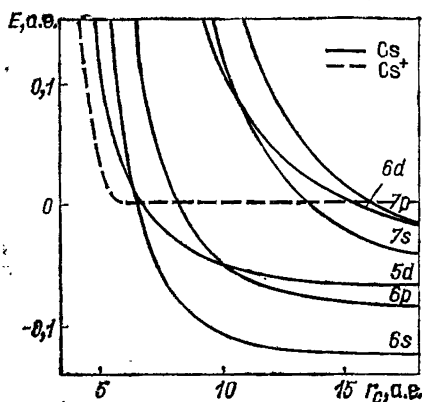


Рис. 1.23. Энергетические уровни цезия в приближении ограниченного атома:

по оси ординат отложена энергия атома, отсчитанная от основного состояния иона Cs^+ в невозмущенном состоянии; расчет проведен в приближении «замороженного остова», т. е. без учета влияния внешнего электрона на внутренние

$$\hat{H} = - \sum_{i=1}^N \left[\frac{1}{2} \Delta_i + \Phi(r_i) \right] + \sum_{j < k}^N \frac{1}{r_{jk}}, \quad (1.56)$$

* Здесь и далее в § 1.5 применена атомная система единиц, в которой $\hbar=1$, $m_e=1$, $e=1$.

где $\Phi(r_i)$ — эффективный потенциал, в случае изолированного атома, равный z/r_i . Многоэлектронная волновая функция определяется условием минимума функционала [87]:

$$E = \int \Psi^*(\mathbf{q}^N) \hat{H} \Psi(\mathbf{q}^N) d\mathbf{q}^N, \quad (1.57)$$

где \mathbf{q}^N — совокупность $\{\mathbf{r}_1 \xi_1, \mathbf{r}_2 \xi_2, \dots, \mathbf{r}_N \xi_N\}$ координат и спиновых переменных электронов.

В качестве приближенной волновой функции атома в методе Хартри—Фока выбирается детерминант, составленный из одноэлектронных волновых функций. Предполагая, что каждый электрон находится в центрально-симметричном поле ядра и остальных электронов, и замечая, что гамильтониан (1.56) не зависит от спиновых переменных, можно представить одноэлектронную волновую функцию в виде

$$\psi_i(q) = \frac{1}{r} f_{n_i l_i}(r) Y_{l_i}^{m_i}(\theta, \varphi) \chi_i(s) \quad (1.58)$$

(n, l, m и s — соответствующие этому приближению квантовые числа в обычных обозначениях). Как известно [87], для данных n и l существует $2(2l+1)$ состояний электрона, соответствующих различным m и s . Предполагается, что все электроны с заданными n и l имеют одинаковые радиальные части $f_{nl}(r)$. В отсутствие спин-орбитального взаимодействия состояние атома характеризуется полным орбитальным L и спиновым S моментами, равными нулю, в случае, когда все nl -оболочки заполнены. При наличии незаполненных оболочек волновую функцию атома ищут в виде линейной комбинации детерминантов, коэффициенты которой находят из условия равенства полного орбитального и спинового моментов заданным значениям. Условие (1.57) приводит к системе нелинейных интегродифференциальных уравнений (уравнения Хартри—Фока) [86]:

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + \Phi_{n_i l_i}(r) - \frac{l_i(l_i+1)}{r^2} - \epsilon_{n_i l_i} \right] f_{n_i l_i}(r) + \sum_{n_j \neq n_i} \epsilon_{n_i l_i n_j l_i} f_{n_j l_i}(r) = G_{n_i l_i}(r), \quad (1.59)$$

где $\Phi_{n_i l_i}(r)$ — кулоновский потенциал взаимодействия электронов с ядром и между собой; $G_{n_i l_i}(r)$ — нелокальная часть потенциала или обменный член [86]; n_i и l_i пробегает все значения, соответствующие конфигурации атома. Собственные значения $\epsilon_{n_i l_i}$ и недиагональные множители Лагранжа $\epsilon_{n_i l_i n_j l_i}$ определяются из условия ортонормированности радиальных функций $f_{n_i l_i}(r)$ и $f_{n_j l_i}(r)$

$$\int_0^\infty f_{n_i l_i}(r) f_{n_j l_i}(r) dr = \delta_{n_i n_j} \quad (1.60)$$

и граничных условий, одно из которых является следствием конечности волновой функции в начале координат $f_{n_i l_i}(0)=0$, а второе выбирается в зависимости от постановки задачи. Например, в приближении изолированного атома волновая функция электрона должна экспоненциально спадать на далеких расстояниях. В приближении ограниченного атома (1.55) второе граничное условие имеет вид

$$f_{n_i l_i}(r) \Big|_{r=r_c} = 0. \quad (1.61)$$

Воспользуемся этим приближением, чтобы выяснить, насколько существенно неизолированность атома в плотной плазме сказывается на суммарных термодинамических характеристиках. Рассмотрим случай трехкомпонентной плазмы, состоящей из атомов, однозарядных ионов и электронов. Подсистему атомов будем представлять себе, как систему твердых сфер радиуса r_c . Размерами электронов и ионов будем пренебрегать. Свободная энергия такой модели может быть записана в виде

$$F(\{N_i\}, V, T) = F_{\text{ид}} + \Delta F_{\text{т.с}} + \Delta F_{\text{кул}}. \quad (1.62)$$

Первое слагаемое представляет собой свободную энергию идеальной плазмы с тем отличием, что статсумма атома в соответствии с граничным условием (1.61) зависит от r_c . Второе слагаемое описывает вклад отталкивания твердых сфер и также зависит от r_c . В конкретных вычислениях воспользуемся приближенным аналитическим выражением из работы [88].

$$-\Delta F_{\text{т.с}} = N_a k T \nu (3\nu - 4)(\nu - 1)^{-2}; \quad \nu \equiv n_a (4\pi r_c^3/3). \quad (1.63)$$

Для поправок к давлению и химическому потенциалу это дает

$$(4) \approx \frac{\Delta p_{\text{т.с}}}{n_a k T} = 2\nu \frac{\nu - 2}{(\nu - 1)^3}; \quad \frac{\Delta \mu_{\text{т.с}}}{k T} = \nu \frac{3\nu^2 - 9\nu + 8}{(1 - \nu)^3}. \quad (1.64)$$

Таким образом, свободная энергия в этой модели зависит от r_c с одной стороны, вследствие сжатия атомов, а с другой — из-за их взаимодействия, как твердых сфер. Равновесное значение радиуса атомов можно определить из условия минимума свободной энергии

$$\partial F / \partial r_c = 0. \quad (1.65)$$

Зависимость статсуммы атома от r_c находится из решения системы уравнений Хартри — Фока для основного и возбужденных состояний атома с граничным условием (1.61) при различных r_c (см. рис. 1.21—1.23).

Неполный учет межэлектронных корреляций, связанный с одноэлектронным приближением, приводит к погрешности при расчете методом Хартри — Фока. Однако если требуется знание не волновой функции атома, а лишь его энергетических характеристик, то, следуя методу [89], можно использовать корреляционные поправки, полученные для свободного электронного газа [90]. Пренебрежение релятивистскими эффектами, являющееся другим

источником погрешности метода Хартри—Фока, несущественно для легких атомов и для внешних электронов тяжелых элементов, валентные оболочки которых имеют простую структуру.

Термодинамические расчеты, проведенные для модели (1.55)—(1.65), показывают, что эффективное отталкивание и деформация дискретного спектра атомов в выбранном потенциале существенно сказываются как на термическом, так и на калорическом уравнении состояния плазмы. По сравнению с приближением, когда атомы считаются идеальной подсистемой, расчеты с использованием модели (1.55)—(1.65) дают меньшее значение плотности как функции давления и температуры, и энтальпии как функции давления и плотности (см. рис. 4.17, 4.18). Последнее существенно, поскольку это является одним из основных качественных результатов, полученных к настоящему времени экспериментально в неидеальной плазме [72, 73, 74] (см. гл. 4).

Эффект деформации энергетических уровней в значительной мере проявляется в оптических свойствах плазмы, так как фотоионизация атомов излучением видимого света происходит с высоковозбужденных энергетических уровней, искажение которых происходит уже при относительно невысоких сжатиях (см. гл. 4).

С ростом давления в плазме происходит отрыв внешних валентных электронов, электронные оболочки атомов и ионов перестраиваются, а при экстремально высоких давлениях разрушаются, приводя к квазиравномерному распределению заряда в атомной ячейке [91]. В этом случае оказывается возможным перейти от квантовомеханического описания связанных электронов на языке волновых функций и дискретного спектра энергий к квазиклассическому описанию через распределение средней плотности электронов $n(r)$. Соответствующее приближение известно [87] как модель Томаса—Ферми. За основу ее берется приближение квазиоднородного идеального электронного газа

$$n(r) = \frac{V^2}{\pi^2} T^{3/2} I_{1/2}[\lambda(r)]; \quad \lambda(r) = p_F^2(r)/2T, \quad (1.66)$$

где $p_F^2(r)/2$ — энергия Ферми, связанная с химическим потенциалом соотношением:

$$\mu = p_F^2(r)/2 + \Phi(r), \quad (1.67)$$

где $\Phi(r)$ — потенциальная энергия электрона в поле остальных электронов и ядра. Уравнение Пуассона и соотношения (1.66)—(1.67) приводят к уравнению Томаса—Ферми относительно $\lambda(r)$ в сферической ячейке Вигнера—Зейтца

$$\Delta\lambda(r) = \frac{4V^2}{\pi} T^{1/2} I_{1/2}[\lambda(r)], \quad (1.68)$$

с граничными условиями

$$r[\mu - \lambda(r)]_{r \rightarrow 0} \rightarrow z; \quad \left. \frac{\partial \lambda(r)}{\partial n} \right|_{r=r_0} = 0. \quad (1.69)$$

Второе условие ставится на границе ячейки. Решение дифферен-

циального уравнения (1.68) с условием (1.69) позволяет определить все термодинамические характеристики модели [92, 93] в соответствии с выражением для свободной энергии

$$F = \frac{\sqrt{2}}{\pi^2} T^{5/2} \int dr \left[\lambda I_{1/2}(\lambda) - \frac{2}{3} I_{3/2}(\lambda) \right] + \int \Phi(r) n(r) dr. \quad (1.70)$$

Решение уравнения Томаса — Ферми является автомодельным по заряду ядра z , что позволяет проводить численное решение уравнения Томаса — Ферми один раз и переходить к конкретным химическим элементам при помощи преобразования подобия.

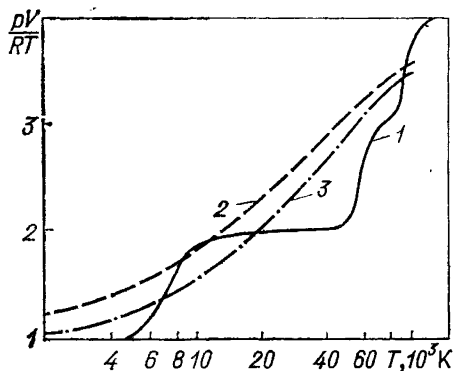


Рис. 1.24. Уравнение состояния плазмы лития при $p=0,1$ МПа:

1 — расчет по методике § 1.6; 2 — приближение Томаса—Ферми (ТФ) [93]; 3 — то же с квантовыми и обменными поправками (ТФП) [93]

поправок, отражающих неточность квазиклассического описания движения электронов внутри атома [94], и, во-вторых, осцилляционных поправок, воспроизводящих нерегулярности физических величин, обусловленных дискретным спектром энергии [95].

При применении модели Томаса — Ферми к плазме [92, 93, 109] следует подчеркнуть специфические погрешности, вносимые самой ячеечной моделью. В этом подходе все корреляции автоматически ограничены размером ячейки и не могут превысить среднее расстояние между ядрами, что не позволяет данной моделью описывать предел слабонеидеальной дебаевской плазмы. Кроме того, в ячеечной модели должны быть доопределены степени свободы и возможности корреляции ядер. Вклад последних существует в области параметров, рассматриваемой в настоящей работе.

Простота и универсальность модели Томаса — Ферми, делающие ее незаменимой в области экстремально высоких температур и давлений, приводят к ограниченности ее применения при низких давлениях и температурах, где требуется более детальная информация об электронной структуре химических элементов. В особенности, это относится к легким атомам, в уравнении состояния которых «оболочечные» эффекты особенно заметны (см.

Пределы применимости этой электронной модели определяются неполным учетом корреляции электронов и пренебрежением квантовомеханическими эффектами [91]. Корреляционные поправки вызваны с одной стороны, обменными эффектами, а с другой — силовой корреляцией электронов, которая лишь частично учитывается при описании электронной структуры методом самосогласованного поля. Квантовомеханические эффекты выражаются, во-первых, в виде квантовых

рис. 1.1—1.2). Учет квантовых и обменных (но не осцилляционных) поправок [93] не играет в данном случае принципиальной роли, поскольку не меняет характера термодинамических зависимостей. Это иллюстрируется на рис. 1.24 на примере плазмы лития*.

§ 1.6. Методика расчета состава и термодинамических функций многокомпонентной неидеальной плазмы

Для расчетно-теоретического изучения широкого круга вопросов, возникающих при проектировании газофазного ядерного реактора [1], был проведен большой объем расчетов теплофизических и, в частности, термодинамических свойств различных рабочих тел. Характерные результаты для некоторых из них приведены в настоящей работе. Учитывая массовость таких расчетов, разнообразие рабочих тел и определяющих физических процессов (§ 1.1), а также необходимость расчета комплекса переносных свойств, термодинамический расчет проводился в рамках традиционного квазихимического способа описания («химическая модель»). Критическое обсуждение этого и других подходов содержится в §§ 1.1—1.5.

Расчет проводился в интервале температур $T=4 \cdot 10^3$ — $4 \cdot 10^4$ К и давлении $p=0,1$ — 50 МПа с использованием специальной программы, описанной в работе [6].

При расчете равновесного состава рабочих тел учитывались следующие компоненты (ниже вместо перечисления всех щелочных металлов будет условно упоминаться один, например, литий)**:

- а) атомы — H, Li, U
- б) бинарные молекулы — H_2, Li_2, LiH
- в) одно- и более кратные ионы — $H^+, Li^+, Li^{+2}, Li^{+3}, U^+ \dots U^{+4}$
- г) отрицательные ионы — H^-, Li^-
- д) молекулярные ионы — H_2^+, Li_2^+
- е) электроны — e .

Молекула U_2 [96] и более сложные молекулы щелочных металлов — Li_3, Li_4 и др. [97] не учитывались, поскольку имеющиеся в настоящее время сведения о характеристиках таких молекул не являются достаточно твердо установленными, и включение их в массовые практические расчеты в настоящее время неоправданно. По той же причине не принимались в расчет сложные моле-

* Численные результаты, относящиеся к приближениям ТФ и ТФП, представленные в настоящей книге, получены В. К. Грязновым и И. Л. Иосилевским путем интерполяции и последующего пересчета табличных данных работы [93].

** Основная программа [6], использовавшаяся при проведении настоящих расчетов, позволяет учитывать одновременно до 20 компонент произвольной сложности, составленных не более, чем из 4-х химических элементов.

кулярные ионы $\text{Li}_2^-, \text{Li}_3^-, \text{Li}_4^- \dots \text{Li}_s^-$. В работе [98] для объяснения зафиксированного авторами резкого падения электропроводности в парах цезия высказано предположение об аномально высоком сродстве к электрону (≥ 2 эВ) молекул $\text{Cs}_2, \text{Cs}_3 \dots \text{Cs}_n$. Однако в других экспериментах в парах цезия, близких к насыщению (см. подробнее § 4.5), зафиксировано, напротив, завышение проводимости. Кроме того, приближенные вычисления сродства к электрону молекулы Cs_2 дали величину всего $\approx 0,3$ эВ [99].

Каждая из указанных выше частиц рассматривалась как конечная совокупность связанных состояний идентичных состоянию изолированной частицы. Заселенность каждого из этих состояний считалась пропорциональной бoльцмановскому фактору, соответственно вклад внутренних степеней свободы описывался статсуммой в традиционной форме

$$Q = \sum_k g_k \exp(\beta E_k) \omega(\beta E_k) \equiv \\ \equiv e^{\beta I} \sum_k g_k \exp(-\beta \tilde{E}_k) \omega(\beta E_k) = e^{\beta I} \bar{Q}. \quad (1.71)$$

Здесь $g_k, E_k, \tilde{E}_k \equiv (I - E_k)$ — вес, энергия связи и энергия возбуждения k -го уровня; $\omega(\beta E_k)$ — обрезающий множитель. Энергии ионизации атомов и ионов, энергии диссоциации молекул и молекулярных ионов, энергии сродства к электрону отрицательных ионов брались из работ [100—108]. Сводка используемых величин приведена в табл. 1.1.

Таблица 1.1. Потенциалы ионизации элементов и их ионов (I) энергии сродства к электрону (ϵ) и энергии диссоциации молекул и молекулярных ионов (D_2, D_2^+)

Элемент	Значение, эВ						
	I_1	I_2	I_3	I_4	ϵ	D_2	D_2^+
H	13,6	—	—	—	0,754	4,447	2,648
Li	5,39	75,62	122,42	—	0,59	1,026	1,26
Na	5,14	47,29	71,65	—	0,34*	0,737	1,11
K	4,34	31,81	46,0	—	0,53	0,56 ⁵¹⁶¹	0,92
Cs	3,89	25,1	34,6	—	0,47	0,495	0,7
U	6,19	11,6	19,8	36,7	—	—	—
KH	—	—	—	—	—	1,85	—

Статсуммы бинарных молекул и молекулярных ионов рассчитывались в приближении «гибкий ротатор — ангармонический осциллятор» [5]. Энергии электронных, колебательных и вращательных возбуждений брались в соответствии с рекомендациями [5, 103]. Для молекулярных ионов недостающие параметры приближенно оценивались, используя известную методику [5], по энергиям диссоциации D_2^+ и внутримолекулярному межатомному состоянию r_e [104]. При расчете статсумм молекул учитывались до четырех электронных состояний [103]. Сводка использованных

4 Таблица 1.2. Спектральные данные для двухатомных молекул и ионов, использовавшиеся при расчетах

Величина	LiLi^+				Na_2			
	$X\Sigma_g^+$	$A\Sigma_u^+$	$B\Pi_u$	$C\Pi_u$	$X\Sigma_g^+$	$A\Sigma_u^+$	$B\Pi_u$	$C\Pi_u$
T_e	—	14020,54	20398,41	30492	—	14659,7	20303	29372
ω_e	$351,43$	255,46	269,69	237,9	159,127	417,6	124,07	417,3
ωx_e	$2,61$	1,574	2,744	1,462	7262	3795	6863	55
ωy_e	$2,95 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	—,0637	—	—,9154 $\cdot 10^{-3}$	—,185 $\cdot 10^{-3}$	—,5441 $\cdot 10^{-2}$	—
ωz_e	$636 \cdot 10^{-3}$	$326 \cdot 10^{-4}$	—	—	$5 \cdot 10^{-4}$	—	$115 \cdot 10^{-3}$	—
α_1	$68 \cdot 10^{-2}$	$541 \cdot 10^{-2}$	$888 \cdot 10^{-2}$	$964 \cdot 10^{-2}$	$8564 \cdot 10^{-3}$	$54 \cdot 10^{-3}$	$8676 \cdot 10^{-3}$	$84 \cdot 10^{-3}$
α_2	—	—	—	$5 \cdot 10^{-4}$	$765 \cdot 10^{-5}$	—	$154 \cdot 10^{-4}$	—
β_1	—	—	—	—	$224 \cdot 10^{-8}$	—	$27 \cdot 10^{-7}$	—
β_2	—	—	—	—	$2 \cdot 10^{-9}$	—	$84 \cdot 10^{-10}$	—
B_e	6726	4975	5577	5076	1548	1107	1258	1282
D_e	$987 \cdot 10^{-5}$	$752 \cdot 10^{-5}$	$941 \cdot 10^{-5}$	—	$655 \cdot 10^{-6}$	$383 \cdot 10^{-6}$	$361 \cdot 10^{-6}$	$612 \cdot 10^{-6}$

Величина	K _s				KH		Cs _s		Li ₂ ⁺ <small>2,3,4,5,6,7,8,9,10,11,12,13,14,15,16,17,18,19,20,21,22,23,24,25,26,27,28,29,30,31,32,33,34,35,36,37,38,39,40,41,42,43,44,45,46,47,48,49,50,51,52,53,54,55,56,57,58,59,60,61,62,63,64,65,66,67,68,69,70,71,72,73,74,75,76,77,78,79,80,81,82,83,84,85,86,87,88,89,90,91,92,93,94,95,96,97,98,99,100</small>	Na ₂ ⁺	K ₂ ⁺	Cs ₂ ⁺
	X ¹ Σ _g ⁺	A ¹ Σ _u ⁺	B ¹ Π _u	C ¹ Π _u	X ¹ Σ _g ⁺	A ¹ Σ ⁺	X ¹ Σ _g ⁺					
T _e	—	11671,4	15370	22922	—	18684	—	—	—	—	—	—
ω _e	92,64	69,09	72,87	61,485	988,114	233,568	41,99	$\frac{242}{98}$	336	140	72	35
ωx _e	.354	.153	—254	.133	16,8090	—4,88083	.08	$\frac{4,93}{21}$.21	.21	.17	.05
ωy _e	—	—	—492·10 ⁻⁵	—974·10 ⁻⁴	.42377	—1,1355	—164·10 ⁻³	$\frac{311,2}{10}$	—	—	—	—
ωz _e	—	—	—335·10 ⁻²	—	13,75·10 ⁻³	—153·10 ⁻³	—	—	—	—	—	—
α ₁	219·10 ⁻³	150·10 ⁻³	235·10 ⁻³	111·10 ³	.06461	—0,0224	35·10 ⁻⁴	—	—	—	—	—
α ₂	—	—	—	5·10 ⁻⁵	—3822·10 ⁻²	—127·10 ⁻²	—	—	—	—	—	—
β ₁	—83·10 ⁻⁹	—	74·10 ⁻⁹	—	—	—	—	—	—	—	—	—
β ₂	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
B _e	.05622	.0418	.04824	.04404	3,3996	1,3096	.0127	$\frac{401}{62}$.12	.034	.01	
D _e	.83·10 ⁻⁷	.61·10 ⁻⁷	.81·10 ⁻⁷	—	.152·10 ⁻⁵	.95·10 ⁻⁴	47·10 ⁻⁸	—	—	—	—	—

спектральных констант приведена в табл. 1.2 в стандартных обозначениях.

Статсуммы всех частиц вычислялись методом непосредственного суммирования. Суммирование колебательных и вращательных состояний молекул ограничивалось условием, чтобы сумма колебательной G и вращательной F энергий возбуждения не превосходила энергии диссоциации:

$$G(v) + F(I) \leq D_2. \quad (1.72)$$

Сумма по колебательным уровням ограничивалась также условием

$$G(v+1) \geq G(v) \quad (1.73)$$

(v и I — колебательное и вращательное квантовые числа). При этом получалось

$$I \leq I_{\text{макс}}(v); \quad dI_{\text{макс}}/dv < 0; \quad I_{\text{макс}}(v) \xrightarrow{v \rightarrow v_{\text{макс}}} 0. \quad (1.74)$$

При вычислении статсумм атомов и ионов (1.71) учитывались состояния с энергиями

$$\tilde{E}_k \leq \tilde{E}_{\text{макс}} = I - kT \quad (1.75)$$

Результаты, получаемые с использованием условия (1.75), численно близки к результатам, получаемым с использованием формулы (1.11) из § 1.2.

Энергии и веса, фигурирующие в (1.71), брались как для изолированного атома и иона, из работы [66]. При проведении суммирования использовалась процедура сглаживания путем выбора определенной формы обрезающего множителя $\omega(\beta E_k)$ (1.71).

$$\omega(\beta E_k) = \frac{\exp\{An^*\} + \exp\{A\}}{\exp\{An^*\} + \exp\{An_k\}}, \quad (1.76)$$

где $n^* \equiv (I/I - \tilde{E}_{\text{макс}})^{1/2}$; $n_k \equiv (I/I - \tilde{E}_k)^{1/2}$; $A = \text{const.}$

Данная форма выбрана, в частности, так, чтобы при проведении расчетов в области, где $\tilde{E}_{\text{макс}} < 0$, вклад основного состояния не изменялся. Результаты сглаживания проиллюстрированы на рис. 1.25 на примере статсуммы атома Cs.

Для отрицательных ионов в сумме (1.71) учитывалось только основное состояние.

В табл. 1.3 приведены результаты расчета статсумм различных компонент для нескольких температур.

Отдельно следует сказать о статсуммах атома и ионов урана. Ввиду своей сложности структура уровней даже атома и первого иона урана U^+ , несмотря на большой объем уже имеющейся информации [105—108], изучена далеко не полностью. Информация же об уровнях ионов U^{+2} , U^{+3} , ... еще более скудна. Это обстоятельство заметно снижает точность термодинамических расчетов в интересующем нас диапазоне температур. В отличие от водорода и щелочных металлов, для которых вполне оправдано описа-

Таблица 1.3. Статистические суммы атомов, ионов и молекул

Элемент	T, K				
	3000	5000	10000	20000	50000
H	2,000	2,000	2,000	2,026	2,191
Li	2,005	2,086	3,001	4,851	4,525
Na	2,002	2,053	2,903	4,552	3,916
K	2,012	2,190	3,926	5,779	4,520
Cs	2,034	2,447	5,350	7,631	5,810
Li ⁺	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
Na ⁺	1,000	1,000	1,000	1,000	1,017
K ⁺	1,000	1,000	1,000	1,001	1,657
Cs ⁺	1,000	1,000	1,000	1,027	5,830
Li ⁺⁺	2,000	2,000	2,000	2,000	2,000
Na ⁺⁺	5,040	5,351	5,644	5,813	5,925
K ⁺⁺	4,709	5,074	5,465	5,712	6,140
Cs ⁺⁺	4,003	4,037	4,271	4,737	5,554
K ⁺⁺⁺	6,675	7,411	8,551	10,11	12,56
Cs ⁺⁺⁺	5,013	5,128	5,835	7,369	9,761
U	34,4	81,0	415	1547	1623
U ⁺	51,4	93,3	237	643	1481
U ⁺⁺	34,4	81,0	416	1735	4945
U ⁺⁺⁺	12,3	17,5	36,7	84,1	183
U ⁺⁺⁺⁺	10,7	14,7	26,6	44,3	66,4
H ₂	0,2225 · 10 ²	0,5080 · 10 ²	0,1942 · 10 ³		
Li ₂	0,1204 · 10 ⁵	0,2783 · 10 ⁵	0,7972 · 10 ⁵		
Na ₂	0,1006 · 10 ⁶	0,2003 · 10 ⁶	0,4538 · 10 ⁶		
K ₂	0,3628 · 10 ⁶	0,6469 · 10 ⁶	0,1375 · 10 ⁷		
Cs ₂	0,3470 · 10 ⁷	0,5544 · 10 ⁷	0,8140 · 10 ⁷		
KH	0,2034 · 10 ⁴	0,6069 · 10 ⁴	0,2544 · 10 ⁵		

ние с помощью индивидуальной системы уровней, при описании урана целесообразной, по-видимому, была бы попытка квазиклассического описания [91]. Особый интерес при этом представляет возможность учета оболочечных эффектов [95], отсутствие которых в известном приближении Томаса — Ферми [92, 93, 109] заметно снижает точность последнего. Более точны вычисления методом Хартри — Фока (§ 1.5), но ввиду трудоемкости расчет, например, всего спектра атома урана, включающего $\sim 10^4$ уровней, с использованием только приближения Хартри — Фока, нереален. В работе [106] при расчете используется сочетание обоих приближений.

В настоящей работе расчеты статсумм атома и ионов урана проводились, как для всех остальных элементов, в рамках про-

цедуры непосредственного суммирования (1.71). При этом в соответствии с рекомендациями работы [105] статсуммы U и U^+ вычислялись с использованием совокупности известных уровней, для чего использовалась сводка уровней из работы [107], включающая в себя ~ 1000 уровней для U и ~ 300 уровней для U^+ , полученных на основе анализа около 25 000 экспериментально зарегистрированных спектральных линий U и U^+ . Для иона U^{+2} ,

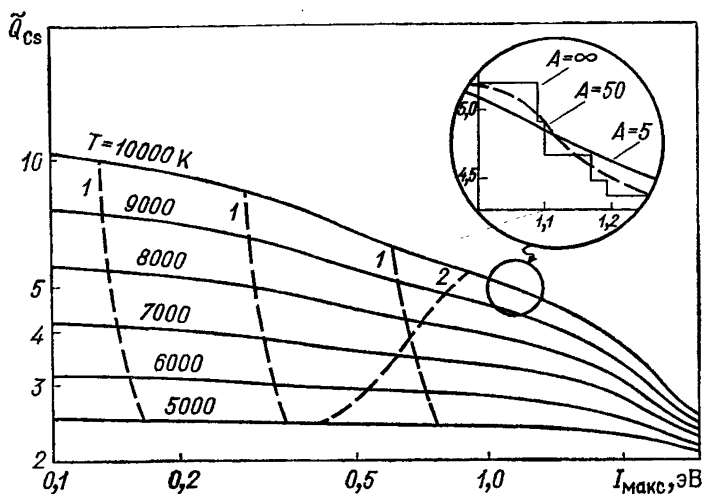


Рис. 1.25. Статсумма возбуждения атома цезия (1.71). По оси ординат — граничная энергия $I_{\max} = I - E_{\max}$ в множителе $\omega(\beta E_k)$ (1.76):

I — ограничение на среднем межчастичном расстоянии ($I_{\max} \approx e^2 n_{\Sigma}^{1/3}$) при давлении (слева направо): 0,1; 1; 10 МПа; 2 — ограничение на величине $I_{\max} = kT$, принятое в настоящих расчетах. На вставке — результат процедуры сглаживания при помощи множителя $\omega(\beta E_k)$ (1.76)

предполагая [105], что отсутствие (по сравнению с атомом) двух $7s$ электронов в основной электронной конфигурации не меняет радикально электронного спектра U^{+2} , при расчете статсуммы использовалась системой уровней U . Для ионов U^{+3} и U^{+4} использовались рекомендованные [105] уровни, полученные, исходя из соображений электронного подобия, из уровней соответствующих ионов других элементов. Результаты такого расчета для некоторых температур приведены в табл. 1.3.

Для заданных температуры и давления равновесный состав находился из решения стандартной системы уравнений, включающей уравнение состояния

$$p\{n_i\} \equiv p_{\text{ид}} + \Delta p = \sum_i n_i kT + \Delta p\{n_i\}, \quad (1.77)$$

уравнения химического и ионизационного равновесия (закон действующих масс и уравнения Саха) для каждой реакции $AB \rightleftharpoons A + B$

$$\frac{n_a n_b}{n_{ab}} = \frac{\tilde{Q}_a \tilde{Q}_b}{\tilde{Q}_{ab}} \frac{\Lambda_{ab}^3}{\Lambda_a^3 \Lambda_b^3} \exp \{ -\beta I_{ab} + \beta \Delta \mu_{ab} - \beta \Delta \mu_a - \beta \Delta \mu_b \}, \quad (1.78)$$

уравнения пропорции химических элементов и уравнения электро-нейтральности

$$\sum_i n_i v_i^{(\alpha)} / \sum_i n_i v_i^{(\beta)} = \text{const}; \quad (1.79)$$

$$\sum_i n_i z_i = 0. \quad (1.80)$$

Здесь \tilde{Q}_i , Λ_i , $v_i^{(\alpha)}$ и z_i — соответственно статсумма возбуждения, длина де Бройля, стехиометрический коэффициент и заряд частицы сорта i ; Δp и $\Delta \mu_i$ — поправки на неидеальность к давлению и химическому потенциалу частицы сорта i . Процедура решения системы (1.77) — (1.80) состояла в том, что в зависимости от давления и температуры среди всех компонент выбирался независимый «базис», например, электроны и старшие ионы химических элементов. Концентрации всех компонент выражались согласно (1.78) через концентрации базисных, и получившаяся нелинейная относительно логарифмов последних система решалась в два цикла итераций. Во внутреннем цикле поправки на неидеальность считались постоянными, получающаяся система решалась методом градиентного спуска. Полученный таким образом состав использовался во внешнем цикле для пересчета поправок на неидеальность, после чего вновь находился состав, и так далее до полной сходимости концентраций всех компонент. Выбранная процедура позволяла в рамках одной универсальной программы проводить многочисленные вариантные расчеты с использованием различных приближенных зависимостей поправок на неидеальность и статсумм \tilde{Q}_i от состава и термодинамических параметров, что необходимо для расчета в области сильной неидеальности, где не существует общепринятых форм этих зависимостей.

Используя полученный равновесный состав, для заданных p и T вычислялись суммарные термодинамические функции, прежде всего плотность, энтальпия и энтропия ($H = U + pV$).

$$\rho = \sum_i n_i m_i \quad (1.81)$$

$$h = \rho^{-1} \left\{ \sum_i n_i \left(\frac{5}{2} kT + \epsilon_i^{\text{возб}} \right) + \sum_i^{(+)} n_i I_i^{(1)} + \sum_i^{(++)} n_i (I_i^{(1)} + I_i^{(2)}) + \dots - \sum_i' n_i D_i - \sum_i' n_i \epsilon_i + \sum_i''' n_i (I_i^{(1)} - D_i^+) \right\} + \Delta h \quad (1.82)$$

$$Ts = h - \sum_i N_i \mu_i = \rho^{-1} \sum_i n_i \left\{ \frac{5}{2} kT + \epsilon_i^{\text{возб}} - \ln(n_i \Lambda_i^3 \tilde{Q}_i^{-1}) - \Delta \mu_i \right\} + \Delta h \quad (1.83)$$

$$\epsilon^{\text{возб}} = T^2 d \ln \tilde{Q} / dT$$

В соотношении (1.82) в $\Sigma^{(+)}$ и $\Sigma^{(++)}$ и т. д. суммирование ведется по одно- дву- и т. д. кратно ионизованным ионам, в Σ' по молекулам, а в Σ'' и Σ''' по отрицательным и молекулярным ионам, вследствие чего ноль энтальпии соответствует идеальному газу атомов при $T=0$ К.

В результатах расчета, представленных в настоящей работе, для поправок на взаимодействие заряженных частиц использовалось так называемое кольцевое (дебаевское) приближение в большом каноническом ансамбле (1.17) [15, 110], в первую очередь, в силу простоты и универсальности даваемых им соотношений как в случае однократной, так и в случае многократной ионизации

$$\beta\rho = \sum_i n_i - \frac{\tilde{\kappa}_D^3}{24\pi}; \quad (1.84)$$

$$\beta\Delta\mu_i = -\ln\left(1 + z_i^2 \frac{\tilde{\Gamma}}{2}\right); \quad \Delta h \equiv \Delta u + \Delta p v = 4\Delta p v$$

Здесь $\tilde{\kappa}_D$ — обратный дебаевский радиус, выраженный через активности, а $\tilde{\Gamma} = \tilde{\kappa}_D e^2 / kT$ — параметр неидеальности ((1.1), (1.10)). В расчетах $\tilde{\Gamma}$ находился как положительный корень уравнения

$$\tilde{\Gamma}^2 = \left(\frac{e^2}{kT}\right)^3 \left[4\pi \sum_i n_i z_i^2 \left(1 + z_i^2 \frac{\tilde{\Gamma}}{2}\right)\right]. \quad (1.85)$$

Использование приближения (1.84), (1.85) в принципе не содержит возможности нарушения термодинамической устойчивости. Имеющаяся на сегодняшний день информация (см. § 4.3) оправдывает использование в технических приложениях результатов расчета, не имеющих аномалий в области сильной неидеальности. В области слабой неидеальности ($\Gamma \ll 1$) приближение (1.84), (1.85) совпадает с обычным дебаевским приближением [8], а в области сильной неидеальности ($\Gamma \geq 1$) отличается от него гораздо меньшим абсолютным значением даваемых поправок*, что, в целом, соответствует рекомендациям, даваемым на основе приближений, полученных в последнее время как в рамках строгих асимптотических методов (§ 1.2), так и различных модельных подходов (§§ 1.3, 1.5).

Взаимодействие заряженных частиц с нейтральными учитывалось при расчете щелочных металлов. Для них в предположении, что основным является поляризационное взаимодействие, использовалась некоторая модификация приближения второго вириального коэффициента $B(T)$

* В случае однократной ионизации приближению удобно придать простой вид $\Delta U/NkT = 3\Delta p/nkT = -\tilde{\Gamma}/(2+\tilde{\Gamma})$; $\Gamma^2 = \tilde{\Gamma}^2 \cdot (1+\tilde{\Gamma}/2)$. Отсюда видно, что при $\tilde{\Gamma} \rightarrow \infty \Delta p/nkT \rightarrow \text{const} = 1/3$ (см. рис. 1.16).

$$\frac{\Delta p}{kT} = \frac{B n_a (n_e + n_i)}{1 - B (n_e + n_i)}; \quad \frac{\Delta \mu_e}{kT} = \frac{\Delta \mu_i}{kT} = \frac{B n_a}{1 - B (n_e + n_i)}; \quad (1.86)$$

$$\frac{\Delta \mu_a}{kT} = -\ln[1 - B (n_e + n_i)].$$

Здесь n_i , n_e , n_a — концентрации ионов, электронов и атомов. Такая форма соответствует предположению, что каждая заряженная частица может взаимодействовать со многими нейтральными, но каждая нейтральная только с какой-либо одной заряженной*. В качестве $B(T)$ в (1.86) использовалась величина

$$B(T) = \beta \Phi_0 = \beta \int \Phi(r) dr, \quad (1.87)$$

$\Phi(r)$ — эффективный потенциал взаимодействия заряд — нейтрал. Считалось, что возникающие в результате этого взаимодействия связанные состояния учтены в виде отдельного сорта частиц, например ионов Li^- и Li_2^+ , а приближение (1.86), (1.87) грубо описывает взаимодействие свободных заряженных и нейтральных частиц. Использование приведенного выше приближения объясняется тем, что наше знание самого потенциала взаимодействия $\Phi(r)$ недостаточно, чтобы строить более сложные приближения. При проведении конкретных расчетов $\Phi(r)$ выбиралось в форме

$$\Phi(r) = -\frac{A}{(r^2 + a^2)^2}, \quad \text{где } A = \alpha \epsilon^2 / 2; \quad \Phi(0) = -\frac{A}{a^4} = -\epsilon. \quad (1.88)$$

Здесь α и ϵ — поляризуемость и сродство к электрону щелочного атома. Ниже приведены использованные значения поляризуемостей [112] и соответствующие значения Φ_0 для щелочных атомов Li, Na, K и Cs.

α , а. е.	166	152	296	428
Φ_0 , 10^{-21} , эВ·см ³	0,41	0,34	0,62	0,82

Взаимодействие нейтральных частиц учитывалось в настоящих расчетах только в виде образования молекул H_2 , Li_2 , KH и т. п., т. е. взаимодействием «свободных» атомов и молекул пренебрегалось. Также не учитывались обсуждавшиеся в § 1.5 плотностные эффекты, связанные с конечностью объема, доступного для реализации возбужденных состояний атомов, молекул и др., и зависимостью этого объема от термодинамических параметров. Приближенный учет этих эффектов в химической модели плазмы § 1.5 связан со сложным квантовомеханическим расчетом энергетиче-

* На языке групповых разложений [111] приближение (1.86) соответствует сумме диаграмм, где каждая нейтральная частица соединена только с одной заряженной и не более чем одной линией взаимодействия.

ского спектра атома, молекулы и т. п. в эффективном потенциале. Трудоемкость такой процедуры не позволила применить ее в массовых прикладных расчетах настоящей работы.

Представленные в настоящей работе результаты относятся к газовой фазе веществ. Как следует из рис. 1.11—1.14, только для урана рассмотренный диапазон параметров частично захватывает область конденсации. Параметры высокотемпературной части границы конденсации определялись при помощи известного приближенного правила линейной экстраполяции в координатах $\lg p$; $1/T$ [113] экспериментально известной низкотемпературной части этой зависимости [25]. Поскольку при $T \gtrsim 5000$ К уран частично ионизован и, кроме того, может находиться в смеси с другими веществами, принималось, что указанное правило экстраполяции фактически относится к химическому потенциалу атомов и в приближении идеальности последних однозначно связывает их предельную концентрацию с температурой $n_{\text{гг}}^{\text{см}} = f(T)$. В табл. 1.4 для чистого урана и для смеси урана с калием представлена гра-

Таблица 1.4. Температура конденсации урана, К

Состав смеси	P, МПа						
	0,1	0,3	1	3	10	20	50
100% U	4300	4800	5350	5950	6750	7350	8250
50% U+50% K	4200	4550	5000	5550	6300	6800	7550
10% U+90% K	3800	4050	4400	4800	5350	5700	6300
3% U+97% K	3500	3750	4050	4400	4800	5150	5600

ница конденсации, полученная указанным выше способом. При этом использовались данные из работ [23, 25], что дает при экстраполяции границы конденсации близкие результаты (± 250 К при $P=50$ МПа).

§ 1.7. Обсуждение результатов расчета. Сравнение с данными других расчетов

Перейдем к обсуждению полученных результатов, приведенных в гл. 5. Поскольку качественно общее поведение термодинамических зависимостей уже описано в § 1, обсудим то, какую точность можно приписать результатам расчета. Очевидно, что ответ на этот вопрос зависит от конкретного вещества и диапазона параметров. Из рассмотренных в данной работе веществ наиболее точны, по-видимому, расчеты для водорода. Ввиду высокого потенциала ионизации в интересующей нас области параметров водород везде является слабонеидеальным (см. рис. 1.11). Максимальная величина параметра неидеальности $\Gamma \simeq 0,6$ достигается

при $p=50$ МПа и $T \approx 10-20 \cdot 10^3$ К. Включение в расчет кулоновской поправки на неидеальность сдвигает значения суммарных термодинамических величин, например, плотности и энтальпии, в этой области не более чем на 3%. При $p \leq 5$ МПа это отличие во всем диапазоне температур не превышает 1,5%. Поскольку для водорода при интересующих нас параметрах нет экспериментальных данных, разумно указанные выше величины принять за ха-

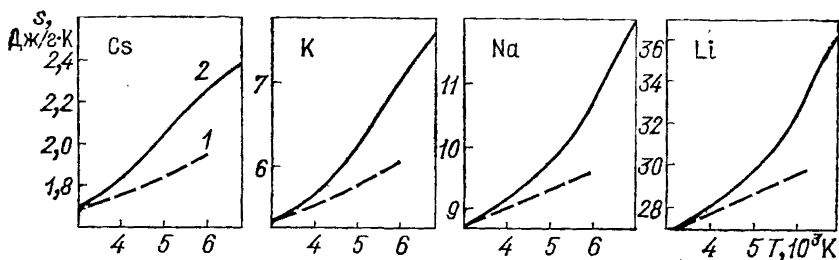


Рис. 1.26. Энтропия щелочного металла:

1 — идеальный газ атомов при $p=0,1013$ МПа [5]; 2 — расчеты настоящей работы для плазмы при $p=0,098$ МПа.

рактеристику порядка величины точности термодинамических величин, рассчитываемых по описанной выше методике.

В литературе существует целый ряд работ, посвященных систематическому расчету термодинамических свойств водорода. Отметим работу [114], где для $p=10^{-4} \div 10^2$ МПа и $T=10^2 \div 10^5$ К проведены расчеты с использованием обычного дебаевского приближения [8]. Подробные термодинамические расчеты водорода приведены в работе [115]. Поскольку результаты настоящего расчета для водорода и результаты работ [114, 115] близки друг к другу, они не приводятся в настоящей книге.

Из термодинамических расчетов щелочных металлов в технических приложениях часто используются результаты работы [116] ($p \leq 1$ МПа, $T \leq 12000$ К). Подробные таблицы термодинамических свойств щелочных металлов при низких температурах содержатся в работах [3] ($p \leq 1$ МПа, $T \leq 2000$ К) и [117] ($p \leq 1$ МПа, $T \leq 3000$ К). В работе [118] теплофизические свойства плазмы целого ряда веществ рассчитаны в диапазоне $T \approx 10^3 \div 10^6$ К, $V \approx 6 \cdot 10^2 \div 6 \cdot 10^6$ см³/моль ($p \leq 10^4$ МПа). Термодинамические свойства плазмы щелочных металлов рассчитаны в работе [119] в интервале $T=4000 \div 30000$ К и $p=1 \div 100$ МПа. Анализ различных приближений для термодинамического описания сильнонеидеальной плазмы проведен на примере цезия в работе [7]. В работе [120] также на примере цезия проанализировано влияние на состав плазмы взаимодействия заряд — нейтрал.

Результаты расчетов настоящей работы при низких температурах и малой степени неидеальности можно непосредственно сравнить с расчетными данными справочника [5], служащими основой для большинства прикладных расчетов, проводимых в

идеальногазовом приближении. Такое сравнение представлено на рис. 1.26. Увеличивающееся с ростом температуры отличие соответствует ионизации щелочного металла.

Сравнение результатов настоящей работы с результатами [116, 118] для щелочных металлов показывает, что в области слабой неидеальности $\Gamma \ll 1$ эти результаты близки. В области $\Gamma \sim 0,1$; ($n_{\text{зар}}^3 r_D^3 \sim 1$) становятся заметными расхождения, связанные с различной формой использованных поправок на неидеальность.

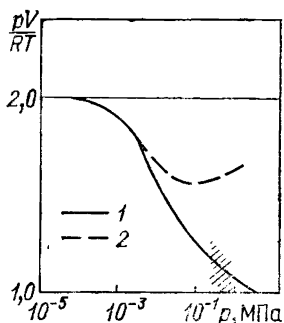


Рис. 1.27. Изотерма цезия $T = 5000$ К:

1 — настоящий расчет (§ 1.6); 2 — результаты работы [116]. Заштрихованы результаты эксперимента [73]

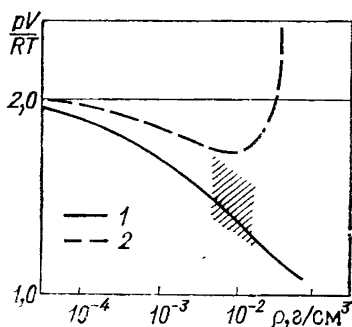


Рис. 1.28. Изотерма цезия $T = 10000$ К:

1 — настоящий расчет (§ 1.6); 2 — результаты работы [118]. Заштрихованы — результаты эксперимента [73].

альность. В области сильной неидеальности $\Gamma > 1$ расхождения уже весьма велики (рис. 1.27, 1.28). В наименьшей степени это проявляется для лития, в наибольшей — для цезия. Например, для цезия при $p = 1$ МПа и $T = 6000^\circ \text{К}$ степень ионизации, а с ней и средняя молекулярная масса в работе [116] примерно в 1,5 раза отличаются от величины, даваемой настоящими расчетами. Такое расхождение объясняется использованием в [116] формулы Эккера — Вайцеля [121], сильно завышающей величину снижения потенциала ионизации. Фактически в обеих работах [116, 118] используются поправки, приводящие при $\Gamma \geq 1$ к потере термодинамической устойчивости. В работе [118], где используется обычная поправка Дебая — Хюккеля [8], это выражается в резком увеличении степени ионизации до полной. В [116] расчеты ограничены давлением $p = 1$ МПа, в непосредственной близости, например для цезия, от параметров, когда такой скачок должен произойти. Следует заметить, что в обеих работах [116, 118] расчеты не являются термодинамически самосогласованными, поскольку поправки на неидеальность есть в химическом потенциале и, следовательно, в снижении потенциала ионизации (1.78) и в то же время отсутствуют в уравнении состояния (1.77). На рис. 1.27, 1.28 для иллюстрации приведены изотермы $T = 5 \cdot 10^3$ и 10^4 К для Cs. (Ср. с рис. 1.18, 1.19.) Этому недостатку лишены

расчеты, проведенные в работе [119]. Правда, используемая в ней форма поправок на неидеальность в пределе слабой неидеальности ($\Gamma \ll 1$) не совпадает с дебаевским приближением, а в пределе $\Gamma \gg 1$ приводит к нарушению термодинамической устойчивости. Однако в интересующем нас диапазоне параметров указанный недостаток слабо сказывается на суммарном уравнении состояния $p(V, T)$, которое, в целом, близко к полученному в на-

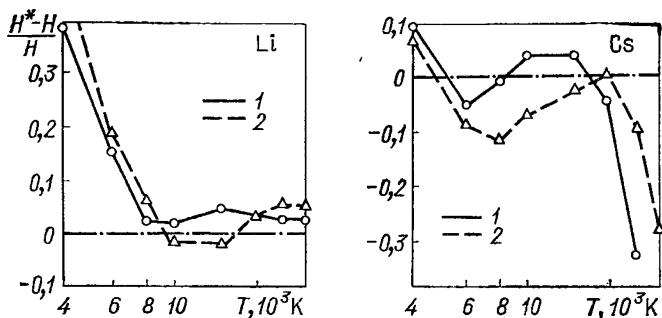


Рис. 1.29. Сравнение результатов расчета энтальпии $[H(T) - H(O)]_{\text{газ}}$ настоящей работы и работы [119] (отмечена звездочкой) для плазмы цезия и лития. К энтальпии [119] добавлена величина $[H_{(293)} - H(O)]_{\text{газ}}$ [5]:
1 — $p = 1 \text{ МПа}$; 2 — $p = 50 \text{ МПа}$

стоящей работе. Отличие при $T \leq 20\,000 \text{ K}$ не превосходит 3,5%. Однако в величине энтальпии и энтропии имеется заметное расхождение (рис. 1.29), по-видимому, связанное с ошибкой в расчетах [119]. Кроме того, в работе [119] учтена только однократная ионизация, вследствие чего результаты этой работы для $T = 25\,000$ и $30\,000 \text{ K}$, в особенности для Cs и K и в меньшей степени для Na также неточны.

Во всех вышеперечисленных работах, так же как и в настоящей, при проведении термодинамических расчетов используется химическая модель, или в другой терминологии — метод смеси [3, 4]. Следует отметить еще универсальные для всех веществ расчеты [92, 93, 109], проведенные в широком диапазоне параметров с использованием модификаций модели Томаса — Ферми. При интересующих нас «газовых» плотностях ($\rho < \rho_{\text{кр}}$) эти расчеты менее точны, чем упоминавшиеся выше, поскольку, не используя эмпирической информации об энергиях ионизации и спектрах частиц, не могут описать характерные индивидуальные особенности в термодинамических свойствах различных элементов, связанные с оболочечными эффектами. Указанные эффекты особенно отчетливо проявляются для легких элементов в области больших удельных объемов. При этом ошибка в калорическом уравнении состояния, как правило, гораздо больше, чем в термическом. Это иллюстрируется на рис. 1.24, 1.30 на примере плазмы лития. На-

центрацией свободных электронов в веществе и их подвижностью. На рис. 2.1—2.5 приведены зависимости для коэффициентов переноса цезиевой и натриевой плазмы. На рис. 2.2 низкотемпературная часть кривой измерена в работе [7], высокотемпературная — взята из [8]. Теплопроводности цезия и натрия (рис. 2.5) в высокотемпературной области также зависят в основном от концентрации и подвижности свободных электронов. Общим в поведении электропроводности и теплопроводности щелочных металлов на закритической изобаре является переход от высоких значений для жидкого металла к низким — в переходной области; в высокотемпературной области происходит увеличение коэффициентов пере-

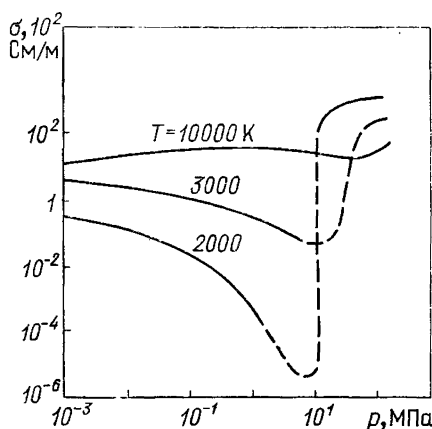


Рис. 2.1. Зависимость коэффициента электропроводности цезиевой плазмы от давления вдоль изотерм

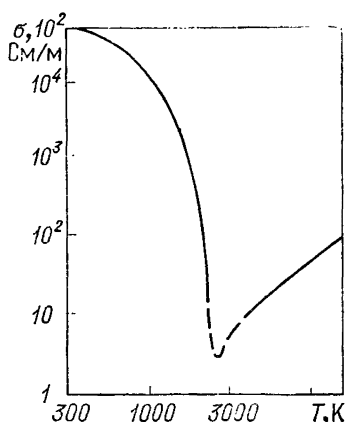


Рис. 2.2. Зависимость коэффициента электропроводности цезиевой плазмы от температуры при давлении $p = 15$ МПа

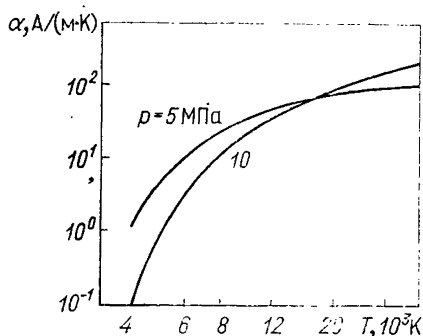


Рис. 2.3. Зависимость термоэ. д. с. цезиевой плазмы от температуры

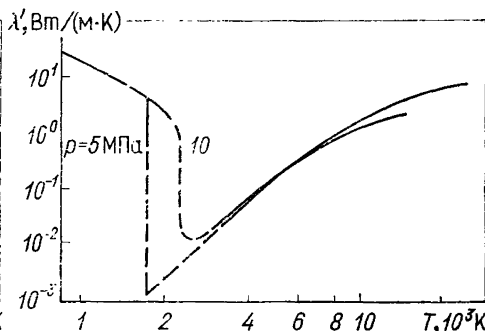


Рис. 2.4. Зависимость коэффициента теплопроводности цезиевой плазмы от температуры вдоль изобар (— — — — возможное поведение кривой)

носа, связанное с ростом степени ионизации. Изменение теплопроводности металлов при переходе от жидкого металла к плазме меньше, чем электропроводности, так как в слабоионизованной плазме перенос тепла осуществляется в основном атомами и молекулами. Влияние неидеальности на электронные коэффициенты переноса (σ , α) проявляется через изменение как ионизационного равновесия в плазме вследствие взаимодействия, так и подвижности свободных электронов.

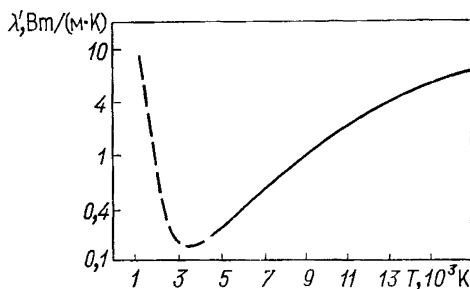


Рис. 2.5. Зависимость коэффициента теплопроводности натриевой плазмы от температуры при $p=50$ МПа (— — — — возможное поведение кривой)

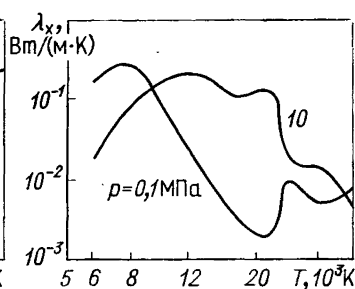


Рис. 2.6. Зависимость коэффициента теплопроводности λ_x урана от температуры

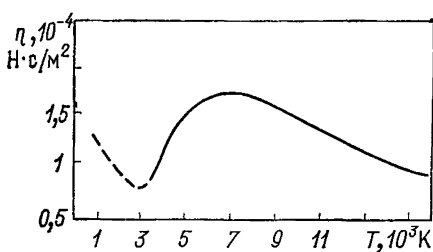


Рис. 2.7. Зависимость вязкости натрия от температуры при $p=50$ МПа (— — — — возможное поведение кривой)

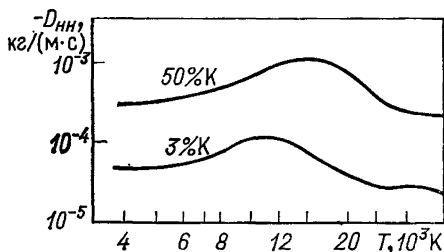


Рис. 2.8. Зависимость эффективного коэффициента диффузии D_{nn} от температуры при давлении 10 МПа для смесей с разным содержанием калия

Эффективный коэффициент теплопроводности урана λ_x в плазменной области представлен на рис. 2.6, пики на кривых связаны с процессами переноса энергии вследствие химических реакций диссоциации и ионизации паров металла; с ростом давления величина λ_x уменьшается по отношению к величине λ' . Резкое уменьшение коэффициента сдвиговой вязкости натрия (рис. 2.7) в высокотемпературной области обусловлено ионизацией вещества. Коэффициент сдвиговой вязкости и эффективный коэффициент теплопроводности (η , λ_x) определяются свойствами подси-

стемы тяжелых частиц — молекул, атомов, ионов. Качественно влияние неидеальности на λ_x проявляется в сдвиге в высокотемпературную область и сглаживании пиков ионизации и диссоциации; коэффициент сдвиговой вязкости плазмы с ростом взаимодействия также более плавно зависит от температуры. Характер зависимости эффективных коэффициентов переноса от параметров плазмы очевиден из рис. 2.8—2.10. Коэффициент объемной вязкости не рассматривается подробно в данной главе, поскольку со-

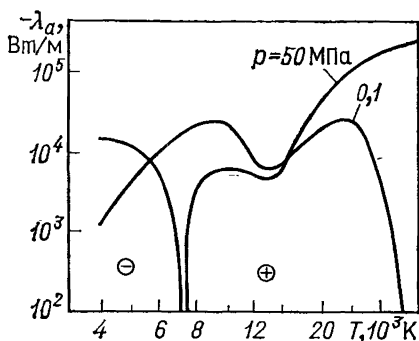


Рис. 2.9. Зависимость эффективного коэффициента теплопроводности λ_n смеси калия с водородом (10% калия) от температуры вдоль изобар

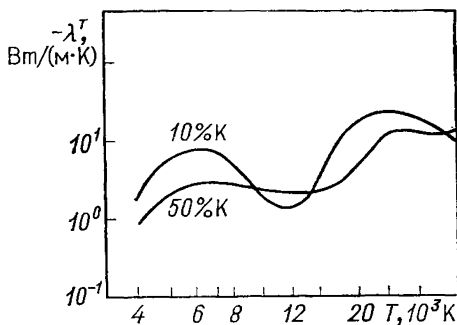


Рис. 2.10. Зависимость эффективного коэффициента теплопроводности смеси калия с водородом от температуры при давлении 50 МПа

ответствующие члены вследствие малых времен релаксационных процессов не дают заметного вклада в уравнения энергии и движения в уравнениях ГЯР.

Для расчета свойств переноса плазмы, основанном на химической модели, необходима информация о столкновительных характеристиках частиц плазмы и ее составе. Обсуждение первого вопроса применительно к плазме щелочных металлов и их смесей с ураном и водородом проводится в § 2.6. Определение состава плазмы дано в § 1.5.

Оценим электрическое поле и объемный заряд, возникающие под действием термоэлектрических сил при движении неоднородной ионизованной среды в ГЯР. Величина отношения $a/\sigma \sim 10^2$ мкВ/К; при градиентах температуры $\sim 10^4$ К/см в рабочем объеме реактора возникает поле $E \sim 1$ В/см; вследствие этого необходимо учитывать перенос тепла и массы в ГЯР электрическим полем, так как значения соответствующих членов ($\sim E^*$) в соотношениях (2.7), (2.8) оказываются порядка членов $\sim \nabla T$, ∇c_a . Величина объемного заряда, найденная из уравнения Пуассона ($\rho^* \sim \nabla E$), мала по сравнению со средней концентрацией заряженных частиц, следовательно, зависимость теплофизических характеристик плазмы в ГЯР от \tilde{z} можно пренебречь. Осе-

вое магнитное поле, характерное значение магнитной индукции которого 10^2 Т, не приводит к сколько-нибудь существенной анизотропии в коэффициентах переноса: параметр $\omega\tau \sim Ve/mv < 1$, так как частота столкновений электронов $\nu \sim 3 \cdot 10^{13} - 10^{14} \text{ с}^{-1}$.

§ 2.2. Кинетическая теория слабонеидеальной плазмы

В условиях работы газозазного реактора при температурах $\sim 10^3 - 10^5$ К и давлениях в $10^{-1} - 10^2$ МПа рабочее тело и делящееся вещество частично ионизованы. Кинетически описать такую систему сложно. Энергетические пороги различных видов превращений (ионизации, диссоциации, возбуждения) сравнимы с тепловыми энергиями частиц, поэтому в плазме происходит боль-

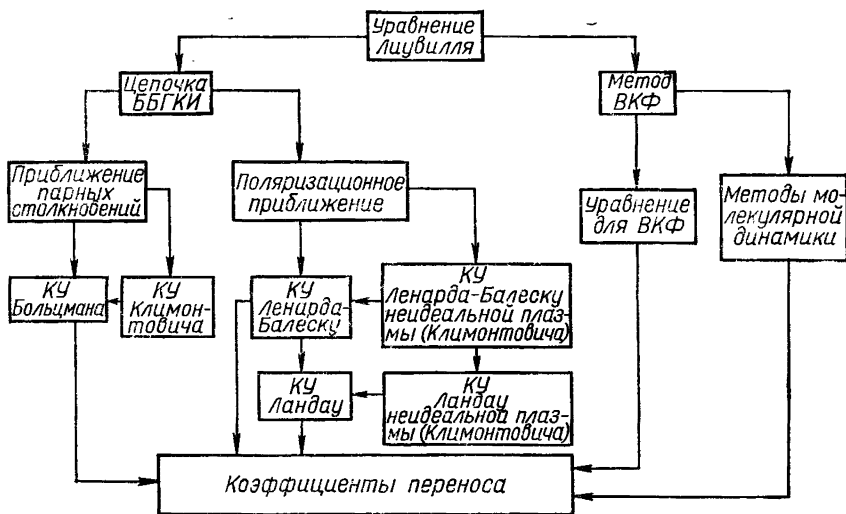


Рис. 2.11. Схема получения кинетических коэффициентов газов и плазм

шое количество неупругих процессов, оказывающих влияние на коэффициенты переноса. Таким образом, расчет коэффициентов переноса реальной плазмы может носить лишь модельный характер, основанный на теории более простых систем. Одной из них является система заряженных бесструктурных частиц, поэтому вначале рассмотрим кинетическую теорию и виды интегралов столкновений полностью ионизованной плазмы. Далее обсудим интегралы столкновений в многосортной системе частиц с внутренней структурой, а также влияние возбужденных частиц и неупругих столкновений на коэффициенты переноса.

Литература, посвященная различным вопросам кинетической теории систем бесструктурных частиц с коротко- или дальнедействующими потенциалами, достаточно обширна (см., например,

[9—16]), поэтому здесь ограничимся в основном перечислением результатов. Последовательные стадии расчета кинетических коэффициентов в газах и плазме схематично изображены на рис. 2.11. Исходным пунктом кинетической теории является уравнение Лиувилля, которое, с одной стороны, в результате последовательного интегрирования по координатам и импульсам частиц приводит к цепочке уравнений ББГКИ (Боголюбова, Борна, Грина, Кирквуда, Ивона), а с другой — дает формальные выражения для коэффициентов переноса через временные корреляционные функции (ВКФ) (подробное обсуждение последнего метода см. в § 2.3).

Цепочка уравнений для s -частичных функций распределения

$$f_s = V^s \int f_N dx_{s+1} \dots dx_N, \quad (2.12)$$

где V — объем системы; $x_k = (r_k, p_k)$ — координата частицы в фазовом пространстве координат и импульсов, имеющая вид:

$$\left(L_s^{(0)} - \sum_{1 \leq i < j \leq s} \theta_{ij} \right) f_s = \frac{N-s}{V} \sum_{1 \leq i \leq s} \int \theta_{i, s+1} f_{s+1} dx_{s+1}. \quad (2.13)$$

Операторы θ_{ij} и $L_s^{(0)}$ определены через функцию Гамильтона N частиц следующим образом:

$$H = H_N^{(0)} + \Phi_N \equiv \sum_{1 \leq i < N} \left(\frac{p_i^2}{2m} + u(r_i) \right) + \sum_{1 \leq i < j < N} \Phi_{ij};$$

$$\theta_{ij} = \frac{\partial \Phi_{ij}}{\partial r_i} \frac{\partial}{\partial p_i} + \frac{\partial \Phi_{ij}}{\partial r_j} \frac{\partial}{\partial p_j}; \quad (2.14)$$

$$L_s^{(0)} = \frac{\partial}{\partial t} + \sum_{1 \leq i < s} \left(\frac{\partial H_s^{(0)}}{\partial p_i} \frac{\partial}{\partial r_i} - \frac{\partial \tilde{H}_s^{(0)}}{\partial r_i} \frac{\partial}{\partial p_i} \right). \quad (2.15)$$

Для расцепления цепочки уравнений (2.13) вначале используется приближение, в котором функция корреляции трех частиц равна нулю ($g_3 = 0$):

$$f_2(1, 2) = f_1(1) f_1(2) + g_2(1, 2); \quad (2.16)$$

$$f_3(1, 2, 3) = f_1(1) f_1(2) f_1(3) + f_1(1) g_2(2, 3) + f_1(2) g_2(1, 3) + f_1(3) g_2(1, 2).$$

Цифрами 1, 2, 3 обозначены переменные, относящиеся к первой, второй и третьей частицам. Подставляя (2.15) в (2.13), получим

$$[L_{12}^{(0)} - n \int (\theta_{13} + \theta_{23}) f_3 dx_3] g(1, 2) = \theta_{12} f_2(1, 2) + n \int [\theta_{13} f(1) g(3, 2) + \theta_{23} f(2) g(1, 3)] dx_3. \quad (2.17)$$

Далее, для газа с короткодействующими потенциалами, когда мал газовый параметр $na^3 \ll 1$ (n — концентрация частиц; a — радиус действия потенциала), можно пренебречь интегральными членами в (2.17), так как последние отличны от нуля только

при одновременном сближении трех частиц. В этом случае интеграл столкновений, определяющийся через g (1, 2), имеет обычный больцмановский вид, а учет следующего члена по параметру, равному отношению времени столкновения к времени свободного движения частицы, дает поправку к интегралу столкновений [13], которая оказывается существенной только для термодинамических функций, а не для коэффициентов переноса. Аналогичные поправки найдены в работе [13] и для других интегралов столкновений, описывающих газ или плазму.

При повышении плотности частиц в интеграле столкновений необходимо учитывать столкновения, происходящие с участием трех, четырех и т. д. частиц. В связи с этим возникает вопрос о существовании ряда для коэффициентов переноса, аналогичного вириальному ряду для термодинамических функций. Учет тройных столкновений был выполнен в работе [17], где получен первый вириальный коэффициент в разложении коэффициентов переноса, однако далее [18] было доказано, что четырехчастичный интеграл столкновений является расходящимся. Суммирование наиболее расходящихся членов дает следующее выражение для коэффициентов переноса [19]:

$$\lambda = \lambda_0 + n\lambda_1 + (n^2 \ln n) \lambda_2 + n^2 \lambda_3 + \dots \quad (2.18)$$

Сравнение этих результатов с экспериментальными данными проведено не было.

Из-за дальнего действия характера потенциала кулоновского взаимодействия влияние плотности на коэффициенты переноса в присутствии заряженных частиц оказывается более существенным, чем для нейтральных частиц. В этом случае в уравнении (2.17), где уже использовано условие $g_3=0$, делается дополнительное поляризационное приближение, согласно которому каждая частица взаимодействует сразу с большим количеством частиц среды. Поэтому отвечающие этому взаимодействию интегральные члены в выражении (2.17) должны быть сохранены, а $f_2(1, 2) \simeq f(1)f(2)$. Уравнение для g (1, 2) может быть формально решено, и в результате найден интеграл столкновений в полностью ионизованной идеальной плазме [13—16]:

$$\begin{aligned} \partial f_1 / \partial t &= - \partial J(\mathbf{p}_1) / \partial \mathbf{p}_1; \\ J(\mathbf{p}_1) &= \pi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \int \frac{\Phi^2(k) k k \delta(\mathbf{k}\mathbf{v}_1 - \omega) \delta(\mathbf{k}\mathbf{v}_2 - \omega)}{|\varepsilon(\mathbf{k}, \omega)|^2} \times \\ &\times \left[f(\mathbf{v}_2) \frac{\partial f(\mathbf{v}_1)}{\partial \mathbf{v}_1} - f(\mathbf{v}_1) \frac{\partial f(\mathbf{v}_2)}{\partial \mathbf{v}_2} \right] \frac{d^3 k}{(2\pi)^3}. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Здесь $\Phi(k) = 4\pi e^2 k^{-2}$ — фурье-образ кулоновского потенциала, а диэлектрическая проницаемость для многосортной системы

$$\varepsilon(k, \omega) = 1 + \sum_a \frac{4\pi e_a^2}{k^2} \int \frac{1}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}_a + i\delta} \mathbf{k} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}_a} d^3 p_a (\delta \rightarrow 0). \quad (2.20)$$

В пределе высоких частот $\varepsilon(\omega, k) \rightarrow 1$ и экранирование частиц в плазме отсутствует. В этом случае интеграл столкновений (2.19) имеет форму, полученную Ландау [13], и расходится логарифмически на малых и больших расстояниях. В пределе малых частот $\varepsilon(0, k) \rightarrow 1 + (kr_D)^{-2}$ имеет место статическая экранировка зарядов на дебаевском радиусе и интеграл столкновений оказывается сходящимся на больших расстояниях. Для устранения расходимости на малых расстояниях необходимо корректно учесть близкие столкновения заряженных частиц. Наличие в интеграле столкновений Ленарда — Балеску (2.19) диэлектрической проницаемости, зависящей от частоты, отражает факт динамической экранировки движущейся частицы в плазме. Для получения интеграла столкновений, сходящегося на малых и больших расстояниях, в работе [20] предложено использовать следующую комбинацию в качестве интеграла столкновений (аппроксимация Хаббарда):

$$I = I^B - I^L + I^{LB}. \quad (2.21)$$

Основанием для такого предложения было представление о том, что интеграл столкновений должен быть равен интегралу столкновений Больцмана (I^B) с поправкой на динамическую поляризацию среды, равной разности интегралов Ленарда — Балеску I^{LB} и Ландау I^L . Аналогичный результат был получен также в работе [21]. В работе [13] отмечена несогласованность аппроксимации Хаббарда (2.21) с выражением для равновесной корреляционной функции на больших расстояниях, которая может быть получена из кинетического уравнения. С другой стороны, как будет показано ниже, именно аналогия с методом вычисления термодинамического потенциала плазмы [22] при получении интеграла столкновений методом функций Грина приводит к аппроксимации (2.21).

В слабонеидеальной плазме существует еще одна поправка на взаимодействие, связанная с зависимостью интеграла столкновений от внешнего поля [23]. При наложении электрического поля на плазму появляется зависимость двухчастичной корреляционной функции от поля, далее эта зависимость приводит к появлению дополнительного члена в интеграле столкновений, пропорционального внешнему полю, в результате электропроводность плазмы изменяется на величину.

$$\Delta\sigma = \sigma(1 - \Gamma/6), \quad (2.22)$$

где Γ — классический параметр взаимодействия (1.1).

Помимо различных способов получения кинетического уравнения для газа или плазмы, основанного на цепочке ББГКИ, часто используется метод временных функций Грина [24], через которые может быть записан интеграл столкновений. Кинетическое уравнение в этом случае является квантовым и поэтому записывается для функции распределения Вигнера, а не обычной, так как импульс и координата одновременно не могут быть из-

мерены. Кинетическое уравнение для неоднородного газа или плазмы можно получить в следующем виде [24]:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} + \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial t} \frac{\partial}{\partial \omega} \right] G^<(\mathbf{p}, \omega, \mathbf{r}, t) =$$

$$= -G^<(\mathbf{p}, \omega, \mathbf{r}, t) \Sigma^>(\mathbf{p}, \omega, \mathbf{r}, t) + G^>(\mathbf{p}, \omega, \mathbf{r}, t) \Sigma^<(\mathbf{p}, \omega, \mathbf{r}, t). \quad (2.23)$$

Здесь $G^<$ и $G^>$ — запаздывающие и опережающие функции Грина, определяющие соответственно плотность частиц и плотность допустимых состояний частиц с импульсом \mathbf{p} и энергией ω . Собственно-энергетические операторы $\Sigma^>$, $\Sigma^<$ определяют частоту столкновений, связанных с уходом и приходом частиц в рассматриваемый элемент фазового пространства. Отметим, что в методе равновесных температурных функций Грина собственно-энергетический оператор определяет вклад в термодинамические функции от связанных состояний. Использование лестничной аппроксимации для собственно-энергетического оператора в выражении для термодинамического потенциала приводит к дебаевской поправке в непрерывном спектре и статистической сумме Планка — Ларкина в дискретном спектре. Аналогичное приближение в $\Sigma^>$, $\Sigma^<$ для интеграла столкновений [22] приводит к аппроксимации (2.21).

В литературе известны [25—27] и другие аппроксимации для интеграла столкновений, в которых вклад близких столкновений учитывается больцмановским интегралом столкновений, а дальних — интегралом Ленарда — Балеску с экспоненциальным обрезанием вкладов соответственно дальних и близких столкновений. Утверждается, что результаты вычислений коэффициентов переноса при такой аппроксимации не чувствительны к параметру, разделяющему области близких и дальних столкновений. Эти аппроксимации основаны на эвристических рассуждениях и являются, скорее, качественными, поэтому не могут претендовать на точные численные результаты даже для слабонеидеальной плазмы.

Для сравнения различных форм интегралов столкновений в плазме удобно вычислить важную переносную характеристику — электропроводность плазмы без учета электрон-электронных столкновений, так как учет последних вносит нелинейность в задачу расчета, и аналитическое вычисление электропроводности плазмы с известным интегралом столкновений оказывается невозможным. Электропроводность плазмы и частота столкновений электронов с ионами равны соответственно

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m\nu}; \quad \nu = \frac{2}{3} n_i \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2} \pi \left(\frac{e^2}{kT} \right)^2 \ln \Lambda. \quad (2.24)$$

Если интеграл столкновений электронов с ионами выбрать в больцмановской форме со статическим дебаевским потенциалом

взаимодействия, то выражение для кулоновского логарифма без учета квантовых эффектов будет иметь вид [28]

$$\ln \Lambda = \ln \Gamma^{-1} - 2C + \frac{3}{2} \ln 2 - \frac{1}{2}, \quad (2.25)$$

где Γ — параметр взаимодействия; $C = 0,5772\dots$ — постоянная Эйлера.

В работе [29] использовалось борновское приближение для расчета рассеяния на дебаевском потенциале с учетом обменных квантовых поправок. По этому поводу сделаем следующее замечание. Условие применимости борновского приближения [48] выражается одним из двух неравенств: $\Phi \ll \hbar^2/mr_0^2$ или $\Phi \ll \hbar v/r_0$. Для дебаевского потенциала эти неравенства приводятся к виду

$$r_D \ll a_0; \quad f \ll \Lambda_e, \quad (2.26)$$

где r_D , a_0 — дебаевский и борновский радиусы; $f = e^2/kT$ — амплитуда кулоновского рассеяния; Λ_e — тепловая длина волны электрона. В работе [29] параметром является величина

$$\eta^* \equiv \frac{1}{b} = \frac{\hbar^2}{8r_D^2 m k T} \sim \left(\frac{\Lambda_e}{r_D} \right)^2 \simeq (\kappa \Lambda_e)^2, \quad (2.27)$$

где $\kappa = r_D^{-1}$ — дебаевский волновой вектор. В области малых значений η^* ($\eta^* \ll 1$) квантовые поправки малы и не должны влиять на классический результат (2.25). При больших значениях квантового параметра ($\eta^* \gg 1$) тепловая длина волны электрона больше дебаевского радиуса, а следовательно, и межчастичного расстояния, поэтому нарушаются условия применимости классического уравнения Больцмана, в частности, должны учитываться эффекты непарного рассеяния (см. § 2.4), вырождение электронов и т. п. При немалых значениях квантового параметра η^* предпочтительнее использовать не борновское приближение, а расчеты фаз рассеяния на дебаевском потенциале [31].

Вычисление частоты столкновений для интеграла Ленарда — Балеску (2.19)

$$\nu_{LB} = \frac{n}{12\pi^2 m^{1/2} (kT)^{1/2}} \int_0^\infty dq q^3 \exp\left(-\frac{\hbar^2 q^2}{8mkT}\right) \times \\ \times \int_{-\infty}^\infty dz \left| \frac{4\pi e^2}{q^2 \varepsilon(q, z)} \right|^2 \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right)$$

с диэлектрической проницаемостью (2.20) $\varepsilon(q, z) = 1 + \frac{\kappa^2}{q^2} (A + iB)$,

$$A = 2 - z \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) \int_0^z dt \exp\left(\frac{t^2}{2}\right); \quad B(z) = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} z \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right)$$

приводит к следующему выражению для кулоновского логарифма:

$$(\ln \Lambda)_{LB} = \int_0^{\infty} \frac{q^3 \exp(-\eta^2 q^2/4) dq}{(q^2+1)(q^2+2)} = \ln \frac{1}{\eta^*} - \frac{C}{2} + 0(\eta^{*2} \ln \eta^*). \quad (2.28)$$

Коэффициенты переноса для плазмы с интегралом столкновений Ленарда — Балеску вычислялись в работах [30, 32].

Кулоновский логарифм для интеграла столкновений Ландау получается при $\epsilon(q, \omega) = 1$:

$$(\ln \Lambda)_A = \int_0^{\infty} \frac{q^3 \exp(-\eta^2 q^2/4)}{(q^2+2)^2} = \ln \frac{1}{\eta^*} - \frac{C}{2} + \frac{1}{2} \ln 2 + 0(\epsilon^2). \quad (2.29)$$

Для аппроксимации (2.21) получаем [22]:

$$(\ln \Lambda)_{GD} = \ln \Gamma^{-1} - 2C + \frac{3}{2} \ln 2, \quad (2.30)$$

или с учетом квантовых поправок [33]:

$$\left. \begin{aligned} (\ln \Lambda)_{WD} &= \ln \Gamma^{-1} - 2C + \frac{3}{2} \ln 2 - \frac{1}{2} \exp(z) E_1(z); \\ E_1(z) &= \int_z^{\infty} t^{-1} \exp(-t) dt, \quad z = \frac{1}{4} \left(\frac{f}{\Lambda_e} \right)^2 \exp(2C), \end{aligned} \right\} \quad (2.31)$$

поэтому в высокотемпературной области $kT \gg Ry$ вместо выражения (2.30) получаем [34]:

$$(\ln \Lambda) = \ln r_D/\Lambda_e - \frac{C}{2} + \frac{1}{2} \ln 2. \quad (2.32)$$

Аппроксимация с экспоненциальным обрезанием [25—27] приводит к следующему выражению:

$$(\ln \Lambda)_{KA} = \ln \Gamma^{-1} - 2C + \ln 2. \quad (2.33)$$

Отметим еще выражение для кулоновского логарифма, предложенное Спитцером и Хэрмом [35], в котором расходящиеся интегралы обрезались на близких расстояниях, соответствующих рассеиванию заряженных частиц на угол 90° , а на дальних — на дебаевском радиусе:

$$(\ln \Lambda)_{SH} = \ln(3\sqrt{2}\Gamma^{-1}). \quad (2.34)$$

Иногда, во избежание формальных расходимостей при больших значениях параметра Γ транспортное сечение рассеяния на экранированном потенциале вычисляют в борновском приближении, удерживая следующие члены по параметру Γ :

$$\ln \Lambda = \int_0^{q_{\max}} \frac{q^3 dq}{(q^2+1)^2} = \frac{1}{2} \left[\ln(1+\Lambda^2) - \frac{\Lambda^2}{1+\Lambda^2} \right]. \quad (2.35)$$

Здесь параметр $\Lambda = q_{\max}/\kappa$ определяется максимальным значением передаваемого импульса.

Как интеграл столкновений, так и получаемые с его помощью результаты для коэффициентов переноса справедливы только для слабонеидеальной плазмы, т. е. при $\Gamma \ll 1$, в этом случае различные выражения для кулоновских логарифмов (2.25) — (2.35) совпадают. В области $\Gamma \geq 1$ лучшими экстраполяционными свойствами, совпадающими с экспериментальными результатами, обладает выражение

$$\ln \Lambda = \frac{1}{2} \ln(1 + \Lambda^2), \quad (2.36)$$

$\Lambda = 3\sqrt{2}\Gamma^{-1}$, которое и использовалось в дальнейших расчетах коэффициентов переноса (см. гл. 5).

В реальной частично ионизованной плазме необходимо учитывать столкновения не только с бесструктурными заряженными частицами, но и с атомами, молекулами и радикалами, находящимися в различных энергетических состояниях, что усложняет кинетическое уравнение и затрудняет анализ влияния различных факторов на электронные коэффициенты переноса. Основным аналитическим методом решения кинетического уравнения относительно электронной функции распределения является метод Чепмена — Энскога [10, 36], который основан на разложении анизотропной части функции распределения, обусловленной электрическим и магнитным полями, градиентами температуры и концентрации, в ряд по ортогональным полиномам. При учете только упругих соударений разложение проводится по полиномам Сонина. Решение кинетического уравнения для полностью ионизованной плазмы с электрон-ионными и электрон-электронными столкновениями методом Чепмена — Энскога затруднено из-за необходимости удерживать большее число полиномов Сонина при расчете электропроводности и термо-э.д.с. Для полностью ионизованной плазмы детальный учет электрон-электронных столкновений (соответствующий бесконечно большому числу полиномов Сонина в методе Чепмена — Энскога) был выполнен Спитцером и Хэрмом [35], которые исходили из интеграла столкновений Ландау для заряженных частиц. Дифференциальное уравнение второго порядка относительно поправки к равновесной функции распределения было решено численно, и в результате получены поправки к электронным коэффициентам переноса полностью ионизованной плазмы. Соответствующие результаты приведены в § 2.6.

В случае частично ионизованной плазмы в кинетическом уравнении для электронов добавляется интеграл столкновений электронов с атомами (молекулами). Применение метода Чепмена — Энскога с учетом электрон-электронных столкновений также требует учета большого числа полиномов, по которым проводится разложение [16]. При возрастающей зависимости сечения упругого рассеяния электрон — атом от относительной скорости частиц для корректного учета электрон-электронных столкновений иногда применяется вариационный метод [37, 38], в котором используются экстремальные свойства коэффициентов переноса. Поскольку этот

метод менее распространен по сравнению с методом Чепмена — Энскога, опишем его подробнее.

Кинетическое уравнение для электронов в стационарной пространственно-однородной плазме имеет вид

$$\psi \equiv -\frac{eE}{m} \frac{\partial f}{\partial v} = (K_{ea} + K_{ei} + K_{ee}) \varphi, \quad (2.37)$$

где φ — поправка к равновесной функции распределения электронов f в электрическом поле E ; K — столкновительные интегралы.

Определим скалярное произведение $(\varphi, \psi) = \int \varphi(v) \psi(v) d^3v$. Плотность тока $\mathbf{j} = e \int \mathbf{v} f(v) \varphi(v) d^3v = \frac{kT}{E} (\varphi, \psi)$. Введем в рассмотрение функционал $\lambda(\chi) = (\varphi | K | \varphi) - (\chi - \varphi | K | \chi - \varphi) = 2(\chi | \psi) - (\chi | K | \chi)$, который достигает максимума, когда функция $\chi(v)$ совпадает с точным решением кинетического уравнения; в то же время для вычисления функционала $\lambda(\chi)$ не требуется знать точного решения $\varphi(v)$. Разложим функцию χ по базисным функциям и используем условие экстремальности:

$$\chi = \sum a_i \chi_i, \quad \partial \lambda / \partial a_i = 2(\chi_i | \psi) - \sum_j a_j (\chi_i | K | \chi_j) = 0.$$

После решения системы линейных уравнений относительно коэффициентов a_i вычисляется электропроводность:

$$\sigma = \frac{kT}{E^2} \max \lambda(\chi) = \frac{kT}{E^2} \sum_{i,j} a_i a_j (\chi_i | K | \chi_j). \quad (2.38)$$

В работе [38] таким способом была вычислена электропроводность частично ионизованной плазмы цезия.

Расчет электронных свойств переноса многокомпонентной среды как методом Чепмена — Энскога с большим числом полиномов разложения, так и вариационным методом затруднен вследствие их трудоемкости. Кроме того, часто применение этих методов неоправдано из-за неопределенности в сечениях элементарных процессов. Поэтому расчеты этими методами были проведены лишь в простейших моделях, типа трехкомпонентной плазмы, а основная часть расчетов проведена интерполяционным методом Фроста (см. § 2.6).

Как упоминалось в начале данного параграфа, на коэффициенты переноса оказывает влияние и наличие возбужденных состояний атомов и молекул. Если рассматривать возбужденные атомы как отдельный сорт частиц, на которых происходит рассеяние электронов, то существенный вклад в электронный перенос может быть обусловлен большими сечениями рассеяния электронов на возбужденных состояниях, несмотря на их меньшую заселенность в соответствии с больцмановским фактором $g_i \exp(-E_i/kT)$. Например, теоретически вычисленное и экспериментально измеренное сечения рассеяния электрона при энергии 4,4 эВ на атоме

натрия в возбужденном состоянии $3^2P_{3/2}$ в 3,21 раза больше сечения рассеяния на основном состоянии. Это дает уже заметную поправку к коэффициентам переноса, обусловленным электронами (подробнее см. § 2.4).

Обсудим кратко влияние неупругих столкновений на коэффициенты переноса. Кинетическая теория и метод вычисления коэффициентов переноса первоначально были развиты Чепменом и Энскогом для частиц газа с центральным потенциалом взаимодействия без внутренних степеней свободы. Формальные методы вычисления коэффициентов переноса с учетом внутренних степеней свободы были развиты Ван-Чангом и Уленбеком, затем в [39] были получены общие выражения для коэффициентов диффузии, вязкости, термодиффузии и теплопроводности. При выводе этих формул каждое возбужденное состояние атома или молекулы считалось отдельным сортом частиц, так что в равновесии предполагалось максвелловское распределение по скоростям и больцмановское — по энергетическим состояниям. В методе Чепмена — Энскога разложение поправки к функции распределения необходимо проводить в двойной ряд ортогональных полиномов: Сонина — по скоростям и Вальдмана — Трубенбахера — по квантовым энергетическим состояниям. Неупругие столкновения и связанный с ними перенос внутренней энергии частиц оказывает наиболее существенное влияние на теплопроводность газа и существенно меньшее — на другие коэффициенты переноса. В подтверждение этого Фоксом [40] проведено влияние неупругих столкновений на электропроводность плазмы аргона. В диапазоне температур 5000—25 000 К соответствующая поправка оказалась менее 1%. Другая попытка учета неупругих столкновений содержится в [41], однако полученные результаты по влиянию неупругих столкновений на вязкость частично ионизованного водорода не согласуются с выводами [36] о малом влиянии этих процессов на диффузию и вязкость газа. Отметим, что работа в этом направлении в настоящее время затруднена, во-первых, из-за недостаточной информации о дифференциальных сечениях неупругих процессов, протекания реакций по различным каналам, в том числе резонансным, и, во-вторых, из-за трудности получения интеграла неупругих столкновений с учетом диссоциации, ионизации и других реакций, а также вопросов сходимости по числу учитываемых ортогональных полиномов.

§ 2.3. Теория неравновесных процессов в неидеальных средах

Исследование переносных свойств плазмы на основе кинетических уравнений возможно, как показано в § 2.2, при условии слабого межчастичного взаимодействия. Теория неравновесных процессов [42—47], изложению которой посвящен данный параграф, позволяет формально определить коэффициенты переноса

в системах с сильным взаимодействием через временные корреляционные функции, найти связи между термодинамическими и переносными характеристиками неидеальных систем. В данном параграфе обсуждаются также методы и результаты вычисления выражений для коэффициентов переноса, полученных теоретически [42—47] для заряженных и нейтральных неидеальных сред, — неидеальной плазмы, плотных газов и жидкостей, некоторых модельных систем.

Изучение неравновесных процессов в неидеальных средах методами, описанными ниже, проводится для не слишком малых интервалов времени, когда становится несущественной информация о начальном состоянии системы и сокращается число параметров, необходимых для ее описания. В неидеальных системах время взаимодействия частиц порядка кинетического, поэтому в данных системах отсутствует кинетический этап эволюции (см. § 2.2). На гидродинамическом этапе эволюции в каждом макроскопически малом объеме устанавливается локальное термодинамическое равновесие с медленно меняющимися по сравнению с микроскопическими временами термодинамическими и гидродинамическими параметрами, характерные размеры неоднородностей системы велики по сравнению с микроскопическими, изменение параметров системы описывается уравнениями гидродинамики.

Поясним понятия термических и механических возмущений, используемых в теории неравновесных процессов. Механическими возмущениями системы называются такие, которые представляют собой результат действия внешних полей, при этом гамильтониан системы является суммой невозмущенного гамильтониана и энергии взаимодействия системы с внешним полем. Термическими называются возмущения, не допускающие такого описания [43].

Теория неравновесных процессов, вызванных внешними возмущениями, — теория линейного отклика (ТЛО) развита в работе [42]. Необходимо отметить, однако, что потоки (2.7) — (2.10) не содержат внешних полей, так как электрическое поле в (2.7), (2.8) есть, вообще говоря, среднее поле в среде. Таким образом, аппарат ТЛО может быть применен для исследования неравновесных процессов вследствие термических возмущений: среднего электрического поля, градиентов температуры, среднemasсовой скорости, массовых долей компонентов или химических элементов, если основываться на представлении эффектов от термических возмущений в среде через механические возмущения. Существующие косвенные методы ТЛО развиты в работах [44, 46], где рассмотрены фиктивные возмущения, создающие слабо неоднородные состояния среды; под действием фиктивных возмущений система релаксирует по уравнениям гидродинамики. Средние значения наблюдаемых свойств релаксирующей системы (например, плотности объемного заряда, энергии и т. п.) согласно ТЛО выражаются через временные корреляционные функции, а также определяются из гидродинамических уравнений, т. е. через феноменологические коэффициенты переноса. Сравнением указанных определений сред-

них значений наблюдаемых величин находят выражения для коэффициентов переноса. В подходе [44, 46] предполагается справедливость макроскопических уравнений гидродинамики. Воспользуемся методами [44, 46] для изучения некоторых коэффициентов переноса. Кратко сформулируем ТЛО, не конкретизируя вид возмущений, но полагая последние переменными, адиабатически включенными при $t = -\infty$ и неоднородными. Малую поправку к гамильтониану среды запишем в виде [44, 46]:

$$H^{ext}(t) = - \sum_j \int d\mathbf{r} B_j(\mathbf{r}, t) b_j^{ext}(\mathbf{r}, t). \quad (2.39)$$

Здесь $B(\mathbf{r}, t)$ — оператор, соответствующий некоторому наблюдаемому свойству среды (например, плотности заряда) в представлении Гейзенберга [48]; $b_j^{ext}(\mathbf{r}, t)$ — внешнее адиабатически наложенное возмущение. Выпишем выражение для $\Delta \langle B_i(\mathbf{r}, t) \rangle$ изменения наблюдаемого свойства под действием возмущения ($\langle \dots \rangle$ — означает усреднение по статистическому оператору возмущенной системы):

$$\left. \begin{aligned} \Delta \langle B_i(\mathbf{r}, t) \rangle &= \sum_j \int_{-\infty}^{\infty} dt' \int d\mathbf{r}' \chi_{B_i B_j}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') b_j^{ext}(\mathbf{r}', t'); \\ \chi_{B_i B_j} &= 2i\theta(t - t') \frac{1}{2\hbar} \langle [B_i(\mathbf{r}, t) B_j(\mathbf{r}', t')] \rangle_0 = 2i\theta(t - t') \chi_{B_i B_j}''; \\ \chi_{B_i B_j}(\mathbf{k}, z) &= \int \frac{d\omega \chi_{B_i B_j}''(\mathbf{k}, \omega)}{\pi(\omega - z)}. \end{aligned} \right\} \quad (2.40)$$

Здесь $\chi_{B_i B_j}$ — функция реакции или запаздывающая двухвременная функция Грина; $\langle \dots \rangle_0$ — усреднение по невозмущенному статистическому оператору; $[B_i B_j] = B_i B_j - B_j B_i$; $\chi_{ij}''(\mathbf{k}, \omega)$ — фурье-образ $\chi_{B_i B_j}''(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t')$; z — комплексная переменная. Свойства $\chi_{B_i B_j}''$ следуют из свойств эрмитовых операторов $B_i(\mathbf{r}, t)$ относительно обращения времени (рассматривается случай без магнитного поля) [44, 48]:

$$\left. \begin{aligned} \chi_{ij}''(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') &= -\chi_{ji}''(\mathbf{r}' - \mathbf{r}, t' - t); \\ [\chi_{ij}''(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t')]^* &= -\chi_{ij}''(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t'); \\ \chi_{ij}''(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') &= \varepsilon_i \varepsilon_j \chi_{ji}''(\mathbf{r}' - \mathbf{r}, t - t'). \end{aligned} \right\} \quad (2.41)$$

$\varepsilon_i = \pm 1$, если соответствующий оператор — четный или нечетный относительно обращения времени. Таким образом $\chi_{ij}''(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t')$ — мнимая функция; часть $\chi_{ij}''(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega)$ — симметричная относительно замены i на j и \mathbf{r} на \mathbf{r}' , действительная и нечетная по ω функция; антисимметричная часть $\chi_{ij}''(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega)$ — мнимая и четная. Сопоставление равенств (2.41) показывает, что при одинаковой четности операторов B_i и B_j относительно обращения времени $\chi_{ij}''(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega)$ — нечетная относительно ω , действительная и сим-

метричная по \mathbf{r} и \mathbf{r}' , i и j функция; и наоборот, когда $\varepsilon_i = -\varepsilon_j$. Заметим также, что из соотношений (2.41) следуют соотношения взаимности Онсагера для коэффициентов переноса (см. 2.53).

Следуя процедуре, описанной в работах [44, 46], получим феноменологическое определение проводимости, которая связывает электрический ток со средним электрическим полем в среде. При этом предполагается, что среда состоит из положительно и отрицательно заряженных частиц, в случае плазмы данный подход соответствует физической модели (см. § 1.1). Закон сохранения электрического заряда и феноменологический закон Ома имеют вид (температура и давление в среде постоянны, магнитное поле отсутствует) [46]:

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t} + \nabla \mathbf{j} = 0, \quad \mathbf{j} = \sigma^L \left[\mathbf{E} - \frac{1}{e} \left(\frac{\partial \mu}{\partial \rho^*} \right)_{p,T} \nabla \rho^* \right], \quad (2.42)$$

где $\mu = \mu_i - \mu_e$ — разность химических потенциалов ионов и электронов. Выполнив преобразование Фурье в (2.42) и проведя простые выкладки, получим феноменологическое определение локальной продольной проводимости:

$$\sigma^L = \lim_{\omega \rightarrow 0} \lim_{k \rightarrow 0} \operatorname{Re} \frac{\omega \langle \rho^*(\mathbf{k}, \omega) \rangle}{kE}. \quad (2.43)$$

Для дальнейших вычислений необходимы выражения для диэлектрической проницаемости $\varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega)$ и обратной ей величины $1/\varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega)$ [45]:

$$\frac{1}{\varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega)} - 1 = \frac{4\pi \langle \rho^*(\mathbf{k}, \omega) \rangle}{ikD(\mathbf{k}, \omega)}, \quad (2.44)$$

$$\varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega) = 1 + \frac{i4\pi \langle \rho^*(\mathbf{k}, \omega) \rangle}{kE(\mathbf{k}, \omega)}.$$

В этих формулах $D(\mathbf{k}, \omega)$ и $E(\mathbf{k}, \omega)$ — фурье-образы внешнего и среднего электрических полей связаны с фурье-образами плотностей стороннего $\tilde{\rho}(\mathbf{k}, \omega)$ и наведенного $\rho^*(\mathbf{k}, \omega)$ зарядов:

$$ikD(\mathbf{k}, \omega) = 4\pi \tilde{\rho}(\mathbf{k}, \omega); \quad ikE(\mathbf{k}, \omega) = 4\pi [\rho^*(\mathbf{k}, \omega) + \tilde{\rho}(\mathbf{k}, \omega)].$$

Соотношения между «внешней» продольной проводимостью $\sigma^L(\mathbf{k}, \omega)$ — откликом среды на внешнее электрическое поле, $\sigma^L(\mathbf{k}, \omega)$, $1/\varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega)$, $\varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega)$, записывается в виде [45]

$$\left. \begin{aligned} [e^L(\mathbf{k}, \omega)]^{-1} &= 1 - \frac{i4\pi \sigma^L(\mathbf{k}, \omega)}{\omega}; \\ \varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega) &= 1 + \frac{i4\pi \sigma^L(\mathbf{k}, \omega)}{\omega}. \end{aligned} \right\} \quad (2.45)$$

Внешнюю проводимость и $1/\varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega)$ найдем согласно (2.39) и (2.40) — запишем H^{ext} в форме

$$H^{ext}(t) = \int d\mathbf{r} \rho^*(\mathbf{r}, t) \varphi^{ext}(\mathbf{r}, t) e^{\varepsilon t}, \quad (2.46)$$

где ε — малая положительная величина, обеспечивающая адиабатическое приближение.

тичность включения возмущения $\varphi^{\text{BH}}(\mathbf{r}, t)$. Из выражения (2.40), (2.44), (2.46) следует:

$$\left. \begin{aligned} \langle \rho^*(\mathbf{k}, \omega) \rangle &= -\chi_{\rho\rho}(\mathbf{k}, \omega) \varphi^{\text{BH}}(\mathbf{k}, \omega) = -\chi_{\rho\rho}(\mathbf{k}, \omega) \bar{\rho}(\mathbf{k}, \omega) \frac{4\pi e^2}{k^2}; \\ \text{Im } \varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega) &= |\varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega)|^2 \chi_{\rho\rho}''(\mathbf{k}, \omega) \frac{4\pi e^2}{k^2}. \end{aligned} \right\} \quad (2.47)$$

Таким образом, σ^L в (2.43) имеет вид ($\rho^* = e\rho$) [44]:

$$\sigma^L = \lim_{\omega \rightarrow 0} \lim_{k \rightarrow 0} \frac{e^2 \omega}{k^2} |\varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega)|^2 \chi_{\rho\rho}''(\mathbf{k}, \omega). \quad (2.48)$$

Данное выражение является строгим определением локальной продольной проводимости слабонеоднородной среды. Корреляционную функцию плотность — плотность $\chi_{\rho\rho}''(\mathbf{k}, \omega)$ в (2.48) можно заменить корреляционными функциями $\chi_{EE}''(\mathbf{k}, \omega)$ (имеется в виду электрическое поле, связанное с $\langle \rho^*(\mathbf{k}, \omega) \rangle$) и $\chi_{jj}(\mathbf{k}, \omega)$, что следует из (2.42). В случае однородной среды ($k=0$) формула для проводимости получена в работе [42]:

$$\sigma_{\mu\nu}(\omega) = \lim_{\beta \rightarrow 0} \int_0^\beta \int_0^\infty e^{i\omega t - \beta t} \langle j_\mu j_\nu(t + i\hbar\lambda) \rangle_0 d\lambda dt, \quad (2.49)$$

где $\beta = (kT)^{-1}$; j — оператор тока. Поле, связанное с электрическим током через $\sigma(\omega)$, может быть высокочастотным в противоположность слабопеременному и слабонеоднородному полю, входящему в закон Ома в форме (2.42).

Термо-э. д. с. среды определяется аналогично σ^L . Из закона Ома $\mathbf{j} = \sigma^L [\mathbf{E} - \nabla\mu/e + \alpha_1 \nabla T]$ при $\nabla\mu = 0$ имеем $\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) = -\alpha_1 i k T(\mathbf{k}, \omega)$, т. е. $4\pi\rho^*(\mathbf{k}, \omega) = \alpha_1 k^2 T(\mathbf{k}, \omega)$; $\alpha_1 = \alpha/\sigma - (k/e)(\mu/kT) + (k/e)(\hbar/kT)$. Гамильтониан возмущения имеет вид $H^{ext}(t) = -\int d\mathbf{r} q(\mathbf{r}, t) [\delta T(\mathbf{r}, t)/T] e^{i\mathbf{r} \cdot \mathbf{k}}$, где $q(\mathbf{r}, t) = u(\mathbf{r}, t) - [(u + p)/n] n(\mathbf{r}, t) + n_1 [n(\mathbf{r}, t)/n - n_1(\mathbf{r}, t)/n] \mu$; n — полная концентрация; u — плотность энергии; $n_1 + n_2 = n$, $n_1 = n_2$. Таким образом, для α_1 получим [46]:

$$\alpha_1 = -\frac{1}{T} \lim_{\omega \rightarrow 0} \lim_{k \rightarrow 0} \text{Re } \chi_{\rho, q}(\mathbf{k}, \omega)/k^2. \quad (2.50)$$

Найдем выражение для коэффициента сдвиговой вязкости, также основываясь на теории линейной реакции. Уравнение сохранения для тангенциальной компоненты плотности импульса \mathbf{p}_t в линейном приближении имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \mathbf{p}_t(\mathbf{r}, t) \rangle = \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 \langle \mathbf{p}_t(\mathbf{r}, t) \rangle.$$

Выполнив в этом уравнении преобразование Фурье — Лапласа, получим ($z = \omega + i\varepsilon$):

$$\begin{aligned} -iz\mathbf{p}_t(\mathbf{k}, z) + \frac{\eta}{\rho} k^2 \mathbf{p}_t(\mathbf{k}, z) &= \mathbf{p}_t(\mathbf{k}); \\ \text{Re } \frac{\mathbf{p}_t(\mathbf{k}, z)}{v_t(\mathbf{k})} &= \frac{\eta k^2}{\omega^2 + \left(\frac{\eta k^2}{\rho} \right)^2}. \end{aligned}$$

Фиктивный гамильтониан возмущения $H^{ext}(t) = -\Theta(t) \int d\mathbf{r} \hat{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, t) \delta \mathbf{v}(\mathbf{r}) e^{et}$; тогда из (2.40) для $t > 0$ следует:

$$\frac{\mathbf{p}_t(\mathbf{k}, z)}{\mathbf{v}_t(\mathbf{k})} = \int \frac{d\omega'}{\pi i} \frac{\chi'_{\mathbf{p}_t \mathbf{p}_t}(\mathbf{k}, \omega')}{\omega'(\omega' - z)};$$

$$\operatorname{Re} \frac{\mathbf{p}_t(\mathbf{k}, z)}{\mathbf{v}_t(\mathbf{k})} = \frac{\chi''_{\mathbf{p}_t \mathbf{p}_t}(\mathbf{k}, \omega)}{\omega} = \frac{\eta k^2}{\omega^2 + \left(\frac{\eta k^2}{\rho}\right)^2}.$$

Отсюда [44]

$$\eta = \lim_{\omega \rightarrow 0} \lim_{k \rightarrow 0} \omega \chi''_{\mathbf{p}_t \mathbf{p}_t}(\mathbf{k}, \omega)/k^2. \quad (2.51)$$

В форме, подобной (2.48), (2.50), (2.51), представлены и другие переносные коэффициенты [44, 46].

Выражения для коэффициентов переноса неидеальных систем получены также методом неравновесного статистического оператора [43, 47], отличного от метода косвенной теории линейной реакции. В работе [43] переносные коэффициенты определены через двухвременные запаздывающие функции Грина; при этом выражения для векторных, тензорных и скалярных процессов имеют вид $\left(\mathbf{q}' = \mathbf{q} - \sum_{k=1}^N h_k \mathbf{i}_k \right)$ (ср. с 2.7—2.9)

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{q}' &= -L_{QQ} \frac{\nabla T}{T^2} - \sum_{i=1}^k L_{Qk} \nabla \frac{\mu_k}{T}; \\ \mathbf{i}_k &= -L_{kQ} \frac{\nabla T}{T^2} - \sum_{j=1}^N L_{kj} \nabla \frac{\mu_j}{T}; \\ \Pi'_{ij} &= -\eta \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \nabla \mathbf{v} \right); \\ \Pi &= -\zeta \nabla \mathbf{v}. \end{aligned} \right\} \quad (2.52)$$

Здесь μ_k — электрохимический потенциал компонента k , а коэффициенты переноса соответственно:

$$\left. \begin{aligned} L_{QQ} &= -\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} kT \int \int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^t e^{\varepsilon t} \chi_{QQ}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t') d\mathbf{r}' dt dt'; \\ L_{Qj} &= -\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} kT \int \int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^t e^{\varepsilon t} \chi_{Qj}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t') d\mathbf{r}', dt dt'; \\ L_{kj} &= -\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} kT \int \int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^t e^{\varepsilon t} \chi_{kj}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t') d\mathbf{r}' dt dt'; \\ \eta &= -\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{k}{2} \int \int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^t e^{\varepsilon t} \chi_{\tau\tau}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t') d\mathbf{r}' dt dt'; \\ \zeta &= -\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} k \int \int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^t e^{\varepsilon t} \chi_{pp}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t') d\mathbf{r}' dt dt'. \end{aligned} \right\} \quad (2.53)$$

Здесь индексы Q, j, τ, p — соответствуют операторам плотности потока тепла, диффузионного потока, бездивергентной части тензора напряжений и плотности импульса [43]. Согласно соотношениям взаимности Онсагера, которые вытекают из (2.41), $L_{qi} = L_{iq}$, $L_{ij} = L_{ji}$. Форма потоков (2.52) и определений (2.53) не изменится, если i_k заменить массовыми потоками химических элементов i_a , а μ_k — химическими потенциалами химических элементов μ_a . Используя (2.52), (2.53), можно получить определение эффективных коэффициентов переноса через соответствующие корреляционные функции. Естественно, что эффективные коэффициенты переноса могут быть выражены через временные корреляционные функции также и с помощью косвенных методов теории линейной реакции.

В работах [47, 49] рассматривался вопрос о разделении μ_k на «электрическую» и «химическую» части, при этом показано, что, следуя методу неравновесного статистического оператора, разделение провести в общем виде не удастся. Для дебаевской плазмы в явном виде получен коэффициент, отличающий электропроводность в форме (2.49) от локальной продольной электропроводности плазмы:

$$\sigma^L = \sigma(0) \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{e^2}{kT} \right) 4\pi r_D \sum_j n_j z_j^3 \right]. \quad (2.54)$$

Как видно из данного выражения, в дебаевской плазме различие между σ^L и $\sigma(0)$ существует для несимметричной плазмы.

Микроскопическое вычисление коэффициентов переноса неидеальных сред, определенных через функции линейной реакции $\chi_{B_i B_j}$, с помощью различных вариантов теории неравновесных процессов, представляет собой сложную задачу. Поэтому значительная роль в теории неидеальных систем принадлежит общим ограничениям на величину функций реакции, которые относятся к аналитическим свойствам, пределам изменений и т. п. Примером ограничений служат соотношения Крамерса — Кронига и вытекающие из них следствия правила сумм. Правила сумм могут быть использованы при вычислении коэффициентов переноса неидеальной системы.

Соотношения Крамерса — Кронига для функций линейной реакции являются следствием аналитичности функций реакции в верхней полуплоскости комплексной переменной z ; аналитичность, в свою очередь, следует из причинности возмущения. Механические возмущения являются причинными, но в случае термических возмущений ситуация сложнее (подробнее см. [46, 50]). Для диэлектрической проницаемости и продольной проводимости (функций реакции на среднее электрическое поле) соотношения Крамерса — Кронига справедливы в пределе $k \rightarrow 0$ [46, 50]; то же предположим и для функций реакции, соответствующих другим термическим возмущениям. Сформулируем соотношения Крамерса — Кронига. Если фурье-образ двухвременной запаздывающей функции Грина

$\chi_{B_i B_j}(\mathbf{k}, \omega)$ (см. (2.40)) не имеет полюсов на оси ω , то для действительной и мнимой частей $\chi_{B_i B_j} = \chi'_{B_i B_j} + i\chi''_{B_i B_j}$ имеем:

$$\left. \begin{aligned} \chi'_{ij}(\mathbf{k}, \omega) - 1 &= \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \frac{\chi''_{ij}(\mathbf{k}, \omega')}{\omega' - \omega}; \\ \chi''_{ij}(\mathbf{k}, \omega) &= -\frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \frac{\chi'_{ij}(\mathbf{k}, \omega') - 1}{\omega' - \omega}. \end{aligned} \right\} \quad (2.55)$$

При одинаковой четности эрмитовых операторов $B_i(\mathbf{r}, t)$ и $B_j(\mathbf{r}, t)$ относительно обращения времени (2.41) соотношения (2.55) преобразуются к виду:

$$\left. \begin{aligned} \chi'_{ij}(\mathbf{k}, \omega) - 1 &= \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} d\omega' \frac{\omega' \chi''_{ij}(\mathbf{k}, \omega')}{\omega'^2 - \omega^2}; \\ \chi''_{ij}(\mathbf{k}, \omega) &= \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} d\omega' \omega' \frac{\chi'_{ij}(\mathbf{k}, \omega') - 1}{\omega'^2 - \omega^2}. \end{aligned} \right\} \quad (2.56)$$

Функции линейной реакции выражаются через равновесные флуктуации среды с помощью флуктуационно-диссипативной теоремы (ФДТ). ФДТ позволяет упростить получение интегральных зависимостей между временными и равновесными корреляционными функциями. ФДТ связывает мнимую часть функции линейной реакции с фурье-образом антикоммутатора $S_{B_i B_j}(\mathbf{k}, \omega)$ [44]:

$$\left. \begin{aligned} \chi''_{B_i B_j}(\mathbf{k}, \omega) \operatorname{cth}(\beta\omega\hbar/2) &= S_{B_i B_j}(\mathbf{k}, \omega); \\ S_{B_i B_j}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) &= \frac{1}{\hbar} [f_{B_j B_i}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) + f_{B_j B_i}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}, \omega)]; \\ f_{B_i B_j}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega) &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega(t-t')} \langle B_i(\mathbf{r}, t) B_j(\mathbf{r}', t') \rangle_0 d(t-t'). \end{aligned} \right\} \quad (2.57)$$

Выражение для $f_{B_j B_i}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}, \omega)$ очевидно из (2.57). Выпишем соотношение между динамическим структурным фактором системы $S(\mathbf{k}, \omega)$, который является экспериментально измеряемой величиной и характеризует рассеяние электромагнитных волн средой [45], и мнимой частью функции реакции плотность — плотность (2.47):

$$\left. \begin{aligned} \chi''_{\rho\rho}(\mathbf{k}, \omega) &= \pi N S(\mathbf{k}, \omega) [1 - \exp(\beta\omega\hbar)]/\hbar V; \\ S(\mathbf{k}, \omega) &= \frac{1}{2\pi N} \int_{-\infty}^{\infty} \langle \rho_{\mathbf{k}}(t) \rho_{-\mathbf{k}}(0) \rangle_0 dt; \quad \rho_{\mathbf{k}} = \sum_{i=1}^N z_i e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}_i}. \end{aligned} \right\} \quad (2.58)$$

Здесь N — полное число частиц в объеме V ; $z_i e$ — заряд i -й ча-

стицы. Равенство (2.58) представляет собой одну из форм ФДТ и используется при вычислении правил сумм для внешней проводимости (2.60).

Из правила f -сумм для динамического структурного фактора двухэлементарной заряженной среды [45] $\int_{-\infty}^{\infty} \omega S(\mathbf{k}, \omega) d\omega = \hbar k^2 (1/4m_+ + 1/4m_-)$ и ФДТ следует асимптотическое поведение при $\omega \rightarrow \infty$ функций реакции среды. Для плазмы имеем [45]:

$$\left. \begin{aligned} \chi_{pp}(\mathbf{k}, \omega) &\rightarrow \frac{2}{\omega^2} \frac{N}{V} \frac{k^2}{2m}; \\ [\varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega)]^{-1} &\rightarrow 1 + \frac{2\pi e^2 N}{mV\omega^2}; \\ \varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega) &\rightarrow 1 - \frac{2\pi e^2 N}{mV\omega^2}. \end{aligned} \right\} \quad (2.59)$$

Корреляционные функции при $\omega \rightarrow \infty$, как это следует из (2.59) и качественных представлений, описывают газ невзаимодействующих частиц.

Рассмотрим подробнее правила сумм для $\hat{\sigma}^L(\mathbf{k}, \omega)$ и $\sigma^L(\mathbf{k}, \omega)$ плазмы. Правила сумм для действительной части внешней проводимости имеют вид [42]:

$$\left. \begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Re} \hat{\sigma}^L(\mathbf{k}, \omega) d\omega &= \pi \frac{e^2}{k^2} \frac{\partial}{\partial t} \chi_{pp}(\mathbf{k}, t) \Big|_{t=0}; \\ \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 \text{Re} \hat{\sigma}^L(\mathbf{k}, \omega) d\omega &= -\pi \frac{e^2}{k^2} \frac{\partial^3}{\partial t^3} \chi_{pp}(\mathbf{k}, t) \Big|_{t=0}. \end{aligned} \right\} \quad (2.60)$$

Вид старших четных моментов действительной части внешней проводимости очевиден из (2.60). Равенства (2.60) следуют из соотношений Крамерса — Кронига и определения внешней проводимости через функцию реакции плотности — плотность (см. 2.47). Заметим, что нечетные моменты мнимой части внешней проводимости равны нулю в отсутствие магнитного поля [42]. Получим правила сумм для $\sigma_L(\mathbf{k}, \omega)$. Из равенств

$$\begin{aligned} \text{Im} \varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega) &= \frac{4\pi \text{Re} \hat{\sigma}^L(\mathbf{k}, \omega)}{\omega} |\varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega)|^2; \\ \text{Re} \varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega) &= \left[1 + \frac{4\pi \text{Im} \hat{\sigma}^L(\mathbf{k}, \omega)}{\omega} \right] |\varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega)|^2 \end{aligned}$$

следует:

$$\left. \begin{aligned} 1 - \frac{4\pi \text{Im} \sigma^L(\mathbf{k}, \omega)}{\omega} &= \left[1 + \frac{4\pi}{\omega} \text{Im} \hat{\sigma}^L(\mathbf{k}, \omega) \right]^{-1} - \frac{\text{Im} \varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega)}{\text{Re} \varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega)}; \\ \text{Re} \sigma^L(\mathbf{k}, \omega) &= \text{Re} \hat{\sigma}^L(\mathbf{k}, \omega) |\varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega)|^2. \end{aligned} \right\} \quad (2.61)$$

Пренебрежем вторым членом в правой части первого из этих уравнений и $|\varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega)|^2$ во втором уравнении, так как при $\omega \rightarrow \infty \operatorname{Im} \varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega) \sim \omega^{-3}$ и $|\varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega)|^2 \sim 1$ (см. (2.59)). Следовательно, ряд для $\operatorname{Re} \sigma^L(\mathbf{k}, \omega)$, получающийся из соответствующего соотношения Крамерса — Кронига при $\omega \rightarrow \infty$, вплоть до членов $\sim \omega^{-4}$ совпадает с рядом для $\operatorname{Re} \hat{\sigma}^L(\mathbf{k}, \omega)$; проводить более точный анализ ряда $\operatorname{Re} \sigma^L(\mathbf{k}, \omega)$ не имеет смысла, так как нечетные моменты мнимой части внешней проводимости равны нулю в отсутствие магнитного поля. Таким образом, и нечетные моменты мнимой части $\sigma^L(\mathbf{k}, \omega)$ равны нулю. Из сравнения разложения при $\omega \rightarrow \infty$ первого члена правой части первого уравнения (2.51) и разложения Крамерса — Кронига для $\operatorname{Im} \sigma^L(\mathbf{k}, \omega)$ найдем правила сумм для действительной части $\sigma^L(\mathbf{k}, \omega)$:

$$\left. \begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Re} \sigma^L(\mathbf{k}, \omega) d\omega &= \pi \frac{e^2}{k^2} \frac{\partial \chi_{\rho\rho}}{\partial t}(\mathbf{k}, t) \Big|_{t=0}; \\ \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 \operatorname{Re} \sigma^L(\mathbf{k}, \omega) d\omega &= -\pi \frac{e^2}{k^2} \left[\frac{\partial^3 \chi_{\rho\rho}}{\partial t^3}(\mathbf{k}, t) \Big|_{t=0} + \right. \\ &\left. + \frac{4\pi e^2}{k^2} \left(\frac{\partial \chi_{\rho\rho}}{\partial t} \Big|_{t=0} \right)^2 \right]. \end{aligned} \right\} \quad (2.62)$$

Аналогично можно выписать значения более высоких четных моментов от $\operatorname{Re} \sigma^L(\mathbf{k}, \omega)$ по частоте. Из (2.60) и (2.62) легко записать правила сумм для действительных частей $1/\varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega)$, $\chi_{\rho\rho}(\mathbf{k}, \omega)$, $\varepsilon^L(\mathbf{k}, \omega)$ и т. д. Все четные моменты действительных частей внешней и продольной проводимостей, кроме нулевого, отличаются друг от друга. Таким образом, анализ с помощью правил сумм указывает на различие в величине между $\operatorname{Re} \hat{\sigma}^L(\mathbf{k}, \omega)$ и $\operatorname{Re} \sigma^L(\mathbf{k}, \omega)$. Проведем вычисление первых правил сумм $\operatorname{Re} \hat{\sigma}^L(\mathbf{k}, \omega)$ и $\operatorname{Re} \sigma^L(\mathbf{k}, \omega)$ для классической плазмы с тем, чтобы выявить физический смысл соотношений (2.60) и (2.62). ФДТ в форме (2.58) в классическом пределе ($\hbar \rightarrow 0$) имеет вид $\chi_{\rho\rho}^r(\mathbf{k}, \omega) = \pi \beta \omega \frac{N}{V} S(\mathbf{k}, \omega)$. Отсюда и из формул (2.45) и (2.47) следует

$$\operatorname{Re} \hat{\sigma}^L(\mathbf{k}, \omega) = \pi \frac{e^2}{k^2} \beta \omega^2 \frac{N}{V} S(\mathbf{k}, \omega). \quad (2.63)$$

Таким образом, вычисление четных моментов $\operatorname{Re} \hat{\sigma}^L(\mathbf{k}, \omega)$ в классическом пределе сводится к вычислению моментов динамического структурного фактора. Нулевой частотный момент действительных частей внешней и продольной проводимостей равен $\pi e^2 N / 2Vm$ [42, 46]. Вычисление четвертого момента $S(\mathbf{k}, \omega)$ дает:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \omega^4 S(\mathbf{k}, \omega) d\omega = \frac{3}{2} k^4 \left(\frac{1}{\beta^2 M^2} + \frac{1}{\beta^2 m^2} \right) - \frac{2\pi e^2 k^2}{\beta m^2} \frac{N}{V} \left\{ \int [g_{ee}(r) - 1] \times \right.$$

$$\begin{aligned} & \times \left(\frac{\sin kr}{kr} + \frac{3 \cos kr}{k^2 r^2} - \frac{3 \sin kr}{k^3 r^3} \right) \frac{dr}{r} - \frac{1}{3} \Big\} - \frac{2\pi^2 k^2 N}{\beta M^2 V} \left\{ \int [g_{ii}(r) - 1] \times \right. \\ & \quad \times \left(\frac{\sin kr}{kr} + \frac{3 \cos kr}{k^2 r^2} - \frac{3 \sin kr}{k^3 r^3} \right) \frac{dr}{r} - \frac{1}{3} \Big\} - \frac{4\pi e^2 k^2}{\beta m M} \frac{N}{V} \times \\ & \quad \times \left\{ \int [g_{ei}(r) - 1] \left(\frac{\sin kr}{kr} + \frac{3 \cos kr}{k^2 r^2} - \frac{3 \sin kr}{k^3 r^3} \right) \frac{dr}{r} - \frac{1}{3} \right\}. \quad (2.64) \end{aligned}$$

Отсюда и из равенств (2.62), (2.63) легко записать второй момент действительных частей внешней и истинной проводимостей. В (2.64) $g_{ii}(r)$, $g_{ee}(r)$, $g_{ei}(r)$ — равновесные бинарные корреляционные функции ионов и электронов. Соотношения (2.63) и (2.64) позволяют заключить, что четвертый частотный момент $S(\mathbf{k}, \omega)$ в длинноволновом пределе $\sim k^2$, второй момент действительной части внешней проводимости остается конечным при $k \rightarrow 0$. Интегралы от $g(r)$ в (2.64) сходятся при $r \rightarrow \infty$, сходимость первого и второго интегралов в правой части (2.64) при $r \rightarrow 0$ также имеет место. Интеграл, содержащий $g_{ei}(r)$, расходится при $r \rightarrow 0$. Исключить указанную расходимость следует модификацией потенциала взаимодействия электрон — ион на малых расстояниях, т. е. заменой электрон-ионной классической плазмы модельной системой, которая является термодинамически устойчивой и для которой существует термодинамический предел. Другим условием на модифицированный потенциал электрон — ион служит положительная определенность моментов действительных частей внешней и продольной проводимостей, так как $S(\mathbf{k}, \omega) > 0$ [45]. При вычислении моментов более высокого порядка от динамического структурного фактора степень r в знаменателе подынтегрального выражения с $g_{ei}(r)$ возрастает, и обеспечивать сходимость соответствующих интегралов будет, например, модель твердых заряженных шариков или модель, в которой $g_{ei}(r) \sim \exp(-1/r)$ при $r \rightarrow 0$.

Способами, подробно описанными выше для $\sigma^L(\mathbf{k}, \omega)$, можно определить связи равновесных корреляционных функций с частотными моментами временных корреляционных функций неидеальных сред, соответствующих различным термическим возмущениям.

Интегральные соотношения между функциями линейной реакции среды и производными термодинамических величин в форме, отличающейся от (2.60), (2.62), позволяют получить косвенные методы теории линейной реакции [44]. В [44] установлено основное соотношение между функциями линейной реакции и производными термодинамических величин, с помощью которого легко найти конкретные правила сумм:

$$\lim_{k \rightarrow 0} \chi_{B_i B_j}(\mathbf{k}, 0) = (\partial B_i / \partial b_j)_{b_i \neq b_j}. \quad (2.65)$$

Здесь B_i — наблюдаемые свойства; b_i — термодинамические параметры среды (ср. (2.40)).

Перейдем к обсуждению немногочисленных результатов вычисления выражений для коэффициентов переноса через времен-

ные корреляционные функции. Для неидеальных сред данные получены в основном численными методами. В работе [51] методом молекулярной динамики проведено численное исследование электропроводности системы, моделирующей слабоионизованную плотную плазму с сильным взаимодействием заряд — нейтрал, на основе классического одноэлектронного варианта формулы (2.49), которая, как указано выше, отличается от корректного выражения для локальной продольной электропроводности (2.48) и соответствует, по существу, внешней электропроводности плазмы. Аналогичное [51] приближение, но для расчета электропроводности полностью ионизованной неидеальной плазмы, применено в [52]; при этом потенциал взаимодействия электрон — ион модифицировался на малых расстояниях (см. гл. 1). Поскольку для полностью ионизованных сред необходимо вычислять не корреляционную функцию скоростей, а корреляционную функцию потоков для определения электропроводности, точность расчетов [52] не контролируема. Проверка первых правил сумм в [51, 52] не проводилась.

В работе [53] для однокомпонентной классической плазмы, т. е. системы заряженных частиц на однородном фоне противоположного знака, рассчитаны методом молекулярной динамики коэффициенты сдвиговой и объемной вязкости, самодиффузии, корреляционная функция скоростей. Затем те же величины оценены на основании соотношений Крамерса — Кронига для функций линейной реакции, известных частотных моментов различных корреляторов, ФДТ. Получено неплохое согласие оцененных и рассчитанных величин коэффициентов переноса [54]. В работе [55] исследован коэффициент самодиффузии в классической нейтральной жидкости с помощью известных четных частотных моментов динамического структурного фактора, ФДТ и соотношений Крамерса — Кронига. Корреляционную функцию скоростей, определяющую коэффициент самодиффузии, аппроксимировали выражением с несколькими параметрами, которые найдены через моменты $S(\mathbf{k}, \omega)$, связанного с корреляционной функцией скоростей посредством ФДТ; значение коэффициента самодиффузии, полученного в [55], удовлетворительно согласуется с результатами численных экспериментов для жидкого аргона. Точно так же в работе [56] вычислены коэффициенты сдвиговой и объемной вязкости для жидкого аргона, неплохо совпадающие с экспериментальными данными. Таким образом, правила сумм для функций линейной реакции непосредственно используются для оценки коэффициентов переноса неидеальных сред.

Рассмотрим аналитические методы вычисления электропроводности плазмы, основанные на выражениях коэффициентов переноса через временные корреляционные функции (ср. с (2.49)).

$$\sigma_{\mu\nu}^-(\omega) = \frac{e^3}{m^2} \int \frac{p_\mu p'_\nu}{i\omega} [K_{pp'}^R(\omega) - K_{pp'}^R(0)] \frac{d^3 p d^3 p'}{(2\pi)^3}. \quad (2.66)$$

Здесь $K_{pp'}^R(\omega)$ — фурье-образ запаздывающей двухчастичной функ-

ции Грина, которая вычисляется по причинной функции Грина в дискретных точках мнимой оси и аналитически продолжается на вещественную ось [24].

Высокочастотная электропроводность плазмы методом функций Грина вычислена в работе [57], а статическая — в [58]. Изложим метод расчета электропроводности полностью ионизованной плазмы. Определим вершинную часть соотношением $R_p(\omega_p, \omega_n) = \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} p' K_{pp'}(\omega_n)$, где $\omega_p = i\pi kT(2m+1)$; $\omega_n = 2n_i \pi kT$. В лестничном приближении, которое необходимо учитывать при вычислении статической электропроводности, для вершины справедливо уравнение

$$R_p(\omega_p, \omega_n) = p g_p(\omega_p, \omega_n) + \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} kT \sum_{\omega_{p'}} g_p(\omega_p, \omega_n) \tilde{\Phi}_{p-p'}(\omega_{p'} - \omega_p) R_{p'}(\omega_{p'}, \omega_n),$$

где $g_p(\omega_p, \omega_n) = -G_p(\omega_p + \omega_n/2) G_p(\omega_p - \omega_n/2)$. Это уравнение в методе временных корреляционных функций играет роль кинетического уравнения. Представим его решение в виде

$$R_p(\omega_p, \omega_n) = \frac{p g_p(\omega_p, \omega_n)}{1 - L_p(\omega_p, \omega_n)},$$

где функция L_p удовлетворяет уравнению

$$L_p R_p(\omega_p, \omega_n) = \int \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3} kT \sum_{\omega_{p'}} g_p(\omega_p, \omega_n) \tilde{\Phi}_{p-p'}(\omega_p - \omega_n) \times \\ \times R_{p'}(\omega_{p'}, \omega_n).$$

Используя в правой части приближение $R_p = p g_p(\omega_p, \omega_n)$ и суммируя по $\omega_{p'}$, получаем $L_p(\omega_p, \omega_n) = (iv_e^{(0)} - iv_e)/(\omega + iv_e)$, где «транспортная» частота столкновений

$$v_e = n_i \frac{p}{m} \frac{\pi}{2} \left(\frac{e^2}{\varepsilon_p} \right)^2 \int_0^\infty dq q^3 \exp\left(-\frac{\hbar^2 q^2}{8mkT}\right) \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty \frac{dx \exp(-x^2/2)}{|q^2 \varepsilon(q, x)|^2}.$$

В пространственно-однородном случае для статической электропроводности получаем:

$$\text{Re } \sigma(0) = \frac{1}{3} \frac{e^2}{m} \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \left(-\frac{\partial f_p}{\partial \varepsilon_p} \right) \frac{p^2}{v_e}, \quad f_p = \exp(\mu_e - \varepsilon_p)/kT.$$

Здесь $\varepsilon_p = p^2/2m$. Расчет электропроводности низкотемпературной плазмы [58] в лестничном приближении, учитывающем многократные взаимодействия заряженных частиц, дает результат, в точности совпадающий с аппроксимацией [20] и соответствующим кулоновским логарифмом.

Метод функций Грина для расчета поправок к электропроводности лоренцевского газа использовался в [59], соответствующая диаграммная техника была развита в [60].

В [59] были учтены эффекты непарного рассеяния, когда длина волны электрона Λ_e и амплитуда рассеяния \sqrt{q} (q — сечение рассеяния) соизмеримы с расстоянием между рассеивателями $N^{-1/3}$. В результате было получено разложение частоты столкновений по параметру $\xi = N\Lambda_e q$

$$v_{eff} = v(1 + a_1\xi + a_2\xi^2 + a_3\xi^2 \ln \xi).$$

§ 2.4. Модельные подходы к определению электронных коэффициентов переноса неидеальной плазмы

В § 2.2 развита кинетическая теория газов, справедливая в предельном случае локально сильных потенциалов при $na^3 \ll 1$ (a — радиус действия потенциала), и плазмы для интегрально слабых потенциалов ($\Gamma \ll 1$). В § 2.3 проанализировано состояние методов расчета коэффициентов переноса, выраженных через временные корреляционные функции. Для систем со слабым межчастичным взаимодействием оба подхода к определению переносных свойств эквивалентны, но в отдельных случаях, следуя второму подходу, удастся аналитически или численно рассчитать переносные коэффициенты для систем с сильным взаимодействием. Последнее возможно для слабоионизованной плазмы, однокомпонентной плазмы, плотных нейтральных систем [51—56]. Для вычисления переносных коэффициентов многокомпонентной, химически реагирующей, неидеальной плазмы строгие методы применить не удастся. Поэтому в данном параграфе на основе модельных представлений рассмотрены электронные свойства переноса неидеальной полностью, частично и слабо ионизованной плазмы, в последующем — свойства переноса, обусловленные тяжелыми частицами.

Для расчета переносных свойств неидеальной плазмы обычно применяется химическая модель, согласно которой плазма состоит из определенного количества компонентов: свободных электронов, ионов, атомов, молекул и т. п. Проанализируем влияние различных эффектов на электронные коэффициенты переноса частично ионизованной плазмы с сильным кулоновским взаимодействием — электропроводность и термо-э. д. с., используя формулы Фроста (2.97), которые применительно к неидеальной плазме следует рассматривать как модельные. Частота столкновений электронов с тяжелыми рассеивателями

$$v_e = v \sum_n \bar{Q}_{en}^{(1)}(v) n_n + \sum_i \gamma_{\sigma, \alpha}^{-1}(z_i) n_i \frac{2\pi}{v^3} \left(\frac{z_i e^2}{m_e} \right)^2 L(\Gamma). \quad (2.67)$$

Здесь $L(\Gamma)$ — кулоновский логарифм, описывающий коллективные эффекты в плазме; $\gamma_{\sigma, \alpha}$ — поправочные коэффициенты (§ 2.6). Сравнение данных по электропроводности, рассчитанных по (2.97), (2.67) и принятому варианту состава (§ 1.7) ($L(\Gamma) = \ln[1 + (3 \times \sqrt{2}/\Gamma)^2]$) с экспериментальными результатами [61—63] показы-

вает превышение теории над экспериментом. Совпадения нетрудно добиться, варьируя $L(\Gamma)$, но поскольку данная процедура не имеет определенного физического смысла, основное внимание далее уделено вкладу некулоновских эффектов (рассеянию электронов на возбужденных атомах, неупругим столкновениям электронов, «конечному размеру» ионов и т. п.) в частоту столкновений. Проявление некулоновских эффектов отличает электронный перенос в неидеальной плазме и не связано непосредственно с дальнедействующим характером кулоновских сил.

Частично ионизованная неидеальная плазма в экспериментах [61—63] имеет температуру 1—3 эВ. Если вещество плазмы обладает малым потенциалом ионизации (например, щелочной металл), то значительная доля нейтральных атомов в плазме возбуждена. Известен результат измерения сечения рассеяния электрона на атоме натрия в первом возбужденном состоянии (3 p) для энергии электрона 4 эВ [64]: сечение $e-3s$ в 2—3 раза меньше сечения $e-3p$. Столь существенное отличие указывает на необходимость модификации выражения (2.67) для частично ионизованной плазмы щелочных металлов:

$$v_e \sim v \frac{n_n}{Q_n} \sum_i g_i Q_{ei}^{(1)} \exp(-E_i/kT). \quad (2.68)$$

Здесь Q_n — статсумма нейтрального атома; $Q_{ei}^{(1)}$ — транспортное сечение упругого рассеяния электрона на атоме в i -м возбужденном состоянии, энергия и статистический вес которого — E_i , g_i . В частично ионизованной плазме инертных газов при температурах 1—3 эВ доля возбужденных атомов ничтожна и их влиянием на длину свободного пробега электронов следует пренебречь. Исследуем подробнее влияние рассеяния электронов возбужденными атомами на частоту столкновений на примере частично ионизованной цезиевой и литиевой плазмы. В интервале температур 1—3 эВ при расчете электронных свойств переноса для частично ионизованной цезиевой плазмы необходимо принимать во внимание упругое рассеяние электронов на 6 s , 6 p , 5 d состояниях атома Cs (энергии этих состояний 0; 1,4; 1,8 эВ соответственно), а для плазмы лития рассеяние на — 2 s , 2 p состояниях Li (энергии 0; 1,8 эВ). В работе [65] сечения рассеяния электронов на возбужденных атомах лития и цезия вычислялись в приближениях Борна и Глаубера. Основанием для использования указанных приближений является хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных по упругому рассеянию электронов с энергией >1 эВ на атомах Li, Na, K в основном состоянии [66]. В приближении Глаубера пренебрегается обменным взаимодействием налетающего и валентного электронов и поляризацией орбиты последнего. Оценки показывают, что эти упрощения справедливы для $E > 1$ эВ. Предполагая, что атом щелочного металла состоит из остова с зарядом $+1e$ и валентного электрона, запишем амплитуду рассеяния электрона на атоме ($-F_{nlm}$) в приближении Глаубера (в а. е.):

$$\left. \begin{aligned} F_{nlm} &= \frac{ik}{2\pi} \int u_{nlm}(\mathbf{r}) \Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{r}) u_{nlm}(\mathbf{r}) e^{iqb} d^2b d\mathbf{r}; \\ \Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{r}) &= 1 - \exp[i\chi(\mathbf{b}, \mathbf{s})]; \\ \chi(\mathbf{b}, \mathbf{s}) &= -\frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} V(\mathbf{b}, \mathbf{r}, \xi) d\xi; \\ V &= \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} - \frac{1}{r'} \end{aligned} \right\} \quad (2.69)$$

u_{nlm} — волновая функция валентного электрона; v, k — скорость и волновой вектор рассеивающегося электрона; $q = 2k \sin \theta/2$; θ — угол рассеяния; n, l, m — квантовые числа. Выражение (2.69) записано в системе координат, начало которой помещено в ядре атома, $z \parallel k$; \mathbf{r}, \mathbf{r}' — радиус-векторы атомного и рассеивающегося электронов. Разложим их: $\mathbf{r} = \mathbf{s} + \mathbf{z}$, $\mathbf{r}' = \mathbf{b} + \xi$, где \mathbf{s}, \mathbf{b} — проекции \mathbf{r}, \mathbf{r}' на xy — плоскость. При расчете сечений e —Li, Cs использовались волновые функции валентного электрона, рассчитанные по методу Хартри—Фока (см. § 1.4). Если квадрат радиальной части волновой функции представить в виде

$$R_{nl}^2 = \sum_{t=1}^{\tilde{m}} a_t^{nl} r^{c_t+2l+1} e^{-b_t^{nl} r},$$

то равенства (2.69) могут быть упрощены, так для F_{n00} имеем:

$$\left. \begin{aligned} F_{n00} &= \frac{1}{4} \sum_{t=1}^{\tilde{m}} a_t^{n0} (-1)^{c_t+2l-1} \left. \frac{\partial^{c_t-1} \tilde{J}_0(q, \lambda)}{\partial \lambda^{c_t-1}} \right|_{\lambda \rightarrow b_t^{n0}}; \\ \tilde{J}_0(q, \lambda) &= 64\pi i k \int_0^{\pi/2} d\theta \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{\lambda (\lambda^2 - 2q^2 \operatorname{ctg}^2 \theta)}{(\lambda^2 + q^2 \operatorname{ctg}^2 \theta)^4} \times \\ &\times \left[1 - \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\cos \theta} \right)^{2in} \int_0^{2\pi} d\Phi (1 - \sin 2\theta \cos \Phi)^{in} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (2.70)$$

Здесь c_t — натуральные числа; $n = 1/v$; F_{nlm} для $l, m \neq 0$ представлены аналогично (2.70) [65]. Полное и транспортное сечения упругого рассеяния стандартным образом рассчитываются через амплитуду рассеяния [48]. Результаты вычисления полного Q_{nlm} и транспортного Q_{nlm}^{\perp} сечений упругого рассеяния электронов методами Борна и Глаубера в интервале энергий 1—10 эВ на атомах цезия и лития в основном и возбужденных состояниях иллюстрируются на рис. 2.12, 2.13, из которых видно, что сечения упругого рассеяния на основном состоянии в 2—3 раза меньше сечений рассеяния на возбужденных состояниях. С учетом этого эффекта рассчитаны [65] изотермы электропроводности (рис. 2.14, 2.15).

Следующим некулоновским эффектом, оказывающим влияние на коэффициенты переноса плазмы, является отличие потенциала

взаимодействия электрона и иона (v_{ei}) на малых расстояниях от ядра иона от закона $-z_ie^2/r$. Так, характерные размеры ионных остовов тяжелых ионов Cs^+ , Xe^+ составляют $\sim 5a_0$, что сравнимо с радиусом экранирования зарядов в плазме. В работе [67] вли-

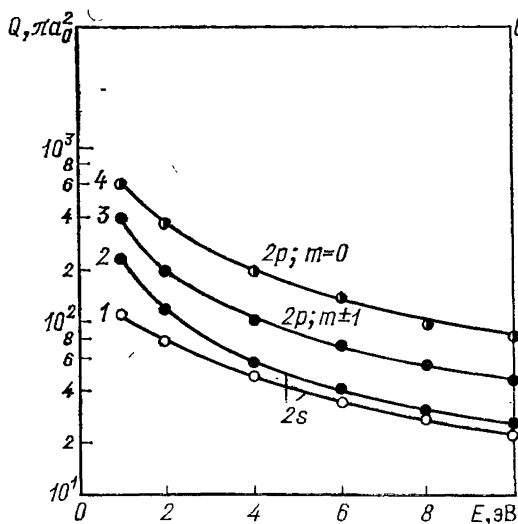


Рис. 2.12. Сечения упругого рассеяния электронов на $2s$, $2p$ состояниях атома лития:

1, 4 — метод Борна; 2, 3 — метод Глаубера

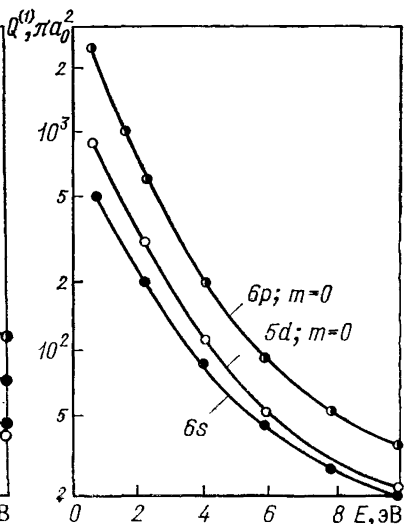


Рис. 2.13. Сечения упругого рассеяния электронов на $6s$, $6p$, $5d$ состояниях атома цезия (метод Борна)

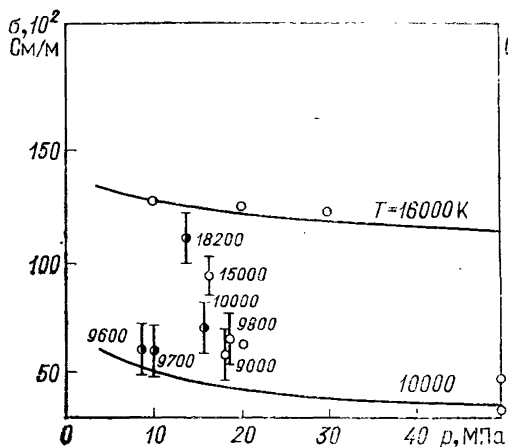


Рис. 2.14. Сравнение рассчитанных и измеренных значений электропроводности цезиевой плазмы вдоль изотерм (экспериментальные точки — данные [61])

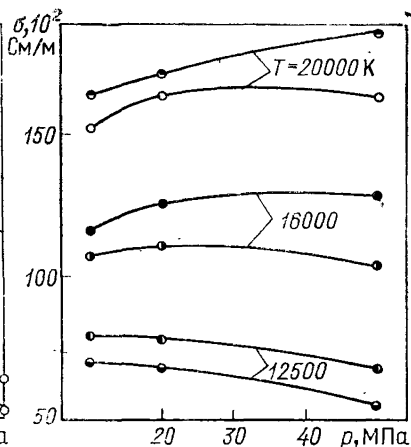


Рис. 2.15. Изотермы электропроводности литиевой плазмы без учета (верхняя кривая) и с учетом рассеяния на возбужденных атомах

яние конечного размера иона на частоту столкновений электронов учтено методом квантового дефекта [68], который основан на аналогии движения медленного свободного электрона и слабосвязанного электрона в поле ионного остова. Радиальная часть волновой функции свободного электрона с импульсом k и орбитальным моментом l при рассеянии на ионе с зарядом $z_i e$ имеет асимптотический вид ($r \rightarrow \infty$) [48]:

$$R_{kl} \sim \frac{1}{r} \sin \left[kr + \frac{z_i}{k} \ln kr - \frac{\pi l}{2} + \arg \Gamma \left(1 + l - \frac{iz_i}{k} \right) + \gamma_l \right], \quad (2.71)$$

где $\gamma_l = \lim_{k \rightarrow 0} \pi \Delta(n \rightarrow \infty) k^{2l+1}$.

Здесь квантовый дефект $\Delta = n - n'$; n — главное квантовое число состояния, энергия связи электрона в котором равна $(2/n^2)^{-1}$. Поправка к транспортному кулоновскому сечению, определенная методом квантового дефекта, составляет [67] $\sim 25 \text{ \AA}^2$ для ионов Cs^+ , Xe^+ при энергиях электрона 1,5—2 эВ. Ограничения метода квантового дефекта заключаются в следующем: соотношение (2.71) справедливо при $E \rightarrow 0$, потенциал v_{ei} является кулоновским вдали от ядра иона. Влияние конечного размера иона Cs^+ на $Q^{(1)}$ рассмотрено в работе [69] по упрощенной модели: применялось борновское приближение, потенциал v_{ei} на малых расстояниях от ядра иона аппроксимировался экспоненциальным потенциалом, при этом получено $\Delta Q^{(1)} \sim 50 \text{ \AA}^2$ при $E \sim 2$ эВ.

Описание двухчастичного процесса рассеяния электрона на ионе, свободное от недостатков метода квантового дефекта и модели [69], возможно на основе метода фазовых функций [70], который позволяет точно вычислить фазу рассеяния частицы при ее движении в заданном потенциале. Запишем уравнение для фазы рассеяния $\delta_l(r)$:

$$\frac{d}{dr} \delta_l(r) = - \frac{1}{k} v_{ei}(r) [\cos \delta_l(r) j_l(kr) - \sin \delta_l(r) n_l(kr)]^2; \quad \delta_l(0) = 0.$$

В этом уравнении $j_l(x)$, $n_l(x)$ — известные функции Риккати—Бесселя [70], асимптотическое выражение для радиальной части волновой функции определяется фазой рассеяния ($r \rightarrow \infty$) $r R_{kl} \rightarrow \sin(kr - l\pi/2 + \delta_l)$.

Использование метода фазовых функций требует аккуратного задания близкойдействующей части $v_{ei}(r)$, дальнейдействующую часть $v_{ei}(r)$ согласно модельным представлениям следует выбрать в форме дебаевского потенциала. Учет «конечного размера» ионов приводит к уменьшению расчетных значений электронных коэффициентов переноса и проявляется тем сильнее, чем больше степени ионизации и неидеальности плазмы.

Обсудим влияние неупругих столкновений электронов таких, как возбуждение и ионизация атомов электронным ударом на частоту столкновений электронов с тяжелыми рассеивателями. Данные по сечениям возбуждения и ионизации щелочных атомов электронным ударом, представленные в литературе, позволяют

заклучить, что сечения возбуждения при соответствующих энергиях налетающего электрона сравнимы по величине с упругими сечениями рассеяния электронов на атомах в основном состоянии [64]. Таким образом, из-за высокой заселенности возбужденных уровней нейтральных атомов в частично ионизованной неидеальной плазме щелочных металлов в условиях [61—63], указанный неупругий процесс заметно увеличивает частоту столкновений электронов и, соответственно, уменьшает коэффициенты переноса. Изменение частот столкновений, исходя из физических соображений [71], опишем добавкой к ν_e члена вида

$$\nu_e \sim \nu \sum_a Q_{ea}(\nu) n_a, \quad (2.72)$$

где Q_{ea} — сечение возбуждения нейтрала сорта a (атом в разных возбужденных состояниях здесь принадлежит различным сортам); n_a — концентрация нейтралов сорта a .

Следующим эффектом, имеющим значение в неидеальной полностью или частично ионизованной плазме, является корреляция частиц, на которых происходит рассеяние электронов. Вклад корреляции зависит от степени упорядоченности рассеивателей. В предельном случае, когда рассеиватели полностью упорядочены, как это имеет место в металле, электрон рассеивается одновременно на всей цепочке атомов, поэтому (вследствие интерференции) длина пробега электронов резко увеличивается. Этим эффектом, собственно, объясняется высокая электропроводность металлов и в твердом и в жидком состояниях. В плотном газе или плазме имеется частичная упорядоченность, и эффекты интерференции должны приводить к увеличению длины пробега электронов и, соответственно, к увеличению проводимости плазмы. Эффекты корреляции учитываются формулой Займана для частоты столкновений электрона [72] с другими частицами

$$\nu_e \sim \nu n_i \frac{1}{4k} \int_0^{2k_{\max}} Q^{(1)}(k) a(k) k^3 dk, \quad (2.73)$$

где структурный фактор $a(k)$ определяется равновесной корреляционной функцией ионов $g_{ii}(r)$ [72]:

$$a(k) = 1 + 4\pi n \int \frac{\sin kr}{kr} [g_{ii}(r) - 1] r^2 dr. \quad (2.74)$$

Расчет влияния корреляции на кулоновский логарифм с нелинейной дебаевской корреляционной функцией [72] $g_{ii}(r) = \exp\left[-\frac{\beta e^2}{r} \exp(\kappa r)\right]$ дает поправку к кулоновскому логарифму (см. рис. 2.16).

При вычислении электронных коэффициентов переноса частично ионизованной неидеальной плазмы используется определение состава [73], отличное от традиционного (§ 1.7). Состав плазмы, ис-

пользуемый в [73] для расчета электропроводности плазмы инертных газов, основан на специфическом разбиении энергетического спектра электронов в плазме. Энергетический спектр [73] получен на основе классического выражения для плотности электронных состояний, вычисленного в приближении «ближайшего соседа», когда взаимодействие электрона с окружением заменяется взаимодействием с ближайшим ионом, а взаимодействие с оставшимися частицами, как более слабое, учтено методами теории возмущений. В энергетическом спектре электронов выделены «атомы» — электрон-ионные состояния с большими отрицательными энергиями ($< kT$), рассеяние электронов на них рассматривается как на одной частице. Возбужденные атомы (ВА) представляют собой состояния с энергиями от $-kT$ до $e^2/r_{\text{ср}}$; $r_{\text{ср}}$ — среднее расстояние между частицами плазмы, квазисвязанные состояния (КС) — образования с энергиями от $-e^2/r_{\text{ср}}$

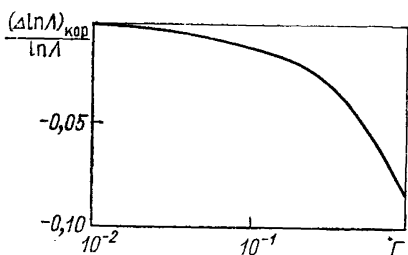


Рис. 2.16. Влияние корреляции ионов на кулоновскую составляющую электропроводности плазмы

до нуля и столкновительные комплексы (СК) электрон-ионные пары с положительной энергией. Рассеяние свободных электронов на ВА, КС и СК эквивалентно рассеянию на кулоновском центре. Помимо свободных электронов, перенос заряда в частично ионизованной плазме согласно [73] осуществляется электронами, связанными в КС и СК посредством столкновительного механизма. Столкновительный перенос имеет место вследствие того, что движение электронов в КС и СК, происходящее соответственно по отрезкам эллиптических и гиперболических орбит, инфинитно, так как при движении электрона происходит смена ближайшего иона. В слабонеидеальной плазме основной вклад в перенос заряда дают свободные электроны, в неидеальной плазме — электроны, принадлежащие КС и СК. К недостаткам описанного подхода следует отнести некоторую произвольность в выборе механизмов рассеяния электронов на ВА, КС и СК, поэтому согласие модели с экспериментальными данными по электропроводности слабонеидеальной и неидеальной частично ионизованной плазмы различных веществ [73] является условным.

Понятие состава неидеальной частично ионизованной плазмы, как это ясно видно из предыдущего обсуждения, не является однозначным. Для электронного переноса в частично ионизованной плазме инертных газов в интервале параметров, рассматриваемом в данном параграфе, несущественны рассеяние электронов на возбужденных атомах и неупругие столкновения с частицами плазмы, следовательно, в этом случае целесообразно сформулировать модель, не использующую понятия состава плазмы.

Опишем одну из возможных одноэлектронных моделей такого

рода, основанную на представлениях квазиклассической теории континуального протекания [74]. Положим, что плазма состоит из электронов и ионов. Согласно теории континуального протекания (ТКП), электрон движется «разрешенными» путями в случайном, эффективном потенциале $V(r)$, создаваемом флуктуациями плотности ионов; флуктуации $V(r)$ не зависят от присутствия электрона в данной точке $V(r) = \sum_{\alpha=1}^N v_{ei}(r - R_{\alpha})$.

Здесь R_{α} — радиус-вектор иона, суммирование проводится по всем ионам; v_{ei} — потенциал взаимодействия электрон-ион.

Согласно ТКП, разрешенные пути удовлетворяют условию $V < E$ (E — энергия электрона, остающаяся при движении постоянной). Для любой энергии E все пространство разделено на разрешенное и запрещенное, доля разрешенного пространства (обозначим ее $c(E)$) равна $\int_{-\infty}^E F(V) dV$. $F(V)$ — функция распределения потенциала, по определению [74]:

$$F(V) = \frac{1}{\Omega^N} \int dR_1 \dots dR_N W(R_1 \dots R_N) \delta(V - V(r));$$

W — вероятность данной конфигурации ионов в случайном потенциале; Ω — объем системы. $F(V)$ имеет гауссов вид при условии, что в сфере действия потенциала v_{ei} находится достаточно много ионов и $W=1$:

$$F(V) = \pi^{-1/2} \sigma_v^{-1} \exp(-V^2/\sigma_v^2); \quad \sigma_v^2 = 2n_i \int v_{ei}^2(r) dr.$$

Основной вклад в $F(V)$ вносят флуктуации ионов в сфере с радиусом действия r_0 , поэтому условием того, что электрон движется в $V(r)$ как классическая частица, является неравенство $\sigma_v \sim \frac{e^2}{r_0} \times$

$\times n^{1/2} \gg \frac{\hbar^2}{m_e r_0^2}$, где $1 = n_i r_0^3$. В левой части неравенства — глубина типичной потенциальной ямы, в правой — энергия основного состояния электрона относительно дна ямы. Качественно ясно, что существует некоторая энергия E_c , начиная с которой хотя бы один разрешенный путь пронизывает всю систему рассеивателей, т. е. электроны с $E > E_c$ дают вклад в электропроводность, а с $E < E_c$ — локализованы. Определение E_c и $c(E_c)$ в заданном случайном потенциале — одна из целей ТКП. Другой важной величиной является перколяционная вероятность $P(E)$, определяемая как условная вероятность того, что точка принадлежит неограниченному пути, если находится в разрешенном пространстве. При $E < E_c$ $P(E) = 0$, $P(E)$ быстро стремится к единице при $E > E_c$, поэтому обычно достаточно считать, что $P(E) = \theta(E - E_c)$. В работе [75] установлено: $c(E_c) = 0,17$ (т. е. $E_c = -0,68 \sigma_v$) для $F(V)$ в гауссовой форме и не зависит от вида $v_{ei}(r)$, необходимо лишь, чтобы в сфере действия двухчастичного потенциала находилось достаточно много ионов.

Определим электропроводность плазмы, следуя простым представлениям:

$$\sigma = \frac{2}{3} \frac{e}{m_e} \frac{1}{kT} \exp(\beta\mu_e) \int_{E_c}^{\infty} \tau(E) \rho(E) \exp(-E/kT) E dE. \quad (2.75)$$

Здесь $\rho(E)$ — одноэлектронная плотность состояний; $\tau(E)$ — время свободного пробега, равное l/v (v — скорость электрона) [74]

$$\tau(E) = \frac{1}{c(E)} \int_{-\infty}^E dV \frac{2}{m_e} (E - V)^{-1/2} \frac{l\lambda}{l + \lambda};$$

l — обычная газокинетическая длина пробега — $1/n_i Q_{ei}^{(1)}(E - \bar{V})$; $Q_{ei}^{(1)}$ — может быть рассчитано методом фазовых функций, при этом легко учесть эффект конечного размера ионов; λ описывает рассеяние от краев разрешенных путей, $\lambda \rightarrow \infty$, когда $E \rightarrow \infty$. В работе [74] проведена оценка $\lambda(E)$: $\lambda \sim r_0 c(E) [1 - c(E)]^{-1}$. В условиях, рассматриваемых в данном параграфе, $l \sim \lambda$ при $E < 0$.

Одноэлектронная плотность состояний $\rho(E)$ в квазиклассическом приближении определена следующим образом [74]:

$$\rho(E) = \frac{(2m)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \frac{1}{\Omega^N} \int [E - V(r)]^{1/2} W(R_1 \dots R_N) dR_1 \dots dR_N.$$

Плотность состояний вычислена при условии $W = 1$ и $n \gg \sqrt{n} \gg 1$ [75]:

$$\rho(E) = \left(\frac{2}{\pi^2}\right)^{1/4} \left(\frac{m_e}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \sigma_v^{1/2} \exp(-E/2\sigma_v^2) D_{-3/2}\left(\frac{\sqrt{2}E}{\sigma_v}\right),$$

где $D_{-3/2}(x)$ — функция параболического цилиндра. В работе [76] по модели, аналогичной (2.75), рассчитана электропроводность недебаевской полностью ионизованной плазмы. При этом E_c в (2.75) полагалось равным нулю, не была учтена поправка к длине свободного пробега, связанная с отражением электронов от краев разрешенных областей, тем не менее результаты [76] удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами в области $\Gamma < 0,3$.

Заметим, что для неидеальной плазмы вместо гауссовой функции распределения потенциала и соответствующих ей плотности состояний и величины E_c , в некоторых случаях (когда нарушается условие $n \gg 1$) следует применять функцию распределения Пуассона для $F(V)$ и соответствующим образом измененные $\rho(E)$ и E_c .

В заключение данного параграфа кратко обсудим существующие представления об электронном переносе в парах металлов при закритических давлениях и околокритических плотностях. Указанная область, назовем ее переходной, характеризуется качественным изменением электронных свойств металлов при варьировании плотности вблизи критической. Экспериментальные исследования переходной области проведены на ртути [77—80] и цезии [7, 81—83].

столкновений I_e^y провести не удастся, но сравнение электропроводности (которая может быть выражена через МКД [36]) неидеальной плазмы цезия, вычисленной с помощью данного модельного кинетического уравнения, с известными экспериментальными результатами показывает удовлетворительное согласие [65]. Совпадение между значениями коэффициента сдвиговой вязкости неидеальной однокомпонентной кулоновской системы, рассчитанными методом молекулярной динамики [53] по формуле (2.51), и значениями, определенными из решения соответствующего модельного кинетического уравнения, также является неплохим. Таким образом, неучтенные в I_e^y в форме Больцмана кулоновские эффекты, внося, по-видимому, малый численный вклад в кинетические коэффициенты неидеальной плазмы. Следовательно, применение модельной системы кинетических уравнений для вычисления коэффициентов переноса неидеальной плазмы является целесообразным.

§ 2.6. Методика расчета коэффициентов переноса неидеальной плазмы.

Обсуждение результатов расчета

В данном параграфе изложена методика вычисления коэффициентов переноса неидеальной плазмы, значения которых приведены в таблицах. Анализ, проведенный в §§ 2.1—2.5, обсуждение экспериментальных данных (§ 4.5) обосновывают использование модельной системы кинетических уравнений для расчета переносных коэффициентов неидеальной плазмы. Столкновительный интеграл КУ, как указывалось выше, состоит из трех слагаемых, определяемых упругими столкновениями заряженных частиц между собой, упругими соударениями нейтральных и заряженных частиц и неупругими столкновениями частиц. Интеграл упругих столкновений заряженных частиц выбран в форме Больцмана с дебаевским потенциалом взаимодействия между частицами (см. § 2.5). Интеграл упругих столкновений нейтральных частиц и нейтралов с зарядами также выбран в больцмановской форме. В интеграл неупругих столкновений входят, вообще говоря, процессы, связанные с химическими превращениями частиц — диссоциацией, ионизацией и т. п., процессы возбуждения, перезарядки, передачи возбуждения и др. Информация о неупругих столкновениях и столкновениях возбужденных частиц между собой весьма ограничена; существуют достаточно надежные данные о перезарядке некоторых атомов на своих ионах [91], рассеянии электронов на возбужденных атомах [65]. Решение системы КУ с неупругим интегралом столкновений трудоемко, кроме того, не исследована сходимость расчетных значений коэффициентов переноса при увеличении числа ортогональных полиномов, использованных при их вычислении. Таким образом, вследствие двух обстоятельств: скуд-

ности информации о столкновениях возбужденных частиц и неупругих столкновениях, сложности выражений для коэффициентов переноса при учете неупругих соударений — в конкретных расчетах свойств переноса рабочих тел, приведенных в таблицах (5.1—5.7), пренебрегалось всеми неупругими процессами, за исключением перезарядки атома на своем ионе; предполагалось, что возбужденные частицы упруго взаимодействуют между собой, так же как частицы в основном состоянии. Упрощения, перечисленные выше, позволяют проводить разложение анизотропной части функции распределения частиц по полиномам Сонина. Зависимость величины коэффициентов переноса от числа полиномов Сонина, использованных при их вычислении, исследовалась во многих работах [71], где установлено, что сходимость многокомпонентных коэффициентов диффузии и термодиффузии, через которые определяются эффективные коэффициенты переноса вязкости плазмы, а также теплопроводности неионизованных газов, весьма быстрая. Поскольку неопределенность в сечениях столкновений частиц плазмы рабочих тел составляет не менее 50%, для практических расчетов достаточно использовать выражения для многокомпонентных коэффициентов диффузии и вязкости в первом порядке по полиномам Сонина, коэффициентов термодиффузии и теплопроводности — во втором. Спитцеровская асимптотика [35] коэффициентов сдвиговой вязкости и транспортной теплопроводности в пределе полной ионизации обеспечивалась «исправлением» кулоновских сечений взаимодействия. Сходимость коэффициентов переноса — электропроводности и термо-э. д. с., определяющих электрический ток, для частично ионизованной плазмы медленная. Поэтому для расчета проводимости и термо-э. д. с. применялся интерполяционный метод Фроста (2.97) [71].

Выпишем формулы для коэффициентов переноса плазмы, использовавшиеся в расчетах. Коэффициенты термодиффузии компонентов имеют вид [36]

$$D_k^T = - \frac{8m_k}{5T} \frac{\begin{vmatrix} L_{ij}^{00} & L_{ij}^{01} & 0 \\ L_{ij}^{10} & L_{ij}^{11} & x_i \\ x_j \delta_{jk} & 0 & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} L_{ij}^{00} & L_{ij}^{01} \\ L_{ij}^{10} & L_{ij}^{11} \end{vmatrix}}. \quad (2.87)$$

В (2.87) L_{ij} представляют собой квадратные матрицы N -го порядка с элементами:

$$\left. \begin{aligned} L_{ii}^{00} &= 0; \quad L_{ij}^{00} = 0,64 \frac{T}{p} \left(\frac{x_i x_j}{\mathcal{D}_{ij}} + \sum_{k \neq i} \frac{x_i x_k m_j}{m_i \mathcal{D}_{ik}} \right) \quad i \neq j; \\ L_{ii}^{01} &= 1,6 \frac{T}{p} \sum_{k \neq i} \frac{x_i x_k m_k (1,4C_{ik}^* - 1)}{(m_i + m_k) \mathcal{D}_{ik}}; \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned}
 L_{ij}^{01} &= 1,6 \frac{T}{\rho} x_i x_j \frac{m_i (1,4 C_{ij}^* - 1)}{(m_i + m_j) \mathcal{D}_{ij}} \quad i \neq j; \\
 L_{ij}^{10} &= \frac{m_j}{m_i} L_{ij}^{01}; \quad L_{ii}^{11} = -\frac{4x_i^2}{\lambda_i} - 0,64 \frac{T}{\rho} \times \\
 &\times \sum_{k \neq i} \frac{x_i x_k (7,5 m_i^2 + 6,25 m_k^2 + 3 m_k^2 B_{ik}^* + 4 m_i m_k A_{ik}^*)}{(m_i + m_k)^2 \mathcal{D}_{ik}}; \\
 L_{ij}^{11} &= 0,64 \frac{T}{\rho} \frac{x_i x_j m_i m_j}{(m_i + m_j)^2 \mathcal{D}_{ij}} [13,75 - 3 B_{ij}^* - 4 A_{ij}^*] \quad i \neq j.
 \end{aligned} \right\} (2.88)$$

Здесь \mathcal{D}_{ij} и λ_i — бинарный коэффициент диффузии и теплопроводность «чистого газа» частиц i -го сорта.

$$\mathcal{D}_{ij} = \frac{3}{16} \frac{k^2 T^2}{\mu_{ij} \rho \Omega_{ij}^{(1,1)}}; \quad \lambda_i = \frac{15}{4} \frac{k}{m_i} \eta_i. \quad (2.89)$$

Через выражения (2.88), (2.89) определена теплопроводность плазмы [36]

$$\lambda' = 4 \frac{\begin{vmatrix} L_{ij}^{00} & L_{ij}^{01} & 0 \\ L_{ij}^{10} & L_{ij}^{11} & x_i \\ 0 & x_j & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} L_{ij}^{00} & L_{ij}^{01} \\ L_{ij}^{10} & L_{ij}^{11} \end{vmatrix}}. \quad (2.90)$$

Сечения взаимодействия заряженных частиц в (2.90) исправлялись таким образом, чтобы в пределе полной ионизации величина λ' в (2.91) совпадала со спитцеровским значением λ' и при следующей форме электронного теплового потока [71]:

$$\mathbf{q}^e = -\frac{5}{2} kT \frac{\mathbf{j}_e}{e} - \lambda' \nabla T - T \alpha \left(\mathbf{E}^* - \frac{1}{e} \nabla T \mu_e \right).$$

Вязкость смеси вычислялась по формуле [36]:

$$\eta = \frac{\begin{vmatrix} H_{ij} & x_i \\ x_j & 0 \end{vmatrix}}{|H_{ij}|}; \quad (2.91)$$

$$H_{ii} = \frac{x_i^2}{\eta_i} + \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^N \frac{2x_i x_k}{(m_i + m_k)} \frac{RT}{\rho \mathcal{D}_{ik}} \left[1 + 0,6 \frac{m_k}{m_i} A_{ik}^* \right];$$

$$H_{ij} = -\frac{2x_i x_j}{m_i + m_j} \frac{RT}{\rho \mathcal{D}_{ij}} [1 - 0,6 A_{ij}^*] \quad i \neq j.$$

При этом

$$\eta_i = \frac{5}{8} \frac{kT}{\Omega_{ii}^{(2,2)}}. \quad (2.92)$$

Многокомпонентные коэффициенты диффузии определяются следующим образом:

$$D_{ij} = \frac{1}{m_j} \sum_{k=1}^N x_k m_k \frac{K^{jl} - K^{il}}{|K_{ij}|}; \quad (2.93)$$

$$K_{ii} = 0; \quad K_{ij} = \frac{x_i}{\mathcal{D}_{ij}} + \frac{m_j}{m_i} \sum_{k \neq i} \frac{x_k}{\mathcal{D}_{ik}} \quad i \neq j,$$

где K^{ij} и K^{ii} представляют собой выражения:

$$K^{jl} = (-1)^{i+j} \begin{vmatrix} 0 & \dots & K_{1,i-1} & K_{1,i+1} & \dots & K_{1,N} \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ K_{j-1,1} & \dots & K_{j-1,i-1} & K_{j-1,i+1} & \dots & K_{j-1,N} \\ K_{j+1,1} & \dots & K_{j+1,i-1} & K_{j+1,i+1} & \dots & K_{j+1,N} \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ K_{N,1} & \dots & K_{N,i-1} & K_{N,i+1} & \dots & 0 \end{vmatrix}. \quad (2.94)$$

В формулах (2.88), (2.91), A^* , B^* , C^* :

$$A^* = \frac{\Omega^{(2,2)*}}{\Omega^{(1,1)*}}; \quad B^* = \frac{5\Omega^{(1,2)*} - 4\Omega^{(1,3)*}}{\Omega^{(1,1)*}}; \quad C^* = \frac{\Omega^{(1,2)*}}{\Omega^{(1,1)*}}. \quad (2.95)$$

Здесь $\Omega_{ij}^{(l,s)*}$ — определены через сечения взаимодействия i -й и j -й частиц

$$\left. \begin{aligned} \Omega_{ij}^{(l,s)*} &= \frac{\Omega_{ij}^{(l,s)} (2\pi\mu_{ij}/kT)^{1/2}}{1/2(s+1)! \left[1 - \frac{1}{2} \frac{1 + (-1)^l l}{1+l} \right] \pi \rho^2}; \\ \Omega_{ij}^{(l,s)} &= \left(\frac{kT}{2\pi\mu_{ij}} \right)^{1/2} \int_0^\infty e^{-\gamma^2} \gamma^{2s+1} Q_{ij}^{(l)} d\gamma; \\ Q_{ij}^{(l)} &= 2\pi \int_0^\pi (1 - \cos^l \theta) \sigma_{ij}(\theta, v) \sin \theta d\theta; \end{aligned} \right\} \quad (2.96)$$

Т а б л и ц а 2.1. Типы используемых в расчетах потенциалов

Потенциал	Форма	Параметры	Литература
Ленарда—Джонса	$4 \cdot \epsilon \left[\left(\frac{\rho}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\rho}{r} \right)^6 \right]$	ρ, ϵ	[11]
Степенной	$-\epsilon r^{-6} \mp \beta r^{7/2} v^{-2} \exp(2\gamma r)$	β, ϵ, γ	[91]
Поляризационный	$-\epsilon (r^2 + \rho^2)^{-2}$	ϵ, ρ	[101]
Экспоненциальный	$-\epsilon \exp(-r/\rho)$	ϵ, ρ	[105]
Экранированный	$\pm \epsilon (\rho/r) \exp(-r/\rho)$	ϵ, ρ	[104, 116]
Морзе	$\epsilon \{ \exp[-2\beta(r-\rho)/\rho] - \exp[-\beta(r-\rho)/\rho] \}$	ϵ, ρ, β	[102, 103]
	$\epsilon \exp(-n_e(r-r_e)^2/2r)$	ϵ, n_e, r_e	[106]

$\sigma(\theta, v)$ — дифференциальное сечение рассеяния; v — относительная скорость частиц; $\gamma = mv^2/2kT$; μ_{ij} — приведенная масса; ρ — константа, характеризующая взаимодействие сортов i и j . При вычислении коэффициентов переноса плазмы использовались $\Omega_{ij}^{(l, s)*}$ затабулированные для разных потенциалов взаимодействия (табл. 2.1).

Параметры потенциалов взаимодействия нейтральных атомов и молекул приведены в табл. 2.2, взаимодействие нейтральных частиц с заряженными описывалось поляризационным потенциалом с величинами поляризуемостей, приведенными в табл. 2.3. Там же приведены резонансные уровни электронных энергий атомов и мо-

Таблица 2.2. Параметры потенциалов взаимодействия нейтральных частиц

Взаимодействие	Потенциал	ϵ_a, e	ρ_a, e	β_a, e	γ	Литература
H ₂ —H ₂	4	1.100(+2)	1.85			[107]
H ₂ —H	4	5.145(1)	7.372			[107]
H ₂ —Li ₂	2	112		0		
H ₂ —LiH	2	79,1		0		
H ₂ —Li	2	77.4		0		[114]
H—H	6	1.745(—1)	1.401			
H—Li ₂	2	89.8		0		
H—LiH	2	69.3		0		[106]
H—Li	4	1.786(—1)	1.197			[106, 109]
	4	1.531(—1)	1.218			
Li ₂ —Li ₂	2	2838		0		[115]
Li ₂ —LiH	2	1787		0		
Li ₂ —Li	2	2793		0		[114]
LiH—LiH	2	1152		0		[115]
LiH—Li	2	1216		0		[115]
Li—Li	2	1400		136.630		[108, 110]
Cs—Cs	2	5200		11.536		[110]
Cs ₂ —Cs ₂	2	451				
Cs ₂ —Cs	2	2500				
Li—K	4	1.286(—3)	1.021			
K ₂ —K ₂	4	2.845	1.966			[111]
K ₂ —K	4	1.569	4.556			
K—U	4	89.38	1.251			
K—K	4	2778	2.21			[110, 117]
K—U	4	882	1.17			
U—U	4	2808	1.74			[117]
K—H	4	18.08	1.202			
K ₂ —H	4	1.82	2.52			
K—H ₂	4	190	1.59			
K ₂ —H ₂	4	3.4	2.908			
Na ₂ —Na ₂	4	10.14	2.759			
Na ₂ —Na	4	5.661	3.1			
Na—Na	4	13.46	2.19			[117]

Примечание. В тех случаях, когда литература не указана, параметры потенциала оценивались по комбинационным правилам [113], либо рассчитывались константы вандерваальсовского взаимодействия по известным поляризуемостям частиц (табл. 2.3) и резонансным энергиям на основании формулы Лондона [91].

Таблица 2.3. Поляризуемости атомов и молекул и энергии резонансных возбуждений [68]

Частица	H	Li	K	Cs	U	H ₂	Li ₂	K ₂	LiH
$\alpha_{a. e}$	4.5	160	280	360	185*	5.52	243*	353*	133*
$\Delta E_{a. e}$.375	.0679	.0592	.0408	.0735	.0418	.0641	.0532	.0860

*—поляризуемость оценена в приближении $f=1$ для резонансного уровня (f —сила осциллятора)

лекул, необходимые для оценки поляризуемости:

$$\alpha = 2 \sum_k' \frac{(D_x^2)_{0k}}{E_k - E_0} = \sum_k' \frac{f_{0k}}{(E_k - E_0)^2},$$

f_{0k} — сила осциллятора перехода $0 \rightarrow k$, при оценках сила осциллятора для резонансного перехода принималась равной единице. Оцененные значения поляризуемостей отмечены в табл. 2.3 знаком *. В тех случаях, когда потенциалы взаимодействия нейтральных частиц неизвестны, взаимодействия между ними считались дисперсионными и постоянные Ван-дер-Ваальса оценивались по формуле Лондона [91]:

$$c_{12} = \frac{3\alpha_1\alpha_2\Delta E_1\Delta E_2}{2(\Delta E_1 + \Delta E_2)}.$$

Параметры двухатомных молекул брались из обзора [98].

Для нечетных значений (l, s) в интегралах столкновений необходимо учитывать перезарядку. Сечения резонансной перезарядки вычислялись по асимптотической теории [92]:

$$Q = \frac{\pi R_0^2}{2}; \quad \frac{1}{v} \sqrt{\frac{\pi R_0}{2\gamma}} \Delta(R_0) = 0,28,$$

потенциал резонансного обменного взаимодействия равен (в а. е.)

$$\Delta = A^2 \exp\left(-\frac{1}{\gamma}\right) R^{2/\gamma-1} \exp(-R\gamma).$$

Параметры A и γ приведены в табл. 2.4.

Расчеты электропроводности и термо-э. д. с. плазмы проводились по формулам [71]:

$$\sigma = \frac{4\pi}{3} \frac{n_e e^2}{kT} \int_0^\infty \frac{v^4}{v_e} f_e^0 dv;$$

$$\alpha = \frac{4\pi}{3} \frac{n_e e}{T} \int_0^\infty \frac{v^4}{v_e} \left(\frac{m_e v^2}{2kT} - \frac{5}{2} \right) f_e^0 dv;$$

Таблица 2.4. Параметры, определяющие сечение резонансной перезарядки [112]

Атом, ион	H	Li	Na	K	Cs
γ	1,00	.629	.615	.565	.535
A	2,00	.82	.74	.52	.39

Таблица 2.5. Поправочные коэффициенты для проводимости и термо-э. д. с

z	1	2	4	16	∞
γ_{σ}	.5116	.6833	.7849	.9225	1
γ_{α}	.2727	.4137	.5714	.8279	1

$$v_e = \sum_a Q_{ea}^{(1)} v_{na} + v \sum_i \gamma_{\sigma, \alpha}^{-1}(z_i) n_i \frac{2\pi}{v^4} \left(\frac{z_i e^2}{m_e} \right) \ln \left[1 + \left(\frac{3\sqrt{2}}{\Gamma} \right)^2 \right]. \quad (2.97)$$

Значения поправочных коэффициентов $\gamma_{\sigma, \alpha}$ приведены в табл. 2.5 [93].

Обсудим используемые в расчетах транспортные сечения рассеяния электронов на нейтралах. Для описания упругого рассеяния электрона на атоме и молекуле водорода, а также всех щелочных металлов, кроме цезия, использовались данные, систематизированные в [94]. Эти данные удобно использовать и по той причине, что они приведены в численном виде с мелким разбиением по энергиям электронов. Упругое рассеяние электронов на атомах цезия более надежно изучено в [95]. Сечения рассеяния электронов на молекулах щелочных металлов и их гидридов рассчитывались по поляризационным потенциалам. Сечение рассеяния электрона на атоме урана аппроксимировалось оценкой [96].

Приведем выражение для коэффициента λ_x [5], соответствующего q в виде (2.85), без учета D_i^T (см. 2.11):

$$\lambda_x = k \sum_{e=1}^m \frac{(\Delta H_e / RT)^2}{\sum_{i=1}^N (u_{ei} x_i) \sum_{j=1}^N (u_{ej} x_j - u_{ej} x_i) \Delta_{ij}^{(1)}}; \quad (2.98)$$

$$\Delta H_e = RT^2 \frac{d \ln K_e(T, P)}{dT};$$

$$\Delta_{ij}^{(1)} = \frac{16}{5} \sqrt{\frac{2m_i m_j}{\pi k T (m_i + m_j)}} \pi \sigma^2 \Omega_{ij}^{(1,1)*}.$$

Здесь m — число химических реакций в плазме; $K_e(T, P)$ — константа e -й химической реакции, уравнение которой записано в «идеальной» форме.

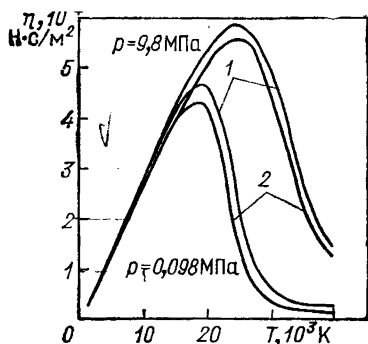


Рис. 2.17. Зависимость вязкости гелиевой плазмы от температуры:
1 — результаты авторов; 2 — данные работы [93]

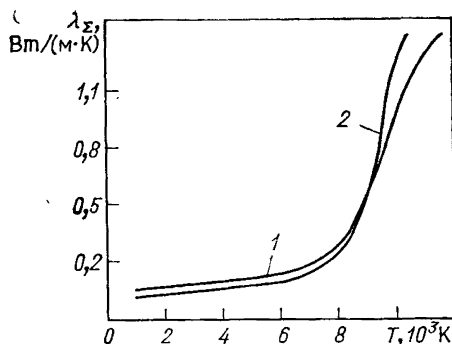


Рис. 2.20. Зависимость теплопроводности аргонной плазмы от температуры при $p = 1 \text{ МПа}$:
1 — результаты авторов; 2 — данные работы [91]

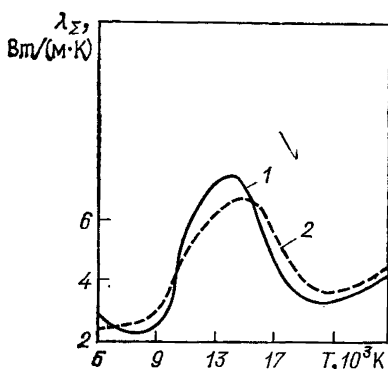


Рис. 2.18. Зависимость теплопроводности водородной плазмы от температуры при $p = 0,1 \text{ МПа}$:
1 — результаты авторов; 2 — данные работы [118]

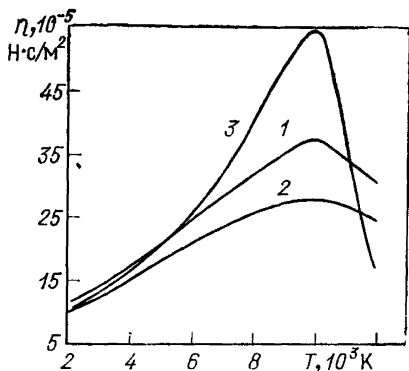


Рис. 2.21. Вязкость аргонной плазмы при $p = 1 \text{ МПа}$:
1 — результаты авторов; 2, 3 — данные работы [91]

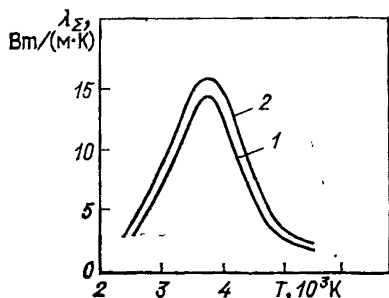


Рис. 2.19. Зависимость теплопроводности водородной плазмы от температуры при $p = 0,1 \text{ МПа}$:
1 — результаты авторов; 2 — данные работы [97]

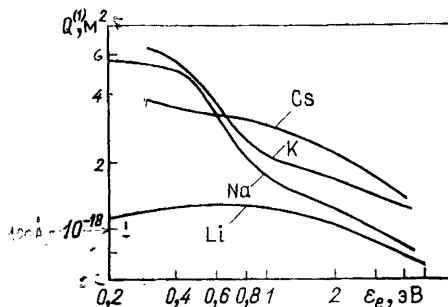


Рис. 2.22. Транспортное сечение рассеяния электронов на атомах щелочных металлов

По приведенным выше формулам рассчитаны η , λ' , λ_x , σ , α плазмы Li, Na, K, Cs, U и смесей K+U, K+H; для плазмы смесей рассчитаны также эффективные коэффициенты переноса (табл. 5.6—5.7) в широком интервале температур, давлений, долей химических элементов в смесях. Сравнение коэффициентов переноса, вычисленных по описанной методике, с экспериментальными данными обсуждается в § 4.5. Сравнение с расчетными

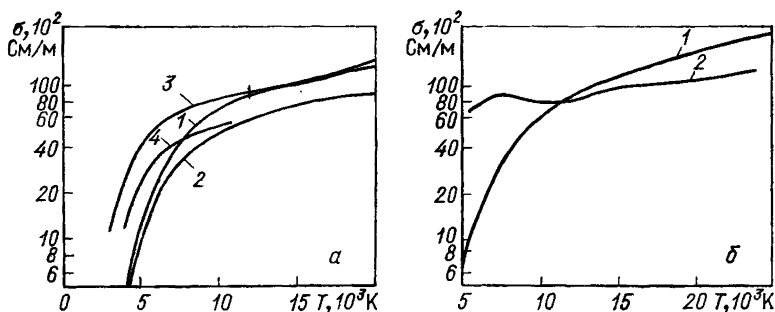


Рис. 2.23. Зависимость электропроводности цезиевой плазмы от температуры при давлении $p=1$ МПа (а) и 10 МПа (б):

1 — результаты авторов; 2 — данные работы [99]; 3 — спитцеровская кулоновская составляющая электропроводности плазмы; 4 — данные работы [100]

данными для слабонеидеальной плазмы Ag [91] по вязкости и суммарной теплопроводности ($\lambda' + \lambda_x$) показывает хорошее согласие (см. рис. 2.12—2.16), так же как и по многокомпонентным коэффициентам диффузии плазмы He [93]. Проводились сравнения по коэффициентам переноса водородной плазмы и других веществ [97], которые показывают, что методика, примененная для вычисления коэффициентов переноса неидеальной плазмы (см. табл. 5.1—5.5) в области слабой неидеальности дает расчетные результаты, согласующиеся с известными данными. Небольшие расхождения связаны с различными методами расчета состава и разнородностью данных по элементарным процессам в плазме (рис. 2.17—2.22).

Электропроводность плазмы щелочных металлов была рассчитана в [99, 100]. На рис. 2.23 а приведены сравнения расчетов электропроводности цезиевой плазмы с результатами [99, 100] при давлениях 1 и 10 МПа. В [100] расчеты проведены лишь до давления 1 МПа. Отличия расчетов данной работы от [100] связаны с отличием в методах расчета состава плазмы, так как в [100] расчет проводился по теории Эккера — Вайзеля, завышающей снижение потенциала ионизации и, следовательно, концентрацию электронов. Аналогичное отличие имеется с расчетами [99], где состав плазмы рассчитывался по дебаевской теории в каноническом ансамбле и степень ионизации также завышена. Это особенно

наглядно иллюстрируется на рис. 2.23 б при температурах $(5 \div 7) \cdot 10^3$ К, где неидеальность наибольшая. В высокотемпературной области отличия в расчетах с результатами [99] связаны с различной асимптотикой выражений электропроводности полностью ионизованной плазмы в слабонеидеальной области ($\Gamma \rightarrow 0$), т. к. расчетные формулы [99] не имеют спитцеровской асимптотики (см. § 2.2).

Сравнение результатов расчета настоящей работы с экспериментальными данными проведено в гл. 4.

Глава 3 ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГАЗОВ И ПЛАЗМЫ

§ 3.1. Перенос излучения в газофазном ядерном реакторе.

Элементарные процессы поглощения в плазме рабочих сред

В газофазном ядерном реакторе делящееся вещество находится в плазменном состоянии при температуре в несколько десятков тысяч градусов и давлении в несколько десятков МПа. Основным механизмом передачи энергии от делящегося вещества к рабочему телу является лучистый теплообмен. По этой причине одним из важнейших вопросов, возникающих при решении проблемы передачи энергии деления ядерного горючего к рабочему газу излучением, является исследование свойств урановой плазмы и газов, которые могут быть использованы в качестве рабочего тела. Знание спектральных коэффициентов поглощения и коэффициентов лучистой теплопроводности в широком интервале температур и давлений позволяет рассчитать температурные поля урановой струи и рабочего тела ГЯР.

Как указывалось во введении, в качестве перспективных рабочих тел для различных ядерных энергоустановок можно рассматривать щелочные металлы, их эвтектические смеси, а также их смеси с веществами, имеющими высокие потенциалы ионизации. Среди последних наиболее изученными являются свойства водорода [1—4], поэтому в данной главе кроме чистых веществ [5, 6], оптические свойства которых для ряда параметров были рассмотрены ранее [7—8], исследуются и свойства смесей, содержащих водород [9], а также оптические свойства урана и его смесей со щелочными металлами [10].

В рабочем диапазоне температур ГЯР число компонентов, поглощающих излучение, велико и существенно зависит от области температур и давлений. В урановой плазме — это нейтральный уран, его ионы различной кратности и электронный газ; аналогичный компонентный состав будет иметь и плазма щелочного металла. Смеси урана со щелочными металлами содержат компоненты, характерные для урана и щелочных металлов в соответствии с процентным содержанием каждого вещества в смеси. Литий-водородная плазма имеет более разнообразный состав: молекулы Li_2 , LiH , H_2 , атомы Li и H , положительные и отрицательные ионы Li^+ , H^+ , Li^- , H^- и электроны. Аналогичный состав имеют калий-водородная и натрий-водородная плазмы.

Перечислим элементарные процессы, которые определяют спектральный коэффициент поглощения: 1) свободно-свободные переходы в полях ионов и нейтральных атомов, определяющие по-

глошение излучения в инфракрасной области, когда плазма в достаточной степени ионизована; 2) связанно-свободные переходы, соответствующие фотоионизации из основного и возбужденных состояний атомов и ионов как положительных, так и отрицательных; 3) связанно-связанные переходы, которые обуславливают полосатый молекулярный и линейчатый спектр атомов и ионов.

Совокупность названных элементарных механизмов поглощения на определенных спектральных участках для каждой температуры и давления дает суммарный коэффициент поглощения плазмы, сложным образом зависящий от волнового числа фотона ν , см^{-1} . По спектральному коэффициенту поглощения определяется росселандово среднее и коэффициент лучистой теплопроводности, а также средний планковский коэффициент поглощения — необходимые данные для расчета степени черноты плазмы и далее температурных полей в ГЯР.

Коэффициенты лучистой теплопроводности плазмы определяются по известной формуле [11]

$$\lambda_R = \frac{16}{3} \sigma l_R T^3, \quad (3.1)$$

где σ — постоянная Стефана — Больцмана; l_R — росселандово среднее от длины свободного пробега излучения $l_\nu = K_\nu^{-1}$, которое определяется усреднением по функции Планка B_ν :

$$l_R = \int_0^\infty l_\nu \frac{dB_\nu}{dT} d\nu \bigg/ \int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu. \quad (3.2)$$

Спектральный коэффициент поглощения K_ν определяется набором элементарных процессов поглощения и является сложной функцией частоты, температуры, давления и компонентного состава смеси. Если в интеграле, стоящем в числителе (3.2), перейти к безразмерной переменной $u = h\nu/kT$, то

$$l_R = \int_0^\infty l(u) R(u) du, \quad (3.3)$$

где $R(u)$ — универсальная весовая функция, выражаемая через производную функции Планка по температуре. $R(u)$ имеет максимум при $u=4$. В практических расчетах частотный диапазон интеграла (3.3) можно ограничить пределами, приведенными в Таблице 3.1. Зависимость спектрального интервала расчета коэффициента лучистой теплопроводности от температуры, 10^3 см^{-1}

$u = \frac{h\nu}{kT}$	$T, 10^3 \text{ K}$									
	2	5	10	15	20	25	30	35	40	45
0,5	0,7	1,7	3,4	5,1	7	8,7	10,5	12	14	15,5
4	5,6	13,6	27,2	40,8	56	69,6	84	96	11,2	125
10	14	34	68	102	140	175	210	240	280	310

грирования ограничен. Область значений u , при которых $R(u)$ достаточно велика и существен вклад в l_R , может быть определена неравенством $0,5 \leq u \leq 10$, поэтому для вычисления росселандова среднего необходимо знать спектральный коэффициент поглощения излучения в широком спектральном интервале, границы которого зависят от температуры (табл. 3.1). С ростом температуры значительно расширяется спектральный интервал, дающий существенный вклад в коэффициент лучистой теплопроводности. В соответствии с приведенными в таблице границами при расчете коэффициента лучистой теплопроводности для температур $\leq 40\,000$ К, спектральный коэффициент поглощения рассчитывался в интервале волновых чисел от $5 \cdot 10^2$ до $3 \cdot 10^5$ см $^{-1}$. В следующих параграфах подробно рассмотрены те элементарные механизмы поглощения, которые учитывались при расчете спектрального коэффициента поглощения и коэффициента лучистой теплопроводности.

§ 3.2. Тормозное поглощение на ионах и атомах

При достаточной степени ионизации в инфракрасной области спектра основной вклад в поглощение дает процесс, обратный тормозному излучению электронов в полях ионов и атомов. По теории Крамерса [12], коэффициент тормозного поглощения в ионизованном газе

$$K_V^{if} = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{3mkT} \right)^{1/2} \frac{Z_i^2 e^6}{\hbar c m v^3} n_i n_e g. \quad (3.4)$$

Поправочный фактор Гаунта g определяется отношением расстояний дальних и близких столкновений и для низкотемпературной плазмы ($2\pi c v < \omega_p$, где ω_p — плазменная частота).

$$g = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \frac{B}{\Gamma}; B = \frac{1}{\sqrt{e}} \left(\frac{2}{c} \right)^2 \approx 0,765, \quad (3.5)$$

где C — постоянная Эйлера.

Это выражение следует из того, что в дипольном приближении скорость потери энергии тормозным излучением из единицы объема пропорциональна корреляционной функции электрического поля [11]

$$\left\langle \frac{dw}{dt} \right\rangle = \frac{2Z^2 e^4}{3m^2 c^3 v} \langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}', t) \rangle, \quad (3.6)$$

а фурье-компоненты этого коррелятора определяются продольной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_L(\omega)$, где $\omega = 2\pi c v$ — частота электрического поля:

$$\langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}^*(\mathbf{r}', \omega') \rangle = 16\pi^2 \frac{kT}{\omega} \operatorname{Im} \left[\frac{1}{\epsilon_L(\omega)} \right] \delta(\omega - \omega') \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (3.7)$$

Наличие ионных корреляций при рассеянии электрона на ионах дает малую поправку к коррелятору невзаимодействующих ионов

[12], по крайней мере, для слабонеидеальной плазмы. По этой причине расчеты тормозного поглощения проводились по формуле (3.4).

В смеси щелочного металла с веществом с высоким потенциалом ионизации происходит ионизация щелочного металла, и существенным оказывается поглощение излучения на нейтральных атомах неионизованного вещества. Поэтому в смесях, содержащих водород, необходимо учитывать тормозное поглощение в поле атома водорода в инфракрасной и видимой областях спектра. Сечение поглощения при свободно-свободных переходах электронов в поле атома водорода рассчитано в работах [13, 14] и в ряде более поздних сообщений (см. обзор [15]). В данной работе было использовано сечение [14], полученное при помощи волновых функций свободного электрона в статическом поле Хартри атома водорода. Сечение фотопоглощения при свободно-свободных переходах в поле молекулы H_2 взято из работы [16], где было вычислено при помощи асимптотических волновых функций. Для смесей, содержащих до 50% щелочного металла, и для чистых щелочных металлов рассмотрены свободно-свободные переходы и в полях нейтральных атомов щелочного металла, поскольку их концентрация сохраняется на достаточно высоком уровне в широком диапазоне температур (кроме самых высоких). Вклад в суммарное поглощение от этого механизма становится соизмеримым с другими тормозными процессами в инфракрасной и видимой областях спектра. Расчет сечений тормозного поглощения на атомах щелочного металла, используемых в данной работе, приведен в [17].

§ 3.3. Фотоионизация атомов, ионов и молекул

Фотоионизация атомов существенна в спектре поглощения для всех смесей и при всех рассматриваемых температурах. До температур порядка 15 000 К в видимой и ближней ультрафиолетовой частях спектра важное значение имеет фотоионизация щелочного металла из основного и возбужденных состояний, а при более высоких температурах — фотоионизация водорода из возбужденных состояний.

Коэффициент поглощения, обусловленный фотоионизацией атомов в зависимости от ν , выражается формулой [18]

$$K_{\nu}^{bf} = \frac{N}{Q} \sum_{nl} a_{nl}(\nu) g_{nl} \exp(-E_{nl}/kT), \quad (3.8)$$

где N — концентрация поглощающих атомов; E_{nl} — энергия уровня с квантовыми числами n и l , отсчитываемая от основного состояния атома; g_{nl} — статистический вес уровня; Q — статистическая сумма атома; $a_{nl}(\nu)$ — сечение фотоионизации уровня E_{nl} .

При данном значении ν суммирование в выражении (3.8) проводится по всем энергетическим уровням, удовлетворяющим условию $I - E_{nl} < \nu$ (I — потенциал ионизации атома).

Кулоновское взаимодействие частиц приводит к возникновению случайного микрополя плазмы [19, 20], в котором происходит штарковское уширение и сдвиг высоковозбужденных уровней энергии атомов и молекул. В неидеальной плазме, кроме того, имеется термодинамическое снижение потенциала ионизации. Граница между областями, где преобладает тот или иной эффект, определяется формулой [21]

$$T = 1,85 n_e^{7/15}, \quad (3.9)$$

где T — температура, К; n_e — концентрация электронов, м^{-3} . Различные возможности учета сдвига порога сечения фотоионизации в неидеальной плазме обсуждаются в § 3.6, а в основной части расчетов, приведенных в гл. 5, сдвиг порога сечения фотоионизации считался равным термодинамическому снижению потенциала ионизации, поскольку в результате проверочных расчетов оказалось, что использование различных значений сдвигов порогов слабо влияет на лучистую теплопроводность плазмы.

Для расчета коэффициента фотоионизационного поглощения необходимо знать сечения фотоионизации большого числа энергетических уровней атомов.

Сечение фотоионизации для энергетического уровня атома, характеризующегося квантовыми числами n и l , выражается формулой [18, 22]

$$a_{nl}(v) = \frac{8\pi^3 e^2 v}{3c} \sum_{l'=\pm 1} c_{l'} \left| \int_0^\infty P_{nl}(r) r^3 G_{kl'}(r) dr \right|^2, \quad (3.10)$$

где $P_{nl}(r)$ — радиальная функция электрона в связанном состоянии с квантовыми числами n, l ; $G_{kl'}(r)$ — волновая радиальная функция электрона в свободном состоянии с энергией $\hbar k^2/2m$ и орбитальным квантовым числом l .

Уравнение Шредингера для атома водорода имеет точное решение, и радиальные волновые функции его известны [29]. В работе [11] приведены точные формулы сечений фотоионизации водорода для четырех уровней с главными квантовыми числами $n = 1, 2, 3, 4$. (Так как состояния водорода вырождены по l , приведенные выражения представляют собой суммы сечений по всем l при данном n). Отсутствие данных для уровней с большим значением главного квантового числа не должно вносить погрешности в расчеты, так как при низких температурах очень мала заселенность этих уровней, а при высоких они обрезаются из-за снижения потенциала ионизации.

Для расчета сечений фотоионизации атомов и ионов щелочных металлов использовался приближенный полуэмпирический метод квантового дефекта Берджесса — Ситона [23]. В этом методе в качестве радиальной волновой функции электрона в связанном состоянии принимается полуэмпирическая функция Бейтса и Дам-

гаарда, которая является несобственным асимптотическим решением уравнения Шредингера, соответствующим экспериментальному значению для данного энергетического уровня. Радиальная волновая функция электрона в свободном состоянии определяется по методу квантового дефекта и выражается следующей асимптотической формулой [23]:

$$G(k, l', z, r) \sim k^{-1/2} \sin \left[kr - \frac{1}{2} l' \pi + \frac{z}{k} \ln(2kr) + \arg \Gamma \left(l' + 1 - \frac{iz}{2} \right) + \delta_{l'}(k^2) \right]. \quad (3.11)$$

Здесь фаза $\delta_{l'}(k^2) = \pi \mu_{l'}(k^2)$; $\mu_{l'}(k^2)$ — квантовый дефект для l' уровней, экстраполированный в область положительных энергий. Квантовый дефект, равный $\mu(E_{nl}) = n_l - n_l^*$, определяется по экспериментальным значениям энергий уровней атома, как разность номинального (водородного) и эффективного главных квантовых чисел. Экспериментальные значения энергетических уровней щелочных металлов взяты из работы [24].

В ряде работ [25—27] проводилось экспериментальное исследование сечений поглощения атомов щелочных металлов из основного состояния. Форма сечения фотоионизации, полученная в этих экспериментах для лития, находится в удовлетворительном согласии с расчетом по методу квантового дефекта (рис. 3.1). Характерной особенностью поведения сечения фотоионизации натрия, калия и цезия является минимум значения сечения вблизи порога. Интересно отметить, что расчет по методу квантового дефекта также дает минимум за порогом для щелочных металлов, однако его положение смещено в сторону больших частот по сравнению с экспериментом и отличается по абсолютному значению. В расчетах суммарного коэффициента поглощения использовались экспериментально полученные сечения фотоионизации из основных уровней щелочных металлов, кроме лития.

Сечения фотоионизации из возбужденных уровней хорошо описываются приближением Берджесса — Ситона. Так, имеющиеся экспериментальные данные по сечению фотоионизации из возбужденного уровня $3^2P_{1/2, 3/2}$ атома натрия [28] подтверждают правильность выбранной методики. На рис. 3.2 проведено сравнение эксперимента с расчетами, выполненными по методу квантового дефекта [29], и в приближении радиальных волновых функций, полученных методом Хартри — Фока.

Как упоминалось ранее, максимальное значение энергии, до которого проводились расчеты коэффициента поглощения, соответствует частоте $3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$. Поскольку потенциалы ионизации ионов лития и натрия настолько велики, что пороги фотоионизации ионов лежат далеко за этой границей, фотоионизация ионов Li и Na в настоящих расчетах не рассматривалась. Потенциалы ионизации ионов калия и цезия лежат внутри рассматриваемого интервала, поэтому в расчетах оптических свойств сред с участи-

ем калия и цезия в области далекого ультрафиолета была учтена вторая фотоионизация, вклад которой существен при высоких температурах, когда плазма сильно ионизована.

Рассмотрим фотоионизацию урана и его ионов. Анализ известных методов фотоионизации показывает, что их применение к атомарным системам, содержащим большое количество электронов, практически невозможно. Трудности расчета обусловлены

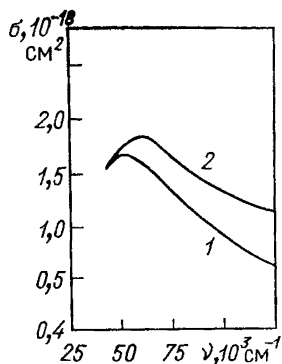


Рис. 3.1. Сечение фотоионизации лития из основного состояния:
1 — расчет; 2 — эксперимент

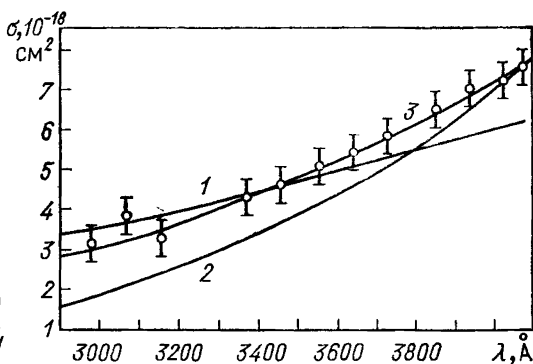


Рис. 3.2. Сечение фотоионизации из возбужденного $3^2 P_{1/2, 3/2}$ уровня натрия:
1 — расчет по методу квантового дефекта; 2 — расчет по методу Хартри-Фока; 3 — эксперимент

недостатком экспериментальных данных о схеме термов, типе связи, примесях конфигураций и др.

Вместе с тем для атома и первого иона урана имеется значительная экспериментальная информация об энергетических уровнях и силах осцилляторов [30]. Однако прямой расчет, учитывающий эти данные, оказался бы слишком громоздким, и, кроме того, информация о спектре урана имеется лишь для части дискретного спектра. По этой причине предлагается приближенный метод расчета коэффициента поглощения, основанный на общей информации о спектре атома и иона урана, известной из работы [30]. Коэффициент фотоионизационного поглощения определяется по формуле (3.8). Следуя работе [20], предположим, что частотная зависимость сечения фотоионизации такая же, как и в формуле Крамерса, т. е. для квантов с частотами $\nu \geq E_j$ (E_j — энергия уровня j , отсчитываемая от континуума) имеет следующую зависимость:

$$a_j^{bf} = A\nu^{-3}. \quad (3.12)$$

Константа A находится из выражения для силы осциллятора связанно-свободных переходов:

$$f = \frac{mc}{\pi e^2 h} \int_{E_j}^{\infty} a_j^{bf} dv = \frac{mcA}{2\pi e^2 h (E_j)^2} . \quad (3.13)$$

Таким образом, для сечения фотоионизации получается следующая формула:

$$a_j^{bf} = \frac{2\pi e^2 h f}{mc} \frac{E_j^2}{v^3} . \quad (3.14)$$

Это выражение совпадает с формулой Крамерса, если взять водородоподобные выражения для потенциала ионизации и силы осциллятора:

$$E_j = z^2 e^2 / (2a_0 n^2); \quad f = 8g / (3 \sqrt{3} \pi n), \quad (3.15)$$

где g — фактор Гаунта. Предположим, что частотная зависимость v^{-3} в сечении фотоионизации справедлива и в дискретном спектре

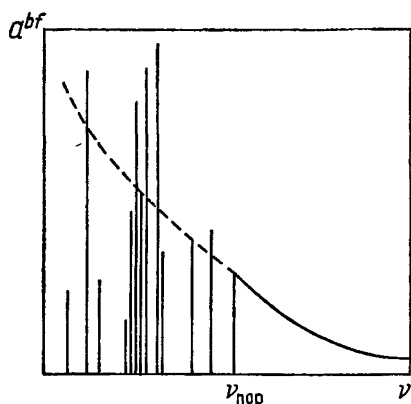


Рис. 3.3. Поведение сечения фотоионизации вблизи порога. Пунктиром показана экстраполяция сечения на связанно-связанные переходы

ных электронов может привести к некоторому увеличению сечения фотоионизации при больших частотах поглощаемых квантов и входит в неопределенность предлагаемой модели.

Сечение фотоионизации в этом приближении определяется формулой

$$a_j^{bf} = \frac{2\pi e^2 h}{mc} \frac{(\Delta E_j^2)}{v^3} (v > E_j). \quad (3.16)$$

Оправданием предположения о непрерывности перехода континуума в дискретный спектр могут служить следующие соображения. В состояниях с большими квантовыми числами движение электрона квазиклассично и движение по эллиптической орбите, соответствующее большому значению квантового числа и малой

отрицательной энергии, весьма близко к движению по гиперболической орбите с малой положительной энергией. Рассмотрим переходы с n -го уровня при поглощении кванта в рамках полуклассических представлений. При увеличении частоты электрон в конечном состоянии попадает на эллиптические орбиты, все более приближающиеся к параболической; при $\nu = \nu_n$ он попадает на параболическую; а при частоте ν , немного превышающей ν_n , — на гиперболические, близкие к параболической. Поскольку движение электрона в конечном состоянии меняется непрерывно, следует ожидать, что и среднее эффективное сечение поглощения света атомами в n -м состоянии также будет непрерывно при переходе от дискретного спектра к континууму (см. рис. 3.3). По этой причине полуклассическая формула (3.16) будет давать неплохую оценку и для переходов с уровней с небольшими квантовыми числами, в том числе и для ΔE_j , как это имеет место при сопоставлении полуклассического и квантового сечений фотоионизации из основного уровня водородоподобного атома. Поэтому в дальнейшем при расчетах коэффициента поглощения для U^{++} , U^{+++} и U^{++++} учитывались и линии согласно вышеизложенной методике, т. е. формулу (3.16) распространяли на энергии квантов $\Delta E_j \leq \nu \leq E_j$, что соответствует связанно-связанным переходам. В изложенном методе расчета сечения фотоионизации необходимо для каждого уровня j найти первую линию ридберговской серии ΔE_j . Это можно сделать, предполагая, что каждому уровню j соответствует эффективное главное квантовое число n_j , так что

$$E_j = RyZ^2 n_j^{-2}; \quad \Delta E_j = E_j - RyZ^2 / (n_j + 1)^2, \quad (3.17)$$

где Z — кратность атомного остатка.

Следующее приближение связано с большим числом уровней атома и ионов урана, поэтому в формуле (3.8) можно перейти от суммирования по уровням к интегрированию, если ввести число состояний уровней атомов в виде $N(E) = c(-E)^{-\alpha}$, где постоянные c и α находились из экспериментальных данных [30]. Вклад в коэффициент поглощения от фотоионизации в соответствии с (3.16) определяется средним

$$\langle \Delta E^2 \rangle = \frac{\int_{-E}^{-\Delta I} (\Delta E^2) g(E) \exp[-(I + E)/kT] \rho(E) dE}{\int_{-I}^{-\Delta I} g(E) \exp[-(I + E)/kT] \rho(E) dE}, \quad (3.18)$$

где I — потенциал ионизации; $\Delta I = kT$ — снижение потенциала ионизации. При данном значении частоты фотона ν интегрирование в (3.18) проводится по спектру энергетических уровней, удовлетворяющих условию $E - \Delta I \leq \nu$. Статистический вес уровня $g(E)$ изменяется нерегулярно, принимая близкие значения [30], поэтому далее будем считать его зависящим от энергии. Подставляя в (3.18) плотность состояний $\rho(E) = dN/dE$ и полагая

$$\Delta E_n = \frac{dE_n}{dn} \Delta n = 2Ry^{-1/2} (-E)^{3/2} Z^{-1}, \quad (3.19)$$

получаем выражение для коэффициента поглощения:

$$K_v^{bf} = 2^6 \pi^3 \frac{e^2}{hc} a_0^2 \left(\frac{kT}{h\nu} \right)^3 \frac{N}{z^2} \int_1^{1+h\nu/kT} \varepsilon^{2-\alpha} e^\varepsilon d\varepsilon \bigg/ \int_1^{1/kT} \varepsilon^{-\alpha-1} e^\varepsilon d\varepsilon, \quad (3.20)$$

где a_0 — боровский радиус.

В численных расчетах интегрально учитывалась фотоионизация только с верхних уровней, для которых экспериментальные данные в работе [30] отсутствуют, для нижних уровней проводилось непосредственное суммирование. Для этих уровней требуется значение статсуммы атома урана. В работе [31] приведены удобные аппроксимационные формулы, основанные на данных [30]:

$$Q_U = -0,0308T^4 + 0,888T^3 - 1,814T^2 + 5,544T + 13;$$

$$Q_{U^+} = 0,0024T^5 - 0,08751T^4 + 1,001T^3 - 1,418T^2 + 12,04T + 10. \quad (3.21)$$

Здесь T — температура в тысячах К. Аппроксимация справедлива при $T < 15\,000$ К.

Необходимый для расчетов параметр α выбирался равным

$$\alpha_U = 4; \quad \alpha_{U^+} = 5,4; \quad \alpha_{U^{++}} = \alpha_{U^{+++}} = \alpha_{U^{++++}} = 4.$$

Кроме описанных выше процессов фотоионизации атомов в ряде экспериментов [25, 26, 32] наблюдалось непрерывное поглощение в области ближнего ультрафиолета у молекул, которые являются поглощающими компонентами в обсуждаемых рабочих телах. К ним относится фотоионизация молекулы Li_2 . Полученное [26] сечение поглощения за счет фотоионизации Li_2 было использовано в настоящих расчетах суммарного коэффициента поглощения при низких температурах. Сечение фотоионизации Na_2 измерено [25] в области волновых чисел $38\,000$ — $62\,500$ см^{-1} , оно имеет величину $\sim 10^{-18}$ см^2 . Молекула K_2 также имеет непрерывный спектр поглощения в ближнем ультрафиолете [26], и его сечение того же порядка, что и для Na_2 . Порог фотоионизации молекулы LiH имеет величину $62\,500$ см^{-1} , однако сечение этого процесса неизвестно. В работе [32] измерено сечение фотоионизации молекулы водорода, но при низких температурах соответствующая область частот несущественна для смесей, а при высоких — более существенна фотоионизация атомарного водорода, концентрация которого превышает концентрацию молекул, а частотный интервал — тот же.

В смесях водорода со щелочными металлами при температурах выше 4000 К в определенных количествах (зависящих от величин концентрации щелочной присадки) присутствуют отрицательные ионы водорода H^- и щелочного металла Li^- , Na^- , K^- и Cs^- , причем концентрация H^- в такой смеси на несколько порядков выше, чем в чистом водороде.

Энергия сродства электрона к водороду составляет 0,75 эв, поэтому отрицательный ион водорода может поглощать фотоны в широкой области спектра за счет фотоотрыва электрона. Сечение этого процесса, по расчетам разных авторов, достаточно велико ($\approx 10^{-16}$ см²), и поэтому присутствие даже относительно небольшого количества Н⁻ должно давать значительный вклад в суммарное поглощение в инфракрасной и видимой областях спектра. В настоящих расчетах было использовано сечение фотоотрыва отрицательного иона водорода, полученное в работе [33]. Волновая функция конечного состояния в этом расчете была взята в виде произведения невозмущенной функции атома водорода на волновую функцию электрона, движущегося в статистическом потенциале Хартри атома водорода, в качестве волновой функции связанного состояния использовалась функция Хенрича с одиннадцатью параметрами, определяемыми с помощью вариационного принципа Ритца. В настоящее время имеется много работ, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованиям сечения фотоотрыва отрицательного иона водорода. В обзоре этих работ [34] имеются более точные расчеты, полученные при помощи волновых функций Хартри — Фока с учетом обмена. Однако разница между ними невелика по сравнению с точностью других определяющих процессов.

Сечение непрерывного поглощения для процесса фотоотрыва электрона отрицательного иона щелочного металла рассчитывалось [17] с использованием волновой функции связанного состояния, состоящей из двух *s*-электронов вне замкнутой оболочки. Свободные состояния описывались в чисто поляризационном потенциале. Эти результаты были использованы в расчетах.

§ 3.4. Поглощение в атомных линиях

Атом урана с шестью электронами на внешней незавершенной оболочке характеризуется большим набором плотнолежащих уровней (рис. 3.4). В работе [30] приведены экспериментально измеренные при малом давлении 30 000 линий атома урана и его первого иона в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра. С ростом давления линии урана уширяются и перекрываются [35], так что спектр поглощения в линиях реально оказывается квазинепрерывным, т. е. таким, где отдельные линии не разрешаются, поэтому методика расчета спектрального коэффициента поглощения в линиях атома урана и его первого иона была следующей. Рассчитывался средний для частотного интервала $\Delta\nu$ коэффициент поглощения, полученный суммированием всех линий, принадлежащих данному интервалу частот:

$$K_v^{bb} = \frac{\pi e^2}{mc} \frac{N}{\Delta\nu Q} \sum_k g_k f_k \exp\left(-\frac{E_k}{kT}\right), \quad (3.22)$$

где E_k — энергия уровня, с которого происходит переход; g_k — ста-

тистический вес; f_k — сила осциллятора перехода. В расчетах учитывались известные из эксперимента линии со своими силами осцилляторов, определяющими вклад каждой линии [36]. Всего в расчете было учтено 326 линий нейтрального урана и 316 линий его первого иона, для которых известны силы осциллятора. В плазме урана при температуре выше $\sim 15\,000$ К основную роль

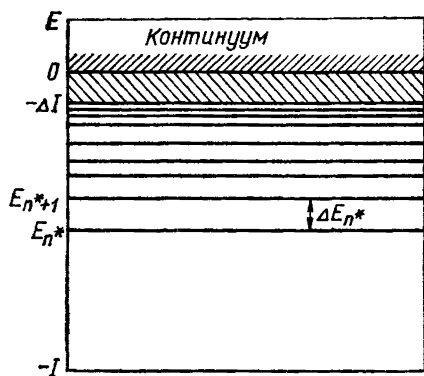


Рис. 3.4. Схема энергетических уровней атома урана: ΔE_{n*} — первая линия ридберговской серии, соответствующая переходам на уровень E_{n*} ; I — потенциал ионизации; ΔI — снижение потенциала ионизации

в поглощении играют ионы более высокой кратности. Поскольку вероятностей переходов и других спектроскопических данных для двух-, трех- и четырехкратно ионизованного урана нет, вклад линий в коэффициент поглощения учитывался интегрально по методике, обсуждаемой в § 3.3.

Линии поглощения атомов щелочных металлов расположены изолированно друг от друга в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра. Коэффициент поглощения в спектральной линии атома определяется не только силой осциллятора, но и формой контура линии, которая в свою очередь зависит

от температуры, давления и концентраций компонентов плазмы:

$$K_v^{bb} = \frac{\pi e^2}{mc^2} f N J_v, \quad (3.23)$$

где J_v — контур спектральной линии.

При высоких давлениях спектральные линии уширяются главным образом из-за взаимодействия с нейтральными (вандерваальсовское и резонансное) и заряженными (штарковское) частицами. Доплеровское и радиационное уширения мало существенны. В случае, когда на уширение линии влияет много различных механизмов, контур J_v можно рассматривать как свертку контуров каждого механизма. Уширение линий атомов щелочного металла нейтральными частицами H и H₂, а также заряженными частицами описывается ударной теорией, т. е. в каждом отдельном случае форму контура можно выбрать дисперсионной. Свертка дисперсионных контуров есть снова дисперсионный контур, где полуширина и сдвиг являются суммой полуширин и сдвигов отдельных видов взаимодействия. В случае резонансного уширения щелочных металлов для крыльев линии бралась дисперсионная форма контура, но полуширина при этом выбиралась так, чтобы выражения дисперсионного и гауссовского контуров для крыльев

линий совпадали. В результате контур спектральной линии описывается выражением

$$J_\nu = W_\Sigma [4\pi^2(\nu - \nu_0 - \Delta_\Sigma)^2 + (W_\Sigma/2)^2]^{-1}, \quad (3.24)$$

где W_Σ — суммарная полуширина; Δ_Σ — суммарный сдвиг.

При низких температурах и небольших добавках щелочного металла, когда основным механизмом уширения спектральных линий является ван-дер-Ваальсовское взаимодействие атомов щелочного металла с атомами и молекулами водорода, полуширина линии определяется скоростью относительного движения взаимодействующих частиц, зависящей от температуры, концентрацией уширяющих частиц и константой взаимодействия, которая зависит от энергетических уровней взаимодействующих частиц и сил осцилляторов соответствующих переходов [18].

При низких температурах и больших добавках щелочного металла существенным является резонансное уширение, которое рассматривалось в работе [37].

С ростом температуры в плазме увеличивается концентрация заряженных частиц, т. е. к рассмотренным механизмам уширения добавляется штарковское уширение за счет взаимодействия с заряженными частицами. Параметры штарковского уширения, используемые в настоящей работе, были рассчитаны в [38]. Недостающие данные получены линейным интерполированием, полуширина найдена суммированием эффективной резонансной и штарковской полуширин. Полный сдвиг центра линий определялся суммированием сдвигов за счет всех механизмов. Силы осцилляторов переходов были взяты из работ [36, 38, 39]. В расчетах, приведенных в гл. 5, учтены по 16 линий лития и натрия и по 18 линий калия и цезия, которые поглощают главным образом в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра. В расчетах не был рассмотрен вклад в поглощение линий ионов щелочных металлов, который оказывается несущественным для Li^+ и Na^+ , но может оказаться значительным для K^+ и Cs^+ при высоких температурах. Поэтому в таблицах гл. 5 данные по коэффициентам лучистой теплопроводности для калия и цезия ограничены 30 000 К.

Поглощение в водородных линиях серии Лаймана и Бальмера рассматривалось, начиная с температуры 10 000 К, поскольку при более низких температурах в ультрафиолетовой области спектра молекулярное водородное поглощение существенно преобладает над всеми другими элементарными процессами, а линии серии Бальмера, лежащие в видимой области спектра, дают заметный вклад лишь при температурах выше 10 000 К. Анализ компонентных составов смесей водорода со щелочными металлами показал, что ширина и форма линий водорода определяются взаимодействием с заряженными частицами (штарковское уширение), все остальные виды уширения спектральных линий несущественны при рассматриваемых температурах. Теории штарковского уширения водородных линий посвящен ряд работ [38, 40, 41], в которых приведены вычисленные контуры спектральных линий водорода серии

Лаймана и Бальмера при температурах 10 000, 20 000, 40 000 К и различных концентрациях заряженных частиц (10^{23} , 10^{24} , 10^{25} м⁻³). С использованием этих результатов были рассчитаны коэффициенты поглощения в линиях водорода. В зависимости от концентрации заряженных частиц в разных вариантах рабочего тела проводилась экстраполяция в сторону больших значений. Крылья линий рассчитывались по формулам и таблицам, приведенным в работах [38, 41, 42].

§ 3.5. Молекулярное поглощение

Двухатомные молекулы имеют характерные электронные спектры поглощения, представляющие собой полосы, которые состоят из ряда вращательных линий. Такая сложная структура не позволяет при расчете обойтись без некоторых приближений. В приближении Борна — Оппенгеймера интегральный коэффициент поглощения вращательной линии записывается следующим образом [43]:

$$\int K_v^{bb} dv = \frac{8\pi^3}{3hc} |R_{эл}^{nm}|^2 q_{v'v''} \frac{N_n}{2J+1} \chi_{J'J''} v_{nm}. \quad (3.25)$$

В этой формуле величина электронного матричного элемента $R_{эл}^{mn} = \int \psi_m^* r \psi_n d\tau$ зависит лишь от электронных собственных функций основного и возбужденного состояний. Факторы Франка — Кондона $q_{v'v''} = |\int \psi_{v'} \psi_{v''} d\tau|^2$ определяются колебательными собственными функциями, относящимися к комбинирующим электронным состояниям. Факторы Хенля — Лондона $\chi_{J'J''}$ определяют силу вращательной линии, а v_{nm} — положение данной вращательной линии, характеризующееся разностью электронных, колебательных и вращательных термов.

Спектральная зависимость коэффициента поглощения, соответствующего определенному электронному переходу в двухатомных молекулах, вращательные линии которых уширены и перекрыты, определяется формулой [49]

$$K_v^{bb} = \frac{8\pi^3}{3hc\Delta v} R_{эл}^2 \frac{N_{0g_e} \exp\left(-\frac{E_e}{kT}\right)}{Q(2-\delta_{0,\Lambda})} \sum_{v'=0}^{v'_{гр}} \sum_{v''=0}^{v''_{гр}} \exp\left(-\frac{E'_v}{kT}\right) q_{v'v''} \times \\ \times \sum_{J=0}^{J_{гр}} \exp\left(-\frac{E_J}{kT}\right) \sum_{J'=J-1, J, J+1} \chi_{JJ'} v_{ev'J; e'v''J'}, \quad (3.26)$$

где $\delta_{0,\Lambda} = 1$ для $\Delta\Lambda = 0$ и $\delta_{0,\Lambda} = 0$ для $\Delta\Lambda \neq 0$, что дает Λ -удвоение (Λ — проекция суммарного орбитального момента на межъядерную ось). Положения центров линии, статистические суммы и

энергии уровней определяются спектроскопическими константами [44—45]. Суммирование в выражении (3.26) проводится по всем колебательным и вращательным квантовым числам вплоть до граничного значения. Граничное значение колебательного квантового числа $\nu_{\text{гр}}$ следует из определения энергии диссоциации, поскольку при высоких температурах колебательные уровни распространяются вплоть до границы диссоциации. Последний дискретный уровень $\nu_{\text{гр}}$ достигается при

$$G(\nu_{\text{гр}} + \delta) = D_0, \quad (3.27)$$

где $0 \leq \delta \leq 1$; D_0 — энергия диссоциации молекулы; G — аналитическая функция колебательного квантового числа. Граничное значение вращательного квантового числа при заданном колебательном определяется зависимостью, полученной в работе [46]: $J_v^{\text{р}} = J_0^{\text{р}} (1 - \nu/\nu_{\text{гр}})$. Это соотношение позволяет просто и с достаточной степенью точности определить $J_v^{\text{р}}$, если известно $J_0^{\text{р}}$, т. е. значение $J^{\text{р}}$, которое соответствует $\nu=0$, и $\nu_{\text{гр}}$. Значение $J_0^{\text{р}}$ определялось графически из величины потенциального барьера для эффективной потенциальной кривой, построенной по методу РКР (Ридберга — Клейна — Рииса) для различных значений J .

Факторы Франка—Кондона, определяющие распределение интенсивности в электронной системе полос, получены квантомеханическими расчетами. Колебательные функции являются решениями уравнения Шредингера с соответствующим потенциалом взаимодействия атомов в двухатомной молекуле. Наиболее используемым в таких расчетах является потенциал Морзе, для которого уравнение Шредингера решается аналитически. Волновыми функциями для него являются присоединенные полиномы Лагерра, по которым вычисляются факторы Франка—Кондона. Этот метод вычислений использовался для расчета факторов Франка—Кондона трех систем полос Li_2 ($X^1\Sigma_g^+ \rightarrow A^1\Sigma_u^+$, $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow B^1\Pi_u$, $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow C^1\Sigma_u^+$), трех систем полос Na_2 ($X^1\Sigma_g^+ \rightarrow A^1\Sigma_u^+$, $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow B^1\Pi_u$, $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow C^1\Sigma_u^+$) и четырех систем полос K_2 ($X^1\Sigma_g^+ \rightarrow A^1\Sigma_u^+$, $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow B^1\Pi_u$, $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow C^1\Sigma_u^+$, $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow D^1\Pi_u$).

Для молекул гидридов щелочных металлов, которые являются одним из основных поглощающих компонентов при низких температурах, рассчитать факторы Франка—Кондона при помощи потенциалов Морзе не удастся, поскольку эти молекулы в первом возбужденном состоянии имеют аномальные значения спектроскопических констант. Для построения потенциальных кривых основного и возбужденного состояний молекул гидридов был применен метод РКР, который зависит лишь от экспериментальных значений спектроскопических констант. Колебательные волновые функции были найдены из решения уравнения Шредингера с потенциалом, заданным численно. Для решения уравнения Шредингера использовался численный метод Нумерова [47]. Расчет соб-

ственных функций и таблиц факторов Франка — Кондона был проведен до граничного значения колебательного квантового числа в каждом электронном состоянии. Для двух систем полос молекулы $H_2(X^1\Sigma_g^+ \rightarrow A^1\Sigma_u^+ \text{ и } X^1\Sigma_g^+ \rightarrow B^1\Pi_u)$ факторы Франка — Кондона, рассчитанные также с использованием потенциалов РКР, были взяты из работы [48].

Абсолютное значение коэффициента поглощения определяется квадратом матричного элемента дипольного момента перехода. Квантовомеханический расчет этой величины для многоэлектронных молекул сопряжен с большими трудностями, однако для молекул H_2 и LiH , которые имеют небольшое количество электронов, квантовомеханические расчеты дают удовлетворительные результаты. Для систем полос $X \rightarrow A$ и $X \rightarrow B$ молекулы H_2 существует ряд значений силы осциллятора как экспериментальных, так и полученных квантовомеханическими расчетами [49—51]. Ряд экспериментальных значений сил осцилляторов, полученных для системы $X \rightarrow A$ при переходе на колебательные уровни $v=4, 5, 6$, лежит в пределах от 0,51 до 0,28, по данным разных авторов. Имеется отличие и в экспериментально определенных значениях сил осцилляторов для системы полос $X \rightarrow B$ ($v'=0, 1, 2$): от 0,7 до 0,29. В работе [51] было проведено теоретическое исследование зависимости электронного момента перехода R_e от межъядерного расстояния для обсуждаемых систем полос. При этом оказалось, что для системы $X \rightarrow A$ эта зависимость значительна (от 0,5 а. е. до 1,5 а. е.). Для системы полос $X \rightarrow B$ в целом зависимость слабая: несмотря на крутой подъем от 0,5 а. е. до 0,9 а. е. при $R=2$ а. е. далее всюду R_e сохраняет значение 0,9 а. е. Такой зависимостью дипольного момента перехода, вероятно, можно объяснить значительный разброс экспериментальных значений сил осцилляторов, обсуждаемый выше. При расчете суммарного коэффициента поглощения в системах полос $X \rightarrow A$ и $X \rightarrow B$ молекулы H_2 были использованы средние значения сил осцилляторов, в соответствии с [51]. Для молекулы LiH расчеты сил осцилляторов методом Гайтлера — Лондона и методом молекулярных орбиталей [52] дали совпадающий результат. В этих расчетах проведено исследование зависимости величины R_e от межъядерного расстояния. В наших расчетах было использовано среднее значение величины R_e , соответствующее силе осциллятора, равной 0,13.

Имеющиеся в литературе данные по силам осцилляторов для молекул Li_2 и Na_2 приведены в обзоре [53]. В расчетах для красной системы $X \rightarrow A$ молекулы Li_2 использовалось экспериментальное значение $f_e=0,3$, для сине-зеленой $X \rightarrow B$ $f_e=0,66$ — теоретическое. Для молекулы Na_2 имеется оцененное методом молекулярных орбиталей значение $f_e \simeq 0,2$ [54].

Для фиолетовой системы полос Li_2 , двух систем полос Na_2 и четырех систем полос K_2 силы осцилляторов были оценены по методике, аналогичной [54], учитывающей только два оптических электрона вне замкнутой оболочки.

В табл. 3.2 приведены силы осцилляторов систем полос молекул Li_2 , Na_2 , K_2 , используемые в настоящих расчетах. Кроме опи-

Таблица 3.2. Силы осцилляторов систем полос молекул Li_2 , Na_2 , K_2

Молекула	Система			
	$X \rightarrow A$	$X \rightarrow B$	$X \rightarrow C$	$X \rightarrow D$
Li_2	0,3	0,66	0,12	—
Na_2	0,2	0,35	0,08	—
K_2	0,15	0,23	0,1	0,04

санный выше системы полос в видимой области спектра молекула гидрида лития имеет непрерывный спектр поглощения в ближнем ультрафиолете [55]. В системе полос, соответствующей переходу из основного состояния $X^1\Sigma_g$ молекулы LiH в возбужденное $B^1\Pi_u$, наблюдались две дискретные полосы и непрерывный спектр. Ниже приведены спектроскопические константы $B^1\Pi_u$ -состояния LiH , в см^{-1} .

T_e	ω_e	$\omega_e x_e$	B_e	α_e	$r_e (\text{\AA})$
34912	215,5	42,2	3,388	0,986	2,376

Потенциальная кривая состояния, построенная по этим константам, позволяет сделать вывод, что наблюдаемый непрерывный спектр поглощения соответствует переходу на отталкивательную часть кривой (рис. 3.5). Очень мелкая потенциальная яма (183 см^{-1}) в состоянии $^1\Pi_u$ дает основание пренебречь связанно-связанными переходами и считать, что основной вклад в поглощение дает процесс фотодиссоциации молекулы LiH . Расчет этого элементарного процесса поглощения проводился по методике, предложенной в работе [56]:

$$K_v^{bf} = \frac{8\pi^3}{3hc} \nu R_e^2(\nu) \sum_v N_v q_v(\nu), \quad (3.28)$$

где ν — частота перехода; $R_e^2(\nu)$ — квадрат матричного элемента дипольного момента перехода; $q_v(\nu)$ — плотность факторов Франка — Кондона. Сумму в (3.28) можно преобразовать в более удобное выражение, если заменить собственные функции основ-

ного состояния полиномами Эрмита и факторы Франка — Кондона — значениями для гармонического осциллятора:

$$\sum_v N_v q_v(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{1-z}{1+z}} \exp\left[-\frac{1-z}{1+z} \xi^2\right], \quad (3.29)$$

где $\xi = \sqrt{\alpha} (r - r_e)$; $z = \exp(-\theta/T)$; $\theta = 1,439\omega_e$; $\alpha = 4\pi^2\mu\omega_e\hbar^{-1}$; μ — приведенная масса молекулы; r_e — равновесное межъядерное состояние. Тогда формула (3.28) примет вид

$$K_v^{bf} = \frac{8\pi^3}{3hc} \nu R_e^2(v) \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{1-z}{1+z}} \exp\left[-\frac{1-z}{1+z} \xi^2\right]. \quad (3.30)$$

Нормировка в расчете этого процесса была проведена на условную силу осциллятора $f_e=0,1$, поскольку достоверных данных по вероятности перехода этой системы нет.

Кроме молекулярного поглощения в электронных системах полос большое внимание было уделено поглощению в инфракрасной области спектра, в частности, поглощению гетероядерных молекул гидридов щелочных металлов за счет колебательно-вращательных переходов, хотя известно, что уровень поглощения за счет этого механизма существенно ниже, чем в электронных системах полос. Это связано с тем, что при низких температурах именно фотоны с большой длиной волны, лежащие в инфракрасной области спектра, являются ответственными за перенос излучения. Интегральный коэффициент

Рис. 3.5. Потенциальные кривые основного $X'\Sigma_g^+$ -состояния и возбужденного $B^1\Pi_u$ -состояния молекулы LiH

поглощения спектральной линии, соответствующей колебательно-вращательному переходу, определяется выражением

$$\int K_v^{bb} dv = \frac{8\pi^3}{3hc} (R_{v'v''})^2 \frac{N_{vj}}{2J+1} \chi_{JJ', v'v''j'j''}, \quad (3.31)$$

где N_{vj} — число молекул, находящихся на данном колебательно-вращательном уровне. Величина $R_{v'v''}$ аналогична матричному элементу электронного, дипольного момента перехода

$$R_{v'v''} = \int \psi_{v'}^* \mu(r) \psi_{v''} dr, \quad (3.32)$$

где $\psi_{v'}$ и $\psi_{v''}$ — колебательные собственные функции, относя-

щиеся к основному состоянию молекулы. Спектральный коэффициент поглощения для колебательно-вращательных полос в диапазоне инфракрасных частот рассчитывался по формуле, аналогичной (3.26), с учетом (3.31) и в соответствии с правилами отбора для колебательно-вращательных переходов, согласно которым не имеет смысла учитывать обертоны выше $\Delta v=3$, поскольку их интенсивность на несколько порядков меньше интенсивности основной полосы. Шаг счета выбирался с учетом колебательных и вращательных спектроскопических констант, нормировка коэффициента поглощения была проведена на экспериментальное значение производной дипольного момента [57] для молекулы LiH. Для других гидридов из-за отсутствия достоверных данных нормировка была принята такой же.

Колебательно-вращательные переходы для гомоядерных молекул запрещены в дипольном приближении, однако в экспериментах [58—60] было установлено наличие колебательно-вращательных спектров гомоядерных молекул, индуцированных высоким давлением, и была отмечена квадратичная зависимость интенсивности полос от давления. Как показали расчеты, проведенные в работах [61, 62], дипольный момент комплекса, состоящего из двух молекул, взаимодействующих между собой, обусловлен наличием квадрупольного момента в сталкивающихся молекулах. Существенными являются и обменные силы, возникающие при перекрытии волновых функций, искаженных взаимодействием.

Спектральный коэффициент поглощения, определенный этим процессом, рассчитывался по формуле

$$K_v = \frac{16\pi^3 N^2}{3hcQ\Delta\nu} \sum_{v_1=0}^{v_{1\max}} \sum_{v_1'=v_1+1}^{v_{1\max}} R_{v_1 v_1'} \sum_{J_1, J_2} P_{v_1 J_1} P_{v_2 J_2} \sum_{J_1'=J_1-2, J_1, J_1+2} \times$$

$$\times \sum_{J_2'=J-2, J_2, J_2+2} [a(J_1) a(J_2) \delta(J_1' J_1) \delta(J_2' J_2) I_1 + L_1(J_1 J_1') a(J_2) \times$$

$$\times \delta(J_2' J_2) I_2 + L(J_2, J_1') a(J_1) \delta(J_1' J_1) I_3 + L(J_1 J_1') \times$$

$$\times L(J_2 J_2') I_4] \nu_{v_1 J_1 v_2 J_2; v_1' J_1' v_2' J_2'} \quad (3.33)$$

Обозначения $a(J)$, $L(J, J')$ в формуле (3.33) те же, что и в работе [61]:

$$\nu_{v_1 J_1 v_2 J_2; v_1' J_1' v_2' J_2'} = E_{v_1' J_1'} + E_{v_2' J_2'} - E_{v_1 J_1} - E_{v_2 J_2};$$

E_{vJ} — колебательно-вращательная энергия уровня v, J ; $P_{v_1 J_1}$, $P_{v_2 J_2}$ — Больцмановские вероятности состояния системы двух частиц.

$$I_i = \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \exp\left[-\frac{\Phi(R)}{kT}\right] D_i^2(R) R^2 dR, \quad (3.34)$$

где $\Phi(R)$ — потенциал межмолекулярного взаимодействия, в данном расчете использовался потенциал Ленарда — Джонса (см. гл. 2). Величины $D_i(R)$ заданы в работе [61] в виде таблиц. $R_{v,v'}$ — колебательный матричный элемент. Суммирование по J в формуле (3.33) проводилось в соответствии с правилами отбора для квазимолекул $(H_2)_2$, $\Delta J = 0, \pm 2$. Суммирование по v проводилось от $v=0$ до $v=14$ в соответствии со значением максимального колебательного числа для основного состояния молекулы H_2 . Q —

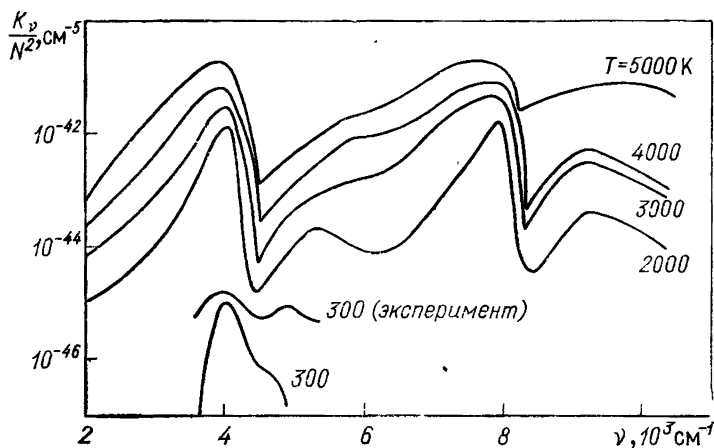


Рис. 3.6. Индуцированное давлением поглощение молекулярного водорода в инфракрасной области спектра в зависимости от температуры

статистическая сумма квазимолекулы $(H_2)_2$. Расчеты были проведены на спектральном интервале от $2 \cdot 10^3$ cm^{-1} до 10^4 cm^{-1} . На рис. 3.6 показано отношение K_v/N^2 для квазимолекулы $(H_2)_2$ для различных температур.

§ 3.6. Влияние неидеальности на оптические свойства плазмы

Поглощение излучения изолированным атомом описывается узкими линиями в дискретном спектре, где радиационное уширение обусловлено конечным временем жизни в возбужденном состоянии, фотоионизацией и тормозным поглощением в непрерывном спектре. Серия линий сходится к порогу фотоионизации. Наличие окружающей среды для атома в плазме приводит к нескольким эффектам.

Во-первых, происходят уширение и сдвиг линий в спектре атомов, вызванные взаимодействием атома с окружающими частицами и эффектом Доплера. Как уже упоминалось, доплеровское уширение не существенно по сравнению с ударным и штарковским, по-

этому в проведенных расчетах были учтены лишь эти механизмы уширения линий.

Во-вторых, наличие плазмы приводит к изменению спектра вблизи порога фотоионизации. Уширение линий, лежащих вблизи континуума, приводит к их слиянию, что можно трактовать как смещение порога фотоионизации в сторону меньших частот. Наличие кулоновского взаимодействия приводит к смещению ионизационного равновесия, как это обсуждалось в гл. 1. Этот эффект также может быть использован при разделении спектра на дискретный и непрерывный. Но, поскольку силы осцилляторов непрерывным образом переходят из дискретного спектра в интеграл от плотности сил осцилляторов в континууме, результирующий коэффициент поглощения слабо меняется, поэтому в настоящих расчетах сдвиг границы проводился на величину термодинамического снижения потенциала ионизации. Ранний обзор работ по эффектам смещения границы фотоионизации вследствие штарковского и дебаевского механизмов содержится в [63], а более поздних до (1967 г.) — в [38, 15], поэтому здесь мы ограничимся изложением работ, выполненных по этому вопросу после 1967 г.

Серия работ, восходящих, по-видимому, к [64], основана на уточнении теории Инглиса — Теллера. Рассмотрим для примера атом водорода в однородном на атомном размере электрическом поле напряженностью F . Изменение потенциала ионизации атома в поле

$$\Delta E(F) = 2e \sqrt{eF}.$$

Если известна функция распределения электрического поля в плазме $W(F)$, то интенсивность излучения в континууме определяется усредненным значением

$$I(\nu) = A \int_0^{\infty} \exp \left[-\frac{h\nu - E_n + \Delta E(F)}{kT} \right] W(F) dF.$$

Здесь $A \sim g(N_i N_e / n^3 T^{3/2})$, где g — фактор Гаунта; n — главное квантовое число; N_e, N_i — концентрации электронов и ионов. В безразмерном виде функция распределения поля

$$W(F) dF \equiv W(\beta) d\beta, \quad (3.35)$$

где $\beta = F/F_0$, $F_0 = 2,61 e N^{2/3}$.

Для некоррелированных ионов $W(\beta)$ — функция Хольтсмарка [69]:

$$W(\beta) = \frac{2}{\pi\beta} \int_0^{\infty} x \sin x \exp \left[-\left(\frac{x}{\beta} \right)^{3/2} \right] dx. \quad (3.36)$$

В работе [64] произведен расчет спектральной плотности интенсивности излучения континуума для $n=2$ с функцией распределения поля Мозера и Баранжера [65], которая отличается от (3.36) при увеличении параметра неидеальности Γ . Появление па-

параметра взаимодействия в (3.36) естественно, так как корреляционная функция распределения ионов содержит этот параметр (в классической области только этот параметр). В результате расчетов было получено сглаживание пика фотоионизации и его постепенное спадание в красную сторону от границы. В той же работе [64] был введен фактор реализуемости w_n таким образом, что статистический вес состояния уменьшается $g_n \rightarrow w_n g_n$, так что заселенность состояния n становится

$$N_n = \frac{N}{z(T)} w_n g_n \exp\left(-\frac{E_1 - E_n}{kT}\right). \quad (3.37)$$

В работе [66] использовали функцию распределения поля $w(\beta, \Gamma)$, вычисленную Хупером [67]. Для определения условия распада связанного состояния решили уравнение Шредингера с потенциалом, искаженным внешним полем. При этом распад связанного состояния происходил, когда минимальная высота барьера, образованного падающим кулоновским полем ядра, с одной стороны, и внешним полем — с другой, сравнивалась с энергией связанного состояния. В качестве фактора реализации связанного состояния выбирался интеграл

$$w_n = \int_0^{F_n/F_0} W(\beta) d\beta. \quad (3.38)$$

Этим методом были рассчитаны коэффициенты поглощения плазмы для фотоионизации, простирающиеся в область низких частот от границы. В расчетах предполагалось, что сечения фотоионизации не зависят от возмущающего атом электрического поля. Этому же вопросу (хотя и с менее ясным физическим смыслом) посвящена работа [68].

В [69] n_i — T -диаграмма была разбита на три области в зависимости от соотношений между последним наблюдаемым квантовым числом n_1 , последним реализующимся вследствие действия микрополей n_2' и последним реализующимся уровнем в дебаевском поле n_2'' . В области $n_1 < n_2'$, n_2' происходит слияние линий и для расчетов сечение фотоионизации может быть продлено в низкочастотную часть спектра до уровня n_1 . В области $n_2' < n_1$, n_2'' и $n_2' < n_1$, n_2'' плотность сил осцилляторов по энергии, по утверждению авторов, имеет провал, обусловленный неводородоподобной плотностью состояний и поведением квадрата дипольного момента электрона в короткодействующем (вследствие взаимодействия) потенциале взаимодействия электрона с ионом. В этом «режиме нереализации» порог фотоионизации может быть хорошо выражен, к нему примыкает интервал или свободный от спектральных линий, или со слабыми линиями. Сравнения авторами коэффициентов поглощения с экспериментальными результатами по непрерывному излучению аргоновой плазмы допускают такую интерпретацию.

В гл. 1 было получено, что термодинамический вес высоковозбужденных состояний является небыльмановским, он может быть представлен для атома водорода в виде $n^2 F_n(\beta) \exp(\beta E_n)$, весовая функция $F_n(\beta)$ изменяется от 1 до 0 при переходе от основного состояния к высоковозбужденным. С той же степенью точности, что и при получении вклада связанных состояний в термодинамические функции, найдем вклад в излучение от связанных состояний [70].

Взаимодействие плазмы с полем излучения описывается гамильтонианом (в атомной системе единиц):

$$H^{int} = -\frac{1}{c} \int j(x) A(x) dr. \quad (3.39)$$

Здесь принята калибровка с равным нулю скалярным потенциалом, а вектор-потенциал

$$A(x) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{k,\rho} e_{\rho,k} \left(\frac{2\pi c^2 \hbar}{\omega} \right)^{1/2} [a_{k,\rho} e^{i(kr - \omega t)} + a_{k,\rho}^+ e^{-i(kr - \omega t)}]. \quad (3.40)$$

Здесь $a_{k,\rho}$, $a_{k,\rho}^+$ — операторы уничтожения и рождения фотонов; $e_{\rho,k}$ — вектор поляризации фотона с частотой $\omega = 2\pi c\nu$. Оператор тока заряженных частиц в представлении взаимодействия по электромагнитному полю и гейзенберговском представлении по взаимодействиующим частицам имеет вид

$$j(x) = \frac{i\hbar}{2} \sum_{\lambda} \frac{e_{\lambda}}{m_{\lambda}} [\nabla \psi_{\lambda}^+(x) \psi_{\lambda}(x) - \psi_{\lambda}^+(x) \nabla \psi_{\lambda}(x)] - \sum_{\lambda} \frac{e_{\lambda}^2}{2m_{\lambda}c} A_{\lambda} \psi_{\lambda}(x) \psi_{\lambda}(x). \quad (3.41)$$

Индекс λ указывает сорт частиц с зарядом e_{λ} , массой m_{λ} .

Вероятность излучения в единицу времени, усредненная по начальным состояниям i и просуммированная по конечным состояниям f :

$$dw = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{i,f} e^{\beta(\Omega + \mu_{\lambda} N_{\lambda}^i - E_i)} |\langle i | H^{int} | f \rangle|^2 \delta(E_i - E_f - \hbar\omega) \frac{V dk}{(2\pi)^3}. \quad (3.42)$$

Подставляя гамильтониан (3.39), получаем:

$$dw(q, \omega) = \frac{4\pi^2 \omega d\omega dO}{\hbar c^3} \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{q_{\alpha} q_{\beta}}{q^2} \right) K_{\alpha\beta}(q, \omega), \quad (3.43)$$

где O — элемент телесного угла.

$$K_{\alpha\beta}(q, \omega) = \sum_{i,f} e^{\beta(\Omega + \mu_{\lambda} N_{\lambda}^i - E_i)} \langle f | j_{\alpha}(0) | i \rangle \times \\ \times \langle i | j_{\beta}(0) | f \rangle \delta(k_i - k_f - q) \delta(\omega - \varphi_{if}).$$

Здесь частота перехода системы $\omega_{if} = E^i + \mu_\nu N_\lambda^i - E_f - \mu_\lambda N_\lambda^f$. Выразим корреляционную функцию токов $K_{\alpha\beta}$ через двухчастичную запаздывающую функцию Грина:

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{\lambda\lambda'}^R(x_1x_2; x_2'x_1') &= \theta(t-t') \text{Sp} \{e^{\beta(\Omega + \mu_\lambda N_\lambda - H)} \times \\ &\times [\psi_\lambda^+(x_1') \chi_\lambda(x_1) \psi_{\lambda'}^+(x_2') \psi_{\lambda'}(x_2)]\} \end{aligned} \quad (3.44)$$

Координата x включает и временную переменную, причем в выражении (20.12) $t_2^+ = t_2' = t'$; $t_1^+ = t_1' = t$. Перейдем к фурье-представлению по координатам и времени и вычислим след по полной системе собственных функций гамильтониана H . В результате получим

$$\tilde{G}_{\lambda\lambda'}^R(q_1q_2; q_3, q_4, \omega) = \delta(q_1 + q_2 - q_3 - q_4) G_{\lambda\lambda'}^R(p, p'; q, \omega); \quad (3.45)$$

$$\begin{aligned} G_{\lambda\lambda'}^R(p, p'; q, \omega) &= (2\pi)^3 i \sum_{i,f} e^{\beta(\Omega + \mu_\lambda N_\lambda^i - E^i)} \frac{1 - e^{\beta\hbar\omega_{if}}}{\omega_{if} + \omega + i0} \delta(q + \\ &+ k_i - k_f) \left\langle i \left| a_{\lambda'}^+ \left(p - \frac{q}{2} \right) a_\lambda \left(p + \frac{q}{2} \right) \right| f \right\rangle \left\langle f \left| a'_\lambda \left(p' + \right. \right. \right. \\ &\left. \left. \left. + \frac{q}{2} \right) a'_\lambda \left(p' - \frac{q}{2} \right) \right| i \right\rangle. \end{aligned} \quad (3.46)$$

Сравнивая (3.43) и (3.46), получим связь $K_{\alpha\beta}$ и $G_{\lambda\lambda'}^R$:

$$K_{\alpha\beta}(q, \omega) = \frac{\hbar^2}{(2\pi)^{12}} R_l \sum_{\lambda, \lambda'} \frac{e_\lambda e_{\lambda'}}{m_\lambda m_{\lambda'}} \int dp dp' p_\alpha p'_\beta \frac{G_{\lambda\lambda'}^R(p, p', -q, -\omega)}{1 - e^{\beta\hbar\omega}}. \quad (3.47)$$

Запаздывающая функция Грина определяется аналитическим продолжением двухчастичной температурной функции Грина на мнимую полуось:

$$G_{\lambda\lambda'}^R(p, p', q, \omega) = \frac{\hbar}{i} [G_{\lambda\lambda'}(p, p', q, \omega_k)]_{i\omega_k \rightarrow \hbar\omega + i0}; \quad (3.48)$$

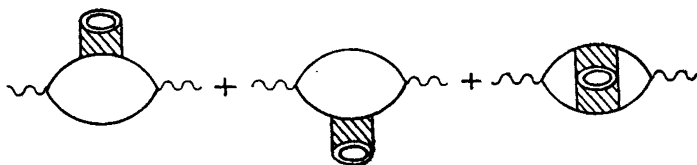
$$G_{\lambda\lambda'}(p, p', q, \omega_k) = \frac{1}{\beta^2} \sum_{\omega_1 \omega_2} \exp(i\omega_1 0^+ + i\omega_2 0^+) G_{\lambda\lambda'} \left(p + \frac{q}{2}, \right.$$

$$\left. \omega_1, p' - \frac{q}{2}, p' + \frac{q}{2}, \omega_2 + \omega_k, p - \frac{q}{2}, \omega_1 - \omega_k \right) (t \rightarrow +0).$$

Умножая вероятность излучения $d\omega$ на энергию кванта, получим спектральную плотность энергии, излучаемую единицей объема плазмы [76]:

$$\frac{d\epsilon_\omega}{d\omega} = \frac{4}{3\pi} \frac{e^2 \omega^2 (1 - \exp \beta \hbar \omega)^{-1}}{c^3 m^2 \hbar^3} \text{Im} \int \frac{dp dp'}{(2\pi \hbar)^3} pp' G_{pp'}^R(\omega). \quad (3.49)$$

В работе [70] для вычисления вклада излучения, возникающего от связанных состояний, суммировались следующие диаграммы:



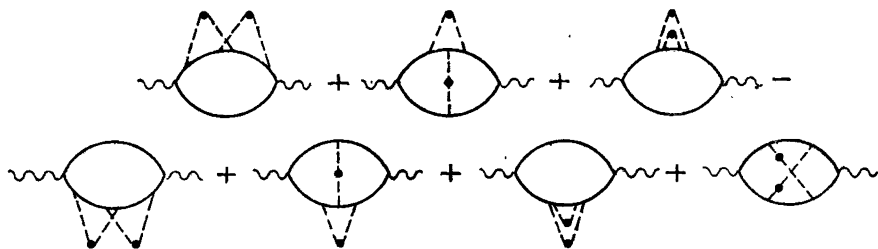
Двойная линия здесь означает ионную линию, а одиночная — электронную. В результате суммирования выражение для интенсивности излучения приводится к стандартному виду (уширение линий не учитывается):

$$\frac{d\epsilon_{\omega}}{d\omega} = \frac{4e^2 \hbar n_a}{3m^2 c^3 z} \sum_{n,m} \exp(-\beta E_m) \omega_{mn}^2 |p_{nm}|^2 \delta(\hbar\omega + E_n - E_m). \quad (3.50)$$

Здесь статистическая сумма атома

$$Z = \sum_n n^2 e^{\beta E_n} F_n(\beta). \quad (3.51)$$

Формула (3.49) была использована в работе [72] для учета поправок по плотности в тормозное излучение электронов в полях атомов, когда длина свободного пробега электрона сравнима с его дебройлевской волной. Потенциал взаимодействия электрона с атомом считался короткодействующим и было учтено только s-рассеяние. В результате суммирования диаграмм



получено следующее выражение:

$$d\epsilon_{\omega} = d\epsilon_{\omega}^{(0)} [1 + Nq\lambda_T f(\beta\omega)]. \quad (3.52)$$

Функция $f(x)$ приведена в работе [72]; параметр $Nq\lambda_T$ (q — транспортное сечение рассеяния электрона на атоме; λ_T — тепловая дебройлевская длина волны; N — плотность атомов) определяет непарность рассеяния электрона на атомах. При этом увеличение эффективной частоты столкновений с возрастанием плотности приводит к увеличению интенсивности тормозного излучения.

Обсуждаемые до сих пор поправки к оптическим свойствам относились к слабонеидеальной плазме. При существенном повышении плотности изменяются положения энергетических уровней атомов и матричные элементы, т. е. сила осцилляторов в дискрет-

ном и непрерывном спектрах. Наибольшее количество расчетов по смещению уровней выполнено методами Томаса — Ферми и Хартри — Фока в модели ограниченного атома [52, 73—77, 88—91]. Изменение сил осцилляторов, связанное с увеличением плотности цезия, было вычислено в работе [73], при $T=0$ это изменение приведено на рис. 3.7, а для сечения фотоионизации с уров-

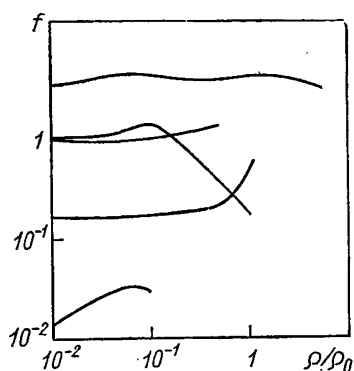


Рис. 3.7. Изменение сил осцилляторов цезия в зависимости от плотности вещества [52] ($\rho_0=1,8785$ г/см³).

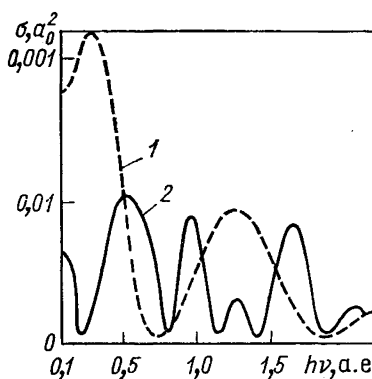


Рис. 3.8. Сечение фотоионизации 6s-состояния цезия в зависимости от плотности [52] (1— $\rho=10^{-2}$ ρ_0 ; 2— $\rho=\rho_0$).

ня 6s — на рис. 3.8. Значительная зависимость сечений фотоионизации и сил осцилляторов от плотности указывает на необходимость дальнейших детальных исследований в этой области.

§ 3.7. Обсуждение методики и результатов расчетов оптических характеристик рабочих сред

Описанные в этой главе элементарные механизмы поглощения были включены в программу расчета спектрального коэффициента поглощения рабочего тела, представляющего собой одну из обсуждаемых смесей или чистое вещество в плазменном состоянии. Для смесей разного состава, содержащих 3, 10, 50% щелочного металла при давлениях 0,1; 1; 10; 100 МПа, расчеты были проведены в диапазоне температур от 4000 до 40 000 К. При расчете суммарного коэффициента поглощения вводилась поправка на вынужденное испускание $K_v = K'_v [1 - \exp(-h\nu/kT)]$, которая оказывается значительной при низких температурах. В гл. 5 приведены графики спектральной зависимости коэффициентов поглощения для ряда температур и давлений, полученные суммированием вкладов, даваемых отдельными механизмами на определенных спектральных интервалах.

Как указывалось выше, высокая концентрация заряженных частиц приводит к снижению потенциалов ионизации атомов, а это ограничивает число реализуемых уровней, с которых происходит фотоионизация. Поэтому число уровней ограничивалось величиной снижения потенциала ионизации, и пороги фотоионизации сдвигались на величину термодинамического снижения потенциала ионизации. При повышении плотности поглощение в изолированных линиях щелочных металлов оказывается существенным вследствие их уширения из-за взаимодействия с окружающими частицами. При расчете молекулярного поглощения усреднение на спектральном интервале $\Delta\nu$ в формуле (3.26) подразумевало, что спектр поглощения квазинепрерывен из-за перекрытия вращательных линий, происходящего в результате взаимодействия частиц в плазме при высоком давлении. Однако сами сечения элементарных процессов и ряд других величин были получены в приближении изолированного атома без учета влияния высокого давления, что должно сказаться на точности суммарных расчетов. Кроме того, были сделаны и другие допущения. Из-за отсутствия экспериментальных значений были проведены оценочные расчеты сил осцилляторов для молекул Na_2 , K_2 , NaH и KH в приближении, когда учитывались лишь два внешних электрона. Это также вносит погрешность в расчет коэффициента поглощения. Оценить точность настоящих расчетов трудно: она различна в разных спектральных интервалах и зависит от температуры, поскольку при разных температурах на данных участках спектра поглощение определяют различные элементарные процессы, которые известны с различной степенью достоверности. Кроме того, определенную погрешность в расчет суммарного коэффициента поглощения могут вносить некоторые приближения в расчете термодинамического состава, который задает относительную величину вклада того или иного элементарного процесса. Учитывая это, точность настоящих расчетов можно определить, сравнивая с экспериментальными результатами (см. § 4.7).

При большом разнообразии смесей, сложной зависимости коэффициента поглощения от частоты, температуры и других параметров трудно дать полную характеристику оптических свойств, поэтому отметим лишь основные особенности. Для чистых щелочных металлов характерны высокие значения коэффициентов поглощения в видимой и инфракрасной областях спектра для тех температур, где плазма в значительной степени ионизована. При низких температурах большой вклад в поглощение в этих областях спектра дают молекулярные полосы и атомные линии, приводящие к пикам в спектральной зависимости коэффициента поглощения. Давление сказывается главным образом на абсолютном значении коэффициента поглощения, внося свои поправки и в спектральную зависимость через величину сдвига фотоионизационных пиков и количества участвующих в поглощении уровней. В гл. 5 показаны спектральные зависимости коэффициентов поглощения лития, натрия, калия и цезия для различных температур и давлений. Коэф-

эффициент лучистой теплопроводности щелочных металлов резко возрастает с ростом температуры при всех давлениях. Это связано с высоким потенциалом второй ионизации щелочных металлов и их прозрачностью в области дальнего ультрафиолета.

Зависимость коэффициентов лучистой теплопроводности для смесей водорода со щелочными металлами характерна наличием второго минимума в области температур 10 000—15 000 К, который постепенно исчезает с увеличением добавки щелочного метал-

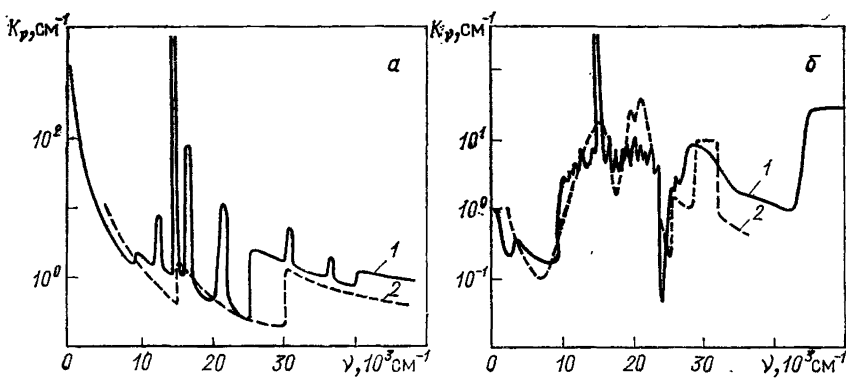


Рис. 3.9. Коэффициент поглощения литиевой плазмы при давлении $p=1$ МПа и температуре $T=4000$ К (б) и $p=1$ МПа, $T=12\,000$ К (а):

1 — данные авторов; 2 — данные работы [7]

ла. Этот минимум объясняется увеличением коэффициента поглощения в ультрафиолете за счет водородных компонент.

Для расчета переноса лучистой энергии также представляют интерес оптические свойства смеси урана со щелочными металлами, т. е. среды, которая образуется в результате диффузии на границе двух зон: урана и щелочного металла. В гл. 5 представлены теплофизические свойства смеси урана с калием. Добавка калия к урану не изменит существенным образом характера его спектра, а скажется на абсолютном значении и на деталях коэффициента поглощения в отдельных спектральных областях.

Сравнение результатов расчетов с другими теоретическими расчетами затруднительно, так как авторам известны лишь расчеты оптических свойств щелочных металлов [7], где, однако, не описана методика расчета суммарного коэффициента поглощения плазмы. Тем не менее сравнение коэффициента поглощения литиевой плазмы с результатами [7], приведенное на рис. 3.9, показывает согласие по характерной величине, однако, из рисунков видно, что учтенная спектральная информация в данной работе богаче.

Сравнение результатов теоретических расчетов с экспериментальными данными проведено в гл. 4.

Глава 4 ГЕНЕРАЦИЯ И ДИАГНОСТИКА НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

§ 4.1. Особенности экспериментального исследования неидеальной плазмы

В слабонеидеальной плазме неопределенность расчетов обусловлена главным образом неточностью исходной информации о потенциалах ионизации и диссоциации, электронных энергетических уровнях, сечениях элементарных процессов и т. п. В пределах этой неточности результаты расчетов согласуются с многочисленными измерениями свойств слабонеидеальной плазмы [1—5]. Однако значительная часть плазмы ГЯР находится в условиях сильного межчастичного взаимодействия, где нарушаются формальные условия применимости теории возмущений, так что вычисления в этом случае носят экстраполяционный характер. Возникает вопрос об обоснованности и точности такого рода экстраполяций, требующий привлечения экспериментального материала. Однако число экспериментальных работ, посвященных неидеальной плазме, очень ограничено. В частности, в настоящее время не удается провести прямых измерений теплофизических свойств плазмы рабочих тел в области натуральных давлений и температур ГЯР. Поэтому для оценки качества используемых теоретических приближений приходится привлекать опыты с удобными для непосредственного экспериментирования веществами, имея в виду моделирование свойств плазмы по параметру взаимодействия.

Характерной чертой первых экспериментов с неидеальной плазмой является отсутствие полного комплекса независимых измерений, что заставляет при их интерпретации использовать теоретические предположения неконтролируемой точности. Естественно, что это обстоятельство приводит к известной неопределенности получаемых результатов, которые, однако, могут быть использованы для качественных выводов о свойствах плазмы и, в частности, о ее фазовом составе. Для наших целей наибольший интерес будут представлять исследования плазмы высокой плотности с заметным кулоновским взаимодействием и развитой термической ионизацией. При количественном сравнении в данной главе будут, в основном, привлекаться эксперименты, результаты которых получены на различных установках с дублированием средств диагностики. Такие эксперименты удастся выполнить с цезием и инертными газами, и они здесь описаны наиболее подробно.

Плотная плазма является весьма неудобным объектом экспериментального исследования ввиду больших трудностей генерации и диагностики такой среды. Поэтому этот раздел высокотемпера-

турной теплофизики требует привлечения нетрадиционных экспериментальных методов. Существенно, что для экспериментов с неидеальной плазмой имеются оптимальные условия, соответствующие максимальному значению параметра взаимодействия. Наличие этого оптимума вызвано двумя обстоятельствами: перегревом и вырождением электронной компоненты плазмы. Рассмотрим случай, когда применима больцмановская статистика ($n_e \lambda_e^3 \ll 1$). Изотермическое сжатие такой плазмы вызывает увеличение энергии кулоновского взаимодействия $\sim e^2 n_e^{1/3}$ и, следовательно, рост параметра неидеальности Γ . Но при этом уменьшается межчастичное расстояние $\sim n^{1/3}$, и когда оно становится сравнимым с длиной тепловой дебройлевской волны электрона $\lambda_e = (2\pi \hbar^2 / m_e kT)^{1/2}$, электронная компонента плазмы вырождается. В этом случае характерной кинетической энергией являются энергия Ферми $\epsilon_F \sim \hbar^2 n_e^{2/3} / 2m_e$ и параметр неидеальности $\gamma \sim 2m_e n_e^{-1/3} \hbar^{-2} e^2$. Дальнейшее сжатие вырожденной плазмы приводит к увеличению кинетической энергии и, следовательно, к относительному уменьшению эффектов неидеальности. В обычной электрон-ионной плазме такая перенормировка взаимодействия проявляется при высоких плотностях, соответствующих концентрациям электронов $n_e \sim 10^{28} \text{ м}^{-3}$, недостижимых для большинства плазменных экспериментов.

При изохорическом нагреве газа на начальных стадиях ионизации концентрация электронов очень резко увеличивается с ростом температуры $n_e^2 \sim T^{3/2} \exp(-I/kT)$, так что параметр неидеальности Γ также увеличивается. Дальнейшее повышение температуры вызывает полную ионизацию плазмы $n_e \simeq \text{const}$ и уменьшение Γ ввиду роста кинетической энергии. Естественно, что при изобарическом и ударном сжатии плазмы также возникают подобные оптимальные условия, вызванные перегревом плазмы. Детальный расчет этих оптимумов приведен в работах [6—8], которые легли в основу создания соответствующих экспериментальных установок.

Значительные трудности экспериментального исследования неидеальной плазмы связаны с необходимостью высоких локальных концентраций энергии в плотных средах [9]. Для этого экспериментальные установки должны иметь источники энергии высокой емкости и устройства быстрого подвода этой энергии к исследуемому объекту. Этот объект, в свою очередь, должен быть достаточно точных для уверенной диагностики геометрических размеров. Имеющиеся здесь возможности схематически отражены в табл. 4.1, где приведены характерные (не обязательно максимальные!) параметры энергетических источников и экспериментальных устройств, применяемых в физике высоких плотностей энергии. При этом, в силу рассмотренных выше ограничений на вырождение и перегрев неидеальной плазмы, экстремальные параметры, приведенные в табл. 4.1, вовсе не соответствуют максимальным эффектам куло-

Т а б л и ц а 4.1. Источники энергии и экспериментальные устройства, применяемые в физике высоких энергий

Первичный источник энергии	Конечная форма энергосвободения	Плотность энергии, МДж/см ³	Температура, эВ	Давление, МПа	Полная энергия, МДж	Длительность, с	Мощность, Вт
Химические ВВ		10^{-2}	0,5	$5 \cdot 10^4$	—	10^{-7}	10^{10}
	Схлопывание металлических пластин	0,8	60	10^6	3	10^{-6}	10^{12}
	Магнитное поле 1 Мэ	$4 \cdot 10^{-3}$	0,3	$5 \cdot 10^3$	5	10^{-6}	$5 \cdot 10^{12}$
	Магнитное поле 25 Мэ	2,5	200	$2,5 \cdot 10^6$	1	10^{-7}	10^{13}
	Взрывные генераторы плазмы	10^{-2}	60	10^4	30	10^{-6}	10^{12}
Ядерные ВВ		10^4	10^7	10^9	—	10^{-6}	10^{22}
	Нейтронный нагрев	10	50	$2 \cdot 10^6$	10^3	10^{-6}	10^{15}
	Ударные волны в твердом теле	5	50	$5 \cdot 10^6$	10^4	$3 \cdot 10^{-6}$	10^{15}
	Ударные волны в газе	0,3	40	$2 \cdot 10^4$	10^7	10^{-5}	10^{18}
Сжатый газ	Адиабатическое сжатие	$2 \cdot 10^{-5}$	0,3	15	10^3	$6 \cdot 10^{-3}$	10^5
	Ударные трубы пневматические	10^{-4}	1	25	10^{-2}	10^{-4}	$3 \cdot 10^8$
	Ударные трубы на горении	10^{-5}	2	1	$2 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-4}$	10^8
	Электроразрядные ударные трубы	10^{-5}	2	0,1	10^{-2}	10^4	10^8
Конденсатор		10^{-8}	—	—	40	10^{-5}	10^{12}

Продолжение табл. 4.1

Первичный источник энергии	Конечная форма	Плотность энергии, МДж/см ³	Температура, эВ	Давление, МПа	Полная энергия, МДж	Длительность, с	Мощность, Вт
Роторная машина		10^{-3}	—	—	100	10^{-4}	10^{12}
Индукционный накопитель		10^{-4}	—	—	100	10^{-4}	10^{12}
Аккумулятор		$5 \cdot 10^{-4}$	—	—	1000	10^{-3}	10^{12}
	Быстрый взрыв проволочек	$5 \cdot 10^{-2}$	4	10^4	10^{-3}	10^{-6}	10^9
	Медленный взрыв проволочек	$2 \cdot 10^{-2}$	0,5	$5 \cdot 10^1$	10^{-3}	10^{-4}	10^7
	Импульсные разряды	10^{-3}	10	10^3	10^{-4}	10^{-3}	10^9
	Плазменный фокус	10^{-2}	1000	1	10^{-4}	10^{-5}	10^{10}
	Дуги высокого давления	10^{-5}	2	10^3	10^{-4}	—	10^4
	Печные эксперименты	10^{-5}	0,3	$5 \cdot 10^2$	10^{-3}	—	10^3
Лазер		10^{-6}	—	—	$0,5 \cdot 10^{-3}$	10^{-10}	10^{13}
	Мишень	10^4	$5 \cdot 10^3$	10^7	0,5	10^{-10}	10^{13}
Электронный пучок		10^{-6}	—	—	1	10^{-8}	10^{13}
	Мишень	$5 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^3$	10^6	0.1	10^{-8}	10^{13}

новского взаимодействия. Кроме того, приведенные данные получены, зачастую, на разных экспериментальных установках.

При экспериментальном исследовании плотной плазмы возникают две основные задачи. Первая — это поиск возможных качественно новых физических явлений, а вторая — получение количественных характеристик сильносжатой плазмы с целью их сопоставления с теоретическими моделями. Эти две задачи и определяют многообразие примененных методик и объектов исследования.

§ 4.2. Электрические методы получения неидеальной плазмы

Если параметры плазмы не очень высоки, то ее удастся получать в течение длительного времени в стационарных дугах и печах. Распространенным способом создания плазмы является печной [10, 11], где подвод энергии осуществляется в результате теплопроводности от ограничивающей плазму твердой стенки, подогреваемой внешним электрическим обогревателем. Максимальные температуры такого рода устройств ограничены значением ≤ 3000 К. При этих температурах даже цезиевая плазма (потенциал ионизации $Cs \sim 3,89$ эВ) ионизована весьма слабо ($\leq 1\%$ [12]), что затрудняет надежное выделение эффекта кулоновского взаимодействия [12, 13].

Эффективность этого метода резко возрастает в жидкометаллической области параметров, где он является основным источником информации о термодинамике жидкой фазы и кривой высокотемпературного кипения ртути и щелочных металлов. При этом для Hg, Cs и Rb удастся дойти вплоть до критической точки, а у остальных металлов критические параметры могут быть оценены близкой экстраполяцией [10, 14]. Полученные данные дают возможность сформулировать модифицированный принцип термодинамического подобия для металлов [15, 16] и на этой основе провести оценки теплофизических свойств остальных металлов периодической системы.

Ценную информацию о структуре и характере межчастичного взаимодействия в слабоионизованной плазме дают измерения электропроводности ртути и цезия при закритических давлениях и температурах [10, 11, 17]. Эффекты неидеальности здесь проявляются весьма наглядно — понижение плотности на 20% приводит к падению электропроводности ртути в 10^4 раз [18], а цезия — в 10^3 [19]. Наличие экспоненциального роста электропроводности на начальных стадиях сжатия плазмы [17] объясняется поляризационным взаимодействием зарядов с нейтралами. Взаимодействие электрона с нейтралом в приближении изотропного рассеяния приводит к понижению потенциала ионизации на величину $\Delta I_{ea} = -n_a \hbar^2 \sqrt{\pi q/m^2}$, где q — сечение упругого рассеяния медленных элект-

ронов на нейтралах. Поляризация ионом нейтрала дает добавку $\Delta I_{ia} = 4\pi n_a e^2 \alpha / r_0$, что приводит к экспоненциальной зависимости концентрации электронов [17]

$$n_e \sim \exp(-I + \Delta I_{ea} + \Delta I_{ia}) / 2kT \sim \exp kn_a \quad (4.1)$$

с показателем экспоненты, близким к значению, даваемому экспериментом. Дополнительным механизмом, определяющим электропроводность слабоионизованной плазмы, является локализация электронов на флуктуациях плотности [20], приводящая к появлению тяжелых кластерных образований. Количественный расчет этих явлений в условиях эксперимента [18] сильно затруднен отсутствием детальных сведений о внутренней структуре и взаимодействии этих кластеров. Данные теоретические методы применимы для описания начальных участков металлизации, когда электронов в системе мало и основным видом взаимодействия является взаимодействие зарядов с нейтралами. В общем случае здесь необходимы сложные самосогласованные квантовомеханические вычисления, учитывающие, в частности, сильное кулоновское взаимодействие, образование зон и деформацию электронных энергетических спектров. Влияние этих эффектов показывают, в частности, измерения оптического поглощения ртути [21], где было зарегистрировано смещение красной границы поглощения и трехкратное уменьшение энергетического интервала между основным $6s$ и первым возбужденным $6p$ состояниями при закритическом сжатии ртути. Совокупность экспериментальных данных по измерению физических свойств легкокипящих металлов свидетельствует об отсутствии специфических фазовых переходов, вызванных металлизацией плазмы [22] и сильным взаимодействием зарядов с зарядами [5, 23] и нейтралами [24]. Фазовая диаграмма легкокипящих металлов имеет, таким образом, привычный вид с одной критической точкой на кривой фазового раздела жидкость — газ. Возможности стационарных методов печного нагрева иллюстрируются на рис. 4.1, где изображена фазовая диаграмма цезия — наиболее популярного объекта для исследований неидеальной плазмы. Таким методом реализуется область параметров с сильным взаимодействием заряд — нейтрал, в то время как для получения заметных эффектов кулоновского взаимодействия требуется более высокий нагрев вещества.

С этой целью необходимо исключить контакт плазмы со стенками установки и осуществить внутренний разогрев среды. Такой способ генерации реализуется в электрических дугах [25], для которых характерно неоднородное распределение физических параметров по толщине. Эта неоднородность определяется конкуренцией процессов джоулевой диссипации электроэнергии и отвода выделившегося тепла диффузией и конвекцией, а с ростом давления — теплопроводностью и излучением [3, 26]. При этом в дугах высокого давления лучистый перенос энергии является основным механизмом и для расчета физических условий в дуговом

столбе необходимо численное решение уравнения переноса излучения с учетом тонких деталей спектра резонансных линий, ионизационного континуума и реабсорбции [25, 27, 47, 48]. Естественно, что с ростом плотности плазмы точность таких расчетов неизбежно падает. Кроме того, при увеличении давления газа ($p \geq 10$ МПа) остро встает проблема стабилизации горения дуги [3, 25]. Применяемые здесь методы подавления неустойчивостей

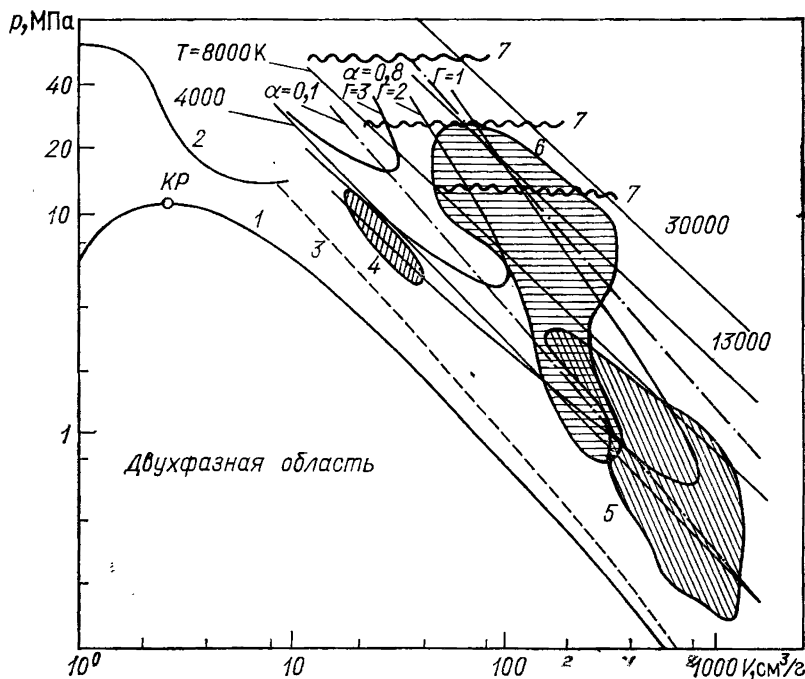


Рис. 4.1. Фазовая диаграмма цезия:

1 — кривая насыщения; 2, 3 — области статических экспериментов (результаты работ [10, 11, 19]); 4 — область, достигнутая изэнтропическим сжатием [90]; 5, 6 — области, достигнутые западающей и отраженной ударными волнами; 7 — «медленный» электровзрыв [83, 84] (α — степень ионизации)

весьма разнообразны — это стабилизация электродами [25], газовым вихрем [28, 31], неподвижной [29, 31] или вращающейся [32] стенками, отбором газа через электроды [30, 33, 34]. Эти мероприятия дают возможность получить стабильно горящие дуги при давлениях ~ 100 МПа, хотя для некоторых газов (He, H₂) проблема стабилизации, по-видимому, не решена [3] и при давлениях ~ 10 МПа.

Основными измеряемыми параметрами для стационарных дуг являются вольт-амперные характеристики и выходящее из плазмы излучение. Это позволяет, используя уравнение баланса энергии,

определить электропроводность и теплопроводность плазмы [35, 36] при низких ($\sim 0,1$ МПа) давлениях, когда можно пренебречь конвективным и лучистым переносом. В настоящее время наиболее полные результаты получены для плазмы аргона и водорода при $T = (3 \div 15) 10^3$ К и $p \sim 0,1$ МПа. Эти результаты, как и данные о вязкости [37, 38] мы используем для сравнения с результатами расчёта кинетических коэффициентов плазмы (см. гл. 2, 3).

Применение электрических дуг в качестве мощных источников света определило большой интерес к их оптическим свойствам. Уже в ранних работах [39, 40] был зарегистрирован переход от дискретного спектра к непрерывному в результате уширения и слияния спектральных линий и смещения фотоионизационных порогов по мере увеличения давления плазмы [4]. Дальнейший рост давления приводит к увеличению интенсивности излучения, которое приближается к излучению черного тела [28]. Таким образом, в стационарных дугах высокого давления удастся провести измерения переносных свойств низкотемпературной плазмы и зарегистрировать первые проявления неидеальности, вызванные кулоновским взаимодействием. Однако трудности поджига и стабилизации стационарных дуг при высоких давлениях, а также ограниченность источников питания не позволяют получить таким способом электронные концентрации больше, чем $\sim 3 \cdot 10^{24}$ м⁻³. При продвижении в область более высоких плотностей и параметрах неидеальности $\Gamma > 0,25$ стационарные методики резко теряют свою эффективность.

Значительно более высоких концентраций энергии удастся достичь в импульсных экспериментах (см. табл. 4.1). Развиваемые при этом давления и температуры оказываются сравнимыми или превосходят прочностные пределы конструкционных материалов установок. В этом случае плазма с высокими параметрами может существовать лишь в течение короткого времени, определяемого энергетическими возможностями источников питания и кинетикой охлаждения плазменного объема. Для плазмы с экстремально высокими параметрами ($p \geq 10^3$ МПа) удастся осуществить только инерционное удержание в течение времени, определяемого разлетом ее нагретых областей и разрушением конструкций экспериментальных установок. Эти обстоятельства предъявляют повышенные требования к диагностике, которая в этом случае представляет собой специальную сложную проблему.

Дело в том, что применение традиционных спектроскопических методов [41] в физике неидеальной плазмы затруднено из-за условности деления электронов на свободные и связанные, а также ввиду оптической непрозрачности плотной плазмы. Если размеры пограничной области плазмы достаточно велики, то выходящее из ядра плазменного объема тепловое излучение будет экранироваться холодными слоями плазмы. В этом случае регистрируемое излучение несет информацию о внешней границе плазмы и для оценки процессов внутри плазменной области необходимо решать сложную систему интегродифференциальных уравнений, описывающих

динамику движения и перенос излучения в плазме [42]. Для того чтобы выходящее излучение несло информацию о процессах внутри плазмы, необходимо, чтобы пробег излучения в плазме превосходил характерный размер на границе плазменного объема. В большинстве же случаев этот размер является достаточно большим, так как определяется процессами конвективного или лучистого теплообмена, в то время как пробег излучения резко уменьшается с ростом плотности плазмы. По-видимому, только при ударном сжатии плазмы удается получить достаточно резкую границу, роль которой выполняет фронт ударной волны. Толщина этого фронта очень мала, так как определяется процессами вязкой диссипации и составляет несколько длин свободного пробега молекул [42, 43]. Как уже упоминалось, в плотной плазме трудно установить определенную границу между электронами непрерывного и дискретного спектров и, особенно, учесть влияние сильного взаимодействия на профиль, положение и интенсивность спектральных линий и границы фоторекомбинационных и ионизационных континуумов. Поэтому ввиду трудностей интерпретации, детальные спектроскопические методы диагностики плотной плазмы являются ненадежными даже в тех случаях, когда оптическая диагностика еще возможна.

Эти обстоятельства заставляют обратиться к методам диагностики, использующим возбуждение глубоких электронных и ядерных энергетических уровней, которые ввиду большой энергии связи малочувствительны к «слабому» (~ 1 эВ) внешнему межчастичному взаимодействию. Среди таких методов практически реализован метод импульсной рентгенографии [44—46], дающий возможность определить величину поглощения и, следовательно, плотность плазмы. Характерной особенностью этого метода является малая инерционность, отсутствие возмущений в плазме и независимость от внешнего межчастичного взаимодействия.

Такая же независимость результатов от внешних условий присуща ядерным [47] и позитронным [48] способам диагностики. В первом способе для измерения плотности и температуры плазмы предполагается использовать метод ядерной резонансной γ -флюоресценции, основанный на регистрации доплеровского уширения ядерной γ -линии, возбуждаемой внешним источником излучения с энергией в сотни кэВ. Метод позитронной диагностики [48] состоит в регистрации коротковолновых квантов, возникающих в плазме при аннигиляции электронно-позитронных пар. Благодаря малой длине волны возникающее в обоих методах γ -излучение беспрепятственно выходит из плазмы и поэтому доступно регистрации. К сожалению, эти методики ввиду практических трудностей находятся еще в стадии идейных проработок. Кроме того, требуемое значительное время регистрации ограничивает применение этих методов в импульсных исследованиях.

Таким образом, возможности измерений в плотной плазме весьма ограничены. Регистрации оказываются доступными лишь наиболее общие интегральные характеристики плазменных процессов

(давление, суммарные токи, напряжения, вложенные энергии и т. п.). Получение из этих данных детальной физической информации приходится проводить в рамках разного рода ограничивающих теоретических предположений с привлечением расчетных теплофизических данных. Естественно, что это приводит к заметной неопределенности [49, 71, 72] получаемых результатов (см. рис. 4.20а). Для получения надежных сведений о свойствах неидеальной плазмы необходимо осуществлять независимую регистрацию полного комплекса физических параметров с возможным дублированием методик измерений.

В импульсных исследованиях плотной низкотемпературной плазмы в настоящее время наибольшее распространение получили два способа кумуляции энергии — электрические и динамические методы генерации плазмы. В первом из этих способов разогрев плазмы производится в результате джоулевой диссипации энергии при пропускании через газы или конденсированные среды импульсов электрического тока [3]. Такой способ генерации является традиционным в физике плазмы. Его отличает компактность экспериментальных установок и возможность легко варьировать состав и параметры плазмы в широких пределах. В то же время эти методы принципиально связаны с протеканием мощных электрических токов и образованием магнитных полей, затрудняющих диагностику и вызывающих неоднородности и развитие разнообразных неустойчивостей в движущейся плазме. Динамические методы генерации плазмы основаны на вязкой диссипации энергии во фронте мощных ионизирующих ударных волн или при изэнтропическом сжатии. Таким образом, в настоящее время удается достигнуть экстремально высоких параметров неидеальной плазмы. Существенно, что в этом случае удастся использовать гидродинамику движения для измерения параметров ударно-сжатой среды, что является дополнительным существенным преимуществом данной методики в условиях отсутствия надежных средств диагностики плотной плазмы. Однако динамические эксперименты ввиду высокой мощности установок требуют создания дорогих специализированных экспериментальных стендов и применения дистанционных высокоскоростных методов регистрации [50].

Рассмотрим кратко каждую из этих методик. Импульсные разряды по сравнению со стационарными позволяют получить более высокие параметры плазмы, так как они не требуют стабилизации, и в них не возникает проблема охлаждения ограничивающих разрядом стенок. Характерные времена разрядов зависят от конструктивных особенностей установок и изменяются в широких пределах от микросекунд до десятков миллисекунд. Нижний предел выбирается из условия термализации плазмы и необходимости диффузии излучения и магнитного поля в плазменный канал [3]. Максимальное время горения разряда соответствует условию малости теплового скин-слоя $\delta \sim \sqrt{\lambda t}$ (λ — температуропроводность), с тем чтобы не допустить чрезмерного разогрева и разрушения стенок.

Импульсные разряды в газах обычно создаются разрядом конденсаторной батареи через межэлектродный промежуток. Наиболее полные измерения в настоящее время выполнены в ксеноне [51—53], где удалось измерить давление (пьезодатчиком), температуру и концентрацию электронов (интерферометрически) [52, 53] в разреженной плазме с n_e до $3,4 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-3}$ и $\Gamma \sim 0,1$. С менее полной диагностикой выполнены опыты в гелии [54]. Подробно исследованы режимы работы импульсных ламп, когда плазма заполняет фиксированный объем, что позволяет оценить число электронов в задаче определения электропроводности плазмы. Такие опыты выполнены с плазмой Ar, Xe, Kr [53, 55, 56], воздуха, азота и SF_6 при $p \sim 0,1 \div 2 \text{ МПа}$ и $T \sim (10 \div 30) \cdot 10^3 \text{ К}$.

С ростом давления в таких опытах возникают осложнения с поджигом разряда, для чего на начальных стадиях используют либо маломощную дугу [57, 58], либо электровзрыв проводника [83]. Такое стимулирование разряда позволило получить дуги в водороде при $p \sim 40 \text{ МПа}$ [59], неоне ($p \sim 50 \text{ МПа}$) [60], гелий ($p \sim 20 \text{ МПа}$) [61] и аргоне ($p \sim 160 \text{ МПа}$) [62, 63]. Однако развиваемые при этом высокие температуры (до $45 \cdot 10^3 \text{ К}$) приводят к перегреву плазмы, в результате чего параметры неидеальности здесь не превосходят значений $\Gamma \sim 0,3$. Кроме того, в импульсных газовых разрядах трудно определить размер плазменного канала и, следовательно, оценить массу плазмы. С тем чтобы более определенно судить о количестве плазмы, необходимо ограничить разрядный промежуток, т. е. осуществить разряд в замкнутом объеме. В этом случае изготовленная из прозрачного материала экспериментальная ячейка заполняется газом (H_2 [64], воздух [65], ксенон [66]) при начальном давлении порядка $0,1 \text{ МПа}$ и затем нагревается импульсом тока до температуры $\sim 20\,000 \text{ К}$ при давлении $\sim 15 \text{ МПа}$; при этом $n_e \sim 10^{25} \text{ м}^{-3}$; $\Gamma \sim 0,2$. Для применения оптических методов диагностики потребовалось проводить опыты в тонких ($\sim 1 \text{ мм}$) капиллярах, что заметно сказывается на однородности плазмы. Отметим, что данные эксперименты выгодно отличаются от большинства импульсных разрядов возможностью регистрации уравнивания состояния плазмы.

Для продвижения в область более высоких плотностей применяются методы, связанные с разогревом конденсированной фазы вещества. Это — капиллярный разряд с испаряющейся стенкой (КРИС), разряд, прижатый к стенке магнитным полем (ППР), и импульсный разряд в жидкостях (ИРЖ), электрический пробой твердых диэлектриков, электровзрыв металлических проволок. В этих методиках вводимая в разряд электрическая мощность расходуется на испарение и ионизацию конденсированной фазы, что вызывает движение плазмы либо в осевом (КРИС, ППР), либо в радиальном направлениях (ИРЖ, взрыв проволок).

Капиллярный разряд с испаряющейся стенкой позволяет получать плазму высокой плотности ($n_e \sim 10^{23} \div 10^{26} \text{ м}^{-3}$; $\Gamma \sim 0,1 \div 0,2$), температуры ($\sim 20 \div 50 \cdot 10^3 \text{ К}$) и давления (до 80 МПа), которое определяется механической прочностью стенок капилляра. Проблема-

ма механической прочности капилляра в значительной степени устраняется в ППР, где поток плазмы прижимается магнитным полем к лотку из исследуемого материала. Состав плазмы КРИС и ППР удается варьировать в весьма широких пределах, изменяя материал изолятора, в качестве которого применяют, например, кварц [67], гидрид лития [68, 69] и окись иттрия [70]. КРИС стабильно горит в капиллярах длиной до 10 мм, что позволяет использовать его в качестве импульсного эталона яркости с $T = 39\,000\text{ K} \pm 10\%$. В работе [69] использование ступенчатого капилляра дало возможность измерить пробеги оптического излучения в плазме гидрида лития; эти данные мы используем в § 4.7.

Для возможности регистрации температуры плазмы щелочных металлов в опытах по изобарному нагреву [71, 72] капилляр изготавливался из прозрачного кварца, заполняемого перед опытом жидким металлом. За время эксперимента ($\sim 2 \cdot 10^{-2}$ с) в системе устанавливается квазистационарное состояние, соответствующее давлению от 13 МПа до 110 МПа и температуре $\sim (4 \div 16) 10^3\text{ K}$. Интерпретация процессов в таком разряде представляет сложную задачу [71]. Регистрация вольт-амперных характеристик и излучения поверхности разряда позволяет оценить профиль температуры плазмы и ее электропроводность путем решения уравнения Эленбааса — Геллера [72]. Однако необходимость допущений приводит к тому, что получаемые результаты зависят от способа обработки [49, 71, 72].

Предельные, хотя и не всегда контролируемые, параметры плазмы в импульсных электрических экспериментах удается осуществить при импульсном разряде в жидкости, инициируемом электровзрывом проволочки [73—75] и дополнительно обжатом подрывом заряда взрывчатого вещества [76]. В данных условиях крайне трудно провести полные измерения, результаты противоречивы [75, 76], а сделанные на основании электрических и оптических регистраций оценки свойств плазмы вызывают сомнения, так как явно противоречат построенным для этой области уравнениям состояния [77].

Электрический взрыв проводников током [78—81] широко используется в высокотемпературной теплофизике для определения свойств тугоплавких металлов вплоть до точки плавления [79], выяснения особенностей процесса испарения, оценок скрытых энтальпий кипения металлов [81] и т. п. Эти эксперименты обычно выполняются при малом начальном давлении и быстром вводе электроэнергии в металл, что приводит к развитию разнообразных неустойчивостей разлетающегося металла [81], а это ограничивает применение этих методик в количественных плазменных исследованиях.

В работах [46, 82] для уменьшения влияния неоднородностей, осуществлено ограничение канала разряда диафрагмами. Комбинация электровзрыва с каскадной дугой позволила нагреть титановую плазму до $T \approx (17 \div 18) 10^3\text{ K}$, $p \approx 40\text{ МПа}$ и $n_e \approx 10^{26}\text{ м}^{-3}$,

что соответствует $\Gamma \approx 0,5$. Отметим, что это единственный эксперимент, где измеренные значения электропроводности превосходили спитчеровские.

В работах [83—85] для подавления возникающих при импульсном нагреве неустойчивостей применен метод замедленного ввода

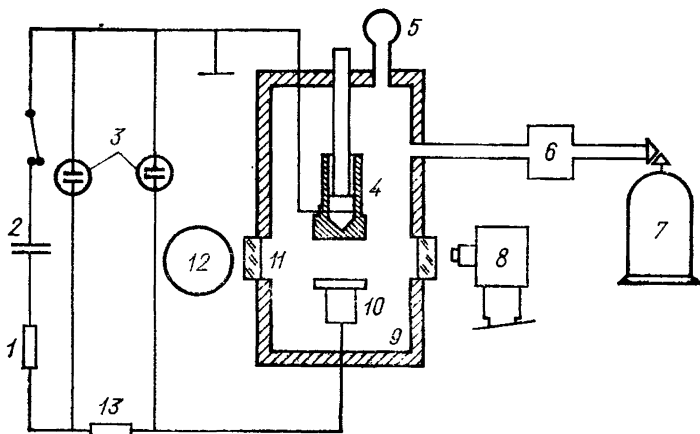


Рис. 4.2. Принципиальная схема установки для медленного электровзрыва цезия [83]:

1 — балластное сопротивление; 2 — батарея конденсаторов; 3 — осциллограф; 4 — ампула с цезием; 5 — манометр; 6 — термокомпрессор; 7 — баллон с аргоном; 8 — спектрограф; 9 — камера высокого давления; 10 — анод; 11 — оптические окна; 12 — скоростные кинокамеры; 13 — эталонное сопротивление

электрической мощности и использования противодействия ($p \approx 50$ МПа) инертного газа. Такая постановка эксперимента позволила провести обширные исследования теплофизических свойств жидких металлов [85, 86] в области параметров p до 500 МПа, $T \approx 5000$ К, подходя вплотную к кривой высокотемпературного кипения. Характерно, что здесь не обнаружено каких-либо аномалий, вызванных фазовым переходом металл — диэлектрик [22] или плазменными эффектами [5, 87]. Попытки расширения этой методики в область «газовой» плазмы вызывают развитие неоднородностей плазменного столба, причина которых состоит в кипении жидкости и развитии перегретой неустойчивости [88], вызванной уменьшением электропроводности с ростом температуры.

Эффекты кипения были исключены в работах [83, 84] при изобарическом нагреве цезия в закритическом диапазоне давлений. Схема эксперимента представлена на рис. 4.2. Возникающий между электродами разряд стабилизировался газовой стенкой из аргона постоянного давления 12,5, 25 и 50 МПа. Измерение тока и напряжения совместно с оптической регистрацией расширения плазмы позволяет определить калорическое уравнение состояния и электропроводность цезия при температуре до 35 000 К, где

$\Gamma \leq 0,7$. Отметим, что при больших энерговкладах здесь также проявлялась перегревная неустойчивость, вызванная резкой зависимостью электропроводности от температуры. Аналогичная постановка экспериментов использовалась также и в работах [85, 86].

Для электрических способов генерации неидеальной плазмы характерно, что ввиду недостаточной энергоемкости источников питания (см. табл. 4.1), плазму высоких параметров удается получить в малых геометрических размерах. Это приводит к значительным неоднородностям плазмы и большим затруднениям в ее диагностике.

§ 4.3. Динамические методы в физике неидеальной плазмы

Динамические методы исследования, основанные на гидродинамических способах разогрева, позволяют получить экстремально высокие плотности энергии, уступая в этом отношении лишь лазерным и электронно-лучевым, но выгодно отличаясь от двух последних большим объемом плазмы и отработанностью средств диагностики. К настоящему времени наибольшее применение получили три метода динамической генерации плазмы: изэнтропическое и ударное сжатие, а также изэнтропическое расширение вещества, предварительно сжатого ударной волной.

Эксперименты по адиабатическому сжатию насыщенных паров цезия выполнялись на двухступенчатой адиабатической трубе [89, 90], нагреваемой с целью получения достаточно высокого давления насыщенных паров цезия ($\sim 0,4\text{--}0,7$ МПа) до температуры 1300 К. Сжатие цезия до давлений $\sim 5\text{--}15$ МПа осуществлялось при помощи разгруженного металлического поршня специальной конструкции, обеспечивающего высокую герметизацию и малое трение о стенки. Отсутствие двух основных источников роста энтропии — ударных волн и теплообмена — проверялось в специальной серии контрольных экспериментов. Измеренные давление и объем газа совместно с условием изэнтропичности позволяют определить энергию и температуру плазмы. Достигнуты более высокие по сравнению с печным способом температуры: $T \sim (3\div 4) \times 10^3$ К (см. рис. 4.1). Однако и в этих условиях концентрация электронов не превосходила $\sim 10^{24}$ м³, так что эффекты кулоновского взаимодействия здесь все еще проявляются слабо.

Максимального проявления кулоновских взаимодействий в цезиевой плазме следует ожидать в области более высоких температур, соответствующих оптимуму относительно перегрева плазмы. Для установления оптимума в работе [6] были выполнены термодинамические расчеты, результаты которых (кривые $\Gamma = \text{const}$, $\alpha = \text{const}$) представлены на рис. 4.1. Для генерации плазмы оптимальных параметров был рассмотрен [6] метод ударного сжатия,

основанный на вязкой диссипации кинетической энергии потока во фронте ударной волны.

Сравнительный анализ показывает, что высокая однородность и чистота плазменного объема, отсутствие электрических и магнитных полей, высокая воспроизводимость результатов делают ударные волны удобным инструментом исследования сильнонеидеальной вырожденной [9, 50] и бозе-мановской [91] плазмы. Дополнительное существенное преимущество этих методов состоит в возможности использования связи газодинамических характеристик с уравнением состояния генерируемой плазмы. В общем виде эта связь выражается сложной системой нелинейных (трехмерных по пространственной координате) дифференциальных уравнений нестационарной газодинамики [42], полное решение которой находится далеко за пределами возможности даже наиболее современных ЭВМ. По этой причине в динамических исследованиях стремятся использовать [42] автомодельные решения газодинамики — решения типа стационарной ударной волны и центрированной волны разрежения Римана, выражающие законы сохранения в простой алгебраической или интегральной формах. При этом для использования этих соотношений в эксперименте должны быть обеспечены условия автомодельности (стационарность, одномерность и т. п.) соответствующих режимов течения.

При распространении по веществу установившегося ударного разрыва начальные (отмеченные индексом 0) и конечные состояния оказываются связанными условиями Рэнкина — Гюгонио [92]:

$$\left. \begin{aligned} DV &= V_0(D - u); \quad V_0(p - p_0) = Du; \\ U - U_0 &= \frac{1}{2}(p + p_0)(V_0 - V). \end{aligned} \right\} \quad (4.2)$$

Здесь V — удельный объем; p — давление; U — внутренняя энергия; D — скорость фронта ударной волны в лабораторной системе координат; u — скачок массовой скорости на разрыве.

Записанные в таком виде соотношения (4.2), являясь выражением общих законов сохранения массы, импульса и энергии, не содержат ограничивающих предположений о свойствах рассматриваемого вещества. Состояние среды за фронтом ударной волны характеризуется величинами V , p , D , u , U . Измеряя любые две из них и считая исходные состояния U_0 , V_0 , p_0 известными, при помощи (4.2) можно определить все необходимые гидродинамические и термодинамические переменные. Наиболее легко и точно базисными методами измеряется скорость ударной волны D . Выбор второго измеряемого параметра зависит от конкретных условий эксперимента.

Анализ погрешностей входящих в (4.2) соотношений показывает, что в случае сильносжимаемых плазменных и газовых сред необходимо осуществлять непосредственную регистрацию плотности ($\rho = V^{-1}$) ударно-сжатого вещества. В настоящее время разработана методика таких измерений, основанная на регистрации

поглощения плазмой цезия [93], аргона [94] и воздуха [95] рентгеновского излучения. При меньшей сжимаемости системы (конденсированные среды) высокие точности обеспечиваются [50] путем регистрации массовой скорости движения. Таким образом определяли параметры состояния вырожденной плазмы металлов [50] и плотной бoльцмановской плазмы аргона и ксенона [96, 97]. Такого рода регистрация дает возможность найти $U = U(p, V)$.

В экспериментах по регистрации кривых изэнтропического расширения [98, 99] вещества, предварительно сжатого и разогретого во фронте ударной волны, состояния в центрированной волне разгрузки описываются интегралами Римана [42]:

$$V = V_* + \int_p^{p_H} (du/dp)^2 dp; \quad U = U_H - \int_p^{p_H} p (du/dp)^2 dp, \quad (4.3)$$

которые вычисляются вдоль экспериментально измеренной изэнтропы $u = u(p)$. Индекс «н» относится к началу разгрузки.

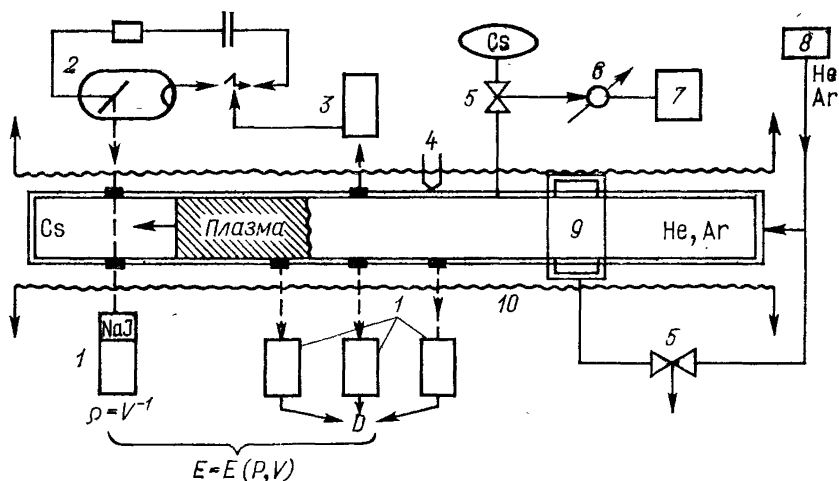


Рис. 4.3. Схема подогреваемой ударной трубы:

1 — ФЭУ с катодным повторителем; 2 — рентгеновская трубка; 3 — схема импульсной рентгенографии; 4 — термопары; 5 — кран; 6 — вакуумметр; 7 — вакуумные насосы; 8 — компрессор; 9 — мембраны; 10 — обмотка обогревателя

Проводя измерения при различных начальных условиях и интенсивностях ударных волн, можно определить калорическое уравнение состояния $U = U(p, V)$ в области p — V -плоскости, перекрытой адиабатами Гюгонио. В проведенных к настоящему времени экспериментах изменение интенсивности ударных волн осуществлялось путем вариации мощности источников возбуждения, определяемой давлением толкающего газа [91, 100], типом взрывчатого вещества (ВВ), метательных устройств и мишеней [96, 98]. Кроме того, использовались разнообразные способы изменения параметров исходных состояний.

Для создания мощных ударных волн в парах цезия была создана [91] пневматическая ударная труба, схема которой приведена на рис. 4.3. Установка длиной ≈ 4 метра нагревалась до температур $\approx 1000^\circ \text{K}$ с целью получения высоких ($p \sim 0,05$ МПа) начальных давлений паров цезия. Ударная волна возбуждалась в камере низкого давления при расширении в цезиевый пар гелия, аргона или их смесей, предварительно сжатых до давления ~ 50 МПа. Дополнительное увеличение параметров ударно-сжатой плазмы осуществлялось использованием отраженных от торца трубы ударных волн. В соответствии с динамическим подходом в каждом опыте выполнялось независимое измерение двух механических параметров, характеризующих ударное сжатие. Оптический [91] и рентгеновский [101] базисный методы использовались для регистрации скорости фронта ударных волн и контроля стационарности течения ударно-сжатой плазмы. Плотность неидеальной плазмы определялась методом импульсной рентгенографии по поглощению плазмой длинноволнового рентгеновского излучения. Измерение этих двух параметров в соответствии с законами сохранения (4.2) эквивалентно регистрации калорического уравнения состояния ударно-сжатой плазмы в широкой области параметров, изображенной на рис. 4.1. Экспериментальное определение температуры плазмы в этих условиях затруднено поглощением света молекулами Cs_2 . Поэтому температура определялась на основе экспериментально найденного калорического уравнения состояния $U=U(p, V)$ путем численного решения линейного неоднородного дифференциального уравнения, выражающего первый закон термодинамики [102]:

$$[p + (\partial U / \partial V)_p] \partial T / \partial p - (\partial U / \partial p)_V \partial T / \partial V = T. \quad (4.4)$$

Это дает возможность получить термодинамически полное уравнение состояния неидеальной цезиевой плазмы. Первые данные по ударному сжатию цезия были получены в работах [91, 93] и подтверждены затем независимыми экспериментами [45, 101], где была несколько повышена точность измерений. В настоящее время полученные на ударных трубах данные дают согласованную [100] термодинамически полную информацию об уравнении состояния цезиевой плазмы в диапазоне параметров: $p = 0,15 \div 20$ МПа; $T = (2,6 \div 20) 10^3$ К; $n_e = 5 \cdot 10^{21} \div 5 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$; $\Gamma = 0,2 \div 2,2$. Существенно, что наряду с этими результатами измерена электропроводность методом изменения добротности колебательного контура [103].

Интерпретация большого количества экспериментов с цезием указала на значительный [93, 100, 104] вклад дискретного спектра в теплофизические характеристики системы. Это обстоятельство сделало необходимым проведение экспериментов с плазмой других химических элементов в возможно более широком диапазоне параметров. В динамических экспериментах [7, 94, 96, 97, 105] в качестве объекта исследования были выбраны инертные

газы ввиду того, что отсутствие затрат на диссоциацию и большая молекулярная масса делают эффективным их сжатие и разогрев во фронте ударной волны, а отсутствие сложных молекулярных и ионно-молекулярных образований и детальная изученность элементарных процессов существенно облегчают интерпретацию результатов. Выполненные термодинамические и гидродинамические расчеты показали [7, 8, 105], что оптимальные условия эксперимента соответствуют интенсивностям ударных волн в аргоне ≈ 9 км/с, а в ксеноне ≈ 5 км/с. При этом увеличение скорости ударной волны приводит к перегреву плазмы, а увеличение начального давления газа — к вырождению плазмы и, следовательно, снижению взаимодействия. Реализация оптимального диапазона параметров требует привлечения новых для физики плазмы высокоэнтальпийных рабочих тел. В разработанных [6, 7, 8] взрывных генераторах неидеальной плазмы в качестве активных элементов использовались конденсированные ВВ ввиду их значительной энергоемкости и быстроты детонационного превращения, приводящей к высокому уровню мощности экспериментальных установок (см. табл. 4.1). Кроме того, современная технология изготовления активных зарядов ВВ и уровень понимания и расчета высокоскоростных гидродинамических явлений позволяет (в отличие, например, от лазерного нагрева, взрывающихся проволочек и капиллярных разрядов) получать однородную плотную плазму в течение нескольких микросекунд в пространстве порядка сантиметра, что вполне достаточно для проведения измерений с высокой точностью.

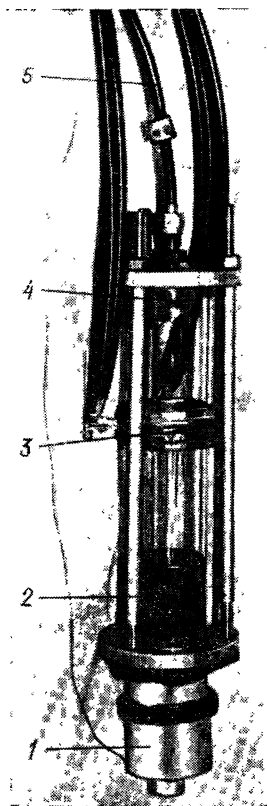


Рис. 4.4. Фотография взрывной ударной грубы:

1 — детонационная линза; 2 — заряд ВВ; 3 — кольцевая вставка с электроконтактами датчиками и окном для рентгеновских измерений; 4 — зеркало для оптических регистраций; 5 — трубка для подачи газа

Для реализации оптимального диапазона параметров в работе [7] был создан генератор неидеальной плазмы, представляющий собой взрывную ударную трубу (рис. 4.4) с конденсированным ВВ в качестве активного элемента. В этом генераторе возбуждение мощных ионизирующих ударных волн осуществлялось расширением продуктов детонации ВВ, имеющих после завершения реакции детонационного превращения высокие динамические характеристики $p \approx 3 \cdot 10^4$ МПа; $T \approx 5 \cdot 10^3$ К; $\rho \approx 2,3 \cdot 10^3$ кг/м³ и $u \approx 2,1 \times$

зирующих ударных волн осуществлялось расширением продуктов детонации ВВ, имеющих после завершения реакции детонационного превращения высокие динамические характеристики $p \approx 3 \cdot 10^4$ МПа; $T \approx 5 \cdot 10^3$ К; $\rho \approx 2,3 \cdot 10^3$ кг/м³ и $u \approx 2,1 \times$

[illegible]

1 — питание рентгеновской трубки; 2 — блок управления; 3 — осциллографы; 4 — дифференциальный усилитель; 5 — рентгеновская трубка; 6 — зеркало; 7 — потенциальные и токовые зонды для регистрации электропроводности; 8 — заряд ВВ; 9 — канал генератора; 10 — зонды для измерения скорости фронта ударной волны; 11 — фильтр и ослабитель; 12 — скоростная кинокамера; 13 — источник постоянного тока; 14 — ФЭУ с сцинтиллятором; 15 — питание электроконтактов; 16 — осциллограф регистрации скорости

165

Взрывной генератор неидеальной плазмы был оснащен полным комплектом независимых термодинамических и электрофизических измерений. Схема этих измерений приведена на рис. 4.5.

Скорость фронта ударной волны измерялась базисным электроконтактным и оптическим методами с точностью 1—1,5%. Плотность ударно-сжатой плазмы определялась методом импульсной рентгенографии по поглощению плазмой мягкого рентгеновского излучения. Источником излучения служила работающая в форсированном режиме рентгеновская трубка, а приемником — сцинтиллятор NaI и фотоумножитель. Разработанная методика обеспечивала точность регистрации плотности $\approx 92\%$, высокие ($\leq 10^{-7}$ с) временные характеристики и отсутствие возмущений в потоке плазмы. Измерение температуры плазмы осуществлялось яркостным методом и будет описано ниже. Регистрация скорости фронта и измерение плотности определяют по законам сохранения (4.2) уравнение состояния плазмы $U=U(p, V)$, которое совместно с измеряемой температурой $T=T(p, V)$ представляет собой термодинамически полную информацию [94] о плазме аргона при $p \approx (1,6 \div 5,8) 10^2$ МПа; $T \approx (15,5 \div 23) 10^3$ К; $\Gamma \approx 1,3 \div 2,2$; $n_e (1,5 \div 3,5) 10^{26}$ м $^{-3}$.

Ввиду высокого ($\approx 10^5$ См/м) уровня электропроводности, ее измерение выполнялось зондовыми способами, обладающими высоким пространственным разрешением и относительной простотой реализации в условиях однократного динамического эксперимента. С целью устранения искажающего влияния приэлектродных электрических слоев, вызванных протеканием через плазму сильного ($\approx 10^3$ А) транспортного тока, применялась четырехточечная [105] схема (см. рис. 4.5). Размеры плазменной пробки измерялись рентгенографическим и оптическим методами. Линейный характер вольт-амперных характеристик показывает, что разработанная схема диагностики не приводит к нарушению изотермичности плазмы и устраняет влияние приэлектродных эффектов — основного недостатка зондовых методов в плотной плазме.

Измерениями охвачена широкая область параметров неидеальности (см. рис. 4.19) от $\Gamma \approx 0,3$, где различие между теориями невелико и имеются другие данные, до $\Gamma \approx 7$, где расходится большинство теоретических приближений. Этот диапазон исследован при помощи различных газов — воздуха, неона, аргона, ксенона в частично перекрывающихся между собой и с другими измерениями областях.

Ближние к максимально возможным для невырожденной плазмы параметры неидеальности плазмы были получены [96, 97] на линейных взрывных генераторах прямоугольных ударных волн. Схема одного из них приведена на рис. 4.6. В этих условиях ионизирующая ударная волна возникает при расширении в исследуемые газы металлических и полимерных мишеней, предварительно сжатых до давлений $\approx 10^5$ МПа линейными взрывными метательными устройствами, действие которых основано на ускорении продукта-

ми детонации металлических или полимерных ударников. При разработке этих экспериментальных устройств особое внимание уделялось симметрии генерируемых ударных волн (асинхронность $\leq 10^{-7}$ с), воспроизводимости ($\leq 1\%$) параметров, а также стационарности и одномерности газодинамического течения, что обеспечивалось исключением искажающих волн разрежения от боковых и контактных поверхностей элементов генератора. Варьирование

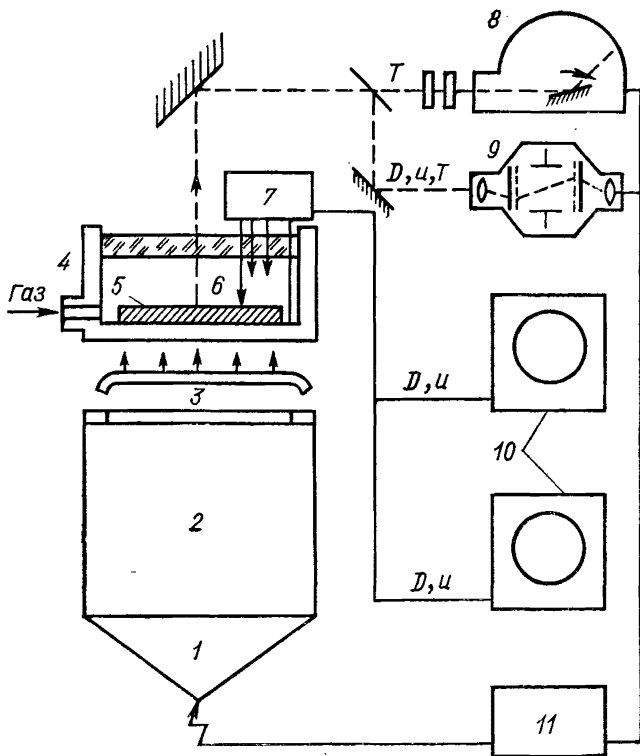


Рис. 4.6. Схема эксперимента на взрывном генераторе прямоугольных ударных волн:

1 — детонационная линза; 2 — заряд ВВ; 3 — металлический ударник; 4 — экспериментальная сборка; 5 — мишень; 6 — исследуемый газ; 7 — электроконтакты и блок формирования импульсов; 8 — скоростная кинокамера; 9 — электронно-оптический преобразователь; 10 — осциллографы; 11 — блок синхронизации и подрыва

амплитуды и длительности ударных волн в плазме осуществлялось применением взрывных систем с различными размерами и брызантичностью, а также изменением материала и толщин ударников. Наибольшие параметры получены на устройстве (см. рис. 4.6) с полным энерговыделением $\approx 30 \cdot 10^6$ Дж и мощностью 10^{11} Вт, ускоряющем алюминиевый ударник до $5,92 \cdot 10^4$ м/с. Дополнительное расширение скоростных возможностей генераторов обеспечивалось применением легкосжимаемых полимерных материалов, а также

использованием эффекта испарения металлических мишеней в волне разгрузки [98].

В опытах на этих генераторах выполнялась совместная независимая регистрация двух кинематических параметров — скорости фронта и массовой скорости движения плазмы. Измерения проводены электроконтактным и оптическим базисными методами. Открытые электроконтактные датчики регистрировали на скоростных осциллографах скорость фронта с точностью $\approx 99\%$. Измерение массовой скорости (погрешность $1,5\text{--}2\%$) осуществлялось закрытыми датчиками специальной конструкции, не реагирующими на ударную волну в плазме и срабатывающими в момент прихода тяжелой контактной поверхности. Система датчиков располагалась таким образом, чтобы учесть возможный перекося ударной волны и контролировать параметры задающего импульса давления. Оптический метод измерений основан на фиксации свечения ударной волны, изменении интенсивности и отсечки этого свечения при отражении разрыва от прозрачной преграды. Развертка и фиксация излучения плазмы осуществлялась фоторегистраторами и электронно-оптическими преобразователями.

В результате измерений определены калорическое и термическое уравнения состояния неидеальной плазмы аргона и ксенона в широком диапазоне параметров [96, 97]: $\Gamma \approx 10^{-2} \div 5,2$; $p \approx (0,3 \div 3,4) 10^2$ МПа; $T \approx (5,2 \div 26) 10^3$ К; $n_e \approx 20^{20} \div 3 \cdot 10^{27}$ м $^{-3}$. Интересно, что в этих опытах получена плазма с плотностью $1,3 \cdot 10^3$ кг/м 3 , превосходящей критическую плотность ($1,15 \cdot 10^3$ кг/м 3) и приближающейся к плотности жидкой фазы ксенона.

Характерной особенностью экспериментов по динамической генерации неидеальной плазмы инертных газов является возможность проведения оптических измерений [106]. Определяющим здесь является то обстоятельство, что толщина вязкого скачка уплотнения много меньше длины пробега светового излучения в плазме. Поэтому тепловое излучение имеет возможность беспрепятственно выходить из плазменного объема и дает прямую экспериментальную информацию о равновесной температуре и коэффициентах поглощения ударно-сжатой плазмы.

Измерение температуры ударно-сжатой плазмы осуществлялось яркостным методом [106]. Схема опыта приведена на рис. 4.7, где для получения плазмы использованы взрывные генераторы прямоугольных ударных волн. По мере движения ударной волны в исследуемом газе размер плазменного слоя, заключенного между фронтом волны и контактной поверхностью, нарастает во времени: $\delta \sim (D-u)t$. При этом интенсивность излучения такого слоя увеличивается по закону [42]

$$J = J_0 [1 - \exp(-\delta/K_\nu)], \quad (4.5)$$

что позволяет, регистрируя величину этого нарастания, найти коэффициент поглощения плазмы на выбранной частоте ν . По мере дальнейшего движения плазмы ее толщина становится больше

характерного пробега излучения K_v^{-1} . В этом случае фронт ударной волны излучает, как черное тело I_0 , что определяет температуру ударно-сжатой плазмы.

Таким образом, анализ имеющегося в настоящее время экспериментального материала показывает, что наиболее полная экспериментальная информация по теплофизическим свойствам полу-

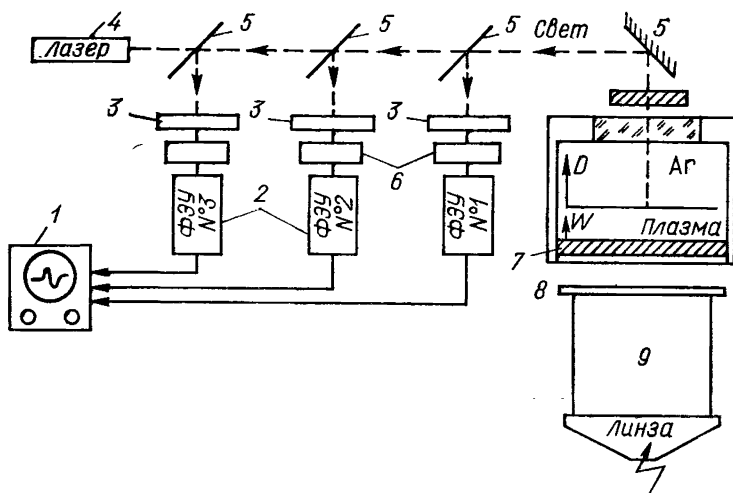


Рис. 4.7. Схема измерений оптических свойств плазмы [95]:

1 — осциллографы; 2 — фотозлектронные умножители; 3 — ослабитель; 4 — юстировочный лазер; 5 — зеркала; 6 — фильтры; 7 — мишень; 8 — ударник; 9 — заряд ВВ

на для плазмы цезия и инертных газов. Поэтому именно эти данные целесообразно использовать для количественного сравнения с результатами развитых в гл. 1—3 теоретических методик.

§ 4.4. О конденсации неидеальной плазмы

Одним из наиболее интересных качественных выводов теории неидеальной плазмы является предсказание возможности расслоения сильносжатой плазмы на фазы различной плотности. При этом плазменные фазовые переходы предсказываются в разнообразных физических ситуациях — в сильносжатой вырожденной [107] (кристалл Вигнера) и бoльцмановской плазме [5, 23], при переходе металл — диэлектрик [22], при металлизации паров, при образовании кластеров [24], в возбужденных оптическим излучением средах [108] и т. п. Наличие этого интересного физического эффекта качественным образом изменило бы привычный вид фазовой диаграммы вещества [5], приведя к появлению новых фазовых границ (рис. 4.8) и состояний с необычными физическими свойствами. В частности, плазменный фазовый переход коренным обра-

зом изменил бы физические условия в ГЯР и потребовал бы поисков новых схемных вариантов этого устройства. По этой причине, прежде чем проводить количественный анализ имеющихся экспериментов, необходимо выяснить общие качественные особенности поведения сильносжатой плазмы.

Говоря о плазменной конденсации [2, 5], принято апеллировать прежде всего к серии работ М. Кука и др. [109], где, по мнению авторов, были выявлены аномальные эффекты при выходе

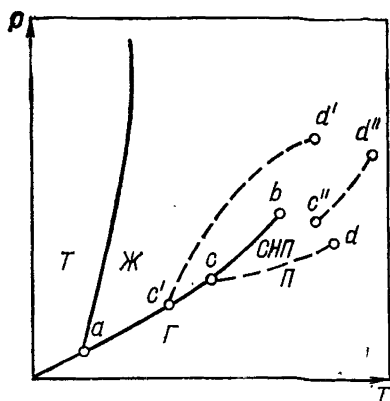


Рис. 4.8. Фазовая диаграмма с учетом вероятных плазменных фазовых переходов [5]:

a, b, c, d — критические и тройные точки (штрихами отмечены возможные варианты); $T, Ж, Г, П, СНП$ — твердое тело, жидкость, газ, плазма и сильнонеидеальная плазма соответственно

детонационной волны из конденсированного ВВ на свободную поверхность заряда. Исследуя этот процесс при помощи высокоскоростной измерительной техники, авторы с хорошей воспроизводимостью наблюдали образование яркосветящегося плазменного сгустка, который существовал в течение нескольких десятков микросекунд, и проявлял металлический характер электропроводности. Плазменный сгусток слабо изменял свою форму за время полета и перетекал по стеклянным трубкам без видимого их разрушения, что в работе [109] связывалось со стабильностью (по терминологии авторов [112]) генерируемой плазмы, т. е. с существованием в системе энер-

гии связи и внутреннего давления, как это имеет место в квазикристаллической модели электронной плазмы [107] или в модели невырожденной плотной плазмы Эккера — Вейзеля [110, 111]. По мнению авторов работы [109], квазикристаллическая плазменная фаза должна иметь плотность порядка твердотельной, на что, кроме того, указывают и модельные соображения [2, 5].

Внимательный анализ работ [109], однако, показал [95], что представления в них интерпретация результатов не является однозначной, в ряде случаев вызывает серьезные возражения и недостаточна для выводов о плазменном фазовом переходе, тем более, что в [109] отсутствуют прямые измерения плотности — основной характеристики обнаруженного эффекта.

Для регистрации плотности образующейся и детонационной плазмы был использован [95] метод импульсной рентгенографии. Результаты измерений показали отсутствие аномально высокой плотности плазменного сгустка. К такому же выводу приводят результаты электроконтактной регистрации волновой и массовой скоростей D и u с последующим расчетом плотности по законам сохранения (4.2). Измеренная плотность плазмы оказалась в 8—

12 раз превосходящей плотность воздуха при атмосферном давлении, что хорошо согласуется с расчетами состояния воздушной плазмы, образующейся за фронтом сильной ударной волны. Существенно, что этот расчет выполнен по обычным формулам плазменной термодинамики [5] без привлечения каких-либо представлений о фазовых переходах.

Авторы работ [109] неоднократно подчеркивали, что образование плазменного сгустка не связано с окружающей ВВ средой,

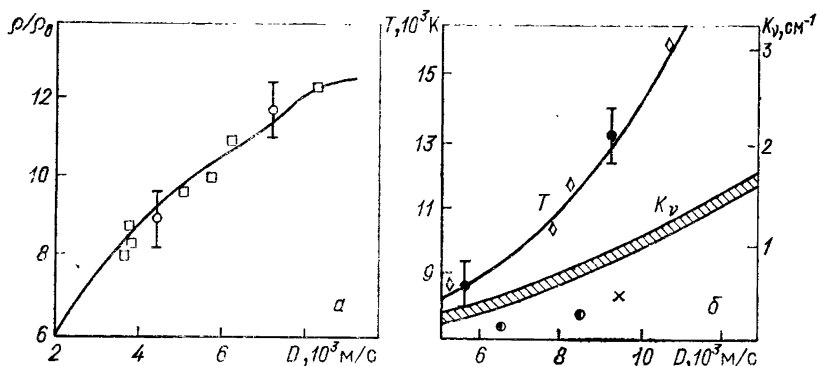


Рис. 4.9. Термодинамические (а) и оптические (б) свойства плазменного сгустка:

○, □ — соответственно рентгеновский и электроконтактный методы регистрации уравнения состояния; ●, ●, ◇, × — оптические измерения

а определяется процессами химической ионизации в детонационной волне. С этой точки зрения отсутствие газового окружения является благоприятным обстоятельством и может только усилить эффект. Однако выполненные в работе [95] опыты по расширению продуктов детонации в вакуум привели к отсутствию плазменного облака, что свидетельствует о связи эффекта с внешним окружением.

Измеренные зондовыми методиками значения статической электропроводности (схема опыта [95] аналогична рис. 4.5) плазмы хорошо согласуются с квазиидеальногазовыми расчетами (см. рис. 4.19) при использовании состава воздушной плазмы [110]. Регистрация выходящего из плазмы теплового излучения дает возможность оценить радиационные характеристики плазмы и найти ее температуру. Полученные данные (рис. 4.9, а, б) также хорошо описываются плазменными теориями.

Для определения скорости движения плазменного сгустка в работе [95] решена задача о распаде скачка давления на границе продукт детонации — воздух с использованием полуэмпирических уравнений состояния продуктов детонации и адиабат Гюгонио для воздуха. Найденное значение скорости ($\approx 9,2 \cdot 10^5$ км/с) хорошо согласуется с результатами измерений и не требует привлечения

довольно сомнительных предположений о «реактивной тяге» [109] при рекомбинации метастабильной фазы. Наконец, изучение динамики движения плазмы показало [95], что выявленная в работах [109] стабильность плазмы является простым проявлением инерционности массивной стеклянной оболочки — эффекта, использованного во взрывной ударной трубе [7] для инерционного удержания плазмы. Это обстоятельство и послужило главным поводом для ошибочного вывода [95] о фазовом переходе и существовании в плотной плазме «энергии связи» и «внутреннего давления».

Таким образом, проведенные эксперименты и анализ имеющихся данных показывают, что термодинамические, оптические, электрические, гидродинамические и механические свойства плазменного сгустка полностью описываются в предположении, что этот сгусток образован сжатием воздуха во фронте сильной ударной волны [95, 113], возникающей при расширении продуктов детонации конденсированного ВВ. Перечисленные свойства ударно-сжатой плазмы хорошо объясняются существующими теориями слабонеидеальной плазмы, и поэтому вывод авторов работ [109] об аномальных свойствах такого плазменного сгустка, связанных с квазикристалличностью плазмы, является ошибочным.

В самое последнее время появились работы, в одной из которых предположительно [114], а в другой более определенно [115] сообщается о наблюдении фазового перехода в высокотемпературной плотной плазме. В работе [114] он связывается с аномальным расширением (увеличение тепловой энергии и температуры на 1—10 эВ/атом) при разлете в канал вещества после прохождения по нему мощной ударной волны. В этих опытах, однако, отсутствуют прямые измерения плотности, регистрация температуры проведена, по-видимому, через оптически толстый слой воздушной плазмы и область разгруженного вещества, течение искажено влиянием волн разгрузки и является заведомо нестационарным.

В работе [115] заключение о плазменном фазовом переходе сделано на основании наблюдений аномального поведения КРИС в полихлорвиниле и окиси иттрия. Полученные зависимости давления в разряде от длины капилляра вместо прямой линии (обычный ход) имеют вид, аналогичный изотерме реального газа при пересечении двухфазной области. Однако здесь, как и в [115], прямых измерений плотности не проведено, что вместе с отсутствием расчетных данных по достаточно сложному термодинамическому составу не позволяет корректно интерпретировать результаты эксперимента. Все это не дает оснований считать предположение о фазовом переходе [114, 115] достаточно обоснованным.

Особый интерес представляют поиски термодинамических аномалий у металлов, где наряду с «плазменным» фазовым переходом может проявляться фазовое расслоение, вызванное перекрытием электронных волновых функций и металлизацией паров. Однако выполненные на печных установках [10, 11] регистрации термодинамических и переносных свойств плазмы легкокипящих металлов (Hg, Cs, Rb, K, Na) показали, что фазовая диаграмма

этих металлов в окрестности кривой кипения имеет обычный вид с одной критической точкой.

Ввиду коллективизации внешних электронов энергия связи, а следовательно, и параметры критической точки подавляющего большинства металлов достаточно высоки. Например, для меди $p_{кр}=750$ МПа; $T_{кр}=8400$ К; для вольфрама $p_{кр}=1600$ МПа; $T_{кр}=21\,000$ К [16]. Это обстоятельство приводит к заметной термической ($T_{кр}$ становится сравнимой с потенциалом ионизации металлов) ионизации металлического пара на кривой кипения, что создает благоприятные возможности для проявления эффектов кулоновского взаимодействия. С другой стороны, высокие критические параметры металлов делают невозможным применение здесь стационарных методов и выдвигают на первый план импульсные и, в первую очередь, динамические методы исследования.

Если в квазистационарных условиях фиксация фазовых переходов является тривиальной, то в динамических экспериментах эта задача требует специального рассмотрения. Анализ возможных гидродинамических эффектов при ударном и изэнтропическом сжатиях плазмы с произвольным уравнением состояния проведен в работе [116]. Появление этих эффектов служило бы указанием на плазменные фазовые переходы.

В соответствии с теоретическим анализом [5] плазменный фазовый переход должен был бы в первую очередь проявляться на цезии ввиду его низкого потенциала ионизации. Поэтому в экспериментах цезию уделялось повышенное внимание [11—13, 72, 83, 84, 90, 100], и в настоящее время плазма этого элемента изучена наиболее подробно. Однако многочисленные детальные эксперименты по адиабатическому и ударному сжатиям цезиевой плазмы не выявили каких-либо термодинамических или иных аномалий. (Полученные в работе [72] значения электропроводности, близкие к характерной для металлов, впоследствии были уменьшены авторами более чем на два порядка [71].)

Для изучения термодинамических свойств металлов в широкой области фазовой диаграммы в работах [98, 99] реализован динамический метод изэнтропической разгрузки, обоснованный на генерации плазмы при адиабатическом расширении конденсированного вещества, предварительно сжатого во фронте мощной ударной волны. Принципиальная схема такого эксперимента приведена на рис. 4.10.

Для выбора оптимальных условий такого эксперимента были проведены [117] расчеты энерговыделений в конденсированной фазе, приводящих к плавлению и испарению металлов в изэнтропической волне разгрузки. Выполненные к настоящему времени эксперименты на свинце, меди и сурьме позволили непрерывным образом проследить свойства металлов в обширной области фазовой диаграммы от сильносжатого конденсированного состояния вплоть до идеального газа, включая область вырожденной и бозе-газовской плазмы, закритические и двухфазные состояния. Эта экспериментальная информация легла в основу полуэмпирического урав-

нения состояния [118], описывающего данные динамических экспериментов и имеющего при экстремально высоких давлениях и температурах правильную асимптотику к моделям Томаса—Ферми и Дебая—Хюккеля. Существенно, что уравнения такой структуры, не использующие представлений о плазменной конденсации, хорошо описывают экспериментальные результаты по высокоскоростному расширению урана [119, 120], меди [119, 121] и свинца [121, 122].

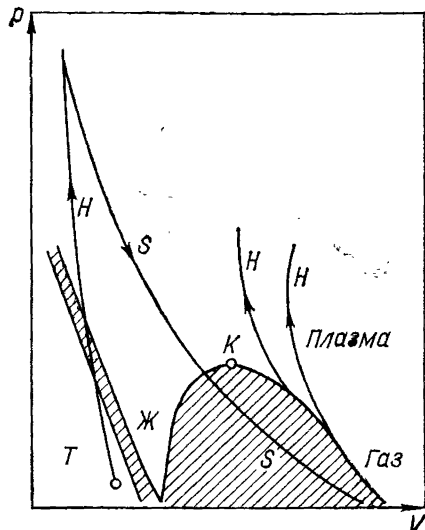


Рис. 4.10. Схема метода адиабатического расширения:

H — ударные адиабаты; S — изэнтропы расширения; K — критическая точка; области смеси фаз заштрихованы

В серии работ [122] приведены результаты оптических измерений конденсации при расширении ударно-сжатых металлов. Хотя авторов [122] интересовала, главным образом, кинетика образования жидкой фазы металлов при их изэнтропической разгрузке, полученные данные свидетельствуют об отсутствии отличных от перехода жидкость — газ фазовых превращений.

Таким образом, совокупность полученных к настоящему времени данных свидетельствует о непрерывном изменении характеристик металлов при их расширении от твердотельного до газового состояний. Эксперимент не

выявил заметных изломов изэнтроп и каких-либо гидродинамических аномалий, которые можно было бы интерпретировать как фазовые переходы первого рода, вызванные переходом металл — диэлектрик или фазовым расслоением неидеальной плазмы. Пример фазовой диаграммы меди приведен на рис. 4.11 [121], где параметры критической точки соответствуют полуэмпирическим оценкам [16].

Наряду с методом адиабатического расширения с успехом используется метод «медленного» электровзрыва проводников при высоком давлении [83—86]. Регистрация плотности, температуры, давления и вложенной в металл энергии позволила определить теплофизические характеристики металлов (Ta, Mo, Nb, Pb, W, U) в широкой области параметров $p \leq 5 \cdot 10^5$ МПа; $T \leq 5000$ К, т. е. практически вплоть до кривой высокотемпературного кипения, где дальнейшее нагревание сопровождается развитием перегретой неустойчивости. Полученные результаты однозначно свидетельствуют об однородности жидких металлов и об отсутствии диэлектрической жидкой фазы при высоких давлениях [5, 22]. Об отсутст-

вии такого рода эффектов свидетельствуют также многочисленные результаты взрывов металлических проводников электрическим током [46, 80, 81].

Таким образом, рассмотренная экспериментальная информация достаточно определенно свидетельствует об однородном составе неидеальной плазмы и об отсутствии заметных физических аномалий в ее поведении.

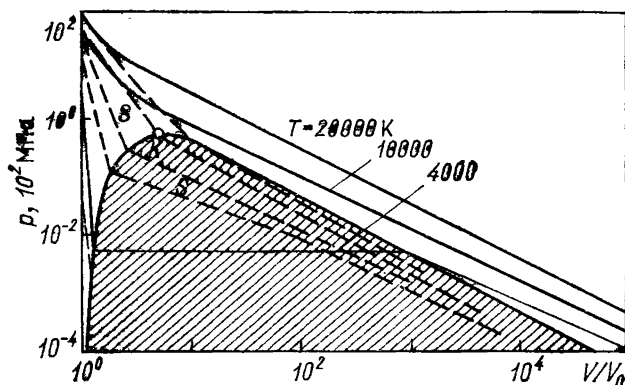


Рис. 4.11. Фазовая диаграмма меди [121]:

K — критическая точка; S — изэнтропы расширения $V_0 = 0,114 \text{ см}^3/\text{г}$; область смеси жидкость—пар заштрихована

§ 4.5. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по термодинамике

Описанные в §§ 4.2—4.4 специфические методы генерации и диагностики позволяют исследовать термодинамические свойства плотной плазмы различных химических элементов в широком диапазоне давлений и температур.

Имеющиеся к настоящему времени экспериментальные данные, которые могут быть привлечены для количественного сравнения, относятся к плазме цезия, аргона, ксенона. Данные для цезиевой плазмы охватывают широкую область фазовой диаграммы (см. рис. 4.1) и являются наиболее детальными, а для экспериментов с плазмой аргона и ксенона характерно одновременное измерение калорического и термического уравнений состояния в условиях экстремально высоких значений параметра неидеальности. На основании анализа §§ 4.2—4.4 именно эта экспериментальная информация использована для сопоставления с результатами различных теоретических подходов, описанных в гл. 1.

С точки зрения рассматриваемых в настоящей работе технических приложений основной вывод, следующий из результатов такого сравнения, состоит в том, что применяемая для практических расчетов методика (см. § 1.6) описывает экспериментальную

информацию с точностью, близкой к экспериментальной даже для наибольших из достигнутых параметров неидеальности (см. рис. 4.12—4.18). Поскольку в рассматриваемой области параметров приближение второго группового коэффициента и «нулевое» приближение псевдопотенциальной модели плазмы (§ 1.3) дают практически совпадающие с настоящей методикой результаты (см. сноску на с. 31), сделанный вывод распространяется также и на эти теории. Вместе с тем имеющееся расхождение с экспериментом выходит за пределы его точности, в связи с чем имеет смысл провести более детальный анализ для выявления физической природы наблюдаемого различия.

Эксперименты на цезии проведены на установках трех типов — ударной трубе [100], трубе адиабатического сжатия [90] и методом взрыва цезиевой проволоки в атмосфере инертного газа [84]. Полученные данные относятся к различным областям фазовой диаграммы (см. рис. 4.1), но частично перекрываются на границах и согласуются между собой в пределах точности экспериментов. С разной степенью наглядности (непосредственно [84, 100] и косвенно [90]) все они демонстрируют один факт: экспериментально измеренная энтальпия $H(p, V)$ в области неполной, но уже заметной ионизации систематически занижена по сравнению с предсказываемыми традиционными теориями (см. гл. 1) значениями (см. рис. 4.12—4.16). Характерно при этом, что данные работы [84], недостаточно точные для выделения отмеченного эффекта в области однократной ионизации, имеют удовлетворительную точность для выявления его в области начала второй ионизации.

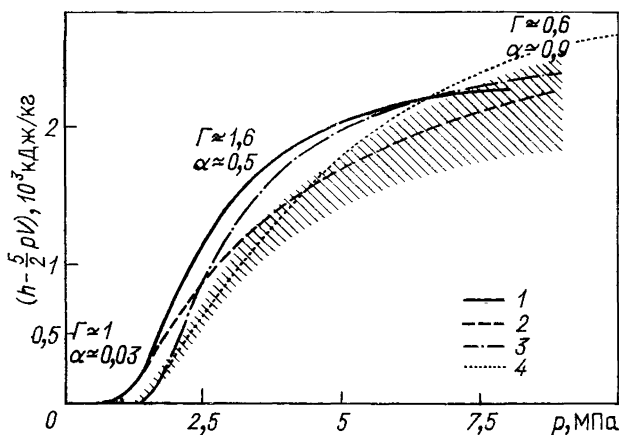


Рис. 4.12. Калорическое уравнение состояния плазмы цезия ($V=200 \text{ см}^3/\text{г}$); отмечены значения параметра неидеальности Γ и степени ионизации α ; заштрихована полоса ($\pm 5\%$) для сглаженной экспериментальной зависимости $H(p, V)$ [100]:

1 — кольцевое (дебаевское) приближение в большом каноническом ансамбле (1.84, 1.85); 2 — приближение (1.26—1.30, 1.33) при выборе глубины электрон-ионного псевдопотенциала и границы внутриатомных состояний, равными $-kT$; 3 — приближение, полученное в § 1.2 (1.6—1.16); 4 — приближение идеальной плазмы с атомами в основном состоянии

Наиболее же отчетливо указанная тенденция проявляется при сопоставлении теоретических значений с имеющими более высокую точность результатами по измерению калорического уравнения

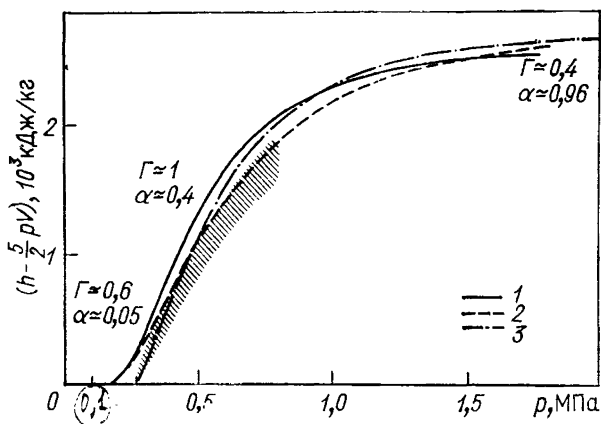


Рис. 4.13. Калорическое уравнение состояния плазмы цезия ($V=1000 \text{ см}^3/\text{г}$): 1 — приближение второго группового коэффициента [26, 32]; 2, 3 — как на рисунке (4.12)

состояния $H(p, V)$ на ударной трубе (4.12, 4.13). Что же следует из этого факта? Как отмечалось в работе [100], несмотря на то, что расхождение, казалось бы, невелико ($\sim 20\%$), его не удается ликвидировать в рамках рассмотренных подходов, выбирая какую-либо из традиционных кулоновских поправок на неидеальность и используя известные способы ограничения атомной статсуммы. В то же время неожиданно хорошим оказалось совпадение с экспериментом расчетов по идеально-плазменному приближению со статсуммой $Q_{\text{cs}}=2$, не имеющему никакого корректного обоснования. Тем не менее такое совпадение позволило уже в первой экспериментальной работе [91] сделать предположение о необходимости уменьшения поправок на взаимодействие свободных зарядов, что эквивалентно появлению не учитываемого традиционными подходами дополнительного отталкивания в сильносжатой плазме.

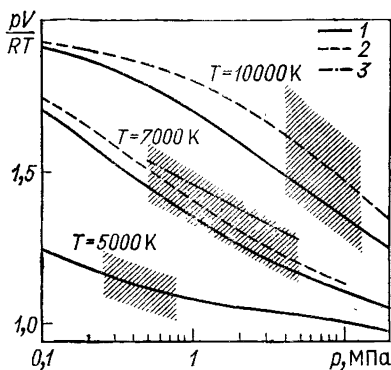


Рис. 4.14. Термическое уравнение состояния плазмы цезия. Заштрихована полоса экспериментальной ошибки [100]. Обозначения см. на рис. (4.12).

Рассмотренные в гл. 1 теоретические приближения позволяют достигнуть лучшего по сравнению с традиционными методами согласия с экспериментом, используя последовательные подходы. Приближение § 1.2 дает хорошее согласие с экспериментом в области малых степеней ионизации (см. рис. 4.12, 4.13). Это явилось следствием учета старших членов асимптотического разложения термодинамического потенциала [23] по степеням активности.

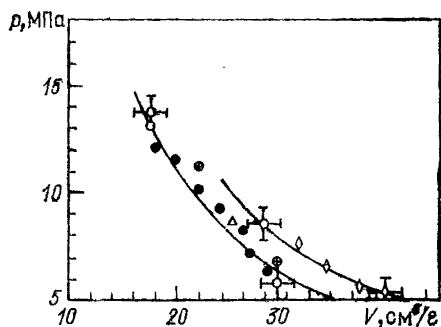
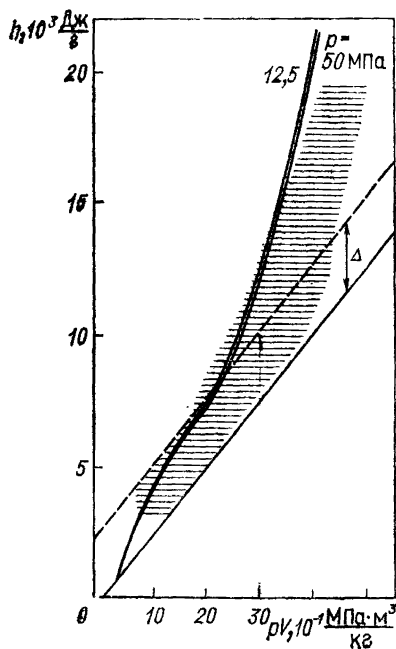


Рис. 4.15. Изэнтропическое сжатие цезиевой плазмы [90]. Точки — экспериментальные данные, соответствующие следующим начальным условиям: \circ — $t_0=993^\circ\text{C}$; $P=0,7$ МПа; \triangle — $t_0=970^\circ\text{C}$; $P=0,5$ МПа; \oplus — $t_0=1016^\circ\text{C}$; $P=0,59$ МПа; \bullet — $t_0=993^\circ\text{C}$; $P=0,6$ МПа; \diamond — $t_0=1016^\circ\text{C}$; $P=0,425$ МПа

Рис. 4.16. Калорическое уравнение состояния плотной цезиевой плазмы [84]. Заштрихованное поле значений — экспериментальные данные; кривые — расчет по методике гл. 1; Δ — энергия ионизации



Полученный эффект, прежде всего, обязан значительному ($\sim \hbar e^2$) сдвигу энергии основного состояния атома, что существенно отличается от результатов предшествующих работ [1, 123]. Переведенное в рамки традиционной «химической» модели, это приближение отличается от приближения второго группового коэффициента [124] появлением в уравнении Саха и уравнении состояния (1.45—1.49) нового члена, пропорционального $n_a n_e^{-1/2}$, со знаком, соответствующим отталкиванию. Разумеется, толкование полученного в § 1.2 теоретического приближения в терминах химической модели условно из-за неоднозначности самого перехода к этой модели (§ 1.4), тем не менее оно помогает лучше понять физический смысл наблюдаемого явления.

В области развитой ионизации (см. рис. 4.12, 4.13) согласие

с экспериментом достигается за счет эмпирического выбора играющего главную роль в приближении (1.24) — (1.33) электрон-ионного псевдопотенциала $\Phi_{ei}^*(r)$, уменьшение эффективной глубины которого равносильно появлению дополнительного отталкивания в сильнонеидеальной ($\Gamma \geq 1$) системе (см. § 1.3). Применение этого приближения показывает, что получаемый эффект взаимодействия свободных зарядов существенно зависит от «индивидуальности»

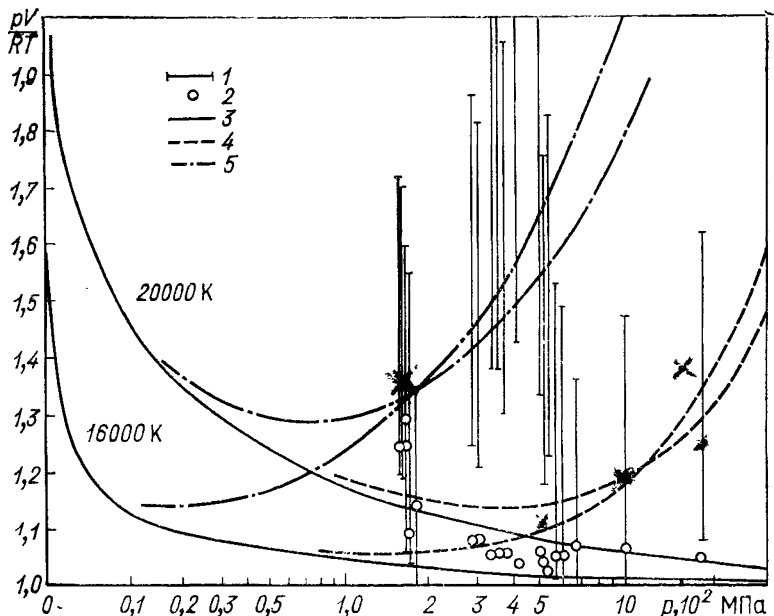


Рис. 4.17. Термическое уравнение состояния плазмы аргона ($p=100\div 2000$ МПа, $T=5000\div 23\,000$ К):

1 — результаты эксперимента [94, 96]; 2 — расчет в приближении (1.84—1.85) для каждой экспериментальной точки $p_{\text{эксп.}}$, $T_{\text{эксп.}}$; 3, 4, 5 — расчетные изотермы 16 000 и 20 000 К в приближениях: 3 — (1.26) — (1.30), (1.33); 4 — с дополнительным учетом второго и третьего вириальных коэффициентов аргона [151]; 5 — модель ограниченного атома (§ 1.5)

химического элемента, и, таким образом, подбор параметров для псевдопотенциалов должен проводиться для конкретного элемента. Экспериментальных же данных, позволяющих проследить изменение параметров при переходе к другим щелочным металлам, водороду, урану и т. п., не имеется.

До сих пор мы рассматривали только калорическое уравнение состояния $H(p, V)$, а на основе первичной экспериментальной информации $\{H, p, V\}$ получено и термическое уравнение состояния $p(V, T)$. В рассмотренной области параметров последнее оказывается слабочувствительным к выбору теоретического приближения и хорошо описывается (рис. 4.14) большинством из них.

Однако для полученных взрывными методами результатов экспериментов по исследованию сверхплотной (вплоть до плотно-

стей, характерных для конденсированной фазы) плазмы аргона и ксенона такое поведение уравнения состояния $p(V, T)$ не является характерным [94, 96]. Традиционные методы здесь не описывают экспериментальных данных (рис. 4.17). Одновременно полученная независимым измерением калорическая информация $H(p, V)$, так же как и в опытах с цезием, имеет отчетливую тенденцию к занижению по сравнению с расчетной (рис. 4.18). Однако ввиду зна-

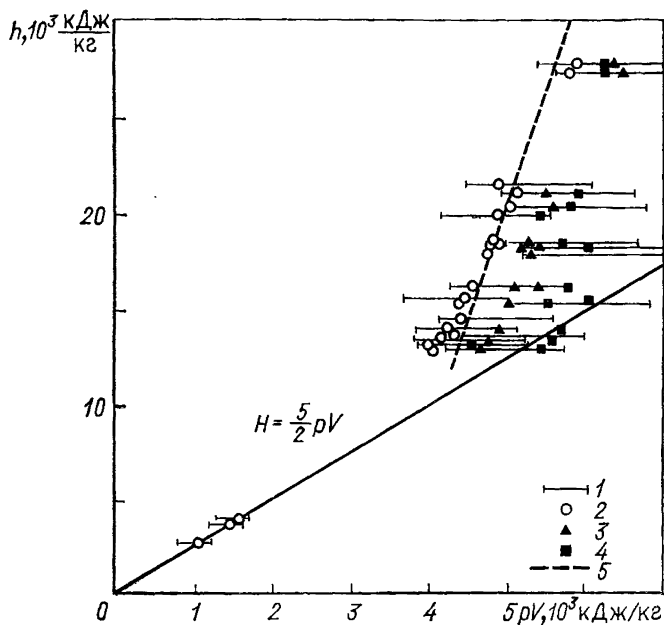


Рис. 4.18. Калорическое уравнение состояния плазмы аргона:

1 — см. обозначения рис. 4.17; 2, 3, 4 — расчет для каждой экспериментальной точки V ($p_{\text{эксп}}$, $H_{\text{эксп}}$) в приближениях: 2 — (1.84, 1.85); 3 — § 1.2; 4 — то же в приближении ограниченного атома (§ 1.5); 5 — расчетная изотерма $T=20\,000\text{ K}$ в приближении (1.26)—(1.30), (1.33)

чительно больших сжатий плазмы природа этого эффекта может быть иной.

Действительно, межчастичные расстояния в условиях проведенных экспериментов почти на порядок меньше, чем в опытах с цезием. В этих условиях наряду с сильным кулоновским ($\Gamma \sim 1 \div 5$) проявляется значительное межатомное взаимодействие, приводящее к сдвигу и деформации электронных энергетических уровней атомов и ионов [125]. Проведенные с использованием методов самосогласованного поля расчеты (§ 1.5) демонстрируют специфическую роль возбужденных состояний атомов и ионов в этих условиях. Полученные в приближении модели ограниченного атома сдвиг и деформация энергетических уровней в сверхплотной плазме соответствуют появлению дополнительного отталкивания; естественно, что результаты таких расчетов существенно зависят от

конкретной специфики электронных термов химических элементов и наиболее важны для высоковозбужденных состояний.

Анализ термического уравнения состояния (см. рис. 4.17) также указывает на проявление отталкивательных механизмов, которые не могут быть описаны только с привлечением вириальных коэффициентов, отвечающих взаимодействию атомов в основном состоянии. Таким образом, во всех рассмотренных теоретических подходах согласие с экспериментом достигается фактически за счет введения дополнительного эффективного отталкивания и уменьшения вклада связанных состояний, не описываемых в рамках традиционной методики расчета.

§ 4.6. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по коэффициентам переноса

При экспериментальных исследованиях низкотемпературной плазмы электропроводности уделялось наибольшее внимание вследствие значительной неопределенности теоретических предсказаний и крайней важности этой характеристики для решения многочисленных прикладных задач. Дополнительным обстоятельством, привлекающим экспериментаторов к этой проблеме, является относительная простота и хорошая отработанность методов измерений, а также возможность проведения измерений в самых разнообразных экспериментальных условиях. Поэтому к настоящему времени накоплен весьма обширный экспериментальный материал, полученный для плазмы различных элементов на широком спектре установок с применением разнообразных методик регистрации. Часть этого материала представлена на рис. 4.19, который для некоторых экспериментов носит схематический характер ввиду квантовых эффектов в плотной плазме и трудностей выделения кулоновского вклада в измеряемую величину электропроводности*.

В ранних экспериментах [2] достигнутые параметры неидеальности не превосходили $\sim 0,1$. Однако ввиду частичной ионизации даже в этих случаях неточный учет электрон-атомного рассеяния приводил к отличию измерений от теоретических значений, что ошибочно связывалось с проявлением кулоновской неидеальности. Последующая единообразная обработка экспериментальных данных [126] по методу Фроста (2.97) с детальным анализом сечений упругого рассеяния электронов на атомах привела к согласию измеренных значений со спитцеровской теорией [142]. Эта область отмечена на рис. 4.19 штриховкой.

Область повышенных неидеальностей стала объектом систематического исследования лишь в самое последнее время, когда появились генераторы плотной плазмы и стали понятны происхо-

* Например, в условиях эксперимента [13] при максимальных давлениях степень ионизации не превосходит 0,1%, делая невозможным выделение $\bar{\sigma}$. В этом случае кривая 7 на рис. 4.19 отражает факт наличия измерений [13].

дящие в них физические процессы. В результате этих исследований была получена информация о электропроводности плазмы в широком диапазоне параметров от идеально плазменного состояния, где имеется хорошее согласие теории и эксперимента, вплоть до экстремально высоких значений Γ , где большинство теоретических приближений теряет смысл и где результаты экспериментов являются основой для построения физических моделей электронного

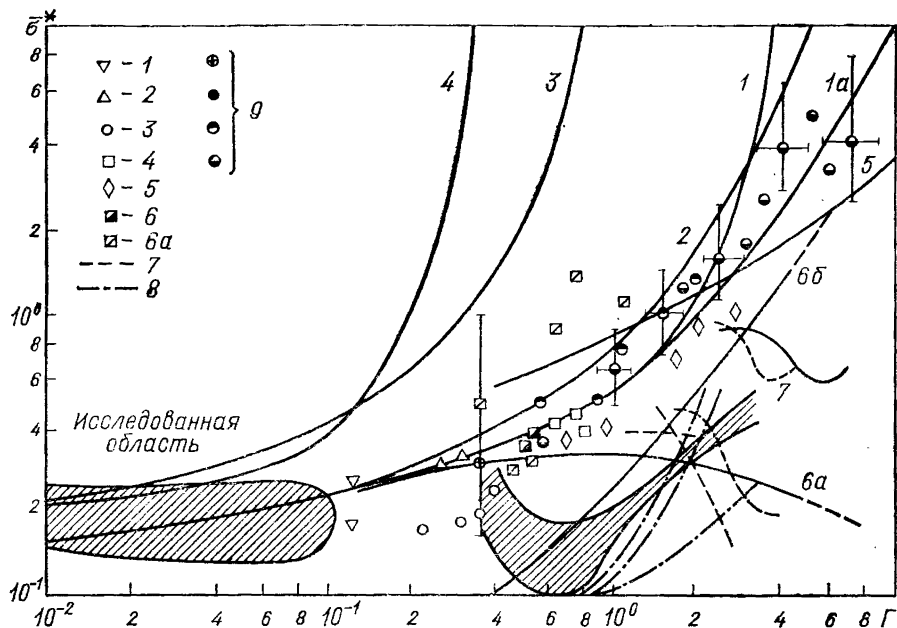


Рис. 4.19. Кулоновская компонента электропроводности неидеальной плазмы $\sigma^* = \sigma_{\text{кул}} / \omega_{\text{п}}$:

Расчеты: 1 — по [142]; 1a — по методике гл. 2; 2 — по [129]; 3 — по [143]; 4 — по [144]; 5 — по [145]; 6a, б — по [128]; 7 — по [127]

Эксперименты: 1 — [52, 53]; 2 — [146]; 3 — [65, 66]; 4 — [57]; 5 — [103]; 6 — [63, 82]; 6a — [46]; 7 — [71, 72]; 8 — [83, 84]; 9 — [105]; \oplus — воздух; \bullet — неон; \bullet — аргон; \bullet — ксенон

переноса в плотной неупорядоченной среде [127—129]. Существенно, что наибольшие параметры неидеальности из достигнутых к настоящему времени оказываются близкими к максимально возможным для невырожденной плазмы значениям.

Полученная сейчас совокупность экспериментальных данных (рис. 4.19) вполне определенно указывает на занижение измеренных значений электропроводности сильнонеидеальной плазмы по сравнению с результатами асимптотических теорий гл. 2. Имеющееся количественное расхождение между различными группами экспериментов связано как с фактическим несоответствием первичных данных, так и с ролью квантовых эффектов [5] и трудностями выделения кулоновской компоненты в слабоионизованной плазме. Последнее обстоятельство является характерным для экспери-

ментов с цезием [71, 83, 103], где вклад нейтралов особенно велик ввиду больших сечений рассеяния электронов на атомах и недостаточной степени ионизации плазмы.

В экспериментах по динамическому сжатию тяжелых инертных газов была получена [105] плазма с высокой степенью ионизации, так что непосредственно измеряемые значения электропроводности определялись рассеянием на заряженной компоненте. Это обстоя-

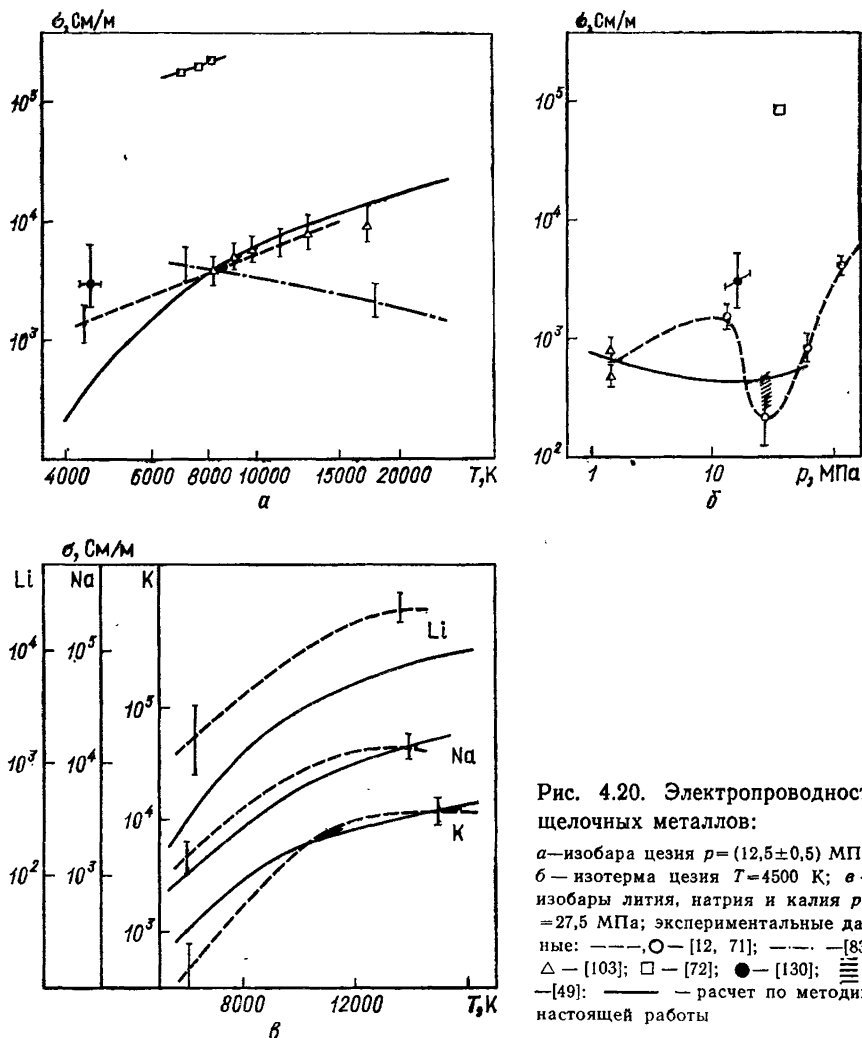


Рис. 4.20. Электропроводность щелочных металлов:

α — изобара цезия $p = (12,5 \pm 0,5) \text{ МПа}$; β — изотерма цезия $T = 4500 \text{ К}$; γ — изобары лития, натрия и калия $p = 27,5 \text{ МПа}$; экспериментальные данные: $\text{---}, \bigcirc$ [12, 71]; --- [83]; \triangle [103]; \square [72]; \bullet [130]; --- [49]; --- — расчет по методике настоящей работы

тельство существенно упростило интерпретацию экспериментов, уменьшив влияние неопределенности в термодинамическом составе и сечениях элементарных некулоновских процессов. В этом случае для сравнения измерений [105] с теорией электропроводности

(гл. 2) естественно использовать безразмерный график рис. 4.19. Видно, что полученные на различных газах (Ag, Xe, Ne, воздух) результаты хорошо согласуются между собой и позволяют проследить влияние кулоновского взаимодействия на электропроводность при непрерывном изменении параметра неидеальности в весьма широком диапазоне $\Gamma \approx 0,3 \div 7,0$. Качество теоретического описания экспериментальных данных [105] методами гл. 2 иллюстрируется кривой 1а на рис. 4.19. Видно, что принятые в гл. 2 теоретические приближения хорошо описывают слаонеидеальную область и обладают приемлемыми экстраполяционными свойствами.

Вместе с тем более целесообразно проведение прямого сравнения результатов измерений с расчетами суммарной электропроводности, особенно в случае необходимости учета различных элементарных процессов рассеяния носителей в частично ионизованной плазме. Такое сравнение для щелочных металлов проведено на рис. 4.20 а, б, в. Эксперименты для цезия выполнены на различных установках [71, 72, 83, 103, 130] в перекрывающемся диапазоне параметров. В пределах этого диапазона экспериментальные данные (за исключением данных [72]) достаточно хорошо ($\approx 30\%$) описываются расчетами, проведенными по методике настоящей работы. Вне этого диапазона, в области низких и высоких температур, экспериментальные данные имеют качественно различный характер. Лучшее согласие с теоретической кривой имеют результаты [103], полученные на ударной трубе. Эти экспериментальные данные представляются и наиболее надежными, поскольку здесь одновременно с измерением электропроводности зафиксированы и термодинамические параметры плазмы.

По сравнению с измерениями электропроводности измерения других коэффициентов переноса сопряжены с существенно большими сложностями, что определяет крайне малое число соответствующих экспериментов в плотной плазме. В частности, в литературе полностью отсутствуют надежные экспериментальные данные по транспортным свойствам плазмы с заметной неидеальностью. Выполненные при помощи электрических дуг измерения вязкости и теплопроводности [34, 38] плазмы относятся к малым ($p \sim \approx 0,1$ МПа) давлениям и не позволяют оценить влияние неидеальности на эти кинетические характеристики. Хорошее согласие между расчетом и экспериментом (рис. 4.21—4.23) свидетельствует о применимости методики гл. 2 для описания квазиидеальной плазмы аргона и водорода и разумности значений использованных при этом расчете сечений элементарных процессов.

§ 4.7. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по оптическим свойствам

По сравнению с термодинамическими и переносными характеристиками, оптические свойства низкотемпературной плазмы ха-

рактируются чрезвычайно сильной зависимостью от специфики и конкретного строения электронных энергетических уровней химических элементов плазмы. Поэтому для количественного сопоставления необходимо привлекать измерения, выполненные в плазме химического состава, близкого к составу плазмы рабочих тел, а эксперименты с другими веществами использовать для выявления качественных эффектов неидеальности.

Рис. 4.21. Вязкость плазмы аргона $p=0,1$ МПа; экспериментальные данные:

● — [138]; □, △ — [38], — — расчет по методике настоящей работы (гл. 2)

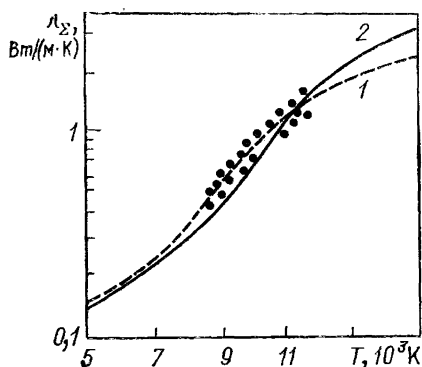
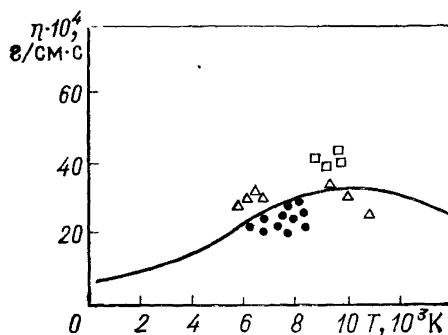


Рис. 4.22. Теплопроводность плазмы аргона ($p=0,1$ МПа):

точки — данные эксперимента [140]; 1 — расчет [139]; 2 — расчет по методике гл. 2

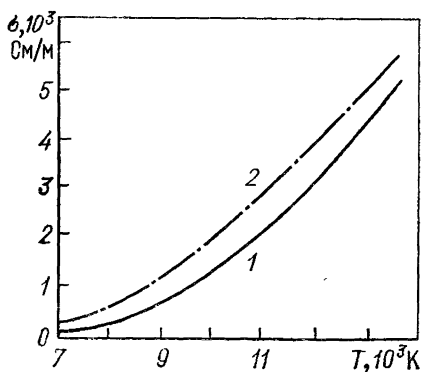


Рис. 4.23. Электропроводность плазмы водорода $p=0,1$ МПа:

1 — эксперимент [141]; 2 — расчет гл. 2

Проведение оптических измерений в плазме рабочих тел при натурных для ГЯР давлениях и температурах связано с большими сложностями приготовления и диагностики таких сред. По этой причине количество надежных измерений в плазме щелочных металлов, урана и необходимых смесей крайне ограничено.

Для создания плазмы гидрода лития с давлением $p=37$ МПа и температурой $T=(3-4) \cdot 10^4$ К в [69] применялся импульсный электрический разряд в ступенчатом капилляре. Регистрации поглощения света были проведены в видимой и ближней ультрафио-

летовой областях спектра. Результаты измерения коэффициента поглощения и оптической толщины слоя плазмы размером 1 см представлены на рис. 4.24 а, 4.24 б, откуда видно разумное соответствие расчетных и измеренных значений, хотя и наблюдается некоторое превышение измерений над расчетом.

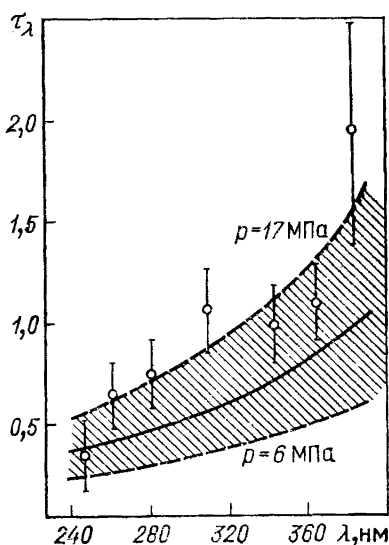
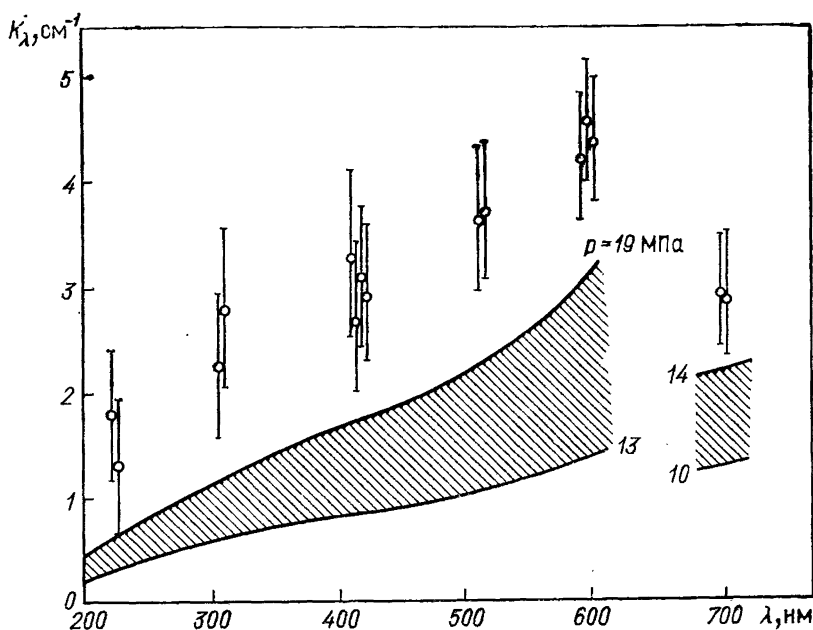


Рис. 4.24. Коэффициент поглощения (а) и оптическая плотность (б) в непрерывном спектре плазмы LiH:

О — экспериментальные данные [69], $p=6-17$ МПа, $T=(36 \pm 5) \cdot 10^4$ К; заштрихованные области — данные расчета по методике гл. 3 для разных давлений

В работе [131] для измерения коэффициентов поглощения калия использовались электровзрыв калиевой проволоочки в стеклянном капилляре и импульсная калиево-гелиевая дуга малых геометрических размеров. В этих экспериментах коэффициенты

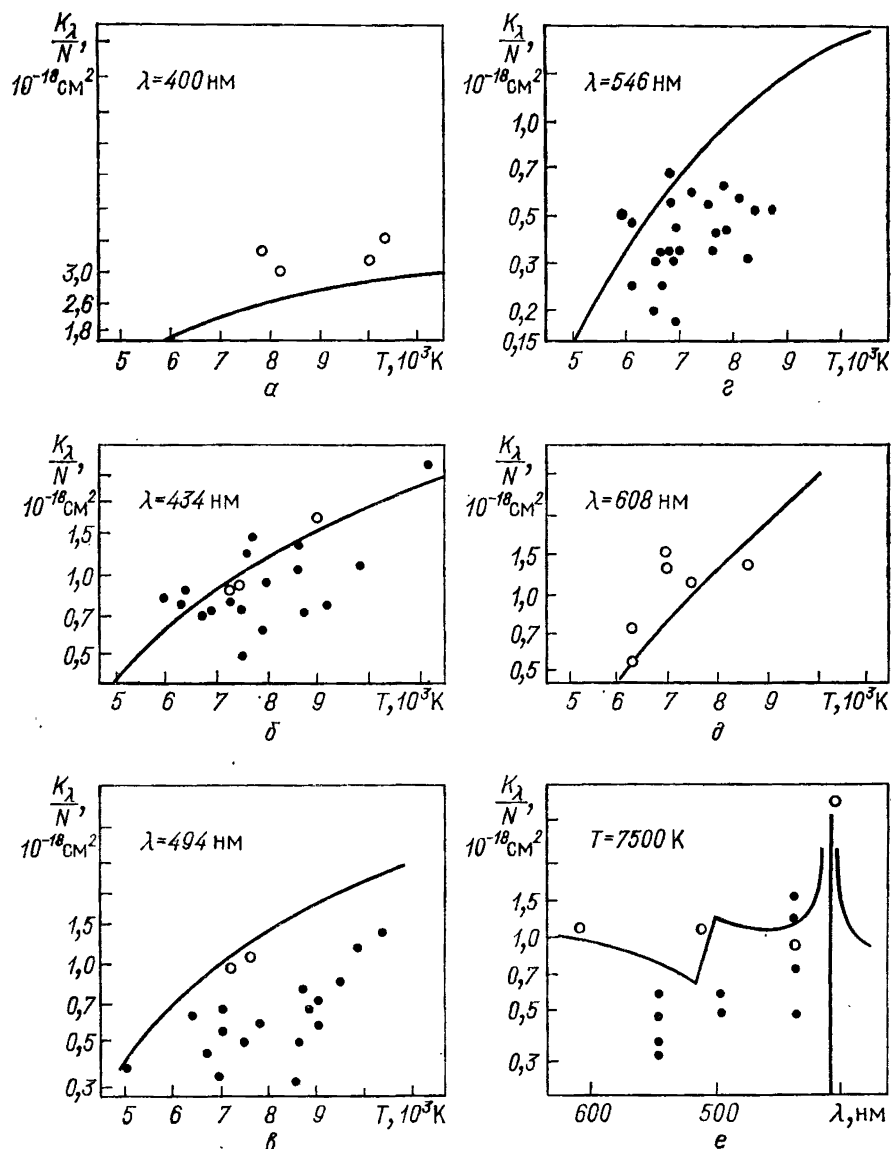


Рис. 4.25. Коэффициенты поглощения калиевой плазмы:

○ — результаты измерений при взрыве калиевой проволоочки; ● — результаты измерений в калиево-гелиевой дуге; сплошные кривые — расчет по методике гл. 2

поглощения калиевой плазмы получены для видимой области спектра при температурах 5000—11 000 К и давлениях 0,4—0,9 МПа, где основными элементарными процессами являются фотоионизация атома и поглощение в спектральных линиях. Полученные результаты представлены на рис. 4.25, где видно удовлетворительное (в пределах точности эксперимента) согласие измеренных и рассчитанных методами гл. 3 значений. Результаты этих экспериментов выделяются существенным моментом: они

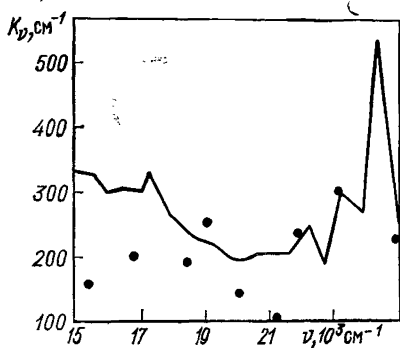


Рис. 4.26. Спектральная зависимость коэффициента поглощения урановой плазмы:

● — экспериментальные данные из работы [132]; кривая — расчет по методике § 3.3

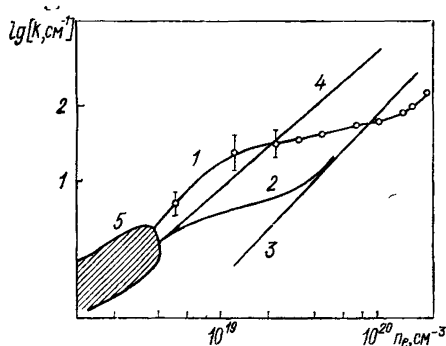


Рис. 4.27. Коэффициент поглощения аргонной плазмы ($T=20\,000\text{ К}$, $\lambda=6000\text{ Å}$):

1 — экспериментальные данные [136]; 2 — расчет по модели ограниченного атома (§ 1.6); 3 — свободно-свободные переходы; 4 — свободно-свободные переходы и фотоионизация; 5 — экспериментальные данные для слабонеидеальной плазмы [133, 137]

получены двумя полностью независимыми методами с разными временными характеристиками, что значительно увеличивает их достоверность. Наблюдающееся согласие с расчетом свидетельствует о том, что учет неидеальности только в компонентном составе плазмы (гл. 3) достаточен для описания эксперимента в указанном диапазоне параметров.

Особый интерес представляет сравнение с экспериментом расчетов оптических свойств урановой плазмы, которые из-за явной недостаточности данных по структуре электронных термов и сечений элементарных процессов для атомов, и особенно ионов урана, заведомо не имеют даже приблизительно устанавливаемой точности. Тем не менее сопоставление экспериментально определенного коэффициента поглощения урановой плазмы ($p \approx 5,0\text{ МПа}$; $T \approx 10^4\text{ К}$) [132] с расчетным по методу, описанному в § 3.7, показывает удовлетворительное соответствие между ними (рис. 4.26).

Говоря об измерениях в плазме других химических элементов, в первую очередь следует выделить большую группу опытов с инертными газами [133, 137]. Детальный анализ имеющегося материала, относящегося к слабонеидеальной области, показывает

[133], что отношение измеренных и рассчитанных [133] значений коэффициентов поглощения, во всяком случае, не превосходит 2.

С ростом плотности плазмы наряду с известным уширением спектральных линий и сдвигом порогов фотоионизации [4] в плазме могут проявляться и новые эффекты, приводящие к изменениям ее оптического спектра. Так, в литературе [134] обсуждается возможность нереализации части возбужденных энергетических состояний в результате действия локальных электрических микрополей. В этом случае порог фотоионизации остается несмещенным, а припороговая область оказывается свободной от спектральных линий и поэтому прозрачной для света. Именно с этих позиций в [135] были интерпретированы результаты измерений излучения ртутных ламп высокого давления.

Вместе с тем в сильносжатой плазме в результате межчастичного взаимодействия происходит искажение и деформация верхних энергетических уровней (см. подробней § 1.5), так что часть из них оказывается «выдавленной» в непрерывный спектр. В этом случае суммарный коэффициент поглощения плазмы, возможно, будет уменьшен на величину, соответствующую фотоионизации из исчезнувших энергетических состояний. Естественно, что при этом пропадают также и соответствующие спектральные линии. Данный эффект, видимо, проявился в экспериментах [130] по динамическому сжатию аргона (рис. 4.27). Существенно, что эффект деформации энергетических уровней описывает и термодинамику сильносжатой плазмы (см. §§ 1.5, 4.5). Отметим, однако, что в работе [59], в которой исследовались оптические свойства плазмы неона ($p \leq 50$ МПа; $T \approx 18\,000$ К), с ростом давления наблюдается обратный эффект.

Глава 5 ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАБОЧИХ СРЕД ГАЗОФАЗНОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

На основе представлений, изложенных в предыдущих главах, были рассчитаны теплофизические свойства различных веществ, являющихся перспективными рабочими телами газофазного ядерного реактора. Расчеты проведены в интервале температур 4000—40 000 К и давлений 0,1—50 МПа. В табл. 5.1—5.5 приведены состав, термодинамические функции и коэффициенты переноса плазмы щелочных металлов Li, Na, K, Cs и урана. Теплофизические свойства рассчитывались на изотермах для давлений: 1, 3, 10, 30, 100, 200 и 500 ат (0,098; 0,294; 0,98; 2,94; 9,8; 19,6; 49 МПа). За начало отсчета энтальпии принималась энтальпия идеального газа атомов при 0 К. В табл. 5.6 и 5.7 приведены теплофизические свойства для смесей калия с ураном и калия с водородом. Расчеты проводились в том же диапазоне температур, что и для чистых веществ, и при давлениях: 1, 10, 100 и 500 ат (0,098; 0,98; 9,8 и 49 МПа). Представлены результаты, соответствующие мольному содержанию урана в смеси $K+U=3, 10$ и 50% и калия в смеси $K+H_2=3, 10$ и 50% , что эквивалентно массовой доле калия 0,843; 0,600; 0,143 в смеси $K+U$ и 0,375; 0,683; 0,951 в смеси $K+H_2$. Такой выбор сделан для улучшения возможности интерполяции переносных свойств на случай других долей рассмотренных химических элементов.

Расчеты для чистого урана и для смеси урана с калием ограничены только случаем газовой фазы. Параметры предполагаемой границы конденсации урана приведены в табл. 1.6 (§ 1.6).

На рис. 5.1—5.14 представлено поведение спектрального коэффициента поглощения для рассмотренных в данной работе веществ и их смесей.

В табл. 5.1—5.7, содержащих результаты расчетов на ЭВМ, принято близкое к машинному представление числовых величин, расшифровываемое следующим образом: запись —.1272+02 означает число $-0.1272 \cdot 10^2$, а запись .7243—03 означает число $0,7243 \cdot 10^{-3}$ и т. п.

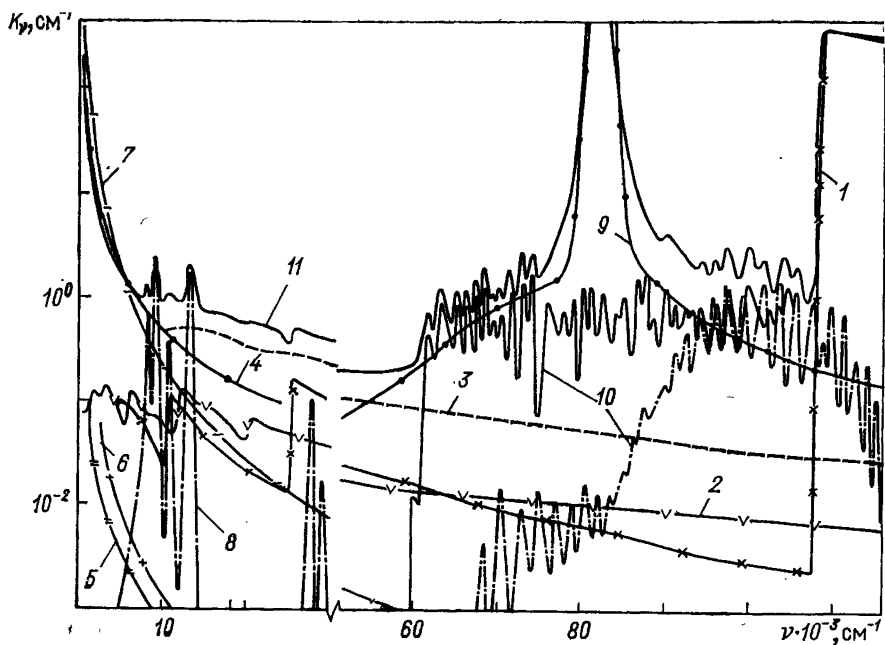


Рис. 5.1. Элементарные процессы поглощения калий-водородной плазмы ($P = 20$ МПа, $T = 12\,000$ К; присадка калия 3% по объему):

1 — фотоионизация водорода; 2 — фотоионизация калия; 3 — фотоотрыв H^- ; 4 — свободно-свободные переходы в полях молекул водорода; 5 — свободно-свободные переходы в полях атомов водорода; 6 — свободно-свободные переходы в полях калия; 7 — свободно-свободные переходы в полях ионов; 8 — поглощение в линиях калия; 9 — поглощение в линиях водорода, серия Лаймана; 10 — молекулярное поглощение водорода; 11 — суммарный коэффициент поглощения с поправкой на индуцированное излучение.

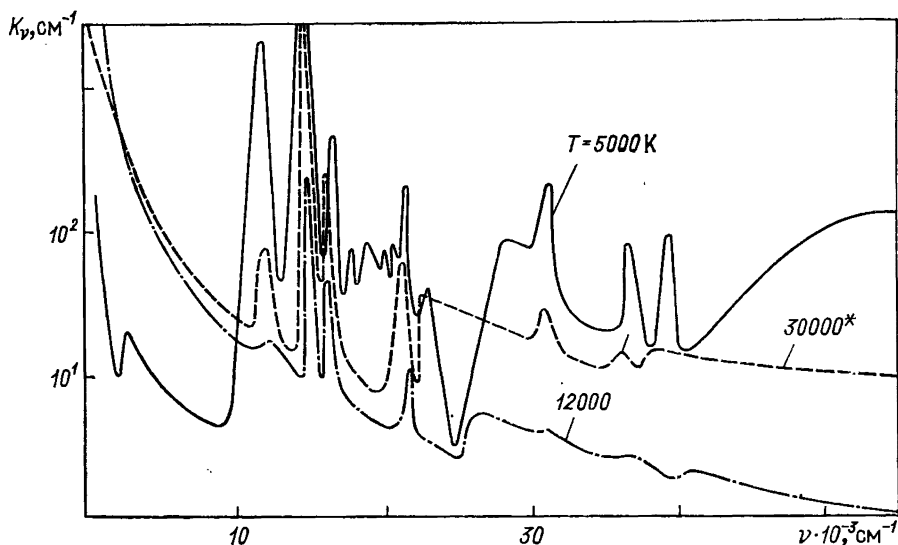


Рис. 5.2. Спектральный коэффициент поглощения лития при давлении 50 МПа (значения, соответствующие $T = 30\,000$ К, увеличены на порядок)

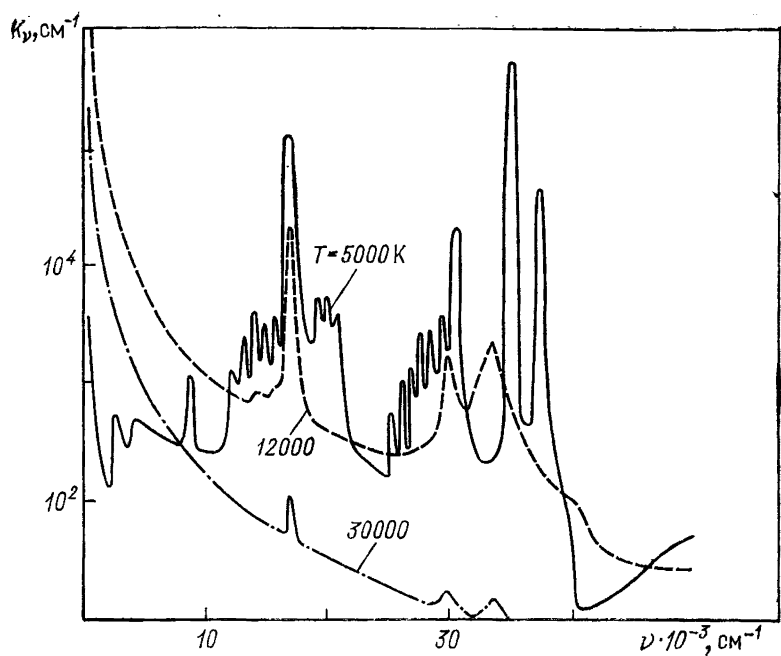


Рис. 5.3. Спектральный коэффициент поглощения натрия при давлении 50 МПа

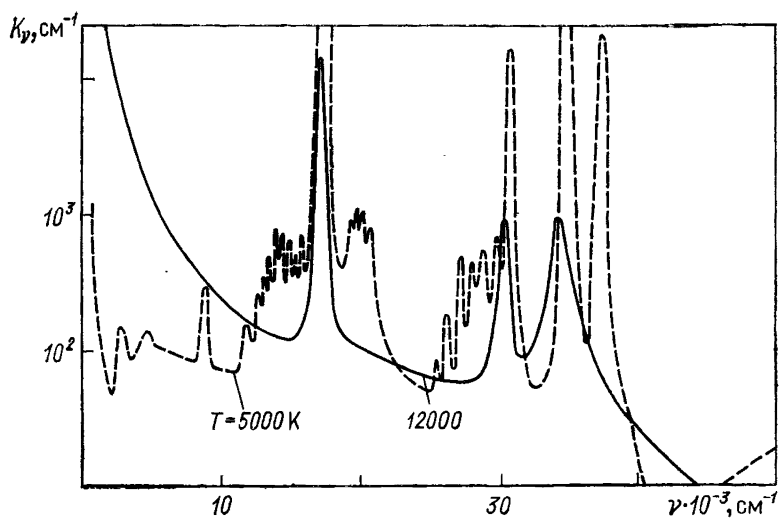


Рис. 5.4. Спектральный коэффициент поглощения натрия при давлении 1 МПа

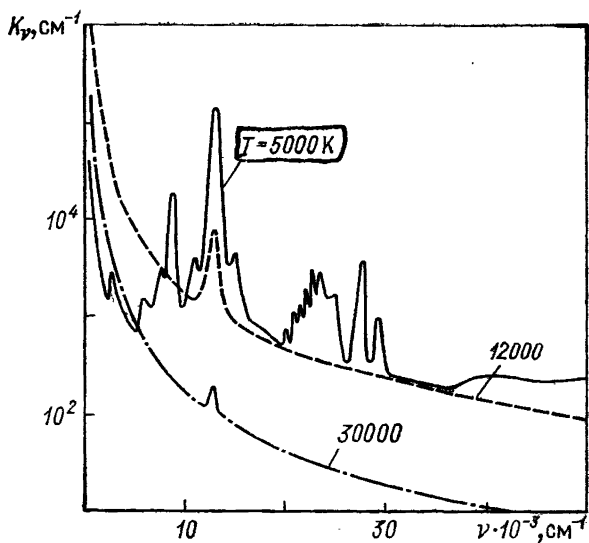


Рис. 5.5. Спектральный коэффициент поглощения калия при давлении 50 МПа

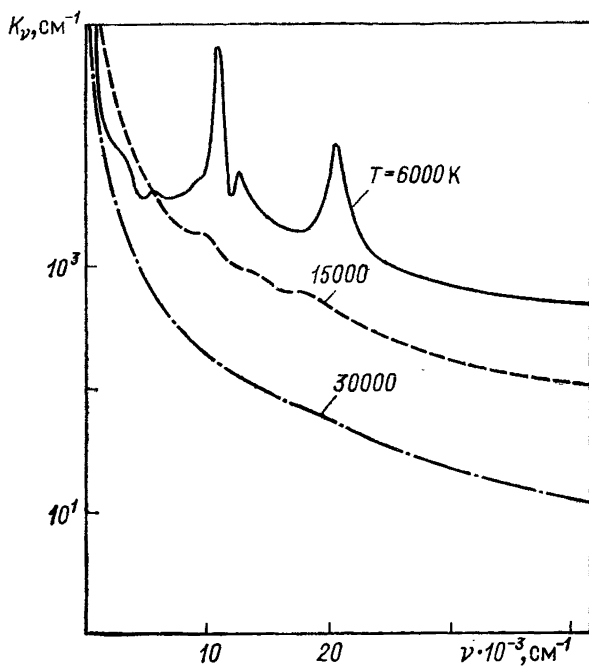


Рис. 5.6. Спектральный коэффициент поглощения цезия при давлении 50 МПа

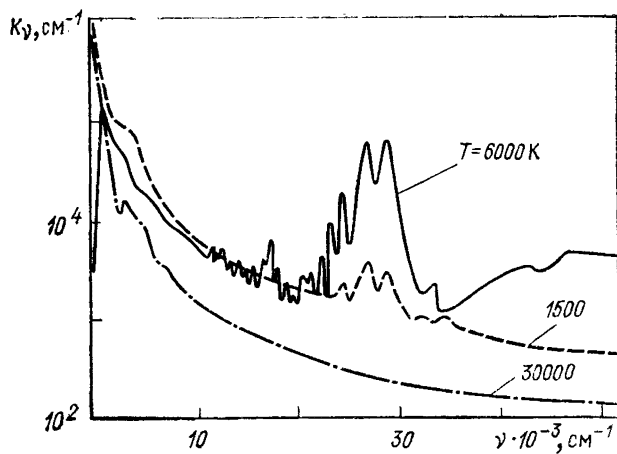


Рис. 5.7. Спектральный коэффициент поглощения урана при давлении 50 МПа

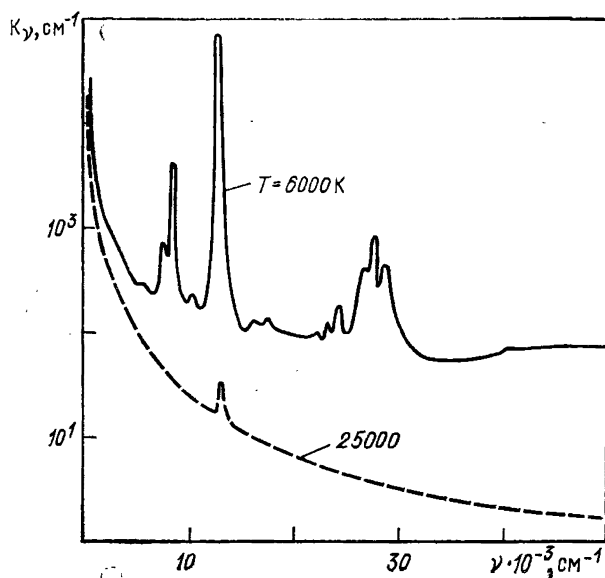


Рис. 5.8. Спектральный коэффициент поглощения смеси урана с калием (3% калия по объему) при давлении 10 МПа

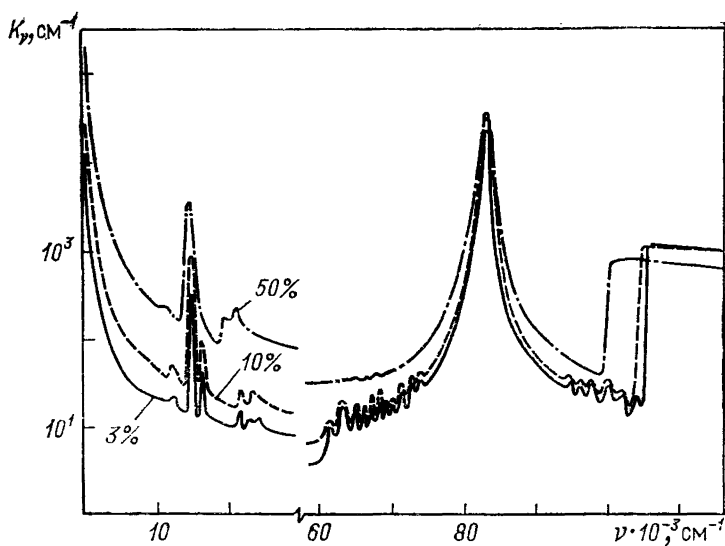


Рис. 5.9. Спектральный коэффициент поглощения смесей водорода с литием при разном объемном содержании лития, давлении 50 МПа и температуре 15 000 К

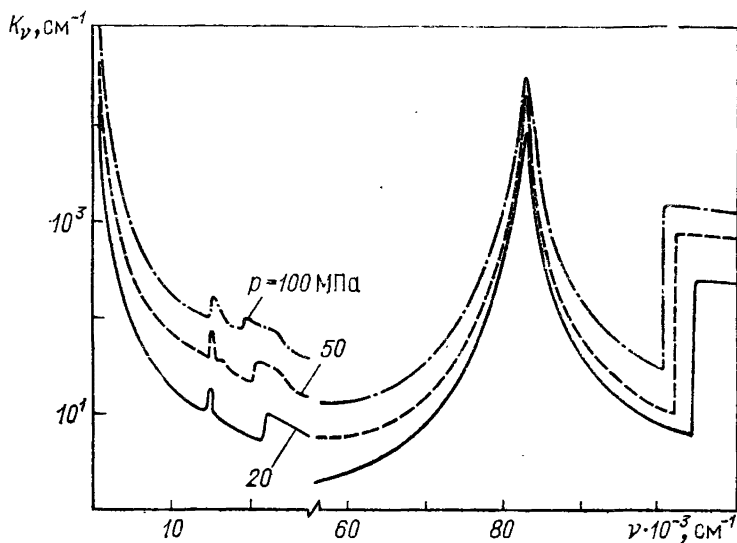


Рис. 5.10. Спектральный коэффициент поглощения смеси водорода с литием (3% лития по объему) при температуре 20 000 К

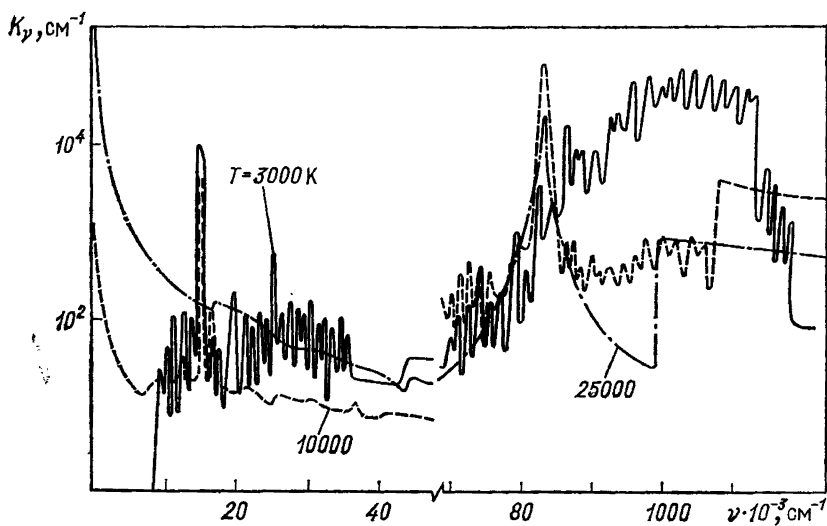


Рис. 5.11. Спектральный коэффициент поглощения смеси водорода с литием (1% лития по объему) при давлении 100 МПа

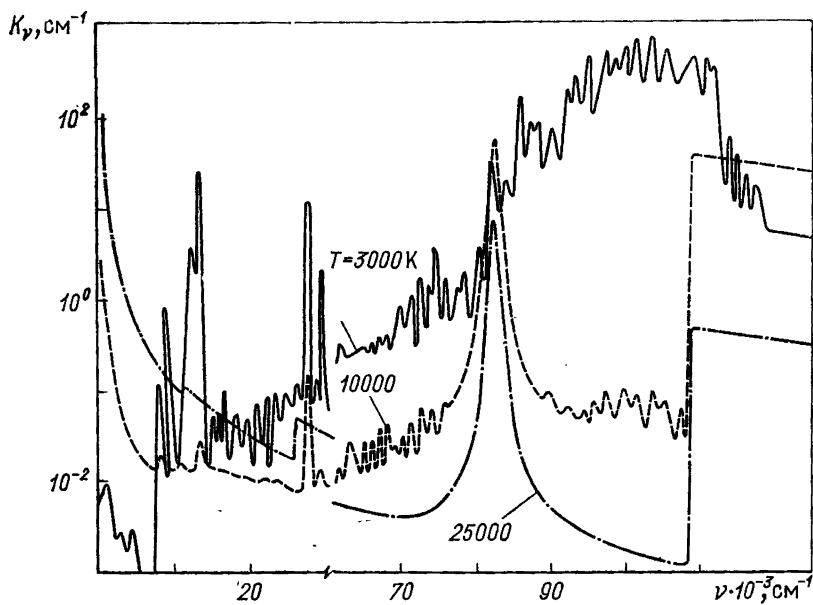


Рис. 5.12. Спектральный коэффициент поглощения смеси водорода с калием (3% калия по объему) при давлении 1 МПа

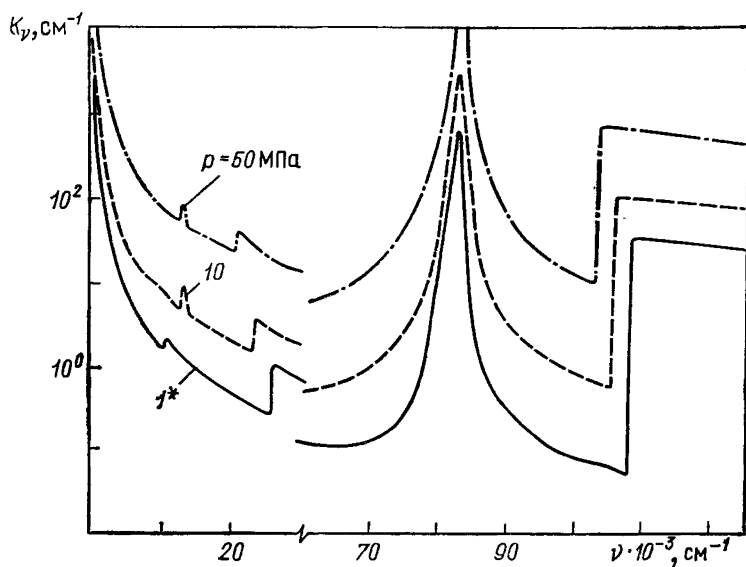


Рис. 5.13. Спектральный коэффициент поглощения смеси водорода с калием (10% калия по объему) при температуре 20 000 К (значения, соответствующие $p=1$ МПа, уменьшены на порядок)

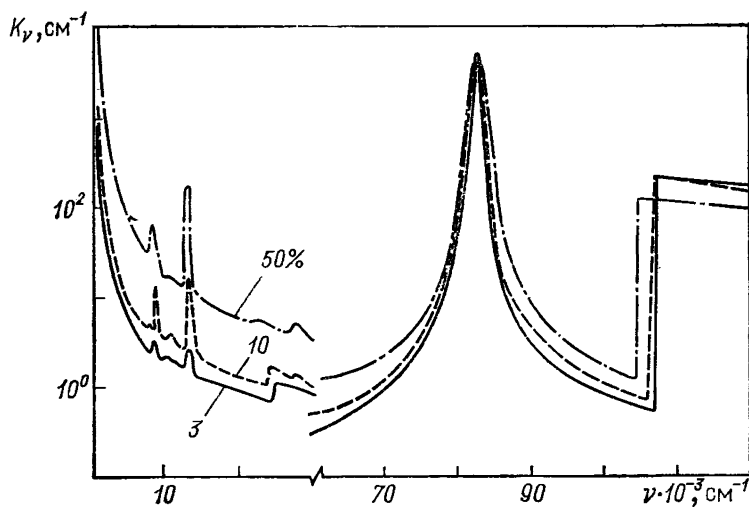


Рис. 5.14. Спектральный коэффициент поглощения смеси водорода с калием при разном объемном содержании калия, температуре 15 000 К и давлении 10 МПа

Список величин, приведенных в таблицах

T, K — температура

$p, 0,098 \text{ МПа}$ — давление [отн. кПа/см²]

$n_i, 10^{26} \text{ м}^{-3}$ — концентрация компонента i

$$h, \text{ кДж/кг} — \text{энтальпия (1.82)}$$
 s , кДж/(кг·К) — энтропия (1.83)

M , г/моль — молекулярная масса

$$\rho, \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3} \text{ — плотность (1.81)} \quad \rho \left[\frac{\text{г}}{\text{см}^3} \right] = 10^{-3} \cdot \rho_{\text{табл.}}$$

Γ — дебаевский параметр неидеальности (1.1)

 η , пуаз — сдвиговая вязкость (2.91) [г/см·сек] $\lambda', 10^2 \text{ Вт/(м·К)}$ — коэффициент транспортной теплопроводности (2.90)
$$\lambda_{\Sigma} \cdot 10^2 \text{ Вт/(м·К)} - \text{коэффициент теплопроводности} \quad \lambda_{\Sigma} = \lambda' + \lambda_x \quad (2.90)$$
$$\lambda_R, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)} — \text{коэффициент лучистой теплопроводности (3.1)}$$

$\sigma, 10^2$ См/м — электропроводность (2.97) [Кс/см]

 $\alpha, 10^2 \text{ A}/(\text{м} \cdot \text{K})$ — термо-э.д.с. D_{ab} , 10 кг/(м·с) — эффективный коэффициент диффузии (2.86)
$$D_E, \sqrt{3} \text{ кг}^{1/2}/\text{м}^{1/2} \text{ — эффективный коэффициент электродиффузии (2.86)}$$
$$D^T, 10 \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{К}) \text{ — эффективный коэффициент термодиффузии (2.86)}$$

$\lambda_a, 10^2 \text{ Вт/м}$ — эффективный коэффициент теплопроводности, определенный по формуле (2.86)

λ^E , 10^4 Вт·с²/кг·м — эффективный коэффициент теплопроводности в формулах (2.86)

$$\lambda^T, 10^2 \text{ Вт/м} \cdot \text{К} \text{ — эффективный коэффициент теплопроводности (2.86)}$$

h'_a , кДж/кг — производная от энтальпии по массовой доле элемента А

$$\beta_U = \frac{\sum n_i v_i^{(U)}}{\sum n_i v_i^{(U)} + \sum n_i v_i^{(K)}} - \text{мольная доля урана в смеси K + U}$$

$$\beta_K = \frac{\sum n_i v_i^{(K)}}{\sum n_i v_i^{(K)} + \frac{1}{2} \sum n_i v_i^{(H)}} \text{ — мольная доля калия в смеси } K + H_2$$

Т а б л и ц а 5.1. Теплофизические свойства плазмы лития ($M=6,94$)

		Давление, ат					
Величина	1	3	10	30	100	200	500
T=4000 K							
e ⁻	.1404 —03	.2500 —03	.4775 —03	.8875 —03	.1934 —02	.3413 —02	.9645 —02
Li	.1748 —01	.5271 —01	.1757	.5226	.1685 +01	.3226 +01	.7257 +01
Li ⁺	.1406 —03	.2510 —03	.4842 —03	.9216 —03	.2121 —02	.3892 —02	.1137 —01
Li ⁻	.5465 —06	.2922 —05	.1834 —04	.9724 —04	.5945 —03	.1671 —02	.6561 —02
Li ₂	.9402 —05	.8553 —04	.9504 —03	.8406 —02	.8731 —01	.3198	.1613 +01
Li ₂ ⁺	.3422 —06	.1835 —05	.1162 —04	.6313 —04	.4076 —03	.1191 —02	.4836 —02
ρ	.2032 —02	.6121 —01	.2052	.6227	.2146 +01	.4462 +02	.1211 +02
h	.1303 +05	.1273 +05	.1249 +05	.1220 +05	.1156 +05	.1086 +05	.9604 +04
s	.2811 +02	.2671 +02	.2521 +02	.2383 +02	.2227 +02	.2131 +02	.2000 +02
M	.6889 +01	.6919 +01	.6959 +01	.7039 +01	.7275 +01	.7560 +01	.8194 +01
Γ	.1605	.2125	.3011	.4236	.6749	.9544	.1715 +01
η	.2870 —03	.2884 —03	.2892 —03	.2894 —03	.2890 —03	.2886 —03	.2885 —03
λ'	.1440 —02	.1382 —02	.1328 —02	.1288 —02	.1240 —02	.1201 —02	.1126 —02
λ _Σ	.1527 —02	.1438 —02	.1377 —02	.1363 —02	.1413 —02	.1479 —02	.1568 —02
σ	.1368 +01	.9209	.5758	.3677	.2279	.1797	.1467
α	.1421 —04	— .4079 —06	— .6484 —05	— .6908 —05	— .5333 —05	— .4505 —05	— .3910 —05
λ _R	.1360 +05	.2660 +04	.3430 +03	.5720 +02	.8280 +01	.2860 +01	.7630

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

	T=5000 K						
e ⁻	.6976 —03	.1280 —02	.2503 —02	.4727 —02	.1023 —01	.1746 —01	.4484 —01
Li	.1286 —01	.4016 —01	.1571	.4747	.1372 +01	.2695 +01	.6398 +01
Li ⁺	.6980 —03	.1282 —02	.2518 —02	.4805 —02	.1072 —01	.1884 —01	.5025 —01
Li ⁻	.9880 —06	.5644 —05	.3733 —04	.2076 —03	.1355 —02	.4002 —02	.1711 —01
Li ₂	.2702 —05	.2635 —04	.3068 —03	.2806 —02	.3065 —01	.1179	.6574
Li ₂ ⁺	.6027 —06	.3447 —05	.2289 —04	.1287 —03	.8657 —03	.2631 —02	.1169 —01
ρ	.1563 —01	.4781 —01	.1616	.4902	.1667 +01	.3408 +01	.8989 +01
h	.2059 +05	.1877 +05	.1760 +05	.1692 +05	.1625 +05	.1573 +05	.1470 +05
s	.2977 +02	.2804 +02	.2634 +02	.2488 +02	.2331 +02	.2240 +02	.2116 +02
M	.6602 +01	.6737 +01	.6834 +01	.6911 +01	.7044 +01	.7191 +01	.7543 +01
Γ	.2554	.3469	.4872	.6778	.1032 +01	.1402 +01	.2395 +01
η	.3228 —03	.3342 —03	.3411 —03	.3444 —03	.3457 —03	.3457 —03	.3450 —03
λ'	.2291 —02	.2218 —02	.2059 —02	.1903 —02	.1752 —02	.1679 —02	.1588 —02
λ _Σ	.2687 —02	.2461 —02	.2208 —02	.2018 —02	.1894 —02	.1882 —02	.1937 —02
σ	.5199 +01	.3836 +01	.2652 +01	.1847 +01	.1235 +01	.1001 +01	.8308
α	.1742 —03	.8825 —04	.2783 —04	— .1203 —05	— .1335 —04	— .1525 —04	— .1727 —04
λ _R	.1250 +05	.2220 +04	.2890 +03	.4620 +02	.6600 +01	.2230 +01	.5860

Величина	Давление, ат					
	1	3	10	30	100	200
$T=6000\text{ K}$						
e^-	.1826 —02	.3556 —02	.7257 —02	.1403 —01	.3039 —01	.5069 —01
Li	.8343 —02	.2880 —01	.1048	.3288	.119 +01	.2238 +01
Li^+	.1826 —02	.3558 —02	.7276 —02	.1414 —01	.3113 —01	.5287 —01
Li^-	.9697 —06	.6506 —05	.4803 —04	.2856 —03	.1975 —02	.6009 —02
Li_2	.6988 —06	.8322 —05	.1102 —03	.1081 —02	.1247 —01	.4951 —01
Li_2^+	.5933 —06	.3983 —05	.2946 —04	.1761 —03	.1237 —02	.3834 —02
p	.1172 —01	.3731 —01	.1295	.3982	.1359 +01	.2768 +01
h	.3625 +05	.3002 +05	.2599 +05	.2382 +05	.2232 +05	.2163 +05
s	.3260 +02	.3008 +02	.2786 +02	.2613 +02	.2441 +02	.2347 +02
M	.5885 +01	.6256 +01	.6527 +01	.6693 +01	.6843 +01	.6948 +01
Γ	.3139	.4392	.6280	.8775	.1312 +01	.1734 +01
η	.3044 —03	.3443 —03	.3716 —03	.3856 —03	.3934 —03	.3954 —03
λ'	.3339 —02	.3535 —02	.3481 —02	.3206 —02	.2831 —02	.2640 —02
λ_{Σ}	.4286 —02	.4156 —02	.3863 —02	.3461 —02	.3036 —02	.2865 —02
σ	.1256 +02	.9986 +01	.7421 +01	.5507 +01	.3928 +01	.3281 +01
α	.5839 —03	.3829 —03	.1993 —03	.8355 —04	.9437 —05	—1459 —04
λ_R	.1510 +05	.4390 +04	.3720 +03	.5020 +02	.8810 +01	.3150 +01
.1191						
.5489 +01						
.1282						
.2663 —01						
.2913						
.1753 —01						
.7213 +01						
.2066 +05						
.2225 +02						
.7157 +01						
.2795 +01						
.3955 —03						
.2446 —02						
.2771 —02						
.2784 +01						
—3921 —04						
.9410						

Давление, ат

Величина

1

3

10

30

100

200

500

 $T=7000\text{ K}$ e^-

.3027 —02

.6529 —02

.1432 —01

.2878 —01

.6327 —01

.1042

.2294

Li

.4357 —02

.1815 —01

.7510 —01

.2525

.9022

.1842 +01

.4649 +01

 Li^+

.3027 —02

.6531 —02

.1434 —01

.2889 —01

.6406 —01

.1066

.2401

 Li^-

.5306 —06

.4763 —05

.4300 —04

.2865 —03

.2144 —02

.6731 —02

.3060 —01

 Li_2

.1263 —06

.2192 —05

.3742 —04

.4215 —03

.5331 —02

.2198 —01

.1353

 Li_2^+

.3287 —06

.2951 —05

.2667 —04

.1781 —03

.1345 —02

.4268 —02

.1985 —01

 ρ

.8508 —02

.2845 —01

.1032

.3259

.1131 +01

.2313 +01

.6024 +01

 h

.6171 +05

.4852 +05

.3914 +05

.3394 +05

.3050 +05

.2916 +05

.2776 +05

 s

.3651 +02

.3291 +02

.2987 +02

.2768 +02

.2567 +02

.2463 +02

.2334 +02

 M

.4923 +01

.5490 +01

.5987 +01

.6311 +01

.6562 +01

.6681 +01

.6843 +01

 Γ

.3209

.4718

.6985

.9920

.1481 +01

.1927 +01

.2965 +01

 η

.2275 —03

.3040 —03

.3668 —03

.4036 —03

.4229 —03

.4341 —03

.4381 —03

 λ'

.4321 —02

.5075 —02

.5523 —02

.5370 —02

.4825 —02

.4503 —02

.4093 —02

 λ_{Σ}

.5591 —02

.6046 —02

.6199 —02

.5826 —02

.5186 —02

.4799 —02

.4437 —02

 σ

.2299 +02

.1963 +02

.1546 +02

.1197 +02

.8638 +01

.7593 +01

.6523 +01

 α

.1208 —02

.9486 —03

.6160 —03

.3507 —03

.1438 —03

.5691 —04

— .3425 —04

 λ_R

.2000 +05

.3420 +04

.5000 +03

.7320 +02

.1330 +02

.4310 +01

.1470 +01

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500
$T=8030\text{ K}$							
e^-	.3646 -02	.8880 -02	.2150 -01	.4575 -01	.1036	.1703	.3595
Li	.1878 -02	.9887 -02	.4920 -01	.1844	.7094	.1492 +01	.3890 +01
Li^+	.3646 -02	.8881 -02	.2151 -01	.4584 -01	.1043	.1725 -	.3698
Li^-	.1845 -06	.2363 -05	.2836 -04	.2237 -03	.1878 -02	.6152 -02	.2893 -01
Li_2	.1629 -07	.4508 -06	.1113 -04	.1554 -03	.2270 -02	.9887 -02	.6427 -01
Li_2^+	.1160 -06	.1485 -05	.1783 -04	.1409 -03	.1188 -02	.3918 -02	.1870 -01
ρ	.6364 -02	.2163 -01	.8155 -01	.2661	.9475	.1956 +01	.5132 +01
h	.8957 +05	.7227 +05	.5687 +05	.4737 +05	.4086 +05	.3838 +05	.3597 +05
s	.4023 +02	.3608 +02	.3223 +02	.2946 +02	.2704 +02	.2585 +02	.2443 +02
M	.4181 +01	.4712 +01	.5325 +01	.5799 +01	.6187 +01	.6355 +01	.6534 +01
Γ	.2885	.4503	.7000	.1021 +01	.1540 +01	.1992 +01	.2969 +01
η	.1411 -03	.2310 -03	.3272 -03	.3945 -03	.4428 -03	.4597 -03	.4718 -03
λ'	.5251 -02	.6547 -02	.7867 -02	.8263 -02	.7978 -02	.7511 -02	.6833 -02
λ_Σ	.6245 -02	.7622 -02	.8750 -02	.8907 -02	.8423 -02	.7892 -02	.7206 -02
σ	.3354 +02	.3096 +02	.2560 +02	.2032 +02	.1543 +02	.1328 +02	.1146 +02
α	.1817 -02	.1651 -02	.1252 -02	.8295 -03	.4300 -03	.2497 -03	.4521 -04
λ_R	.2680 +05	.5650 +04	.6320 +03	.1060 +03	.1860 +02	.6310 +01	.2390 +01

Величина	Давление, ат					
	1	3	10	30	100	200
$T=10\,000\text{ K}$						
e^-	.3490 -02	.9919 -02	.2894 -01	.7091 -01	.1770	.2972
Li	.3285 -03	.2378 -02	.1714 -01	.8474 -01	.4032	.9249
Li ⁺	.3491 -02	.9919 -02	.2894 -01	.7093 -01	.1774	.2984
Li ⁻	.1567 -07	.3222 -06	.6762 -05	.8130 -04	.9423 -03	.3503 -03
Li ₂	.2655 -09	.1390 -07	.7198 -06	.1745 -04	.3874 -03	.1993 -02
Li ₂ ⁺	.1013 -07	.2083 -06	.4371 -05	.5258 -04	.6103 -03	.2274 -02
ρ	.4400 -02	.1417 -01	.5311 -01	.1796	.6722	.1423 +01
h	.1243 +06	.1133 +06	.9601 +05	.7989 +05	.6606 +05	.6025 +05
s	.4416 +02	.4069 +02	.3660 +02	.3307 +02	.2983 +02	.2827 +02
M	.3626 +01	.3842 +01	.4264 +01	.4772 +01	.5332 +01	.5610 +01
Γ	.2022	.3407	.5812	.9085	.1433 +01	.1864 +01
η	.5743 -04	.1112 -03	.2097 -03	.3179 -03	.4246 -03	.4713 -03
λ'	.7368 -02	.9376 -02	.1245 -01	.1509 -01	.1680 -01	.1691 -01
λ_{Σ}	.7616 -02	.9856 -02	.1314 -01	.1579 -01	.1777 -01	.1739 -01
σ	.4985 +02	.5356 +02	.5184 +02	.4503 +02	.3533 +02	.3104 +02
α	.2670 -02	.2903 -02	.2814 -02	.2321 -02	.1537 -02	.1088 -02
λ_R	.1130 +06	.2210 +05	.1620 +04	.2540 +03	.4500 +02	.1840 +02
						.6095
						.2630 +01
						.6159
						.1840 -01
						.1521 -01
						.1202 -01
						.3822 +01
						.5452 +05
						.2648 +02
						.5904 +01
						.2705 +01
						.5133 -03
						.1610 -01
						.1652 -01
						.2653 +02
						.5447 -03
						.6080 +01

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500
T=12 000 K							
e ⁻	.2985 -02	.8866 -02	.2833 -01	.7735 -01	.2150	.3760	.7802
Li	.7941 -04	.6430 -03	.5686 -02	.3535 -01	.2116	.5396	.1710
Li ⁺	.2985 -02	.8866 -02	.2833 -01	.7736 -01	.2151	.3765	.7834
Li ⁻	.1877 -08	.4513 -07	.1273 -05	.2150 -04	.3514 -03	.1529 -02	.9348 -02
Li ₂	.9387 -11	.6149 -09	.4794 -07	.1839 -05	.6447 -04	.4090 -03	.3871 -02
Li ₂ ⁺	.1242 -08	.2987 -07	.8424 -06	.1423 -04	.2327 -03	.1013 -02	.6212 -02
ρ	.3530 -02	.1095 -01	.3919 -01	.1299	.4926	.1060 +01	.2907 +01
h	.1420 +06	.1367 +06	.1256 +06	.1105 +06	.9279 +05	.8383 +05	.7421 +05
s	.4579 +02	.4284 +02	.3930 +02	.3586 +02	.3225 +02	.3040 +02	.2825 +02
M	.3516 +01	.3592 +01	.3787 +01	.4117 +01	.4621 +01	.4933 +01	.5317 +01
Γ	.1423	.2452	.4378	.7223	.1201 +01	.1591 +01	.2289 +01
η	.4247 -04	.7176 -04	.1381 -03	.2403 -03	.3765 -03	.4521 -03	.5322 -03
λ'	.9923 -02	.1246 -01	.1660 -01	.2180 -01	.2657 -01	.2856 -01	.2924 -01
λ _Σ	.9983 -02	.1261 -01	.1691 -01	.2225 -01	.2759 -01	.2901 -01	.2963 -01
σ	.6133 +02	.6956 +02	.7534 +02	.7306 +02	.6249 +02	.5507 +02	.4652 +02
α	.3262 -02	.3722 -02	.4068 -02	.3907 -02	.3023 -02	.2394 -02	.1493 -02
λ _R	.6240 +06	.1120 +06	.6790 +04	.1010 +04	.1590 +03	.6170 +02	.1940 +02

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500
$T = 15\,000\text{ K}$							
e^-	.2394 -02	.7200 -02	.2395 -01	.7023 -01	.2176	.4045	.8881
Li	.1613 -04	.1377 -03	.1368 -02	.1016 -01	.7816 -01	.2305	.8665
Li^+	.2394 -02	.7201 -02	.2395 -01	.7023 -01	.2176	.4046	.8890
Li^-	.1633 -09	.4190 -08	.1384 -06	.3004 -05	.7077 -04	.3817 -03	.3003 -02
Li_2	.2235 -12	.1627 -10	.1604 -08	.8795 -07	.5105 -05	.4339 -04	.5786 -03
Li_2^+	.1111 -09	.2850 -08	.9411 -07	.2043 -05	.4813 -04	.2597 -03	.2045 -02
ρ	.2777 -02	.8454 -02	.2917 -01	.9262 -01	.3409	.7328	.2032 +01
h	.1622 +06	.1597 +06	.1540 +06	.1444 +06	.1285 +06	.1178 +06	.1040 +06
s	.4729 +02	.4455 +02	.4142 +02	.3830 +02	.3489 +02	.3289 +02	.3042 +02
M	.3482 +01	.3503 +01	.3567 +01	.3705 +01	.4000 +01	.4244 +01	.4620 +01
Γ	.9121 -01	.1567	.2883	.4931	.8661	.1181 +01	.1746 +01
η	.4810 -04	.6661 -04	.1082 -03	.1816 -03	.3185 -03	.4140 -03	.5479 -03
λ'	.1478 -01	.1801 -01	.2338 -01	.3035 -01	.4098 -01	.4627 -01	.5181 -01
λ_Σ	.1479 -01	.1805 -01	.2349 -01	.3057 -01	.4134 -01	.4669 -01	.5228 -01
σ	.7701 +02	.8831 +02	.1013 +03	.1087 +03	.1022 +03	.9566 -02	.8174 +02
α	.4085 -02	.4693 -02	.5408 -02	.5807 -02	.5397 -02	.4681 -02	.3411 -02
λ_R	.7360 +07	.1460 +07	.5850 +05	.9130 +04	.1110 +04	.3920 +03	.1030 +03

Величина	Давление, ат					
	1	3	10	30	100	200 500
$T = 20\,000\text{ K}$						
e^-	.1790 -02	.5392 -02	.1808 -01	.5447 -01	.1802	.3538 .8414
Li	.2472 -05	.2167 -04	.2284 -03	.1881 -02	.1751 -01	.5971 -01 .2775
Li^+	.1790 -02	.5391 -02	.1809 -01	.5447 -01	.1802	.3539 .8416
Li^-	.9392 -11	.2481 -09	.8762 -08	.2170 -06	.6638 -05	.4405 -04 .4737 -03
Li_2	.3138 -14	.2411 -12	.2674 -10	.1808 -08	.1548 -06	.1771 -05 .3658 -04
Li_2^+	.6587 -11	.1740 -09	.6146 -08	.1522 -06	.4656 -05	.3090 -04 .3323 -03
ρ	.2064 -02	.6236 -02	.2110 -01	.6491 -01	.2277	.4765 .1291 +01
h	.1931 +06	.1918 +06	.1888 +06	.1838 +06	.1737 +06	.1651 +06 .1508 +06
s	.4907 +02	.4640 +02	.4343 +02	.4066 +02	.3748 +02	.3559 +02 .3306 +02
M	.3473 +01	.3477 +01	.3492 +01	.3529 +01	.3631 +01	.3741 +01 .3964 +01
Γ	.5123 -01	.8843 -01	.1628	.2824	.5129	.7186 .1106 +01
η	.7416 -04	.9223 -04	.1227 -03	.1739 -03	.2764 -03	.3734 -03 .5282 -03
λ'	.2511 -01	.3011 -01	.3730 -01	.4745 -01	.6379 -01	.7779 -01 .9449 -01
λ_Σ	.2512 -01	.3012 -01	.3732 -01	.4750 -01	.6321 -01	.7796 -01 .9474 -01
σ	.1037 +03	.1180 +03	.1373 +03	.1566 +03	.1713 +03	.1716 +03 .1599 +03
α	.5495 -02	.6255 -02	.7288 -02	.8332 -02	.9071 -02	.8916 -02 .7771 -02
λ_R	.2850 +09	.4890 +08	.1190 +07	.1530 +06	.1800 +05	.5460 +04 .1300 +04

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500
T=25 000 K							
e ⁻	.1428 —02	.4298 —02	.1440 —01	.4352 —01	.1460	.2918	.7201
Li	.6371 —06	.5640 —05	.6069 —04	.5182 —03	.5189 —02	.1888 —01	.9839 —01
Li ⁺	.1428 —02	.4298 —02	.1441 —01	.4352 —01	.1460	.2918	.7202
Li ⁻	.1243 —11	.3311 —10	.1194 —08	.3076 —07	.1029 —05	.7442 —05	.9404 —04
Li ₂	.1613 —15	.1264 —13	.1462 —11	.1064 —09	.1059 —07	.1386 —06	.3645 —05
Li ₂ ⁺	.8896 —12	.2370 —10	.8542 —09	.2201 —07	.7364 —06	.5326 —05	.6731 —04
Li ₁ ⁺⁺	.2311 —12	.2413 —12	.2610 —12	.2922 —12	.3506 —12	.4012 —12	.4940 —12
ρ	.1646 —02	.4958 —02	.1666 —01	.5073 —01	.1741	.3579	.9432
h	.2235 +06	.2225 +06	.2205 +06	.2170 +06	.2101 +06	.2037 +06	.1920 +06
s	.5043 +02	.4777 +02	.4484 +02	.4214 +02	.3910 +02	.3731 +02	.3488 +02
M	.3471 +01	.3473 +01	.3478 +01	.3491 +01	.3531 +01	.3579 +01	.3693 +01
Γ	.3266 —01	.5660 —01	.1033	.1807	.3307	.4674	.7332
η	.1118 —03	.1346 —03	.1680 —03	.2197 —03	.3131 —03	.3981 —03	.5582 —03
λ'	.3866 —01	.4562 —01	.5503 —01	.6818 —01	.8876 —01	.1057	.1360
λ _Σ	.3866 —01	.4563 —01	.5504 —01	.6820 —01	.8881 —01	.1058	.1362
σ	.1317 +03	.1483 +03	.1710 +03	.1958 +03	.2220 +03	.2310 +03	.2288 +03
α	.6981 —02	.7859 —02	.9069 —02	.1039 —01	.1177 —01	.1214 —01	.1156 —01
λ _R	—	—	.1180 +08	.1460 +07	.1570 +06	.4510 +05	.9360 +04

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500
T=30 000 K							
e ⁻	.1188 —02	.3574 —02	.1197 —01	.3611 —01	.1214	.2439	.6104
Li	.2222 —06	.1980 —05	.2153 —04	.1870 —03	.1939 —02	.7279 —02	.4028 —01
Li ⁺	.1188 —02	.3574 —02	.1197 —01	.3611 —01	.1214	.2439	.6103
Li ⁻	.2635 —12	.7050 —11	.2566 —09	.6720 —08	.2636 —06	.1755 —05	.2402 —04
Li ₂	.1693 —16	.1341 —14	.1584 —12	.1193 —10	.1276 —08	.1784 —07	.5342 —06
Li ₂ ⁺	.1912 —12	.5117 —11	.1862 —09	.4878 —08	.1696 —06	.1274 —05	.1744 —04
Li ⁺⁺	.1036 —09	.1068 —09	.1131 —09	.1232 —09	.1423 —09	.1592 —09	.1909 —09
ρ	.1369 —02	.4119 —02	.1381 —01	.4181 —01	.1420	.2893	.7489
h	.2537 +06	.2529 +06	.2513 +06	.2486 +06	.2434 +06	.2383 +06	.2290 +06
s	.5153 +02	.4888 +02	.4597 +02	.4329 +02	.4031 +02	.3856 +02	.3621 +02
M	.3471 +01	.3471 +01	.3473 +01	.3479 +01	.3498 +01	.3521 +01	.3681 +01
Γ	.2272 —01	.3941 —01	.7210 —01	.1252	.2295	.3253	.5141
η	.1599 —03	.1871 —03	.2322 —03	.2850 —03	.3883 —03	.4749 —03	.6417 —03
λ'	.5579 —01	.6443 —01	.7803 —01	.9271 —01	.1189	.1385	.1735
λ _Σ	.5579 —01	.6443 —01	.7803 —01	.9272 —01	.1189 —01	.1386	.1735
σ	.1611 +03	.1799 +03	.2055 +03	.2339 +03	.2668 +03	.2811 +03	.2860 +03
α	.8540 —02	.9537 —02	.1089 —01	.1241 —01	.1415 —01	.1485 —01	.1472 —01
λ _R	—	—	.6720 +08	.8790 +07	.8960 +06	.2510 +06	.4790 +05

Давление, ат

Величина	1	3	10	30	100	200	500
T=40 000 K							
e ⁻	.8899 -03	.2674 -02	.8937 -02	.2692 -01	.9037 -01	.1817	.4574
Li	.4617 -07	.4130 -06	.4534 -05	.4002 -04	.4282 -03	.1655 -02	.9682 -02
Li ⁺	.8895 -03	.2673 -02	.8936 -02	.2692 -01	.9036 -01	.1817	.4574
Li ⁻	.2641 -13	.7097 -12	.2604 -10	.6920 -09	.2482 -07	.1924 -06	.2816 -05
Li ₂	.6153 -18	.4921 -16	.5927 -14	.4613 -12	.5266 -10	.7831 -09	.2646 -07
Li ₂ ⁺	.1954 -13	.5250 -12	.1925 -10	.5117 -09	.1835 -07	.1422 -06	.2082 -05
Li ⁺⁺	.2346 -06	.2389 -06	.2472 -06	.2605 -06	.2860 -06	.3090 -06	.3532 -06
Li ⁺⁺⁺	.1984 -16	.6898 -17	.2237 -17	.8363 -18	.3048 -18	—	—
ρ	.1025 -02	.3080 -02	.1030 -01	.3106 -01	.1046	.2111	.5381
h	.3142 +06	.3134 +06	.3122 +06	.3102 +06	.3065 +06	.3030 +06	.2961 +06
s	.5327 +02	.5062 +02	.4772 +02	.4506 +02	.4213 +02	.4042 +02	.3814 +02
M	.3470 +01	.3470 +01	.3471 +01	.3473 +01	.3478 +01	.3486 +01	.3507 +01
Γ	.1277 -01	.2211 -01	.4047 -01	.7024 -01	.1287	.1824	.2893
η	.2845 -03	.3260 -03	.3867 -03	.4706 -03	.5881 -03	.6957 -03	.8871 -03
λ'	.1002	.1138	.1332	.1588	.1923	.2209	.2684
λ _Σ	.1002	.1138	.1332	.1588	.1923	.2210	.2684
σ	.2236 +03	.2467 +03	.2760 +03	.3128 +03	.3556 +03	.3780 +03	.3941 +03
α	.1185 -01	.1307 -01	.1474 -01	.1658 -01	.1886 -01	.2003 -01	.2066 -01
λ _R	—	—	.9090 +09	.1240 +09	.1220 +08	.3270 +07	.5910 +06

Т а б л и ц а 5.2. Теплофизические свойства плазмы натрия ($M=22,99$)

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

	T=4000 K						
e ⁻	.2057 -03	.3697 -03	.7165 -03	.1371 -02	.3173 -02	.5836 -02	.1705 -01
Na	.1736 -01	.5252 -01	.1757	.5255	.1720 +01	.3351 +01	.7821 +01
Na ⁺	.2054 -03	.3678 -03	.7045 -03	.1309 -02	.2817 -02	.4894 -02	.1351 -01
Na ⁻	.3884 -06	.2105 -05	.1348 -04	.7456 -04	.5022 -03	.1534 -02	.6759 -02
Na ₂	.5155 -05	.4720 -04	.5283 -03	.4724 -02	.5056 -01	.1917	.1041 +01
Na ₂ ⁺	.7463 -06	.4030 -05	.2552 -04	.1370 -03	.8583 -03	.2477 -02	.1031 -01
ρ	.6706 -01	.2022	.6774	.2048 +01	.6967 +01	.1429 +02	.3794 +02
h	.3973 +04	.3852 +04	.3769 +04	.3703 +04	.3598 +04	.3469 +04	.3206 +04
s	.9146 +01	.8715 +01	.8257 +01	.7844 +01	.7387 +01	.7116 +01	.6744 +01
M	.2273 +02	.2286 +02	.2297 +02	.2314 +02	.2361 +02	.2421 +02	.2566 +02
Γ	.1940	.2609	.3652	.5144	.8195	.1160 +01	.2077 +01
η	.1299 -02	.1325 -02	.1338 -02	.1333 -02	.1296 -02	.1246 -02	.1134 -02
λ'	.1972 -02	.1931 -02	.1878 -02	.1828 -02	.1748 -02	.1669 -02	.1500 -02
λ _Σ	.2022 -02	.1963 -02	.1904 -02	.1864 -02	.1833 -02	.1812 -02	.1760 -02
σ	.1987 +01	.1456 +01	.1040 +01	.7600	.5441	.4632	.4107
α	.7424 -04	.3242 -04	.4161 -05	— .8752 -05	— .1322 -04	— .1344 -04	— .1406 -04
λ _R	.1720 +05	.2650 +04	.4560 +03	.7280 +02	.9430 +01	.2850 +01	.5460

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

	T=5000 K						
e ⁻	.9413 -03	.1750 -02	.3471 -02	.6671 -02	.1491 -01	.2604 -01	.6744 -01
Na	.1240 -01	.3929 -01	.1354	.4124	.1376 +01	.2726 +01	.6594 +01
Na ⁺	.9408 -03	.1746 -02	.3449 -02	.6547 -02	.1412 -01	.2380 -01	.5847 -01
Na ⁻	.7322 -06	.4303 -05	.2920 -04	.1671 -03	.1155 -02	.3591 -02	.1660 -01
Na ₂	.1562 -05	.1568 -04	.1862 -03	.1725 -02	.1916 -01	.7491 -01	.4335
Na ₂ ⁺	.1300 -05	.7632 -05	.5154 -04	.2915 -03	.1943 -02	.5631 -02	.2557 -01
ρ	.5093 -01	.1568	.5319	.1615 +01	.5471 +01	.1112 +02	.2895 +02
h	.6558 +04	.5843 +04	.5388 +04	.5139 +04	.4947 +04	.4833 +04	.4629 +04
s	.9714 +01	.9153 +01	.8615 +01	.8162 +01	.7688 +01	.7418 +01	.7060 +01
M	.2148 +02	.2206 +02	.2247 +02	.2274 +02	.2309 +02	.2343 +02	.2424 +02
Γ	.2964	.4051	.5716	.7997	.1225 +01	.1664 +01	.2790 +01
η	.1213 -02	.1350 -02	.1447 -02	.1494 -02	.1503 -02	.1482 -02	.1406 -02
λ'	.2642 -02	.2725 -02	.2663 -02	.2534 -02	.2371 -02	.2274 -02	.2117 -02
λ _Σ	.2854 -02	.2857 -02	.2745 -02	.2597 -02	.2450 -02	.2387 -02	.2321 -02
σ	.8061 +01	.6193 +01	.4623 +01	.3673 +01	.3031 +01	.2803 +01	.2704 +01
α	.4754 -03	.3217 -03	.1863 -03	.9014 -04	.1764 -04	-.9727 -05	-.3643 -04
λ _R	.8660 +04	.1930 +04	.2650 +03	.4780 +02	.9770 +01	.3290 +01	.6910

Давление, ат

Величина	Давление, ат					
	1	3	10	30	100	200
						500
$T=6000\text{ K}$						
e^-	.2270 -02	.4540 -02	.9466 -02	.1862 -01	.4125 -01	.6972 -01
Na	.7599 -02	.2699 -01	.1009	.3213	.1106 +01	.2226 +01
Na ⁺	.2270 -02	.4537 -02	.9439 -02	.1846 -01	.4012 -01	.6634 -01
Na ⁻	.6868 -06	.4931 -05	.3823 -04	.2356 -03	.1704 -02	.5372 -02
Na ₂	.3759 -06	.4856 -05	.6781 -04	.6853 -03	.8081 -02	.3248 -01
Na ₂ ⁺	.1175 -05	.8431 -05	.6523 -04	.3997 -03	.2836 -02	.8749 -02
ρ	.3733 -01	.1204	.4224	.1306 +01	.4465 +01	.9083 +01
h	.1201 +05	.9718 +04	.8211 +04	.7402 +04	.6869 +04	.6654 +04
s	.1070 +02	.9777 +01	.9125 +01	.8571 +01	.8036 +01	.7749 +01
M	.1866 +02	.2011 +02	.2120 +02	.2187 +02	.2241 +02	.2272 +02
Γ	.3499	.4959	.7160	.1009 +01	.1523 +01	.2015 +01
η	.8269 -03	.1094 -02	.1333 -02	.1485 -02	.1580 -02	.1596 -02
λ'	.3315 -02	.3764 -02	.4010 -02	.3880 -02	.3585 -02	.3395 -02
λ_{Σ}	.3770 -02	.4073 -02	.4205 -02	.4013 -02	.3697 -02	.3501 -02
σ	.1914 +02	.1662 +02	.1348 +02	.1111 +02	.9842 +01	.1010 +02
α	.1050 -02	.8826 -03	.6353 -03	.4028 -03	.1787 -03	.6631 -04
λ_R	.7900 +04	.2210 +04	.3210 +03	.6640 +02	.1560 +02	.6150 +01

Величина	Давление, ат					
	1	3	10	30	100	200
$T=7000\text{ K}$						
e^-	.3453 —02	.7762 —02	.1761 —01	.3622 —01	.8135 —01	.1347
Na	.3557 —02	.1590 —01	.6924 —01	.2399	.8747	.1801 +01
Na ⁺	.3453 —02	.7759 —02	.1758 —01	.3606 —01	.8013 —01	.1309
Na ⁻	.3370 —06	.3382 —05	.3328 —04	.2344 —03	.1845 —02	.5945 —02
Na ₂	.5801 —07	.1158 —05	.2192 —04	.2619 —03	.3450 —02	.1446 —01
Na ₂ ⁺	.5656 —06	.5675 —05	.5579 —04	.3917 —03	.3047 —02	.9700 —02
ρ	.2675 —01	.9034 —01	.3321	.1059 +01	.3700 +01	.7578 +01
h	.2028 +05	.1593 +05	.1266 +05	.1079 +05	.9555 +04	.9090 +04
s	.1197 +02	.1081 +02	.9806 +01	.9091 +01	.8448 +01	.8122 +01
M	.1540 +02	.1732 +02	.1914 +02	.2038 +02	.2134 +02	.2178 +02
Γ	.3427	.5142	.7737	.1114 +01	.1682 +01	.2171 +01
η	.4423 —03	.7214 —03	.1047 —02	.1307 —02	.1513 —02	.1584 —02
λ'	.4111 —02	.5020 —02	.5864 —02	.6047 —02	.5773 —02	.5474 —02
λ_{Σ}	.4633 —02	.5470 —02	.6185 —02	.6271 —02	.5936 —02	.5631 —02
σ	.3030 +02	.2902 +02	.2506 +02	.2031 +02	.1532 +02	.1272 +02
α	.1673 —02	.1633 —02	.1410 —02	.1098 —02	.7483 —03	.5818 —03
λ_R	.1600 +05	.3800 +04	.5750 +03	.1140 +03	.2780 +02	.1170 +02
						.2966
						.4589 +01
						.2801
						.2825 —01
						.9077 —01
						.4478 —01
						.1972 +02
						.8641 +04
						.7726 +01
						.2230 +02
						.3316 +01
						.1611 —02
						.5069 —02
						.5260 —02
						.1064 +02
						.4320 —03
						.3680 +01

Давление, ат

Величина	T=8000 K						
	1	3	10	30	100	200	500
e ⁻	.3888 -02	.9874 -02	.2494 -01	.5476 -01	.1272	.2102	.4440
Na	.1421 -02	.8059 -02	.4303 -01	.1689	.6713	.1430 +01	.3774 +01
Na ⁺	.3888 -02	.9873 -02	.2493 -01	.5464 -01	.1262	.2068	.4283
Na ⁻	.1072 -06	.1542 -05	.2074 -01	.1770 -03	.1584 -02	.5340 -02	.2614 -01
Na ₂	.6531 -08	.2098 -06	.5964 -05	.9129 -04	.1423 -02	.6360 -02	.4243 -01
Na ₂ ⁺	.1780 -06	.2561 -05	.3442 -04	.2934 -03	.2610 -02	.8726 -02	.4188 -01
ρ	.2026 -01	.6846 -01	.2597	.8565	.3080 +01	.6382 +01	.1678 +02
h	.2820 +05	.2328 +05	.1841 +05	.1521 +05	.1296 +05	.1209 +05	.1126 +05
s	.1303 +02	.1179 +02	.1057 +02	.9679 +01	.8900 +01	.8520 +01	.8074 +01
M	.1327 +02	.1483 +02	.1683 +02	.1851 +02	.1995 +02	.2059 +02	.2125 +02
Γ	.2979	.4747	.7534	.1119 +01	.1713 +01	.2202 +01	.3268 +01
η	.2248 -03	.4322 -03	.7459 -03	.1056 -02	.1354 -02	.1483 -02	.1581 -02
λ'	.5062 -02	.6397 -02	.8046 -02	.8889 -02	.9049 -02	.8750 -02	.8153 -02
λ _Σ	.5404 -02	.6818 -02	.8424 -02	.9179 -02	.9259 -02	.8936 -02	.8347 -02
σ	.3971 +02	.4213 +02	.4104 +02	.3692 +02	.3064 +02	.2604 +02	.2210 +02
α	.2141 -02	.2304 -02	.2248 -02	.1946 -02	.1444 -02	.1137 -02	.8394 -03
λ _R	.3060 +05	.7610 +04	.1020 +04	.2260 +03	.4910 +02	.2060 +02	.6680 +01

Величина	Давление, ат					
	1	3	10	30	100	200
						500
$T=10000\text{ K}$						
e^-	.3535 -02	.1022 -01	.3077 -01	.7804 -01	.2014	.3417
Na	.2428 -03	.1814 -02	.1382 -01	.7229 -01	.3622	.8494
Na^+	.3535 -02	.1022 -01	.3077 -01	.7800 -01	.2009	.3399
Na^-	.9080 -08	.1961 -06	.4487 -05	.5917 -04	.7495 -03	.2898 -02
Na_0	.1019 -09	.5687 -08	.3289 -06	.8933 -05	.2200 -03	.1185 -02
Na_2^+	.1494 -07	.3227 -06	.7382 -05	.9733 -04	.1230 -02	.4743 -02
ρ	.1442 -01	.4593 -01	.1702	.5745	.2163 +01	.4594 +01
h	.3714 +05	.3448 +05	.2991 +05	.2523 +05	.2092 +05	.1903 +05
s	.1404 +02	.1305 +02	.1186 +02	.1079 +02	.9780 +01	.9287 +01
M	.1188 +02	.1243 +02	.1361 +02	.1515 +02	.1700 +02	.1798 +02
Γ	.2035	.3458	.5991	.9558	.1537 +01	.1996 +01
η	.8899 -04	.1747 -03	.3616 -03	.6267 -03	.9819 -03	.1183 -02
λ'	.7274 -02	.9261 -02	.1247 -01	.1545 -01	.1810 -01	.1873 -01
λ_Σ	.7351 -02	.9421 -02	.1272 -01	.1574 -01	.1834 -01	.1895 -01
σ	.5228 +02	.6068 +02	.6858 +02	.7022 +02	.6510 +02	.5966 +02
α	.2783 -02	.3256 -02	.3742 -02	.3874 -02	.3507 -02	.3080 -02
λ_R	.4110 +06	.6220 +05	.6890 +04	.1330 +04	.2110 +03	.8220 +02
						.7054
						.2468 +01
						.6955
						.1595 -01
						.9481 -02
						.2588 -01
						.1240 +02
						.1712 +05
						.8719 +01
						.1906 +02
						.2900 +01
						.1401 -02
						.1835 -01
						.1855 -01
						.5183 +02
						.2441 -02
						.2510 +02

217

Давление, ат

Величина

1

3

10

30

100

200

500

 $T=15000\text{ K}$ e^-

.2395 —02

.7220 —02

.2409 —01

.7127 —01

.2247

.4234

.9454

Na

.1273 —04

.1090 —03

.1090 —02

.8230 —02

.6519 —01

.1966

.7616

 Na^+

.2395 —02

.7220 —02

.2409 —01

.7127 —01

.2247

.4232

.9438

 Na^{++}

.7751 —13

.8586 —13

.1015 —12

.1248 —12

.1643 —12

.1957 —12

.2475 —12

 Na^-

.1110 —09

.2860 —08

.9545 —07

.2125 —05

.5258 —04

.2947 —03

.2451 —02

 Na_s

.9769 —13

.7151 —11

.7150 —09

.4052 —07

.2503 —05

.2229 —04

.3179 —03

 Na_2^+

.1821 —09

.4694 —08

.1567 —06

.3487 —05

.8628 —04

.4834 —03

.4015 —02

 ρ

.9191 —02

.2797 —01

.9609 —01

.3034

.1107 +01

.2370 +01

.6550 +01

 h

.4795 +05

.4727 +05

.4580 +05

.4331 +05

.3905 +05

.3606 +05

.3206 +05

 s

.1493 +02

.1411 +02

.1318 +02

.1228 +02

.1125 +02

.1065 +02

.9907 +01

 M

.1153 +02

.1158 +02

.1175 +02

.1212 +02

.1296 +02

.1368 +02

.1485 +02

 Γ

.9124 —01

.1584

.2891

.4962

.8788

.1208 +01

.1801 +01

 η

.8570 —04

.1168 —03

.1860 —03

.3115 —03

.5682 —03

.7726 —03

.1092 —02

 λ'

.1469 —01

.1789 —01

.2324 —01

.3026 —01

.4143 —01

.4753 —01

.5475 —01

 λ_{Σ}

.1469 —01

.1790 —01

.2327 —01

.3033 —01

.4156 —01

.4768 —01

.5494 —01

 σ

.7745 +02

.8992 +02

.1075 +03

.1262 +03

.1434 +03

.1480 +03

.1395 +03

 α

.410.6 —02

.4773 —02

.5726 —02

.6776 —02

.7795 —02

.8044 —02

.7383 —02

 λ_R

.5290 +08

.7180 +07

.5080 +06

.5210 +05

.6450 +04

.1860 +04

.4300 +03

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500
$T=20000\text{ K}$							
e^-	.1790 —02	.5394 —02	.1811 —01	.5466 —01	.1818	.3593	.8644
Na	.2002 —05	.1756 —04	.1853 —03	.1533 —02	.1441 —01	.4961 —01	.2349
Na ⁺	.1790 —02	.5393 —02	.1811 —01	.5465 —01	.1818	.3593	.7642
Na ⁺⁺	.1057 —08	.1127 —08	.1261 —08	.1470 —08	.1852 —08	.2172 —08	.2739 —08
Na ⁻	.7019 —11	.1855 —09	.6572 —08	.1637 —06	.5093 —05	.3440 —04	.3831 —03
Na ₂	.1481 —14	.1139 —12	.1268 —10	.8640 —09	.7557 —07	.8839 —06	.1907 —04
Na ₂ ⁺	.1155 —10	.3052 —09	.1081 —07	.2693 —06	.8379 —05	.5659 —04	.6300 —03
ρ	.6837 —02	.2065 —01	.6980 —01	.2144	.7489	.1561 +01	.4200 +01
h	.5725 +05	.5686 +05	.5604 +05	.5465 +05	.5194 +05	.4961 +05	.4569 +05
s	.1546 +02	.1466 +02	.1377 +02	.1293 +02	.1199 +02	.1143 +02	.1067 +02
M	.1150 +02	.1151 +02	.1155 +02	.1165 +02	.1193 +02	.1224 +02	.1288 +02
Γ	.5123 —01	.8893 —01	.1629	.2828	.5150	.7242	.1121 +01
η	.1340 —04	.1661 —03	.2195 —03	.3083 —03	.4866 —03	.6601 —03	.9536 —03
λ'	.2497 —01	.2994 —01	.3708 —01	.4720 —01	.6375 —01	.7819 —01	.9647 —01
λ_{Σ}	.2498 —01	.2994 —01	.3709 —01	.4722 —01	.6378 —01	.7824 —01	.9655 —01
σ	.1038 +03	.1185 +03	.1397 +03	.1651 +03	.1989 +03	.2187 +03	.2293 +03
α	.5504 —02	.6284 —02	.7411 —02	.8772 —02	.1061 —01	.1168 —01	.1265 —01
λ_R	.1120 +10	.1670 +09	.9840 +07	.8260 +06	.9240 +05	.2280 +05	.4380 +04

Давление, ат

Величина	T=25000 K						
	1	3	10	30	100	200	500
e ⁻	.1428 —02	.4299 —02	.1441 —01	.4357 —01	.1465	.2936	.7290
Na	.5198 —06	.4605 —05	.4957 —04	.4236 —03	.4258 —02	.1556 —01	.8178 —01
Na ⁺	.1428 —02	.4299 —02	.1441 —01	.4357 —01	.1465	.2936	.7290
Na ⁺⁺	.3476 —06	.3630 —06	.3928 —06	.4398 —06	.5278 —06	.6045 —06	.7457 —06
Na ⁻	.9843 —12	.2624 —10	.9471 —09	.2444 —07	.8232 —06	.5998 —05	.7720 —04
Na ₂	.7958 —16	.6245 —14	.7233 —12	.5273 —10	.5293 —08	.7000 —07	.1884 —05
Na ₂ ⁺	.1623 —11	.4327 —10	.1562 —08	.4031 —07	.1358 —05	.9895 —05	.1273 —03
ρ	.5451 —02	.1642 —01	.5520 —01	.1679	.5752	.1180 +01	.3095 +01
h	.6647 +05	.6614 +05	.6553 +05	.6454 +05	.6261 +05	.6086 +05	.5765 +05
s	.1588 +02	.1507 +02	.1419 +02	.1337 +02	.1246 +02	.1193 +02	.1120 +02
M	.1150 +02	.1150 +02	.1151 +02	.1155 +02	.1166 +02	.1179 +02	.1211 +02
Γ	.3275 —01	.5661 —01	.1040	.1808	.3312	.4688	.7378
η	.2022 —03	.2433 —03	.3033 —03	.3955 —03	.5633 —03	.7201 —03	.1035 —02
λ'	.3840 —01	.4535 —01	.5471 —01	.6780 —01	.8838 —01	.1055	.1368
λ _Σ	.3842 —01	.4536 —01	.5472 —01	.6781 —01	.8840 —01	.1056	.1369
σ	.1317 +03	.1486 +03	.1724 +03	.2008 +03	.2406 +03	.2665 +03	.2988 +03
α	.6986 —02	.7876 —02	.9138 —02	.1065 —01	.1279 —01	.1417 —01	.1582 —01
λ _R	—	—	.8560 +08	.6410 +07	.7050 +06	.1770 +06	.2860 +05

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500
T=30 000 K							
e ⁻	.1197 —02	.3583 —02	.1198 —01	.3614 —01	.1216	.2446	.6141
Na	.1787 —06	.1605 —05	.1752 —04	.1524 —03	.1583 —02	.5957 —02	.3310 —01
Na ⁺	.1163 —02	.3548 —02	.1194 —01	.3610 —01	.1216	.2445	.6141
Na ⁺⁺	.1699 —04	.1786 —04	.1903 —04	.2078 —04	.2402 —04	.2688 —04	.3228 —04
Na ⁻	.2154 —12	.5791 —11	.2112 —09	.5539 —08	.1932 —06	.1457 —05	.2013 —04
Na ₂	—	.6751 —15	.8029 —13	.6068 —11	.6520 —09	.9174 —08	.2779 —06
Na ₂ ⁺	.3459 —12	.9480 —11	.3480 —09	.9146 —08	.3193 —06	.2409 —05	.3328 —04
ρ	.4503 —02	.1361 —01	.4570 —01	.1384	.4700	.9561	.2470 +01
h	.7878 +05	.7642 +05	.7518 +05	.7417 +05	.7255 +05	.7114 +05	.6849 +05
s	.1632 +02	.1545 +02	.1454 +02	.1372 +02	.1282 +02	.1230 +02	.1159 +02
M	.1141 +02	.1147 +02	.1149 +02	.1151 +02	.1157 +02	.1163 +02	.1180 +02
Γ	.2297 —01	.3945 —01	.7219 —01	.1253	.2297	.3257	.5157
η	.2696 —03	.3310 —03	.4171 —03	.5140 —03	.7003 —03	.8575 —03	.1169 —02
λ'	.5211 —01	.6339 —01	.7823 —01	.9352 —01	.1201	.1403	.1763
λ _Σ	.5266 —01	.6377 —01	.7835 —01	.9359 —01	.1202	.1403	.1764
σ	.1545 +03	.1775 +03	.2059 +03	.2387 +03	.2811 +03	.3099 +03	.3467 +03
α	.8502 —02	.9539 —02	.1096 —01	.1267 —01	.1493 —01	.1636 —01	.1837 —01
λ _R	—	—	.6610 +09	.5810 +08	.5660 +07	.1360 +07	.2000 +06

Давление, ат

Величина	Давление, ат					
	1	3	10	30	100	200 500

$T=40\,000\text{ K}$						
e^-	.1123 —02	.3178 —02	.9839 —02	.2817 —01	.9198 —01	.1836 .4606
Na	.1059 —07	.1769 —06	.2851 —05	.2939 —04	.3357 —03	.1319 —02 .7802 —02
Na ⁺	.2003 —03	.1194 —02	.6328 —02	.2340 —01	.8609 —01	.1771 .4530
Na ⁺⁺	.4614 —03	.9918 —03	.1755 —02	.2383 —02	.2940 —02	.3268 —02 .3806 —02
Na [—]	.8137 —14	.3846 —12	.1919 —10	.5663 —09	.2109 —07	.1651 —06 .2436 —05
Na ₂	—	—	.1875 —14	.1990 —12	.2590 —10	.3981 —09 .1379 —07
Na ₂ ⁺	.2401 —14	.2392 —12	.2044 —10	.7787 —09	.3268 —07	.2635 —06 .3966 —05
ρ	.2525 —02	.8342 —02	.3086 —01	.9851 —01	.3410 .6932	.1773 +01 .9069 +05
h	.2572 +06	.1998 +06	.1440 +06	.1143 +06	.9937 +05	.9491 +05 .1223 +02
s	.2127 +02	.1882 +02	.1642 +02	.1483 +02	.1358 +02	.1297 +02 .1155 +02
M	.8524 +01	.9370 +01	.1037 +02	.1099 +02	.1133 +02	.1143 +02 .2915
Γ	.1704 —01	.2755 —01	.4584 —01	.7481 —01	.1318 .1850	.1546 —02 .2661
η	.6860 —04	.1432 —03	.3227 —03	.5932 —03	.9392 —03	.1173 —02 .2683
λ'	.4943 —01	.6144 —01	.8321 —01	.1186 .1267	.1709 .1758	.2084 .2119
λ_s	.5289 —01	.6880 —01	.9296 —01	.2638 +03	.3416 +03	.3923 +03 .4699 +03
σ	.1437 +03	.1667 +03	.2077 +03	.1649 —01	.1957 —01	.2179 —01 .2548 —01
α	.1107 —01	.1239 —01	.1428 —01	—	.6920 +08	.1620 +08 .2350 +07
λ_R	—	—	—	—	—	—

Т а б л и ц а 5.3. Теплофизические свойства плазмы калия ($M=39,1$)

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

$T=4000\text{ K}$							
e^-	.6714 -03	.1246 -02	.2525 -02	.5186 -02	.1430 -01	.3212 -01	.1530
K	.1648 -01	.5090 -01	.1725	.5197	.1711 +01	.3354 +01	.8075 +01
K^+	.6701 -03	.1238 -02	.2473 -02	.4910 -02	.1264 -01	.2731 -01	.1293
K^-	.2034 -05	.1159 -04	.7783 -04	.4517 -03	.3301 -02	.1078 -01	.5409 -01
K_2	.3976 -05	.3793 -04	.4353 -03	.3942 -02	.4249 -01	.1614	.8657
K_2^+	.3452 -05	.1958 -04	.1296 -03	.7272 -03	.4961 -02	.1559 -01	.7775 -01
ρ	.1114	.3392	.1144 +01	.3468 +01	.1183 +02	.2431 +02	.6584 +02
h	.2750 +04	.2558 +04	.2434 +04	.2362 +04	.2291 +04	.2237 +04	.2145 +04
s	.5667 +01	.5379 +01	.5088 +01	.4836 +01	.4565 +01	.4410 +01	.4207 +01
M	.3764 +02	.3823 +02	.3867 +02	.3906 +02	.3982 +02	.4067 +02	.4240 +02
Γ	.3498	.4792	.6879	.1008 +01	.1789 +01	.2788 +01	.6121 +01
η	.1157 -02	.1234 -02	.1283 -02	.1296 -02	.1269 -02	.1220 -02	.1097 -02
λ'	.1416 -02	.1382 -02	.1305 -02	.1227 -02	.1146 -02	.1091 -02	.9951 -03
λ_Σ	.1499 -02	.1434 -02	.1341 -02	.1263 -02	.1206 -02	.1184 -02	.1158 -02
σ	.3927 +01	.2792 +01	.1865 +01	.1303 +01	.9620	.8856	.9891
α	.1809 -03	.1104 -03	.5884 -04	.3285 -04	.1997 -04	.1700 -04	.1659 -04
λ_R	.2740 +04	.6000 +03	.1100 +03	.1960 +02	.2500 +01	.7370	.1300

Величина	Давление, ат					
	1	3	10	30	100	200
$T=5000\text{ K}$						
e^-	.2196 -02	.4345 -02	.9139 -02	.1871 -01	.4753 -01	.9490 -01
K	.1006 -01	.3458 -01	.1255	.3927	.1334 +01	.2668 +01
K^+	.2194 -02	.4333 -02	.9052 -02	.1819 -01	.4407 -01	.8462 -01
K^-	.2017 -05	.1366 -04	.1028 -03	.6317 -03	.4732 -02	.1550 -01
K_2	.8563 -06	.1021 -04	.1342 -03	.1307 -02	.1485 -01	.5792 -01
K_2^+	.3761 -05	.2542 -04	.1899 -03	.1146 -02	.8187 -02	.2578 -01
ρ	.7963 -01	.2531	.8781	.2703 +01	.9275 +01	.1905 +02
h	.5316 +04	.4456 +04	.3898 +04	.3602 +04	.3410 +04	.3336 +04
s	.6231 +01	.5797 +01	.5411 +01	.5110 +01	.4813 +01	.4653 +01
M	.3318 +02	.3521 +02	.3671 +02	.3763 +02	.3844 +02	.3895 +02
Γ	.4515	.6378	.9266	.1336 +01	.2206 +01	.3202 +01
η	.8243 -03	.1040 -02	.1221 -02	.1324 -02	.1364 -02	.1342 -02
λ'	.2175 -02	.2364 -02	.2331 -02	.2172 -02	.1967 -02	.1871 -02
λ_{Σ}	.2423 -02	.2528 -02	.2436 -02	.2249 -02	.2045 -02	.1968 -02
σ	.1218 +02	.9723 +01	.7167 +01	.5313 +01	.4000 +01	.3644 +01
α	.6590 -03	.4994 -03	.3276 -03	.2062 -03	.1253 -03	.1010 -03
λ_R	.1990 +04	.4750 +03	.1010 +03	.2250 +02	.3770 +01	.1360 +01
						.3325
						.6679 +01
						.2860
						.7695 -01
						.3223
						.1235
						.5149 +02
						.3257 +04
						.4455 +01
						.3967 +02
						.6165 +01
						.1237 -02
						.1799 -02
						.1952 -02
						.3778 +01
						.8874 -04
						.3150 +00

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500
T=6000 K							
e ⁻	.3789 -02	.8419 -02	.1915 -01	.4034 -01	.9883 -01	.1829	.5217
K	.4692 -02	.1998 -01	.8408 -01	.2856	.1024 +01	.2105 +01	.5427 +01
K ⁺	.3788 -02	.8411 -02	.1907 -01	.3979 -01	.9465 -01	.1700	.4645
K ⁻	.9144 -06	.8625 -05	.8173 -04	.5681 -03	.4526 -02	.1491 -01	.7273 -01
K ₂	.1159 -06	.2092 -05	.3693 -04	.4220 -03	.5311 -02	.2151 -01	.1242
K ₂ ⁺	.1834 -05	.1728 -04	.1632 -03	.1124 -02	.8695 -02	.2781 -01	.1299
ρ	.5507 -01	.1845	.6725	.2136 +01	.7490 +01	.1550 +02	.4200 +02
h	.9641 +04	.7709 +04	.6296 +04	.5501 +04	.4983 +04	.4794 +04	.4609 +04
s	.7016 +01	.6386 +01	.5845 +01	.5453 +01	.5098 +01	.4917 +01	.4700 +01
M	.2703 +02	.3018 +02	.3306 +02	.3498 +02	.3642 +02	.3703 +02	.3755 +02
Γ	.4516	.6745	.1016 +01	.1478 +01	.2361 +01	.3264 +01	.5658 +01
η	.4233 -03	.6682 -03	.9430 -03	.1154 -02	.1299 -02	.1325 -02	.1268 -02
λ'	.3118 -02	.3759 -02	.4098 -02	.4104 -02	.3800 -02	.3615 -02	.3540 -02
λ _Σ	.3451 -02	.4036 -02	.4294 -02	.4244 -02	.3912 -02	.3730 -02	.3688 -02
σ	.2383 +02	.2186 +02	.1833 +02	.1480 +02	.1163 +02	.1051 +02	.1036 +02
α	.1282 -02	.1140 -02	.8696 -03	.6027 -03	.3723 -03	.2860 -03	.2235 -03
λ _R	.2760 +04	.6160 +03	.1280 +03	.3230 +02	.7100 +01	.3050 +01	.9850

Величина	Давление, ат					
	1	3	10	30	100	200
T=7000 K						
e ⁻	.4400 -02	.1112 -01	.2816 -01	.6275 -01	.1542	.2740
K	.1791 -02	.9801 -02	.5079 -01	.1958	.7694	.1635 +01
K ⁺	.4400 -02	.1112 -01	.2811 -01	.6234 -01	.1506	.2623
K ⁻	.2462 -06	.3396 -05	.4423 -04	.3717 -03	.3339 -02	.1131 -01
K ₂	.1063 -07	.3174 -06	.8465 -05	.1240 -03	.1847 -02	.7967 -02
K ₂ ⁺	.5224 -06	.7205 -05	.9370 -04	.7838 -03	.6901 -02	.2298 -01
ρ	.4019 -01	.1359	.5137	.1689 +01	.6105 +01	.1279 +02
h	.1398 +05	.1163 +05	.9383 +04	.7930 +04	.6906 +04	.6511 +04
s	.7687 +01	.6989 +01	.6319 +01	.5826 +01	.5392 +01	.5180 +01
M	.2286 +02	.2554 +02	.2887 +02	.3159 +02	.3387 +02	.3481 +02
Γ	.3869	.6151	.9770	.1458 +01	.2314 +01	.3113 +01
η	.2011 -03	.3788 -03	.6424 -03	.9019 -03	.1137 -02	.1221 -02
λ'	.4132 -02	.5292 -02	.6356 -02	.7011 -02	.6965 -02	.6727 -02
λ _Σ	.4354 -02	.5564 -02	.6600 -02	.7203 -02	.7110 -02	.6862 -02
σ	.3383 +02	.3438 +02	.3167 +02	.2729 +02	.2228 +02	.2011 +02
α	.1825 -02	.1855 -02	.1641 -02	.1274 -02	.8441 -03	.6451 -03
λ _R	.5850 +04	.1000 +04	.2200 +03	.5700 +02	.1360 +02	.5650 +01

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

	$T=8000\text{ K}$						
e^-	.4281 -02	.1183 -01	.3317 -01	.7927 -01	.2007	.3514	.8138
K	.6801 -03	.4480 -02	.2852 -01	.1275	.5610	.1248 +01	.3471 +01
K^+	.4282 -02	.1183 -01	.3315 -01	.7903 -01	.1982	.3427	.7719
K^-	.5855 -07	.1063 -05	.1889 -04	.1983 -03	.2083 -02	.7471 -02	.3787 -01
K_2	.9964 -09	.4312 -07	.1734 -05	.3411 -04	.6328 -03	.2979 -02	.1996 -01
K_2^+	.1299 -06	.2361 -05	.4187 -04	.4389 -03	.4567 -02	.1618 -01	.7975 -01
ρ	.3220 -01	.1059	.4009	.1348 +01	.5008 +01	.1062 +02	.2908 +02
h	.1695 +05	.1504 +05	.1256 +05	.1057 +05	.8994 +04	.8344 +04	.7685 +04
s	.8084 +01	.7445 +01	.6742 +01	.6176 +01	.5668 +01	.5422 +01	.5137 +01
M	.2099 +02	.2267 +02	.2545 +02	.2835 +02	.3120 +02	.3250 +02	.3373 +02
Γ	.3127	.5194	.8681	.1340 +01	.2151 +01	.2860 +01	.4383 +01
η	.1127 -03	.2231 -03	.4293 -03	.6788 -03	.9595 -03	.1088 -02	.1181 -02
λ'	.5120 -02	.6670 -02	.8782 -02	.1043 -01	.1133 -01	.1126 -01	.1110 -01
λ_{Σ}	.5222 -02	.6844 -02	.9006 -02	.1064 -01	.1150 -01	.1141 -01	.1124 -01
σ	.4124 +02	.4512 +02	.4543 +02	.4166 +02	.3531 +02	.3192 +02	.2928 +02
α	.2208 -02	.2440 -02	.2430 -02	.2096 -02	.1512 -02	.1182 -02	.8484 -03
λ_R	.2060 +05	.3250 +04	.5230 +03	.1080 +03	.2330 +02	.9980 +01	.3230 +01

Давление, ат

Величина	Давление, ат					
	1	3	10	30	100	200 500

$T=10\,000\text{ K}$						
e^-	.3592 -02	.1063 -01	.3361 -01	.9055 -01	.2506	.4442 .9782
K	.1341 -03	.1047 -02	.8702 -02	.5054 -01	.2830	.7015 .2177 +01
K^+	.3592 -02	.1063 -01	.3360 -01	.9050 -01	.2497	.4405 .9572
K^-	.4694 -08	.1084 -06	.2836 -05	.4390 -04	.6548 -03	.2726 -02 .1589 -01
K_2	.1883 -10	.1145 -08	.7862 -07	.2609 -05	.7829 -04	.4565 -03 .3832 -02
K_2^+	.1114 -07	.2571 -06	.6730 -05	.1041 -03	.1548 -02	.6414 -02 .3689 -01
K^{++}	.3406 -13	.4048 -13	.5159 -13	.6643 -13	.8877 -13	.1055 -12 .1348 -12
ρ	.2418 -01	.7579 -01	.2747	.9170	.3482 +01	.7518 +01 .2097 +02
h	.2039 +05	.1945 +05	.1766 +05	.1550 +05	.1317 +05	.1203 +05 .1077 +05
s	.8472 +01	.7940 +01	.7311 +01	.6723 +01	.6128 +01	.5826 +01 .5474 +01
M	.1991 +02	.2047 +02	.2180 +02	.2384 +02	.2671 +02	.2838 +02 .3031 +02
Γ	.2051	.3527	.6261	.1026 +01	.1701 +01	.2270 +01 .3400 +01
η	.7341 -04	.1235 -03	.2382 -03	.4175 -03	.6959 -03	.8675 -03 .1062 -02
λ'	.7384 -02	.9479 -02	.1312 -01	.1697 -01	.2151 -01	.2316 -01 .2400 -01
λ_Σ	.7405 -02	.9529 -02	.1322 -01	.1712 -01	.2170 -01	.2330 -01 .2413 -01
σ	.5246 +02	.6086 +02	.6860 +02	.7025 +02	.6458 +02	.5909 +02 .5195 +02
α	.2790 -02	.3255 -02	.3699 -02	.3750 -02	.3188 -02	.2647 -02 .1914 -02
λ_R	.1710 +06	.2710 +05	.2960 +04	.5000 +03	.9170 +02	.3640 +02 .1130 +02

Давление, ат

Величина	T=12 000 K						
	1	3	10	30	100	200	500
e ⁻	.3006 — 02	.9035 — 02	.2979 — 01	.8572 — 01	.2574	.4728	.1044 + 01
K	.3859 — 04	.3196 — 03	.2994 — 02	.2044 — 01	.1397	.3854	.1346 + 01
K ⁺	.3006 — 02	.9036 — 02	.2979 — 01	.8570 — 01	.2571	.4704	.1035 + 01
K ⁻	.6545 — 09	.1628 — 07	.5016 — 06	.9775 — 05	.1954 — 03	.9506 — 03	.6564 — 02
K ₂	.9241 — 12	.6330 — 10	.5527 — 08	.2541 — 06	.1141 — 04	.8267 — 04	.8895 — 03
K ₂ ⁺	.1627 — 08	.4049 — 07	.1244 — 05	.2430 — 04	.4852 — 03	.2356 — 02	.1617 — 01
K ⁺⁺	.1957 — 10	.2252 — 10	.2788 — 10	.3555 — 10	.4784 — 10	.5722 — 10	.7313 — 10
ρ	.1976 — 01	.6071 — 01	.2128	.6892	.2583 + 01	.5592 + 01	.1572 + 02
h	.2287 + 05	.2232 + 05	.2717 + 05	.1944 + 05	.1701 + 05	.1556 + 05	.1379 + 05
s	.8698 + 01	.8202 + 01	.7631 + 01	.7080 + 01	.6472 + 01	.6141 + 01	.5741 + 01
M	.1968 + 02	.1989 + 02	.2049 + 02	.2164 + 02	.2376 + 02	.2531 + 02	.2746 + 02
Γ	.1428	.2475	.4489	.7602	.1313 + 01	.1780 + 01	.2664 + 01
η	.7563 — 04	.1052 — 03	.1684 — 03	.2803 — 03	.4844 — 03	.6482 — 03	.8836 — 03
λ'	.1000 — 01	.1258 — 01	.1708 — 01	.2376 — 01	.3334 — 01	.4020 — 01	.4787 — 01
λ _Σ	.1001 — 01	.1260 — 01	.1711 — 01	.2382 — 01	.3344 — 01	.4034 — 01	.4806 — 01
σ	.6237 + 02	.7296 + 02	.8689 + 02	.9488 + 02	.9521 + 02	.9024 + 02	.8043 + 02
α	.3309 — 02	.3881 — 02	.4994 — 02	.5087 — 02	.4948 — 02	.4441 — 02	.3468 — 02
λ _R	.9950 + 06	.1360 + 06	.1460 + 05	.2300 + 04	.3450 + 03	.1270 + 03	.3680 + 02

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

T=15 000 K							
e ⁻	.2398 —02	.7236 —02	.2425 —01	.7243 —01	.2332	.4471	.1027 +01
K	.9219 —05	.7911 —04	.7988 —03	.6143 —02	.5073 —01	.1584	.6483
K ⁺	.2398 —02	.7235 —02	.2425 —01	.7243 —01	.2332	.4467	.1024 +01
K ⁻	.6946 —10	.1798 —08	.6073 —07	.1388 —05	.3629 —04	.2118 —03	.1854 —02
K ₂	.3179 —13	.2339 —11	.2377 —09	.1393 —07	.9215 —06	.8631 —05	.1306 —03
K ₂ ⁺	.1812 —09	.4691 —08	.1585 —06	.3623 —05	.9467 —04	.5524 —03	.4824 —02
K ⁺⁺	.1205 —07	.1335 —07	.1579 —07	.1947 —07	.2582 —07	.3089 —07	.3939 —07
ρ	.1562 —01	.4747 —01	.1625	.5100	.1844 +01	.3936 +01	.1093 +02
h	.2626 +05	.2592 +05	.2521 +05	.2404 +05	.2200 +05	.2050 +05	.1834 +05
s	.8949 +01	.8470 +01	.7931 +01	.7420 +01	.6838 +01	.6500 +01	.6067 +01
M	.1959 +02	.1966 +02	.1987 +02	.2035 +02	.2148 +02	.2252 +02	.2433 +02
Γ	.9128 —01	.1585	.2901	.5008	.8966	.1241 +01	.1876 +01
η	.1050 —03	.1338 —03	.1889 —03	.2779 —03	.4584 —03	.6140 —03	.8906 —03
λ'	.1491 —01	.1819 —01	.2376 —01	.3156 —01	.4553 —01	.5621 —01	.7401 —01
λ _Σ	.1491 —01	.1819 —01	.2377 —01	.3158 —01	.4557 —01	.5627 —01	.7411 —01
σ	.7745 +02	.8979 +02	.1065 +03	.1227 +03	.1338 +03	.1333 +03	.1248 +03
α	.4106 —02	.4764 —02	.5666 —02	.6645 —02	.7056 —02	.6826 —02	.5859 —02
λ _R	.7500 +07	.1100 +07	.1290 +06	.1810 +05	.2330 +04	.7000 +03	.1860 +03

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

$T=20\,000\text{ K}$							
e^-	.1794 -02	.5401 -02	.1813 -01	.5482 -01	.1833	.3643	.8868
K	.1592 -05	.1402 -04	.1484 -03	.1232 -02	.1174 -01	.4105 -01	.2007
K^+	.1778 -02	.5384 -02	.1811 -01	.5479 -01	.1833	.3643	.8863
K^{++}	.8198 -05	.8792 -05	.9858 -05	.1150 -04	.1451 -04	.1705 -04	.2157 -04
K^{+++}	.3228 -11	.1244 -11	.4706 -12	.2107 -12	.9669 -13	.6485 -13	.4036 -13
K^-	.4921 -11	.1304 -09	.4628 -08	.1159 -06	.3659 -05	.2507 -04	.2863 -03
K_2	.6342 -15	.4913 -13	.5493 -11	.3770 -09	.3359 -07	.4003 -06	.8910 -04
K_2^+	.1337 -10	.3564 -09	.1268 -07	.3178 -06	.1003 -04	.6874 -04	.7849 -02
ρ	.1160 -01	.3509 -01	.1186	.3637	.1266 +01	.2632 +01	.7067 +01
h	.3212 +05	.3164 +05	.3110 +05	.3033 +05	.2892 +05	.2772 +05	.2565 +05
s	.9285 +01	.8798 +01	.8269 +01	.7781 +01	.7233 +01	.6909 +01	.6476 +01
M	.1951 +02	.1956 +02	.1962 +02	.1977 +02	.2016 +02	.2060 +02	.2156 +02
Γ	.5141 -01	.8905 -01	.1630	.2833	.5174	.7992	.1135 +01
η	.1712 -03	.2114 -03	.2724 -03	.3666 -03	.5433 -03	.7142 -03	.1006 -02
λ'	.2503 -01	.3028 -01	.3765 -01	.4816 -01	.6609 -01	.8261 -01	.1076
λ_Σ	.2509 -01	.3031 -01	.3767 -01	.4817 -01	.6611 -01	.8263 -01	.1077
σ	.1036 +03	.1164 +03	.1392 +03	.1627 +03	.1898 +03	.2015 +03	.2060 +03
α	.5515 -02	.6286 -02	.7385 -02	.8642 -02	.1007 -01	.1060 -01	.1042 -01
λ_R	.1300 +09	.1630 +08	.1880 +07	.2240 +06	.2720 +05	.8130 +04	.1820 +04

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500
$T=25\,000\text{ K}$							
e^-	.1576 -02	.4503 -02	.1467 -01	.4391 -01	.1472	.2954	.7365
K	.3328 -06	.3464 -05	.3992 -04	.3492 -03	.3560 -02	.1313 -01	.7042 -01
K^+	.9992 -03	.3720 -02	.1372 -01	.4280 -01	.1459	.2938	.7347
K^{++}	.2883 -03	.3914 -03	.4779 -03	.5570 -03	.6791 -03	.7811 -03	.9673 -03
K^{+++}	.3798 -07	.1903 -07	.7811 -08	.3429 -08	.1478 -08	.9499 -09	.5568 -09
K^-	.6268 -12	.1864 -10	.6996 -09	.1828 -07	.6211 -06	.4556 -05	.5935 -04
ρ	.8358 -02	.2670 -01	.9240 -01	.2836	.9742	.1997 +01	.5232 +01
h	.5773 +05	.4578 +05	.3983 +05	.3739 +05	.3559 +05	.3448 +05	.3263 +05
s	.1039 +02	.9410 +01	.8651 +01	.8093 +01	.7528 +01	.7208 +01	.6781 +01
M	.1758 +02	.1867 +02	.1925 +02	.1950 +02	.1974 +02	.1995 +02	.2043 +02
Γ	.3741 -01	.6061 -01	.1066	.1827	.3329	.4709	.7420
η	.1534 -03	.2509 -03	.3624 -03	.4882 -03	.6861 -03	.8609 -03	.1215 -02
λ'	.2647 -01	.3706 -01	.5109 -01	.6685 -01	.8958 -01	.1082	.1446
λ_Z	.2861 -01	.3847 -01	.5183 -01	.6725 -01	.8980 -01	.1084	.1447
σ	.1037 +03	.1307 +03	.1642 +03	.1987 +03	.2469 +03	.2827 +03	.3422 +03
α	.6786 -02	.7785 -02	.9132 -02	.1074 -01	.1320 -01	.1508 -01	.1826 -01
λ_R	.1410 +10	.1450 +09	.2300 +08	.2070 +07	.2010 +06	.6180 +05	.1170 +05

Давление, ат

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500
$T=30\,000\text{ K}$							
e^-	.1543 —02	.4449 —02	.1386 —01	.3924 —01	.1263	.2505	.6240
K	.2568 —07	.4962 —06	.9398 —05	.1060 —03	.1218 —02	.4866 —02	.2796 —01
K^+	.1550 —03	.1059 —02	.6643 —02	.2771 —01	.1100	.2313	.6000
K^{++}	.6876 —03	.1689 —02	.3607 —02	.5764 —02	.8158 —02	.9639 —02	.1202 —01
K^{+++}	.4352 —05	.3891 —05	.2867 —05	.1774 —05	.8956 —06	.5892 —06	.3428 —06
K^-	.3656 —13	.2036 —11	.1201 —09	.3832 —08	.1446 —06	.1112 —05	.1562 —04
ρ	.5497 —02	.1786 —01	.6660 —01	.2179	.7747	.1595 +01	.4153 +01
h	.1203 +06	.1007 +06	.7566 +05	.5848 +05	.4809 +05	.4466 +05	.4134 +05
s	.1268 +02	.1139 +02	.9934 +01	.6846 +01	.7976 +01	.7573 +01	.7095 +01
M	.1386 +02	.1494 +02	.1663 +02	.1803 +02	.1900 +02	.1936 +02	.1980 +02
Γ	.3122 —01	.5168 —01	.8712 —01	.1398	.2415	.3359	.5246
η	.4950 —04	.1029 —03	.2408 —03	.4578 —03	.7751 —03	.1007 —02	.1404 —02
λ'	.2831 —01	.3500 —01	.4860 —01	.6952 —01	.1041	.1309	.1748
λ_Σ	.2955 —01	.3778 —01	.5285 —01	.7352 —01	.1069	.1330	.1763
σ	.1039 +03	.1215 +03	.1525 +03	.1963 +03	.2610 +03	.3054 +03	.3733 +03
α	.8031 —02	.9098 —02	.1065 —01	.1252 —01	.1521 —01	.1719 —01	.2044 —01
λ_R	—	—	.2200 +09	.1880 +08	.1320 +07	.3020 +06	.5140 +05

Давление, ат

Величина

500

200

100

30

10

3

1

 $T=40\,000\text{ K}$ e^-

.1279 —02

.3731 —02

.1216 —01

.3587 —01

.1161

.2261

.5408

 K

.7579 —10

.2967 —08

.1237 —06

.3034 —05

.7964 —04

.4543 —03

.3838 —02

 K^+

.1643 —05

.2232 —04

.2922 —03

.2516 —02

.2165 —01

.6645 —01

.2535

 K^{++}

.2516 —03

.1200 —02

.5039 —02

.1566 —01

.4620 —01

.7882 —01

.1428

 K^{+++}

.2581 —03

.4361 —03

.5951 —03

.6771 —03

.6916 —03

.6555 —03

.5583 —03

 K^-

.6093 —16

.6956 —14

.9446 —12

.6836 —10

.5798 —08

.6420 —07

.1286 —05

 ρ

.3319 —02

.1077 —01

.3846 —01

.1224

.4453

.9499

.2600 +01

 h

.2213 +06

.1872 +06

.1612 +06

.1439 +06

.1226 +06

.1084 +06

.9016 +05

 s

.1551 +02

.1388 +02

.1243 +02

.1132 +02

.1009 +02

.9369 +02

.8461 +01

 M

.1117 +02

.1203 +02

.1281 +02

.1347 +02

.1452 +02

.1537 +02

.1664 +02

 Γ

.2065 —01

.3363 —01

.5897 —01

.9904 —01

.1735

.2369

.3537

 η

.4609 —04

.5817 —04

.8611 —04

.1460 —03

.3236 —03

.5345 —03

.1060 —02

 λ'

.4743 —01

.5589 —01

.6740 —01

.8396 —01

.1128

.1383

.1936

 λ_z

.4751 —01

.5604 —01

.6790 —01

.8555 —01

.1175

.1458

.2046

 σ

.1391 +03

.1553 +03

.1781 +03

.2064 +03

.2525 +03

.2911 +03

.3631 +03

 α

.1098 —01

.1224 —01

.1398 —01

.1607 —01

.1920 —01

.2158 —01

.2558 —01

 λ_R

—

—

—

.5310 +09

.3200 +08

.5160 +07

.6420 +06

Таблица 5.4. Теплофизические свойства плазмы цезия ($M=132,9$)

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

$T = 4000 \text{ K}$							
e^-	.1268 -02	.2418 -02	.5021 -02	.1060 -01	.3085 -01	.7521 -01	.4392
Cs	.1537 -01	.4880 -01	.1682	.5113	.1694 +01	.3345 +01	.8726 +01
Cs ⁺	.1268 -02	.2417 -02	.5018 -02	.1058 -01	.3072 -01	.7479 -01	.4369
Cs ⁻	.2866 -05	.1721 -04	.1197 -03	.7065 -03	.5139 -02	.1681 -01	.8656 -01
Cs ₂	.3799 -05	.3824 -04	.4535 -03	.4166 -02	.214491 -01	.1683	.8414
Cs ₂ ⁺	.2957 -05	.1775 -04	.1234 -03	.7275 -03	.5279 -02	.1724 -01	.8884 -01
ρ	.3674	.1133 +01	.3850 +01	.1174 +02	.4038 +02	.8400 +02	.2451 +03
h	.9660 +03	.8697 +03	.8078 +03	.7732 +03	.7440 +03	.7263 +03	.7013 +03
s	.1829 +01	.1732 +01	.1639 +01	.1561 +01	.1480 +01	.1434 +01	.1377 +01
M	.1236 +03	.1271 +03	.1296 +03	.1315 +03	.1343 +03	.1369 +03	.1391 +03
Γ	.4793	.6660	.9648	.1437 +01	.2552 +01	.4063 +01	.9823 +01
η	.7283 -03	.7655 -03	.7899 -03	.8063 -03	.8306 -03	.8562 -03	.9119 -03
λ'	.9028 -03	.8401 -03	.7051 -03	.5884 -03	.5108 -03	.5087 -03	.6203 -03
λ_{Σ}	.1133 -02	.9841 -03	.7931 -03	.6501 -03	.5685 -03	.5787 -03	.7280 -03
σ	.6396 +01	.4949 +01	.3610 +01	.2718 +01	.2197 +01	.2206 +01	.3069 +01
α	.2878 -03	.1859 -03	.9903 -04	.4841 -04	.1934 -04	.1029 -04	-.2016 -05
λ_R	.7160 +03	.1580 +03	.2980 +02	.6100 +01	.1500 +01	.5950	.5820 -01

Давление, ат

Величина	T = 5000 K						
	1	3	10	30	100	200	500
e ⁻	.3242 -02	.6762 -02	.1483 -01	.3142 -01	.8238 -01	.1725	.6513
Cs	.8151 -02	.3028 -01	.1159	.3737	.1298 +01	.2637 +01	.7039 +01
Cs ⁺	.3242 -02	.6760 -02	.1481 -01	.3130 -01	.8198 -01	.1696	.6382
Cs ⁻	.1876 -05	.1446 -03	.1191 -03	.7707 -03	.5863 -02	.1911 -01	.9208 -01
Cs ₂	.5387 -06	.7416 -05	.1080 -03	.1109 -02	.1290 -01	.5000 -01	.2616
Cs ₂ ⁺	.2188 -05	.1685 -04	.1387 -03	.8952 -03	.6764 -02	.2192 -01	.1052
ρ	.2515	.8186	.2898 +01	.9040 +01	.3145 +02	.6552 +02	.1876 +03
h	.1936 +04	.1599 +04	.1371 +04	.1248 +04	.1168 +04	.1137 +04	.1096 +04
s	.2043 +01	.1893 +01	.1764 +01	.1666 +01	.1573 +01	.1525 +01	.1465 +01
M	.1035 +03	.1125 +03	.1196 +03	.1240 +03	.1273 +03	.1285 +03	.1286 +03
Γ	.5479	.7945	.1178 +01	.1735 +01	.2870 +01	.4204 +01	.8307 +01
η	.6229 -03	.7517 -03	.8463 -03	.8995 -03	.9355 -03	.9519 -03	.9721 -03
λ'	.1983 -02	.2134 -02	.2089 -02	.1887 -02	.1648 -02 ₀	.1603 -02	.1839 -02
λ _Σ	.2500 -02	.2521 -02	.2326 -02	.2045 -02	.1762 -02	.1713 -02	.1970 -02
σ	.1633 +02	.1424 +02	.1155 +02	.9352 +01	.7488 +01	.7249 +01	.8635 +01
α	.8435 -03	.6811 -03	.4668 -03	.2864 -03	.1538 -03	.1049 -03	.5865 -04
λ _R	.4910 +03	.1040 +03	.2010 +02	.4810 +01	.1160 +01	.5380	.1420

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500
$T = 6000 \text{ K}$							
e^-	.4540 -02	.1078 -01	.2597 -01	.5690 -01	.1448	.2750	.8197
Cs	.3311 -02	.1577 -01	.7246 -01	.2597	.9732	.2041 +01	.5556 +01
Cs^+	.4539 -02	.1078 -01	.2596 -01	.5675 -01	.1436	.2712	.8025
Cs^-	.5728 -06	.6454 -05	.7049 -04	.5328 -03	.4449 -02	.1471 -01	.6972 -01
Cs_2	.4526 -07	.1022 -05	.2139 -04	.2697 -03	.3592 -02	.1465 -01	.8155 -01
Cs_2^+	.7292 -06	.8215 -05	.8967 -04	.6765 -03	.5618 -02	.1847 -01	.8289 -01
ρ	.1732	.5862	.2177 +01	.7035 +01	.2514 +02	.5278 +02	.1492 +03
h	.3193 +04	.2621 +04	.2157 +04	.1880 +04	.1693 +04	.1621 +04	.1537 +04
s	.2272 +01	.2079 +01	.1906 +01	.1781 +01	.1669 +01	.1613 +01	.1545 +01
M	.8422 +02	.9456 +02	.1053 +03	.1131 +03	.1188 +03	.1207 +03	.1212 +03
Γ	.4943	.7628	.1182 +01	.1755 +01	.2834 +01	.3942 +01	.6910 +01
η	.4042 -03	.6045 -03	.7943 -03	.9195 -03	.1003 -02	.1030 -02	.1048 -02
λ'	.3065 -02	.3768 -02	.4172 -02	.4218 -02	.3918 -02	.3787 -02	.4054 -02
λ_Σ	.3565 -02	.4243 -02	.4532 -02	.4473 -02	.4091 -02	.3934 -02	.4192 -02
σ	.2695 +02	.2618 +02	.2335 +02	.2008 +02	.1618 +02	.1526 +02	.1640 +02
α	.1433 -02	.1350 -02	.1095 -02	.7815 -03	.4676 -03	.3353 -03	.2146 -03
λ_R	.1180 +04	.2850 +03	.4260 +02	.1070 +02	.2660 +01	.1250 +01	.5000

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

$T = 7000 \text{ K}$							
e^-	.4702 —02	.1249 —01	.3342 —01	.7770 —01	.1983	.3599	.9254
Cs	.1230 —02	.7342 —02	.4170 —01	.1717	.7120	.1555 +01	.4331 +01
Cs^+	.4702 —02	.1249 —01	.3341 —01	.7760 —01	.1973	.3567	.9103
Cs^{++}	.1709 —15	.2116 —15	.2727 —15	.3475 —15	.4658 —15	.5635 —15	.7630 —15
Cs^-	.1283 —06	.2028 —05	.3053 —04	.2840 —03	.2721 —02	.9384 —02	.4511 —01
Cs_2	.3303 —08	.1172 —06	.3739 —05	.6196 —04	.1001 —02	.4409 —02	.2674 —01
Cs_2^+	.1744 —06	.2756 —05	.4147 —04	.3855 —04	.3680 —02	.1264 —01	.6030 —01
ρ	.1309	.4376	.1660 +01	.5526 +01	.2033 +02	.4313 +02	.1205 +03
h	.4187 +04	.3625 +04	.3012 +04	.2578 +04	.2252 +04	.2120 +04	.1979 +04
s	.2425 +01	.2233 +01	.2037 +01	.1887 +01	.1754 +01	.1689 +01	.1612 +01
M	.7415 +02	.8157 +02	.9206 +02	.1016 +03	.1098 +03	.1131 +03	.1152 +03
Γ	.4000	.6516	.1064 +01	.1619 +01	.2613 +01	.3539 +01	.5670 +01
η	.2446 —03	.4337 —03	.6769 —03	.8778 —03	.1033 —02	.1088 —02	.1128 —02
λ'	.4111 —02	.5316 —02	.6473 —02	.7219 —02	.7261 —02	.7096 —02	.7285 —02
λ_Σ	.4389 —02	.5692 —02	.6844 —02	.7517 —02	.7471 —02	.7267 —02	.7423 —02
σ	.3530 +02	.3718 +02	.3574 +02	.3191 +02	.2714 +02	.2524 +02	.2532 +02
α	.1885 —02	.1970 —02	.1798 —02	.1423 —02	.9347 —03	.6870 —03	.4385 —03
λ_R	.4000 +04	.8230 +03	.1270 +03	.2750 +02	.6620 +01	.2890 +01	.1140 +01

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

$T = 8000 \text{ K}$							
e^-	.4382 -02	.1242 -01	.3625 -01	.8991 -01	.2359	.4211	.1003 +01
Cs	.4915 -03	.3393 -02	.2313 -01	.1099 -01	.5121	.1173 +01	.3406 +01
Cs^*	.4382 -02	.1242 -01	.3624 -01	.8986 -01	.2353	.4188	.9910
Cs^{++}	.3517 -13	.4325 -13	.5618 -13	.7240 -13	.9738 -13	.1170 -12	.1544 -12
Cs^-	.3000 -07	.5858 -06	.1156 -04	.1334 -03	.1508 -02	.5531 -02	.2801 -01
Cs_2	.2980 -09	.1415 -07	.6502 -06	.1436 -04	.2911 -03	.1410 -02	.9480 -02
Cs_2^+	.4286 -07	.8371 -06	.1652 -04	.1905 -03	.2149 -02	.7860 -02	.3957 -01
ρ	.1075	.3490	.1311 +01	.4421 +01	.1663 +02	.3564 +02	.9977 +02
h	.4841 +04	.4413 +04	.3801 +04	.3263 +04	.2805 +04	.2607 +04	.2394 +04
s	.2513 +01	.2338 +01	.2142 +01	.1978 +01	.1827 +01	.1753 +01	.1666 +01
M	.7000 +02	.7444 +02	.8256 +02	.9181 +02	.1016 +03	.1059 +03	.1098 +03
Γ	.3164	.5324	.9073	.1426 +01	.2326 +01	.3117 +01	.4808 +01
η	.1700 -03	.3165 -03	.5602 -03	.8096 -03	.1039 -02	.1131 -02	.1207 -02
λ'	.5090 -02	.6639 -02	.8725 -02	.1040 -01	.1130 -01	.1127 -01	.1135 -01
λ_Z	.5231 -02	.6889 -02	.9053 -02	.1072 -01	.1154 -01	.1146 -01	.1150 -01
σ	.4175 +02	.4659 +02	.4846 +02	.4638 +02	.3946 +02	.3650 +02	.3499 +02
α	.2224 -02	.2482 -02	.2512 -02	.2191 -02	.1514 -02	.1143 -02	.7386 -03
λ_R	.1570 +05	.2610 +04	.3500 +03	.7700 +02	.1660 +02	.7210 +01	.2450 +01

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

$T = 10\,000\text{ K}$							
e^-	.3604 —02	.1073 —01	.3436 —01	.9429 —01	.2672	.4803	.1081 +01
Cs	.1095 —03	.8642 —03	.7356 —02	.4416 —01	.2580	.6555	.2110 +01
Cs ⁺	.3604 —02	.1073 —01	.3435 —01	.9428 —01	.2669	.4794	.1076 +01
Cs ⁺⁺	.6417 —10	.7636 —10	.9767 —10	.1266 —09	.1709 —09	.2048 —09	.2660 —09
Cs ⁻	.2632 —08	.6175 —07	.1675 —05	.2720 —04	.4283 —03	.1824 —02	.1076 —01
Cs ₂	.5948 —11	.3694 —09	.2654 —07	.9354 —06	.3001 —04	.1800 —03	.1533 —02
Cs ₂ ⁺	.4046 —08	.9488 —07	.2574 —05	.4180 —04	.6577 —03	.2798 —02	.1644 —01
$\lambda_{10}^{-1} \rho [10^4 \text{ cm}^2]$.8193 —01	.2557	.9203	.3057 +01	.1162 +02	.2521 +02	.7131 +02
h	.5711 +04	.5480 +04	.5041 +04	.4492 +04	.3868 +04	.3548 +04	.3192 +04
s	.2610 +01	.2458 +01	.2280 +01	.2114 +01	.1943 +01	.1855 +01	.1751 +01
M	.6745 +02	.6903 +02	.7289 +02	.7910 +02	.8826 +02	.9374 +02	.1000 +03
Γ	.2055	.3543	.6330	.1047 +01	.1755 +01	.2356 +01	.3560 +01
η	.1332 —03	.2199 —03	.4068 —03	.6665 —03	.1004 —02	.1177 —02	.1345 —02
λ'	.7303 —02	.9415 —02	.1294 —02	.1648 —01	.2032 —01	.2152 —01	.2203 —01
λ_{Σ}	.7391 —02	.9502 —02	.1311 —01	.1671 —01	.2056 —01	.2172 —01	.2218 —01
σ	.5230 +02	.6077 +02	.6871 +02	.7134 +02	.6553 +02	.6108 +02	.5611 +02
α	.2778 —02	.3237 —02	.3650 —02	.3650 —02	.2928 —02	.2352 —02	.1594 —02
λ_R	.1560 +06	.2730 +05	.2830 +04	.5230 +03	.9070 +02	.3640 +02	.1110 +02

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

$T = 12\,000\text{ K}$							
e^-	3008 —02	9055 —02	2997 —01	8681 —01	2638	4878	1096 +01
Cs	3416 —04	2837 —03	2679 —02	1853 —01	1298	3643	1308 +01
Cs^+	3008 —02	9055 —02	2997 —01	8681 —01	2638	4874	1093 +01
Cs^{++}	1018 —07	1171 —07	1452 —07	1854 —07	2507 —07	3009 —07	3882 —07
Cs^-	4015 —09	1003 —07	3123 —06	6198 —05	1274 —03	6291 —03	4387 —02
Cs_2	3040 —12	2094 —10	1854 —08	8721 —07	4056 —05	2992 —04	3257 —03
Cs_2^+	6484 —09	11621 —07	5044 —06	1001 —04	2057 —03	1015 —02	7068 —02
p	6710 —01	2060	7201	2325 +01	8693 +01	1885 +02	5339 +02
h	6416 +04	6268 +4	5965 +04	5513 +04	4864 +04	4467 +04	3967 +04
s	2675 +01	2530 +01	2364 +01	2206 +01	2032 +01	1936 +01	1820 +01
M	6683 +02	6748 +02	6930 +02	7288 +02	7964 +02	8467 +02	9168 +02
Γ	1428	2478	4502	7651	1329 +01	1809 +01	2724 +01
η	1474 —03	2146 —03	3615 —03	6059 —03	9782 —03	1212 —02	1473 —02
λ'	9966 —02	1250 —01	1674 —01	2249 —01	2879 —01	3198 —01	3396 —01
λ_Z	9982 —02	1254 —01	1684 —01	2266 —01	2901 —01	3220 —01	3415 —01
σ	6212 +02	7232 +02	8391 +02	9081 +02	8776 +02	8255 +02	7433 +02
α	3296 —02	3844 —02	4468 —02	4769 —02	4245 —02	3587 —02	2543 —02
λ_R	1000 +07	1650 +06	1620 +05	2730 +04	4110 +03	1510 +03	4180 +02

Величина	Давление, ат					
	1	3	10	30	100	200 500

$T = 15\,000\text{ K}$						
e^-	2399 —02	7240 —02	2427 —01	7260 —01	2345	4508 .1042 +01
Cs	8731 —05	7502 —04	7588 —03	5856 —02	4882 —01	.6396
Cs ⁺	2395 —02	7235 —02	2427 —01	7258 —01	2345	.1041 +01
Cs ⁺⁺	1737 —05	1927 —05	2281 —05	2815 —05	3735 —05	5724 —05
Cs ⁻	4683 —10	1213 —08	4106 —07	9418 —06	2480 —04	1275 —02
Cs ₂	1058 —13	7799 —12	7977 —10	4677 —08	3124 —06	4460 —04
Cs ₂ ⁺	7932 —10	2057 —08	6965 —07	1600 —05	4208 —04	2161 —02
p	5307 —01	1613	5522	1730 +01	6253 +01	3720 +02
h	7433 +04	7327 +04	7124 +04	6799 +04	6234 +04	5205 +04
s	2750 +01	2608 +01	2450 +01	2301 +01	2132 +01	1908 +01
M	6655 +02	6679 +02	6747 +02	6903 +02	7274 +02	8221 +02
Γ	9133 —01	1586	2902	5014	8990	1888 +01
η	1970 —03	2558 —03	3738 —03	5687 —03	9445 —03	1627 —02
λ'	1486 —01	1811 —01	2354 —01	3078 —01	4247 —01	5755 —01
λ _Σ	1487 —01	1813 —01	2359 —01	3087 —01	4263 —01	5777 —01
σ	7727 +02	8936 +02	1053 +03	1196 +03	1273 +03	1123 +03
α	4099 —02	4742 —02	5599 —02	6350 —02	6559 —02	4870 —02
λ _R	7660 +07	1350 +07	1240 +06	1940 +05	2900 +04	2320 +03

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500
$T = 20\,000\text{ K}$							
e^-	.1917 —02	.5561 —02	.1833 —01	.5508 —01	.1837	.3649	.8883
Cs	.1348 —05	.1309 —04	.1442 —03	.1214 —02	.1167 —01	.4099 —01	.2025
Cs^+	.1425 —02	.4936 —02	.1758 —01	.5418 —01	.1825	.3636	.8865
Cs^{++}	.2458 —03	.3122 —03	.3764 —03	.4497 —03	.5725 —03	.6742 —03	.8546 —03
Cs^{+++}	.6000 —07	.2830 —07	.1169 —07	.5387 —07	.2500 —08	.1680 —08	.1049 —08
Cs^-	.3256 —11	.9175 —10	.3327 —08	.8391 —07	.2653 —05	.1819 —04	.2073 —03
Cs_2	.1436 —15	.1355 —13	.1640 —11	.1156 —09	.1040 —07	.1242 —06	.2760 —05
Cs_2^+	.4220 —11	.1420 —09	.5561 —08	.1439 —06	.4596 —05	.3159 —04	.3606 —03
ρ	.3689 —01	.1161	.3993	.1232 +01	.4297 +01	.8941 +01	.2406 +02
h	.1237 +05	.1045 +05	.9510 +04	.9028 +04	.8512 +04	.8131 +04	.7496 +04
s	.3020 +01	.2782 +01	.2585 +01	.2428 +01	.2261 +01	.2164 +01	.2036 +01
M	.6193 +02	.6462 +02	.6603 +02	.6691 +02	.6840 +02	.6994 +02	.7326 +02
Γ	.5631 —01	.9278 —01	.1656	.2852	.5187	.7304	.1136 +01
η	.2598 —03	.3653 —03	.5037 —03	.7026 —03	.1069 —02	.1406 —02	.1914 —02
λ'	.2063 —01	.2766 —01	.3639 —01	.4718 —01	.6371 —01	.7738 —01	.9302 —01
λ_Z	.2100 —01	.2787 —01	.3651 —01	.4727 —01	.6384 —01	.7755 —01	.9324 —01
σ	.9179 +02	.1120 +03	.1351 +03	.1565 +03	.1740 +03	.1764 +03	.1684 +03
α	.5432 —02	.6234 —02	.7296 —02	.8369 —02	.9176 —02	.9062 —02	.7930 —02
λ_R	.3450 +08	.8470 +07	.9430 +06	.1750 +06	.2690 +05	.9130 +04	.2110 +04

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500
T = 25 000 K							
e ⁻	.1859 —02	.5354 —02	.1671 —01	.4743 —01	.1528	.3026	.7485
Cs	.7064 —07	.1341 —05	.2470 —04	.2718 —03	.3098 —02	.1179 —01	.6491 —01
Cs ⁺	.1947 —03	.1318 —02	.8131 —02	.3357 —01	.1326	.2782	.7172
Cs ⁺⁺	.8083 —03	.1996 —02	.4273 —02	.6916 —02	.1009 —01	.1220 —01	.1566 —01
Cs ⁺⁺⁺	.1604 —04	.1463 —04	.1101 —04	.7022 —05	.3735 —05	.2545 —05	.1556 —05
Cs ⁻	.1183 —04	.6406 —04	.3670 —09	.1144 —07	.4735 —06	.3113 —05	.4113 —04
p	.2248 —01	.7346 —01	.2744	.8994	.3216 +01	.6666 +01	.1760 +02
h	.2926 +05	.2454 +05	.1891 +05	.1511 +05	.1273 +05	.1185 +05	.1090 +05
s	.3775 +01	.3402 +01	.2995 +01	.2693 +01	.2445 +01	.2327 +01	.2184 +01
M	.4706 +02	.5097 +02	.5672 +02	.6144 +02	.6490 +02	.6641 +02	.6857 +02
Γ	.4495 —01	.7416 —01	.1256	.2019	.3493	.4853	.7558
η	.9191 —04	.2036 —03	.4403 —03	.7620 —03	.1215 —02	.1561 —02	.2227 —02
λ'	.2043 —01	.2678 —01	.3866 —01	.5659 —01	.8347 —01	.1027	.1377
λ _Σ	.2105 —01	.2786 —01	.3984 —01	.5751 —01	.8409 —01	.1032	.1381
σ	.8651 +02	.1049 +03	.1363 +03	.1754 +03	.2220 +03	.2448 +03	.2632 +03
α	.6592 —02	.7578 —02	.8963 —02	.1054 —01	.1244 —01	.1335 —01	.1377 —01
λ _R	.5630 +08	.1590 +08	.1580 +07	.3780 +06	.7540 +05	.2950 +05	.7690 +04

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

$T = 30\,000\text{ K}$

e^-	.1664 -02	.4864 -02	.1577 -01	.4546 -01	.1429	.2762	.6672
CS	.2030 -08	.6207 -07	.2009 -05	.3685 -04	.6452 -03	.2913 -02	.1893 -01
CS^+	.1505 -04	.1608 -03	.1667 -02	.1117 -01	.6785 -01	.1693	.5093
CS^{++}	.5027 -03	.1911 -02	.6545 -02	.1665 -01	.3710 -01	.5316 -01	.7868 -01
CS^{+++}	.2146 -03	.2938 -03	.3374 -03	.3289 -03	.2681 -03	.2180 -03	.1540 -03
ρ	.1616 -01	.5219 -01	.1887	.6218	.2335 +01	.4976 +01	.1339 +02
h	.4356 +05	.3744 +05	.3222 +05	.2726 +05	.2189 +05	.1940 +05	.1692 +05
s	.4292 +01	.3874 +01	.3482 +01	.3135 +01	.2777 +01	.2600 +01	.2401 +01
M	.4061 +02	.4349 +02	.4673 +02	.5087 +02	.5657 +02	.5974 +02	.6332 +02
Γ	.3480 -01	.5743 -01	.1006	.1642	.2799	.3780	.5683
η	.5704 -04	.9465 -04	.2089 -03	.4722 -03	.1055 -02	.1551 -02	.2385 -02
λ'	.2560 -01	.3199 -01	.4241 -01	.5768 -01	.8803 -01	.1150	.1623
λ_{Σ}	.2591 -01	.3241 -01	.4332 -01	.5927 -01	.8997 -01	.1168	.1638
σ	.9084 +02	.1100 +03	.1361 +03	.1705 +03	.2283 +03	.2730 +03	.3411 +03
α	.7450 -02	.8751 -02	.1043 -01	.1235 -01	.1512 -01	.1708 -01	.1995 -01
λ_R	.7930 +08	.2520 +08	.2700 +07	.5810 +06	.1200+06	.5050 +05	.1550 +05

Величина	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

$T = 40\,000\text{ K}$							
e^-	.1340 —02	.4020 —02	.1329 —01	.3907 —01	.1258	.2452	.5387
Cs	.1106 —11	.7852 —10	.7045 —08	.3214 —06	.1396 —04	.9957 —04	.1072 —02
Cs ⁺	.5246 —07	.1260 —05	.3507 —04	.5642 —03	.8096 —02	.3109 —01	.1511
Cs ⁺⁺	.1862 —04	.1532 —03	.1353 —03	.7907 —02	.3922 —01	.8377 —01	.1936
Cs ⁺⁺⁺	.4344 —03	.1238 —02	.3516 —02	.7536 —02	.1308 —01	.1552 —01	.1682 —01
ρ	.9995 —02	.3071 —01	.1082	.3537	.1333 +01	.2878 +01	.7998 +01
h	.7023 +05	.6779 +05	.6196 +05	.5346 +05	.4341 +05	.3837 +05	.3275 +05
s	.5086 +01	.4759 +01	.4331 +01	.3880 +01	.3393 +01	.3144 +01	.2855 +01
M	.3358 +02	.3418 +02	.3583 +02	.3868 +02	.4312 +02	.4616 +02	.5066 +02
Γ	.2202 —01	.3789 —01	.6741 —01	.1121	.1933	.2620	.3900
η	.5384 —04	.7761 —04	.1317 —03	.2294 —03	.4960 —03	.8360 —03	.1725 —02
λ'	.3956 —01	.4693 —01	.6000 —01	.7756 —01	.1090	.1351	.1886
λ_{Σ}	.3962 —01	.4713 —01	.6068 —01	.7852 —01	.1105	.1370	.1913
σ	.1048 +03	.1188 +03	.1415 +03	.1739 +03	.2282 +03	.2710 +03	.3469 +03
α	.9116 —02	.1029 —01	.1210 —01	.1452 —01	.1825 —01	.2096 —01	.2531 —01
λ_R	.2070 +09	.4810 +08	.5180 +07	.1170 +07	.2660 +06	.1200 +06	.4070 +05

Т а б л и ц а 5.5. Теплофизические свойства плазмы урана ($M=235$)

Параметр	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

$T = 6000 \text{ К}$							
e^-	.1280 —02	.2414 —02	.4784 —02	.8929 —02			
U	.9371 —02	.3091 —01	.1094	.3387			
U^+	.1280 —02	.2415 —02	.4784 —02	.8930 —02			
U^{++}	.6241 —08	.6967 —08	.8004 —08	.9252 —08			
ρ	.4156	.1301 +01	.4456 +01	.1357 +02			
h	.1353 +04	.1218 +04	.1132 +04	.1087 +04			
s	.1394 +01	.1270 +01	.1211 +01	.1163 +01			
M	.2098 +03	.2191 +03	.2256 +03	.2291 +03			
Γ	.2630	.3620	.5094	.6955			
η	.3395 —02	.3591 —02	.3716 —02	.3780 —02			
λ'	.2401 —02	.2505 —02	.2444 —02	.2233 —02			
λ_Σ	.4125 —02	.3580 —02	.3073 —02	.2617 —02			
σ	.2578 +02	.2812 +02	.3045 +02	.3203 +02			
α	.1375 —02	.1508 —02	.1646 —02	.1746 —02			
λ_R	.1070 +03	.3340 +02	.9600 +01	.3100 +01			

Параметр	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

	$T = 7000 \text{ K}$						
e^-	.2413 —02	.4943 —02	.1038 —01	.2009 —01	.4129 —01		
U	.5511 —02	.2108 —01	.8216 —01	.2677	.9410		
U^+	.2412 —02	.4942 —02	.1038 —01	.2009 —01	.4129 —01		
U^{++}	.2341 —06	.2670 —06	.3134 —06	.3686 —06	.4481 —06		
ρ	.3092	.1015 +01	.3611 +01	.1123 +02	.3833 +02		
h	.2076 +04	.1747 +04	.1527 +04	.1407 +04	.1330 +04		
s	.1445 +01	.1351 +01	.1271 +01	.1212 +01	.1157 +01		
M	.1801 +03	.1975 +03	.2113 +03	.2197 +03	.2255 +03		
Γ	.2865	.4110	.5954	.8275	.1185 +01		
η	.3032 —02	.3533 —02	.3880 —02	.4068 —02	.4185 —02		
λ'	.3649 —02	.4129 —02	.4486 —02	.4504 —02	.4049 —02		
λ_{Σ}	.6755 —02	.6312 —02	.5854 —02	.5369 —02	.4566 —02		
σ	.3438 +02	.3893 +02	.4447 +02	.5002 +02	.5635 ++ +02		
α	.1828 —02	.2075 —02	.2384 —02	.2702 —02	.3070 —02		
λ_R	.2100 +03	.5560 +02	.1600 +02	.4820 +01	.1470 +01		

Параметр	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

$T = 8000 \text{ K}$							
e^-	.3245 -02	.7453 -02	.1708 -01	.3480 -01	.7428 -01	.1146	
U	.2637 -02	.1252 -01	.5710 -01	.2031	.7563	.1576 +01	
U ⁺	.3238 -02	.7445 -02	.1706 -01	.3478 -01	.7427 -01	.1146	
U ⁺⁺	.3585 -05	.4170 -05	.5000 -05	.5978 -05	.7373 -05	.8371 -05	
U ⁺⁺⁺	.2027 -14	.1170 -14	.7073 -15	.4747 -15	.3197 -15	.2580 -15	
ρ	.2294	.7794	.2894 +01	.9284 +01	.3241 +02	.6597 +02	
h	.2987 +04	.2460 +04	.2046 +04	.1808 +04	.1645 +04	.1585 +04	
s	.1567 +01	.1446 +01	.1340 +01	.1265 +01	.1199 +01	.1165 +01	
M	.1514 +03	.1711 +03	.1910 +03	.2050 +03	.2157 +03	.2201 +03	
Γ	.2723	.4132	.6251	.8913	.1300 +01	.1613 +01	
η	.2236 -02	.3087 -02	.3773 -02	.4181 -02	.4452 -02	.4549 -02	
λ'	.4880 -02	.5877 -02	.6929 -02	.7516 -02	.7452 -02	.7096 -02	
λ_{Σ}	.8261 -02	.8939 -02	.9145 -02	.9014 -02	.8382 -02	.7797 -02	
σ	.4170 +02	.4862 +02	.5762 +02	.6770 +02	.8152 +02	.9118 +02	
α	.2216 -02	.2586 -02	.3075 -02	.3633 -02	.4415 -02	.4963 -02	
λ_R	.4840 +03	.1170 +03	.2800 +02	.8280 +01	.2300 +01	.1120 +01	

Параметр	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

$T = 10\,000\text{ K}$							
e^-	.3513 —02	.9608 —02	.2675 —01	.6273 —01	.1490	.2403	.4462
U	.4438 —03	.3151 —02	.2134 —01	.9913	.4569	.1003 +01	.2793 +01
U^+	.3207 —02	.9233 —02	.2628 —01	.6214 —01	.1483	.2394	.4451
U^{++}	.1529 —03	.1880 —03	.2367 —03	.2940 —03	.3748 —03	.4319 —03	.5223 —03
U^{+++}	.2519 —10	.1306 —10	.7013 —11	.4351 —11	.2780 —11	.2200 —11	.1646 —11
ρ	.1484	.4906	.1868 +01	.6304 +01	.2324 +02	.4850 +02	.1264 +03
h	.4632 +04	.4049 +04	.3375 +04	.2845 +04	.2431 +04	.2265 +04	.2105 +04
s	.1751 +01	.1623 +01	.1488 +01	.1381 +01	.1286 +01	.1241 +01	.1189 +01
M	.1222 +03	.1332 +03	.1507 +03	.1693 +03	.1880 +03	.1969 +03	.2065 +03
Γ	.2072	.3382	.5623	.8586	.1320 +01	.1672 +01	.2272 +01
η	.7957 —03	.1626 —02	.2794 —02	.3776 —02	.4571 —02	.4897 —02	.5197 —02
λ'	.6756 —02	.8908 —02	.1181 —01	.1461 —01	.1686 —01	.1762 —01	.1750 —01
λ_2	.7823 —02	.1094 —01	.1450 —01	.1762 —01	.1873 —01	.1911 —01	.1857 —01
σ	.5026 +02	.6194 +01	.7787 +02	.9696 +02	.1266 +03	.1509 +03	.1981 +03
α	.2806 —02	.3368 —02	.4182 —02	.5197 —02	.6814 —02	.8860 —02	.1081 —01
λ_R	.3560 +04	.7240 +03	.1380 +03	.3400 +02	.8290 +01	.3830 +01	.1420 +01

Параметр	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

$T = 12\,000\text{ K}$

e^-	.3534 -02	.9815 -02	.2949 -01	.7706 -01	.2050	.3486	.6840
U	.5889 -04	.6281 -03	.6247 -02	.3947 -01	.2310	.5792	.1798 +01
U^+	.1534 -02	.6397 -02	.2426 -01	.6990 -01	.1953	.3371	.6696
U^{++}	.1000 -02	.1709 -02	.2612 -02	.3577 -02	.4866 -02	.5757 -02	.7148 -02
U^{+++}	.7877 -08	.5494 -08	.3296 -08	.2047 -08	.1267 -08	.9853 -09	.7236 -09
ρ	.1012	.3408	.1292 +01	.4407 +01	.1683 +02	.3598 +02	.9658 +02
h	.7464 +04	.6115 +04	.4994 +04	.4161 +04	.3436 +04	.3117 +04	.2797 +04
s	.2006 +01	.1810 +01	.1635 +01	.1500 +01	.1377 +01	.1318 +01	.1251 +01
M	.9945 +02	.1107 +03	.1243 +03	.1397 +03	.1593 +03	.1705 +03	.1841 +03
Γ	.1751	.2789	.4645	.7391	.1191 +01	.1545 +01	.2152 +01
η	.2130 -03	.5979 -03	.1504 -02	.2730 -02	.4091 -02	.4759 -02	.5447 -02
λ'	.6625 -02	.9779 -02	.1472 -01	.2078 -01	.2722 -01	.3081 -01	.3397 -01
λ_Z	.6984 -02	.1044 -01	.1607 -01	.2287 -01	.2961 -01	.3296 -01	.3667 -01
σ	.4742 +02	.6242 +02	.8501 +02	.1125 +03	.1555 +03	.1917 +03	.2660 +03
α	.3276 -02	.3959 -02	.4980 -02	.6309 -02	.8525 -02	.1046 -01	.1452 -01
λ_R	.1750 +05	.3500 +04	.6230 +03	.1700 +03	.3000 +02	.1380 +02	.4890 +01

Параметр	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

$T = 15\,000\text{ K}$							
e^-	.3213 -02	.9560 -02	.3071 -01	.8579 -01	.2506	.4509	.9480
U	.1335 -05	.2711 -04	.5651 -03	.6521 -02	.6474 -01	.2052	.8080
U^+	.1496 -03	.1096 -02	.7973 -02	.3824 -01	.1618	.3332	.7827
U^{++}	.1531 -02	.4231 -02	.1137 -01	.2378 -01	.4439 -01	.5936 -01	.8261 -01
U^{+++}	.6638 -06	.6957 -06	.6605 -06	.5991 -06	.4638 -06	.3871 -06	.2999 -06
U^{++++}	.4311 -14	.1687 -14	.5832 -15	.2087 -15	.6443 -16	.3287 -16	.1385 -16
ρ	.6565 -01	.2089	.7768	.2675 +01	.1057 +02	.2329 +02	.6530 +02
h	.1158 +05	.1072 +05	.9170 +04	.7459 +04	.5779 +04	.5010 +04	.4229 +04
s	.2318 +01	.2154 +01	.1943 +01	.1742 +01	.1549 +01	.1457 +01	.1356 +01
M	.8075 +02	.8437 +02	.9242 +02	.1044 +03	.1221 +03	.1339 +03	.1500 +03
Γ	.1283	.2185	.3805	.6165	.1010 +01	.1328 +01	.1883 +01
η	.6266 -04	.1293 -03	.3749 -03	.1028 -02	.2490 -02	.3584 -02	.5021 -02
λ'	.8014 -02	.1074 -01	.1607 -01	.2401 -01	.3799 -01	.4817 -01	.6208 -01
λ_Z	.8121 -02	.1118 -01	.1771 -01	.2508 -01	.3976 -01	.5025 -01	.6492 -01
σ	.5092 +02	.6190 +02	.8120 +02	.1106 +03	.1641 +03	.2114 +03	.3088 +03
α	.3967 -02	.4731 -02	.5939 -02	.7591 -02	.1042 -01	.1289 -01	.1808 -01
λ_R	.3930 +05	.1140 +05	.2700 +04	.6110 +03	.1320 +03	.6950 +02	.2020 +02

Параметр	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

	$T = 20\,000\text{ K}$						
e^-	.2430 —02	.7345 —02	.2483 —01	.7540 —01	.2510	.4945	.1169 +01
U	.8131 —08	.2031 —06	.6324 —05	.1300 —03	.2927 —02	.1534 —01	.1121
U^+	.5634 —05	.4872 —04	.4866 —03	.3691 —02	.2995 —01	.9160 —01	.3513
U^{++}	.1159 —02	.3587 —02	.1210 —01	.3578 —01	.1104	.2014	.4088
U^{+++}	.3617 —04	.4069 —04	.4659 —04	.5286 —04	.5930 —04	.6199 —04	.6271 —04
U^{++++}	.5171 —09	.2106 —09	.8038 —10	.3397 —10	.1329 —10	.7771 —11	.3805 —11
ρ	.4681 —01	.1435	.4933	.1547 +01	.5594 +01	.1203 +02	.3404 +02
h	.1385 +05	.1351 +05	.1311 +05	.1252 +05	.1138 +05	.1037 +05	.8787 +05
s	.2449 +01	.2318 +01	.2177 +01	.2040 +01	.1873 +01	.1764 +01	.1614 +01
M	.7768 +02	.7839 +02	.7928 +02	.8099 +02	.8543 +02	.9026 +02	.1004 +03
Γ	.7359 —01	.1272	.2327	.4024	.7221	.1008 +01	.1516 +01
η	.7049 —04	.1028 —03	.1713 —03	.3120 —03	.7357 —03	.1290 —02	.2648 —02
λ'	.1279 —01	.1602 —01	.2163 —01	.3064 —01	.4736 —01	.6353 —01	.9559 —01
λ_{Σ}	.1281 —01	.1604 —01	.2172 —01	.3099 —01	.4879 —01	.6635 —01	.1007
σ	.6515 +02	.7655 +02	.9351 +02	.1170 +03	.1611 +03	.2035 +03	.2984 +03
α	.5171 —02	.6043 —02	.7341 —02	.9103 —02	.1226 —01	.1517 —01	.2139 —01
λ_R	.5790 +05	.1850 +05	.5270 +04	.1670 +04	.4460 +03	.2020 +03	.6870 +02

Параметр	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

$T = 25\,000\text{ K}$							
e^-	.2018 —02	.5957 —02	.1985 —01	.6029 —01	.2052	.4150	.1046 +01
U	.1718 —09	.5479 —08	.2005 —06	.4743 —05	.1339 —03	.8524 —03	.8867 —02
U^+	.4393 —06	.4891 —05	.5676 —04	.4798 —03	.4575 —02	.1606 —01	.7958 —01
U^{++}	.5988 —03	.2385 —02	.9139 —02	.2901 —01	.9922 —01	.1983	.4819
U^{+++}	.2728 —03	.3940 —03	.5051 —03	.6022 —03	.7216 —03	.7981 —03	.9034 —03
U^{++++}	.4262 —06	.2238 —06	.9533 —07	.4187 —07	.1696 —07	.1013 —07	.5168 —08
ρ	.3405 —01	.1086	.3786	.1174 +01	.4084 +01	.8428 +01	.2229 +02
h	.1811 +05	.1629 +05	.1522 +05	.1464 +05	.1404 +05	.1360 +05	.1279 +05
s	.2636 +01	.2441 +01	.2271 +01	.2135 +01	.1993 +01	.1910 +01	.1795 +01
M	.7093 +02	.7484 +02	.7714 +02	.7824 +02	.7938 +02	.8044 +02	.8300 +02
Γ	.5079 —01	.8451 —01	.1512	.2610	.4776	.6755	.1061 +01
η	.6709 —04	.1124 —03	.1901 —03	.3019 —03	.5577 —03	.8404 —03	.1563 —02
λ'	.1770 —01	.2255 —01	.2981 —01	.3987 —01	.5820 —01	.7555 —01	.1120
λ_z	.1779 —01	.2263 —01	.2988 —01	.3995 —01	.5844 —01	.7606 —01	.1135
σ	.7172 +02	.8779 +02	.1090 +03	.1338 +03	.1739 +03	.2092 +03	.2836 +03
α	.5980 —02	.7142 —02	.8706 —02	.1058 —01	.1364 —01	.1630 —01	.2180 —01
λ_R	.2240 +06	.5770 +05	.1520 +05	.4770 +04	.1350 +04	.6450 +03	.2370 +03

Параметр	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

$T = 30\,000\text{ K}$							
e^-	.1768 —02	.5201 —02	.1695 —01 ₀	.5051 —01	.1701	.3443	.8766
U	.4364 —11	.2241 —09	.1182 —07	.3394 —06	.1006 —04	.7636 —04	.9038 —03
U ⁺	.3093 —07	.5524 —06	.9296 —05	.9512 —04	.1023 —02	.3804 —02	.2054 —01
U ⁺⁺	.11580 —03	.1000 —02	.5544 —02	.2106 —01	.7913 —01	.1641	.4208
U ⁺⁺⁺	.4610 —03	.1048 —02	.1941 —02	.2759 —02	.3595 —02	.4088 —02	.4790 —02
U ⁺⁺⁺⁺	.1733 —04	.1421 —04	.8789 —05	.4627 —05	.2036 —05	.1241 —05	.6433 —06
ρ	.2483 —01	.8049 —01	.2928	.9333	.3269 +01	.6714 +01	.1744 +02
h	.2466 +05	.2172 +05	.1882 +05	.1711 +05	.1602 +05	.1555 +05	.1495 +05
s	.2875 +01	.2638 +01	.2401 +01	.2225 +01	.2065 +01	.1981 +01	.1873 +01
M	.6219 +02	.6673 +02	.7209 +02	.7552 +02	.7754 +02	.7831 +02	.7937 +02
Γ	.3850 —01	.6397 —01	.1109	.1860	.3351	.4736	.7498
η	.5404 —04	.9258 —04	.1782 —03	.3149 —03	.5662 —03	.8142 —03	.1375 —02
λ'	.2316 —01	.2905 —01	.3835 —01	.5121 —01	.7321 —01	.9070 —01	.1286
λ_{Σ}	.2322 —01	.2918 —01	.3854 —01	.5138 —01	.7338 —01	.9093 —01	.1291
σ	.7815 +02	.9236 +02	.1158 +03	.1456 +03	.1893 +03	.2234 +03	.2882 +03
α	.6753 —02	.7673 —02	.9636 —02	.1183 —01	.1509 —01	.1767 —01	.2260 —01
λ_R	.1300 +07	.2300 +06	.4400 +05	.1220 +05	.3330 +04	.1600 +04	.6060 +03

Параметр	Давление, ат						
	1	3	10	30	100	200	500

$T = 40\,000\text{ K}$							
e^-	.1415 —02	.4190 —02	.1369 —01	.4022 —01	.1312	.2607	.6534
U	.3191 —14	.4332 —12	.6060 —10	.3604 —08	.2042 —06	.1750 —05	.2577 —04
U^+	.1067 —09	.4962 —08	.2179 —06	.4580 —05	.8492 —04	.3868 —03	.2511 —02
U^{++}	.3315 —05	.5352 —04	.7543 —03	.5769 —02	.3658 —01	.9136 —01	.2734
U^{+++}	.1156 —03	.6547 —03	.3002 —02	.8461 —02	.1849 —01	.2527 —01	.3432 —01
U^{++++}	.2652 —03	.5296 —03	.7940 —03	.8237 —03	.6131 —03	.4519 —03	.2714 —03
ρ	.1499 —01	.4830 —01	.1776	.5876	.2176 +01	.4584 +01	.1212 +02
h	.4290 +05	.3757 +05	.3137 +05	.2653 +05	.2238 +05	.2066 +05	.1906 +05
s	.3394 +01	.3087 +01	.2757 +01	.2491 +01	.2245 +01	.2126 +01	.1991 +01
M	.5020 +02	.5359 +02	.5862 +02	.6402 +02	.7011 +02	.7299 +02	.7571 +02
Γ	.2480 —01	.4146 —01	.7186 —01	.1181	.2035	.2801	.4330
η	.6030 —04	.8925 —04	.1462 —03	.2479 —03	.4944 —03	.7511 —03	.1306 —02
λ'	.3818 —01	.4592 —01	.5853 —01	.7502 —01	.1052	.1294	.1740
λ_Σ	.3825 —01	.4598 —01	.5862 —01	.7523 —01	.1057	.1300	.1746
σ	.9971 +02	.1148 +03	.1348 +03	.1602 +03	.2033 +03	.2392 +03	.3042 +03
α	.8860 —02	.1007 —01	.1173 —01	.1381 —01	.1720 —01	.1995 —01	.2485 —01
λ_R	.7140 +08	.5970 +07	.5390 +06	.8500 +05	.1610 +05	.7100 +04	.2630 +04

Таблица 5.6. Теплофизические свойства смеси калия и урана

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500

$T=4000 \text{ K}; \beta_U=3\%$ 17,675% - вес(5)

M	.4332 +02			
ρ	.1282			
h	.2419 +04			
s	.4988 +01			
h'_c	-.2151 +04			
Γ	.3486			
η	.1290 -02			
λ'	.1404 -02			
λ_Σ	.1484 -02			
σ	.4050 +01			
α	.1975 -03			
D_{UU}	-.1449 -02			
D_U^T	.5395 -08			
D_U^E	-.7951 -03			
λ_U	.3398 +01			
λ^T	-.3584 -02			
λ_E	.1725 +04			
λ_R	.3650 +03			

$T=5000 \text{ K}; \beta_U=3\%$

M	.3826 +02	.4226 +02	.4422 +02
ρ	.9184 -01	.1011 +01	.1066 +02
h	.4634 +04	.3422 +04	.3005 +04
s	.5476 +01	.4768 +01	.4249 +01
h'_c	-.4457 +01	-.3120 +04	-.2648 +04
Γ	.4507	.9232	.2174 +01
η	.1007 -02	.1394 -02	.1545 -02
λ'	.2180 -02	.2341 -02	.1984 -02
λ_Σ	.2410 -02	.2438 -02	.2054 -02
σ	.1265 +02	.7494 +01	.4108 +01
α	.7264 -03	.3840 -03	.1590 -03
D_{UU}	-.1467 -02	-.1651 -03	-.1729 -02
D_U^T	.3242 -07	.1121 -07	-.6266 -09
D_U^E	.2685 -02	.1494 -02	.1053 -02
λ_U	.7585 +01	.5936 +01	.5078 +01
λ^T	-.7345 -02	-.6643 -02	-.4171 -02
λ_E	.5016 +04	.4233 +04	.2727 +04
λ_R	.7310 +03	.5270 +02	.3120 +01

Параметр	Давление, ат				11
	1	10	100	500	
T=6000 K; $\beta_U=3\%$					
M	.3128 +02	.3812 +02	.4195 +02	.4324 +02	
ρ	.6370 -01	.7754	.8612 +01	.4794 +02	
h	.8344 +04	.5492 +04	.4370 +04	.4053 +04	
s	.6149 +01	.5143 +01	.4497 +01	.4151 +01	
h'_c	-.8431 +04	-.5297 +04	-.4057 +04	-.3732 +04	
Γ	.4503	.1014 +01	.2332 +01	.5523 +01	
η	.6348 -03	.1171 -02	.1537 -02	.1550 -02	
λ'	.3115 -02	.4078 -02	.3806 -02	.3589 -02	
λ_Σ	.3412 -02	.4250 -02	.3903 -02	.3722 -02	
σ	.2466 +02	.1905 +02	.1171 +02	.1007 +02	
α	.1388 -02	.1070 -02	.5381 -03	.3806 -03	
D_{UU}	-.1325 -02	-.1680 -02	-.1860 -02	-.1899 -02	
D_U^T	.4494 -07	.2721 -07	.1096 -07	.7134 -08	
D_U^E	.3498 -02	.2461 -02	.2309 -02	.2315 -02	
λ_U	.1324 +02	.1099 +02	.9171 +01	.8529 +01	
λ^T	-.7649 -02	-.1111 -01	-.9147 -02	-.7694 -02	
λ^E	.8904 +04	.9742 +04	.7771 +04	.7024 +04	
λ_R	.1520 +04	.8230 +02	.5060 +01	.6410	
T=7000K; $\beta_U=3\%$					
M	.2649 +02	.3335 +02	.3905 +02	.4103 +02	
ρ	.4655 -01	.5933	.7025 +01	.3980 +02	
h	.1210 +05	.8152 +04	.6036 +04	.5363 +04	
s	.6729 +01	.5551 +01	.4751 +01	.4352 +01	
h'_c	-.1224 +05	-.8103 +04	-.5817 +04	-.5152 +04	
Γ	.3846	.9748	.2291 +01	.4928 +01	
η	.3991 -03	.9051 -03	.1434 -02	.1579 -02	
λ'	.4115 -02	.6275 -02	.6826 -02	.6472 -02	
λ_Σ	.4320 -02	.6484 -02	.6946 -02	.6599 -02	
σ	.3466 +02	.3383 +02	.2391 +02	.2018 +02	
α	.1897 -02	.1945 -02	.1183 -02	.7488 -03	
D_{UU}	-.1104 -02	-.1611 -02	-.1929 -02	-.2016 -02	
D_U^T	.5386 -07	.3725 -07	.2008 -07	.1328 -07	
D_U^E	.3725 -02	.2622 -02	.3592 -02	.3790 -02	
λ_U	.1647 +02	.1684 +02	.1481 +02	.1372 +02	
λ^T	-.5425 -02	-.1268 -01	-.1423 -01	-.1216 -01	
λ^E	.1280 +05	.1639 +05	.1572 +05	.1432 +05	
λ^R	.3330 +04	.1670 +03	.8980 +01	.1270 +01	

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T=8000 \text{ K}; \beta_U=3\%$				
M	.2428 +02	.2944 +02	.3601 +02	.3891 +02
ρ	.3724 -01	.4637	.5768 +01	.3330 +02
h	.1474 +05	.1090 +05	.7845 +04	.6733 +04
s	.7083 +01	.5916 +01	.4991 +01	.4532 +01
h'_c	-.1429 +05	-.1092 +05	-.7845 +04	-.6775 +04
Γ	.3116	.8665	.2132 +01	.4319 +01
η	.2613 -03	.7038 -03	.1311 -02	.1588 -02
λ'	.5110 -02	.8597 -02	.1075 -01	.1043 -01
λ_Σ	.5220 -02	.8790 -02	.1088 -01	.1058 -01
σ	.4191 +02	.4875 +02	.3879 +02	.3170 +02
α	.2256 -02	.2779 -02	.2141 -02	.1420 -02
D_{UU}	-.7832 -03	-.1478 -02	-.1947 -02	-.2110 -02
D_U^T	.5875 -07	.4420 -07	.2660 -07	.1787 -07
D_U^E	-.7043 -03	.2278 -02	.4284 -02	.4690 -02
λ_U	.1432 +02	.2153 +02	.2137 +02	.2023 +02
λ^T	-.3583 -02	-.1152 -01	-.1747 -01	-.1594 -01
λ^E	.1665 +05	.2340 +05	.2553 +05	.2382 +05
λ_R	.1010 +05	.3450 +03	.1740 +02	.2560 +01
$T=10\,000 \text{ K}; \beta_U=3\%$				
M	.2291 +02	.2518 +02	.3084 +02	.3498 +02
ρ	.2784 -01	.3171	.4022 +01	.2407 +02
h	.1791 +05	.1541 +05	.1148 +05	.9425 +04
s	.7439 +01	.6420 +01	.5391 +01	.4826 +01
h'_s	-.1586 +05	-.1472 +05	-.1158 +05	-.9829 +04
Γ	.2051	.6242	.1707 +01	.3367 +01
η	.1263 -03	.4407 -03	.1556 -02	.1077 -02
λ	.7366 -02	.1291 -01	.2149 -01	.1999 -01
λ_Σ	.7411 -02	.1303 -01	.2159 -01	.2012 -01
σ	.5267 +02	.7265 +02	.6284 +02	.7527 +02
α	.2807 -02	.3993 -02	.3410 -02	.4399 -02
D_{UU}	-.2874 -03	-.1024 -02	-.2198 -02	-.1840 -02
D_U^T	.2155 -07	.4381 -07	.1549 -07	.2730 -07
D_U^E	-.1781 -02	.5359 -03	.5496 -02	.4546 -02
λ_U	.5688 +01	.2125 +02	.3405 +02	.3234 +02
λ^T	-.1400 -02	-.7271 -02	-.2154 -01	-.1894 -01
λ^E	.2543 +05	.3773 +05	.4883 +05	.4840 +05
λ_R	.7910 +05	.2000 +04	.7050 +02	.9090 +01

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 12\,000\text{ K}; \beta_U = 3\%$				
M	.2249 +02	.2357 +02	.2741 +02	.3167 +02
ρ	.2260 -01	.2449	.2982 +01	.1806 +02
h	.2048 +05	.1863 +05	.1486 +05	.1208 +05
s	.7672 +01	.6713 +01	.5694 +01	.5060 +01
h'_c	-.1515 +05	-.1637 +05	-.1439 +05	-.1245 +05
Γ	.1441	.4493	.1318 +01	.2648 +01
η	.9268 -04	.3000 -03	.9038 -03	.1510 -02
λ'	.9819 -02	.1689 -01	.2958 -01	.3565 -01
λ_Σ	.9849 -02	.1697 -01	.2972 -01	.3576 -01
σ	.6190 +02	.8912 +02	.1106 +03	.9916 +02
α	.3332 -02	.4814 -02	.6354 -02	.5726 -02
D_{UU}	-.1205 -03	-.5944 -03	-.1596 -02	-.2166 -02
D_U^T	.7075 -08	.2822 -07	.3109 -07	.1972 -07
D_U^E	-.1558 -02	-.9457 -03	.2748 -02	.4475 -02
λ_U	-.3461 +01	.1193 +02	.3558 +02	.4471 +02
λ^T	-.1082 -02	-.4497 -02	-.1719 -01	-.2536 -01
λ^E	.3539 +05	.5261 +05	.7407 +05	.8014 +05
λ_R	.3950 +06	.1040 +05	.2780 +03	.2980 +02
$T = 15\,000\text{ K}; \beta_U = 3\%$				
M	.2222 +02	.2264 +02	.2466 +02	.2799 +02
ρ	.1774 -01	.1855	.2118 +01	.1259 +02
h	.2396 +05	.2273 +05	.1950 +05	.1612 +05
s	.7933 +01	.7016 +01	.6034 +01	.5350 +01
h'_c	-.1453 +05	-.1568 +05	-.1654 +05	-.1534 +05
Γ	.9316 -01	.2942	.9003	.1891 +01
η	.1053 -03	.2243 -03	.7073 -03	.1409 -02
λ'	.1411 -01	.2295 -01	.4257 -01	.5878 -01
λ_Σ	.1412 -01	.2305 -01	.4271 -01	.5895 -01
σ	.7508 +02	.1064 +03	.1513 +03	.1593 +03
α	.4101 -02	.5781 -02	.8355 -02	.8970 -02
D_{UU}	-.6684 -04	-.2327 -03	-.1069 -02	-.1943 -02
D_U^T	-.6404 -09	.7626 -08	.2894 -07	.2522 -07
D_U^E	-.8767 -03	-.6304 -03	.1192 -03	.6528 -03
λ_U	-.2168 +02	-.1922 02	.1294 +02	.4293 +02
λ^T	-.3121 -03	-.2719 -02	-.1379 -01	-.2744 -01
λ^E	.5300 +05	.7766 05	.1160 +06	.1366 +06
λ_R	.8820 +06	.5320 +05	.1670 +04	.1460 +03

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500

$T = 20\,000\text{ K}; \beta_U = 3\%$

M	.2211 +02	.2225 +02	.2289 +02	.2456 +02
ρ	.1315 -01	.1346	.1440 +01	.8062 +01
h	.2925 +05	.2827 +05	.2621 +05	.2311 +05
s	.8236 +01	.7337 +01	.6418 +01	.5742 +01
h'_c	-.1825 +05	-.1824 +05	-.1788 +05	-.1791 +05
Γ	.5259 -01	.1667	.5277	.1153 +01
η	.1666 -03	.2736 -03	.6034 -03	.1238 -02
λ'	.2376 -01	.3574 -01	.6316 -01	.9848 -01
λ_Σ	.2377 -01	.3575 -01	.6327 -01	.9875 -01
σ	.9979 +02	.1355 +03	.1983 +03	.2492 +03
α	.5474 -02	.7413 -02	.1087 -01	.1366 -01
D_{UU}	-.9016 -04	-.1766 -03	-.5201 -03	-.1316 -02
D_U^T	-.1793 -08	-.1871 -08	.4094 -08	.1952 -07
D_U^E	.2617 -02	.1296 -02	.2044 -02	-.3911 -03
λ_U	-.5600 +02	-.7441 +02	-.9511 +02	-.7539 +02
λ^T	-.4768 -03	-.6836 -03	-.6145 -02	-.2098 -01
λ^E	.9156 +05	.1297 +06	.1956 +06	.2538 +06
λ_R	.1330 +07	.1210 +06	.8320 +04	.8110 +03

$T = 25\,000\text{ K}; \beta_U = 3\%$

M	.1993 +02	.2182 +02	.2237 +02	.2317 +02
ρ	.9480 -02	.1048	.1106 +01	.5946 +01
h	.5146 +05	.3595 +05	.3222 +05	.2956 +05
s	.9191 +01	.7673 +01	.6683 +01	.6025 +01
h'_c	-.2473 +05	-.2391 +05	-.2318 +05	-.2194 +05
Γ	.3810 -01	.1089	.3403	.7587
η	.2238 -03	.3762 -03	.7109 -03	.1320 -02
λ'	.3294 -01	.5185 -01	.8634 -01	.1361
λ_Σ	.3330 -01	.5193 -01	.8639 -01	.1363
σ	.1181 +03	.1649 +03	.2360 +03	.3055 +03
α	.6853 -02	.9106 -02	.1294 -01	.1671 -01
D_{UU}	-.1002 -03	-.2198 -03	-.5137 -03	-.1080 -02
D_U^T	-.2905 -08	-.2829 -08	-.2493 -08	-.2423 -08
D_U^E	.3066 -02	.1361 -02	.3476 -02	.2715 -02
λ_U	-.1256 +03	-.1523 +03	-.2084 +03	-.2665 +03
λ^T	-.1381 -01	-.3481 -02	-.4185 -02	-.1645 -01
λ^E	.1339 +06	.1952 +06	.2893 +06	.3898 +06
λ_R	.5470 +07	.3500 +06	.2790 +05	.3830 +04

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 30\,000\text{ K}; \beta_U = 3\%$				
M	.1578 +02	.1891 +02	.2155 +02	.2244 +02
ρ	.6261 -02	.7579 -01	.8801	.4718 +01
h	.1052 +06	.6668 +05	.4303 +05	.3721 +05
s	.1116 +02	.8773 +01	.7071 +01	.6299 +01
h'_c	-.6108 +05	-.3549 +05	-.3167 +05	-.3009 +05
Γ	.3154 -01	.8820 -01	.2461	.5362
η	.1576 -03	.4478 -03	.8696 -03	.1492 -02
λ'	.3320 -01	.6424 -01	.1123	.1713
λ_Σ	.3507 -01	.6510 -01	.1126	.1715
σ	.1162 +03	.1814 +03	.2708 +03	.3520 +03
α	.8085 -02	.1076 -01	.1503 -01	.1932 -01
D_{UU}	-.6755 -04	-.2216 -03	-.5677 -03	-.1116 -02
D_U^T	-.5258 -08	-.5128 -08	-.4387 -08	-.2870 -08
D_U^E	.2260 -02	.4469 -02	.4701 -02	.5779 -02
λ_U	-.1110 +03	-.2654 +03	-.3636 +03	-.4655 +03
λ^T	-.4068 -01	-.3234 -01	-.1115 -01	-.1516 -01
λ^E	.1575 +06	.2606 +06	.3980 +06	.5323 +06
λ_R	.3570 +08	.1110 +07	.7360 +05	.1130 +05
$T = 40\,000\text{ K}; \beta_U = 3\%$				
M	.1272 +02	.1460 +02	.1658 +02	.1896 +02
ρ	.4380 -02	.4385 -01	.5088	.2967 +01
h	.1933 +06	.1408 +06	.1069 +06	.7897 +05
s	.1363 +02	.1094 +02	.8885 +01	.7468 +01
h'_c	-.1142 +06	-.9482 +05	-.6107 +05	-.5182 +05
Γ	.2073 -01	.5953 -01	.1746	.3569
η	.6345 -04	.2380 -03	.9690 -03	.1880 -02
λ'	.4752 -01	.7269 -01	.1441	.2436
λ_Σ	.4789 -01	.7501 -01	.1468	.2465
σ	.1380 +03	.1862 +03	.2998 +03	.4339 +03
α	.1089 -01	.1395 -01	.1924 -01	.2524 -01
D_{UU}	-.5681 -04	-.1424 -03	-.5262 -03	-.1240 -02
D_U^T	-.8087 -09	-.4981 -08	-.1007 -07	-.8619 -08
D_U^E	.7943 -03	.2556 -02	.7833 -02	.1149 -01
λ_U	-.1195 +03	-.2296 +03	-.6915 +03	-.1057 +04
λ^T	-.6891 -02	-.4760 -01	-.9213 -01	-.6186 -01
λ^E	.2423 +06	.3549 +06	.5995 +06	.8665 +06
λ_R		.1480 +08	.4300 +06	.6030 +05

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 4000 \text{ K}; \beta_U = 10\% \quad T = 5000 \text{ K}$				
M	.5662 +02	.5025 +02	.5529 +02	
ρ	.1675	.1205	.1321 +01	
h	.1904 +04	.3573 +04	.2684 +04	
s	.3922 +01	.4289 +01	.3756 +01	
h_c^*	-.2153 +04	-.4460 +04	-.3119 +04	
Γ	.3418	.4420	.9033	
η	.1549 -02	.1346 -02	.1708 -02	
λ'	.1344 -02	.2143 -02	.2280 -02	
λ_Σ	.1426 -02	.2379 -02	.2381 -02	
σ	.4118 +01	.1272 +02	.7590 +01	
α	.2000 -03	.7243 -03	.3850 -03	
D_{UU}	-.1892 -02	-.1916 -02	-.2153 -03	
D_U^T	.1356 -07	.7868 -07	.2731 -07	
D_U^E	.2625 -02	.5064 -02	.4402 -02	
λ_U	.4583 +01	.1044 +02	.8148 +01	
λ^T	-.3616 -02	-.7547 -02	-.6712 -02	
λ_E	.1720 +04	.4978 +04	.4220 +04	
λ_R	.1320 +03	.3500 +03	.2700 +02	

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 6000 \text{ K}; \beta_U = 10\%$				
M	.4142 +02	.5007 +02	.5489 +02	59,958 ат · сек
ρ	.8422 -01	.1017 +01	.1123 +02	
h	.6329 +04	.4246 +04	.3420 +04	
s	.4789 +01	.4039 +01	.3550 +01	
h_c^*	-.8438 +04	-.5297 +04	-.4051 +04	
Γ	.4424	.9933	.2267 +01	
η	.1025 -02	.1556 -02	.1904 -02	
λ'	.3090 -02	.4021 -02	.3727 -02	
λ_Σ	.3395 -02	.4201 -02	.3826 -02	
σ	.2452 +02	.1912 +02	.1178 +02	
α	.1317 -02	.1058 -02	.5281 -03	
D_{UU}	-.1727 -02	-.2190 -02	-.2426 -02	
D_U^T	.1098 -06	.6622 -07	.2646 -07	
D_U^E	.6654 -02	.7198 -02	.6461 -02	
λ_U	.1835 +02	.1540 +02	.1277 +02	
λ^T	-.8269 -02	-.1133 -01	-.9223 -02	
λ_E	.8829 +04	.9880 +04	.7714 +04	
λ_R	.8240 +03	.5270 +02	.3700 +01	

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 7000 \text{ K}; \beta_U = 10\%$				
M	.3520 +02	.4402 +02	.5124 +02	.5379 +02
ρ	.6177 -04	.7811	.9175 +01	.5133 +02
h	.9169 +04	.6242 +04	.4684 +04	.4190 +04
s	.5228 +01	.4345 +01	.3743 +01	.3439 +01
h_c	-.1223 +05	-.8106 +04	-.5810 +04	-.5133 +04
Γ	.3793	.9573	.2236 +01	.4727 +01
η	.7742 -03	.1340 -02	.1861 -02	.2012 -02
λ'	.4092 -02	.6217 -02	.6733 -02	.6311 -02
λ_Σ	.4317 -02	.6444 -02	.6862 -02	.6434 -02
σ	.3431 +02	.3363 +02	.2392 +02	.1998 +02
α	.1874 -02	.1912 -02	.1157 -02	.7109 -03
D_{UU}	-.1410 -02	-.2093 -02	-.2512 -02	-.2630 -02
D_U^T	.1327 -06	.9102 -07	.4885 -07	.3176 -07
D_U^E	.6402 -02	.8423 -02	.1007 -01	.9898 -02
λ_U	.2259 +02	.2386 +02	.2110 +02	.1947 +02
λ^T	-.6729 -02	-.1324 -01	-.1447 -01	-.1223 -01
λ^E	.1269 +05	.1630 +05	.1562 +05	.1402 +05
λ_R	.1680 +04	.9010 +02	.6150 +01	.8970
$T = 8000 \text{ K}; \beta_U = 10\%$				
M	.3210 +02	.3897 +02	.4737 +02	.5109 +02
ρ	.4920 -01	.6122	.7550 +01	.4309 +02
h	.1132 +05	.8326 +04	.6058 +04	.5239 +04
s	.5515 +01	.4622 +01	.3925 +01	.3577 +01
h_c	-.1427 +05	-.1093 +05	-.7840 +04	-.6758 +04
Γ	.3091	.8537	.2089 +01	.4179 +01
η	.5408 -03	.1150 -02	.1786 -02	.2068 -02
λ'	.5091 -02	.8527 -02	.1063 -01	.1023 -01
λ_Σ	.5248 -02	.8754 -02	.1078 -01	.1035 -01
σ	.4157 +02	.4829 +02	.3867 +02	.3114 +02
α	.2236 -02	.2735 -02	.2097 -02	.1374 -02
D_{UU}	-.9605 -03	-.1898 -02	-.2529 -02	-.2748 -02
D_U^T	.1394 -06	.1081 -06	.6494 -07	.4334 -07
D_U^E	.4073 -02	.8068 -02	.1259 -01	.1279 -01
λ_U	.1919 +02	.3045 +02	.3085 +02	.2925 +02
λ^T	-.5389 -02	-.1258 -01	-.1798 -01	-.1620 -01
λ_E	.1658 +05	.2327 +05	.2540 +05	.2352 +05
λ_R	.4300 +04	.2010 +03	.1160 +02	.1770 +01

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 10.000 \text{ K}; \beta_U = 10\%$				
M	.2995 +02	.3318 +02	.4065 +02	.4600 +02
ρ	.3638 -01	.4175	.5281 +01	.3130 +02
h	.1408 +05	.1192 +05	.8855 +04	.7318 +04
s	.5825 +01	.5023 +01	.4233 +01	.3804 +01
h'_c	-.1585 +05	-.1471 +05	-.1158 +05	-.9821 +04
Γ	.2053	.6200	.1684 +01	.3296 +01
η	.2141 -03	.7757 -03	.1589 -02	.2103 -02
λ'	.7310 -02	.1284 -01	.1982 -01	.2127 -01
λ_Σ	.7416 -02	.1305 -01	.2062 -01	.2141 -01
σ	.5232 +02	.7199 +02	.7451 +02	.6219 +02
α	.2798 -02	.3952 -02	.4301 -02	.3285 -02
D_{UU}	-.3455 -03	-.1267 -02	-.2359 -02	-.2845 -02
D_U^T	.4848 -07	.1034 -06	.6571 -07	.3696 -07
D_U^E	.2652 -02	.3962 -02	.1239 -01	.1568 -01
λ_U	.7334 +01	.2935 +02	.4699 +02	.5023 +02
λ^T	-.2448 -02	-.9202 -02	-.2030 -01	.2257 -01
λ^E	.2535 +05	.3758 +05	.4822 +05	.4865 +05
λ_R	.3190 +05	.1040 +04	.4660 +02	.6300 +01
$T = 12.000 \text{ K}; \beta_U = 10\%$				
M	.2894 +02	.3078 +02	.3604 +02	.4162 +02
ρ	.2911 -01	.3198	.3912 +01	.2355 +02
h	.1676 +05	.1469 +05	.1155 +05	.9398 +04
s	.6067 +01	.5274 +01	.4474 +01	.3988 +01
h'_c	-.1517 +05	-.1636 +05	-.1439 +05	-.1245 +05
Γ	.1472	.4504	.1310 +01	.2614 +01
η	.1117 -03	.4725 -03	.1366 -02	.2082 -02
λ'	.9309 -02	.1673 -01	.2944 -01	.3550 -01
λ_Σ	.9386 -02	.1691 -01	.2971 -01	.3562 -01
σ	.5983 +02	.8834 +02	.1096 +03	.9834 +02
α	.3321 -02	.4799 -02	.6259 -02	.5580 -02
D_{UU}	-.1486 -03	-.7250 -03	-.2014 -02	-.2788 -02
D_U^T	.1475 -07	.6352 -07	.7303 -07	.4670 -07
D^E	.4089 -02	.6940 -03	.8327 -02	.1369 -01
λ_U	-.6062 +01	.1548 +02	.5097 +02	.6606 +02
λ^T	.2515 -02	-.6641 -02	-.1955 -01	-.2731 -01
λ^E	.3455 +05	.5238 +05	.7401 +05	.8022 +05
λ_R	.1450 +06	.4930 +04	.1810 +03	.2210 +02

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 15\,000\text{ K}; \beta_U = 10\%$				
M	.2809 +02	.2892 +02	.3203 +02	.3658 +02
ρ	.2246 -01	.2375	.2753 +01	.1641 +02
h	.2041 +05	.1887 +05	.1555 +05	.1269 +05
s	.6341 +01	.5583 +01	.4768 +01	.4225 +01
h'_c	-.1452 +05	-.1571 +05	-.1655 +05	-.1534 +05
Γ	.2391 +05	.3035	.9090	.1890 +01
η	.9713 -04	.2469 -03	.9610 -03	.1914 -02
λ'	.1266 -01	.2163 -01	.4204 -01	.5893 -01
λ_Σ	.1268 -01	.2191 -01	.4235 -01	.5932 -01
σ	.7031 +02	.1020 +03	.1498 +03	.1590 +03
α	.4075 -02	.5786 -02	.8367 -02	.8912 -02
D_{UU}	-.9126 -04	-.2975 -03	-.1334 -02	-.2472 -02
D_U^T	-.1585 -08	.1540 -07	.6355 -07	.5741 -07
D_U^E	.4884 -02	.3066 -02	.4966 -02	.5058 -02
λ_U	-.3195 +02	-.3047 +02	.1411 +02	.6018 +02
λ^T	-.6449 -03	-.4973 -02	-.1854 -01	-.3196 -01
λ^E	.5024 +05	.7568 +05	.1157 +06	.1376 +06
λ_R	.2850 +06	.2020 +05	.9040 +03	.1020 +03
$T=20\,000\text{ K}; \beta_U=10\%$				
M	.2786 +02	.2808 +02	.2901 +02	.3137 +02
ρ	.1660 -01	.1704	.1833 +01	.1033 +02
h	.2482 +05	.2391 +05	.2198 +05	.1907 +05
s	.6594 +01	.5876 +01	.5136 +01	.4583 +01
h'_c	-.1825 +05	-.1819 +05	-.1786 +05	-.1795 +05
Γ	.5512 -01	.1744	.5503	.1192 +01
η	.1480 -03	.2556 -03	.6207 -03	.1423 -02
λ'	.2109 -01	.3250 -01	.5976 -01	.9698 -01
λ_Σ	.2110 -01	.3252 -01	.6004 -01	.9779 -01
σ	.9261 +02	.1271 +03	.1903 +03	.2470 +03
α	.5424 -02	.7392 -02	.1097 -01	.1397 -01
D_{UU}	-.1259 -03	-.2460 -03	-.7002 -03	-.1711 -02
D_U^T	-.3901 -08	-.4243 -08	-.7564 -08	.4002 -07
D_U^E	.7605 -02	.5806 -02	.8600 -02	.2080 -02
λ_U	-.8098 +02	-.1102 +03	-.1465 +03	-.1256 +03
λ^T	-.8361 -03	-.1005 -02	-.8656 -02	-.2898 -01
λ^E	.8616 05	.1241 06	.1916 06	.2542 +06
λ_R	.4120 +06	.3820 +05	.3100 +04	.4220 +03

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T=25\,000\text{ K}; \beta_U=10\%$				
M	.2517 +02	.2752 +02	.2823 +02	.2926 +02
ρ	.1198 -01	.1325	.1402 +01	.7546 +01
h	.4171 +05	.2995 +05	.2697 +05	.2474 +05
s	.7321 +01	.6141 +01	.5358 +01	.4833 +01
h'_c	-.2479 +05	-.2389 +05	-.2309 +05	-.2186 +05
Γ	.3959 -01	.1140	.3565	.7950
η	.1897 -03	.3403 -03	.6851 -03	.1332 -02
λ'	.2882 -01	.4641 -01	.8017 -01	.1296 -00
λ_Σ	.2911 -01	.4650 -01	.8025 -01	.1298 00
σ	.1067 +03	.1530 +03	.2232 +03	.2968 +03
α	.6684 -02	.9033 -02	.1300 -01	.1707 -01
D_{UU}	-.1435 -03	-.3081 -03	-.7165 -03	-.1478 -02
D_U^T	-.6074 -08	-.6294 -08	-.5906 -08	.3850 -08
D_U^E	.6135 -02	.6664 -02	.1040 -01	.1243 -01
λ_U	-.1719 +03	-.2203 +03	-.3130 +03	-.4087 +03
λ^T	-.1273 -01	-.4190 -02	-.4730 -02	-.1849 -01
λ^E	.1231 +06	.1845 +06	.2804 +06	.3830 +06
λ_R	.1680 +07	.1020 +06	.9410 +05	.1520 +06
$T=30\,000\text{ K}; \beta_U=10\%$				
M	.2011 +02	.2405 +02	.2725 +02	.2831 +02
ρ	.7986 -02	.9650 -01	.1116 +01	.5981 +01
h	.8193 +05	.5272 +05	.3517 +05	.3075 +05
s	.8794 +01	.6956 +01	.5652 +01	.5049 +01
h'_c	-.6078 +05	-.3546 +05	-.3159 +05	-.2995 +05
Γ	.3226 -01	.9061 -01	.2562	.5614
η	.1401 -03	.3917 -03	.8113 -03	.1467 -02
λ'	.3137 -01	.5757 -01	.1023	.1613
λ_Σ	.3278 -01	.5826 -01	.1025	.1618
σ	.1082 +03	.1662 +03	.2534 +03	.3367 +03
α	.7874 -02	.1055 -01	.1499 -01	.1959 -01
D_{UU}	-.1001 -03	-.3177 -03	-.7968 -03	-.1560 -02
D_U^T	-.1086 -07	-.1081 -07	-.9919 -08	-.7158 -08
D_U^E	.3912 -02	.9924 -02	.1409 -01	.1886 -01
λ_U	-.1642 +03	-.3723 +03	-.5321 +03	-.7048 +03
λ^T	-.3317 -01	-.2853 -01	-.1158 -01	-.1548 -01
λ^E	.1495 +06	.2428 +06	.3796 +06	.5202 +06
λ_R	.1090 +06	.3430 +06	.2370 +05	.4030 +04

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T=40\,000\text{ K}; \beta_U=10\%$				
M	.1622 +02	.1864 +02	.2128 +02	.2422 +02
ρ	.4823 -02	.5603 -01	.6536	.3797 +01
h	.1497 +06	.1092 +06	.8241 +05	.6154 +05
s	.1070 +02	.8603 +01	.6993 +01	.5911 +01
h'_c	-.1143 +06	-.9461 +05	-.6086 +05	-.5170 +05
Γ	.2114 -01	.6078 -01	.1774	.3644
η	.6766 -04	.2294 -03	.8851 -03	.1778 -02
λ'	.4618 -01	.7043 -01	.1351	.2269
λ_Σ	.4651 -01	.7230 -01	.1373	.2283
σ	.1322 +03	.1777 +03	.2790 +03	.4049 +03
α	.1061 -01	.1362 -01	.1885 -01	.2509 -01
D_{UU}	-.7753 -04	-.2034 -03	-.7626 -03	-.1769 -02
D_U^T	-.1828 -08	-.1078 -07	-.2141 -07	-.1921 -07
D_U^E	.1731 -02	.5310 -02	.1677 -01	.2492 -01
λ_U	-.1845 +03	-.3527 +03	-.1007 +04	-.1549 +04
λ^T	-.7537 -02	-.4067 -01	-.7881 -01	-.5872 -01
λ^E	.2341 +06	.3428 +06	.5708 +06	.8319 +06
λ_R	—	.4500 +07	.1340 +06	.2280 +05

Параметр	Давление, ат			
	1	10	1	10
$T=5000\text{ K}; \beta_U=50\%$				
M	.1224 +03	.1312 +03	.1062 +03	.1220 +03
ρ	.2919	.3120 +01	.2135	.2449 +01
h	.1566 +04	.1293 +04	.2532 +04	.1893 +04
s	.2014 +01	.1810 +01	.2189 +01	.1919 +01
h'_c	-.4565 +04	-.3147 +04	-.8537 +04	-.5354 +04
Γ	.3792	.7624	.3851	.8477
η	.2596 -02	.2804 -02	.2548 -02	.2966 -02
λ'	.1019 -02	.1954 -02	.2903 -02	.3662 -02
λ_Σ	.2199 -02	.2082 -02	.3277 -02	.3913 -02
σ	.1298 +02	.8270 +01	.2326 +02	.1938 +02
α	.6926 -03	.3822 -03	.1235 -02	.9519 -03
D_{UU}	-.4410 -02	-.4990 -02	-.3767 -02	-.4989 -02
D_U^T	.1112 -06	.3967 -07	.1657 -06	.9641 -07
D_U^E	.8826 -02	.8613 -02	.9660 -02	.1339 -01
λ_U	.3681 +02	.2854 +02	.6519 +02	.6034 +02
λ^T	-.7565 -02	-.6674 -02	-.9456 -02	-.1162 -01
λ^E	.4707 +04	.4061 +04	.8347 +04	.9265 +04
λ_R	.8660 +02	.7900 +01	.2240 +03	.1830 +02
$T=6000\text{ K}$				

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500

$T=7000 \text{ K}; \beta_U=50\%$

M	.9160 +02	.1105 +03	.1240 +03	
ρ	.1592	.1928 +01	.2164 +02	
h	.3697 +04	.2648 +04	.2137 +04	
s	.2368 +01	.2035 +01	.1805 +01	
h'_c	-.1202 +05	-.8148 +04	-.5801 +04	
Γ	.3437	.8329	.1879 +01	
η	.2239 -02	.2986 -02	.3394 -02	
λ'	.3921 -02	.5766 -02	.6068 -02	
λ_Σ	.4364 -02	.6147 -02	.6278 -02	
σ	.3194 +02	.3184 +02	.2400 +02	
α	.1711 -02	.1660 -02	.9567 -03	
D_{UU}	-.2523 -02	-.4535 -02	-.5720 -02	
D_U^T	.1974 -06	.1362 -06	.7156 -07	
D_U^E	.7148 -02	.1491 -01	.1718 -01	
λ_U	.7116 +02	.9582 +02	.8848 +02	
λ^T	-.1063 -01	-.1482 -01	-.1506 -01	
λ^E	.1214 +05	.1563 +05	.1480 +05	
λ_R	.3980 +03	.2870 +02	.2710 +01	

$T=8000 \text{ K}; \beta_U=50\%$

M	.8075 +02	.9920 +02	.1164 +03	.1239 +03
ρ	.1231	.1533 +01	.1804 +02	.9749 +02
h	.4921 +04	.3509 +04	.2697 +04	.2422 +04
s	.2532 +01	.2150 +01	.1879 +01	.1740 +01
h'_c	-.1401 +05	-.1084 +05	-.7818 +05	-.6679 +05
Γ	.2935	.7651	.1806 +01	.3362 +01
η	.1617 -02	.2852 -02	.3527 -02	.3768 -02
λ'	.5003 -02	.8013 -02	.9740 -02	.8940 -02
λ_Σ	.5600 -02	.8554 -02	.1007 -01	.9135 -02
σ	.3978 +02	.4496 +02	.3769 +02	.2992 +02
α	.2182 -02	.2425 -02	.1779 -02	.1015 -02
D_{UU}	-.1395 -02	-.3711 -02	-.5584 -02	-.6264 -02
D_U^T	.1602 -06	.1577 -06	.9750 -07	.6275 -07
D_U^E	.4409 -02	.1217 -01	.1950 -01	.1999 -01
λ_U	.5289 +02	.1156 +03	.1343 +03	.1261 +03
λ^T	-.1016 -01	-.1659 -01	-.2007 -01	-.1733 -01
λ^E	.1625 +05	.2247 +05	.2435 +05	.2152 +05
λ_R	.9910 +03	.5620 +02	.4750 +01	.7610

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T=10\,000\text{ K}; \beta_U=50\%$				
M	.7053 +02	.8203 +02	.1009 +03	.1127 +03
ρ	.8568 -01	.1025 +01	.1281 +02	.7241 +02
h	.6876 +04	.5336 +04	.3940 +04	.3351 +04
s	.2751 +01	.2357 +01	.2017 +01	.1842 +01
h'_c	-.1582 +05	-.1455 +05	-.1148 +05	-.9733 +04
Γ	.2060	.5946	.1539 +01	.2874 +01
η	.5561 -03	.2052 -02	.3510 -02	.4104 -02
λ'	.7052 -02	.1241 -01	.1880 -01	.1987 -01
λ_E	.7537 -02	.1330 -01	.1950 -01	.2030 -01
σ	.5075 +02	.6802 +02	.6972 +02	.5900 +02
α	.2768 -02	.3704 -02	.3675 -02	.2528 -02
D_{UU}	-.5193 -03	-.2040 -02	-.4751 -02	-.6173 -02
D_U^T	.4803 -07	.1258 -06	.1209 -06	.9021 -07
D_V^E	.2416 -02	.4858 -02	.1613 -01	.2141 -01
λ_U	.1679 +02	.9351 +02	.1969 +03	.2275 +03
λ^T	-.5511 -02	-.1599 -01	-.2737 -01	-.2858 -01
λ^E	.2490 +05	.3689 +05	.4761 +05	.4763 +05
λ_R	.7210 +04	.2740 +03	.1570 +02	.2590 +01
$T=12\,000\text{ K}; \beta_U=50\%$				
M	.6280 +02	.7217 +02	.8792 +02	.1013 +03
ρ	.6351 -01	.7500	.9424 +01	.5516 +02
h	.9731 +04	.7294 +04	.5344 +04	.4367 +04
s	.3008 +01	.2531 +01	.2143 +01	.1933 +01
h'_c	-.1552 +05	-.1632 +05	-.1430 +05	-.1237 +05
Γ	.1616	.4571	.1258 +01	.2417 +01
η	.1636 -03	.1101 -02	.3083 -02	.4207 -02
λ'	.7551 -02	.1569 -01	.2835 -01	.3471 -01
λ_Σ	.7798 -02	.1643 -01	.2946 -01	.3548 -01
σ	.5210 +02	.8347 +02	.1037 +03	.9458 +02
α	.3281 -02	.4691 -02	.5697 -02	.4742 -02
D_{UU}	-.2783 -03	-.1172 -02	-.3754 -02	-.5769 -02
D_U^T	.1483 -07	.6551 -07	.1093 -06	.9776 -07
D_U^E	.2865 -02	.3683 -02	.1100 -01	.1550 -01
λ_U	-.2673 +02	.3445 +02	.1869 +03	.2872 +03
λ^T	-.7075 -02	-.1439 -01	-.3081 -01	-.3911 -01
λ^E	.3105 +05	.5097 +05	.7371 +05	.8176 +05
λ_R	.3280 +05	.1220 +04	.5750 +02	.8640 +01

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T=15\,000\text{ K}; \beta_U=50\%$				
M	.5579 +02	.6053 +02	.7307 +02	.8624 +02
ρ	.4500 -01	.5030	.6298 +01	.3809 +02
h	.1371 +05	.1155 +05	.8133 \pm 04	.6246 +04
s	.3309 +01	.2845 +01	.2348 +01	.2070 +01
h'_c	-.1458 +05	-.1612 +05	-.1665 +05	-.1526 +05
Γ	.1147	.3453	.9552	.1888 +01
η	.6118 -04	.3034 -03	.1885 -02	.3822 -02
λ'	.9323 -02	.1785 -01	.3975 -01	.6005 -01
λ_Σ	.9400 -02	.1890 -01	.4086 -01	.6164 -01
σ	.5705 +02	.8806 +02	.1434 +03	.1572 +03
α	.4004 -02	.5827 -02	.8459 -02	.8621 -02
D_{UU}	-.2307 -03	-.6511 -03	-.2564 -02	-.5022 -02
D_U^T	-.1766 -08	.9181 -08	.5133 -07	.5251 -07
D_U^E	.3526 -02	.2162 -02	.3048 -02	.3446 -02
λ_U	-.9296 +02	-.1095 +03	.3638 +01	.1984 +03
λ^T	-.1579 -02	-.1203 -01	-.3808 -01	-.5644 -01
λ^E	.4252 +05	.6915 +05	.6915 +05	.1442 +06
λ_R	.6730 +05	.4840 +04	.2520 +03	.3670 +02
$T=20\,000\text{ K}; \beta_U=50\%$				
M	.5447 +02	.5527 +02	.5831 +02	.6565 +02
ρ	.3264 -01	.3398	.3756 +01	.2192 +02
h	.1647 +05	.1569 +05	.1395 +05	.1135 +05
s	.3468 +01	.3090 +01	.2684 +01	.2358 +01
h'_c	-.1830 +05	-.1800 +05	-.1797 +05	-.1850 +05
Γ	.6562 -01	.2072	.6471	.1363 +01
η	.7659 -04	.1601 -03	.5943 -03	.2018 -02
λ'	.1502 -01	.2468 -01	.5068 -01	.9427 -01
λ_Σ	.1504 -01	.2474 -01	.5164 -01	.9754 -01
σ	.7349 +02	.1037 +03	.1675 +03	.2438 +03
α	.5261 -02	.7335 -02	.1148 -01	.1554 -01
D_{UU}	-.3258 -03	-.6534 -03	-.1769 -02	-.3969 -02
D_U^T	-.3136 -08	-.3954 -08	.1974 -08	.2240 -07
D_U^E	.4178 -02	.4608 -02	.7541 -02	.2535 -03
λ_U	-.2198 +03	-.3230 +03	-.4847 +03	-.5308 +03
λ^T	-.1508 -02	-.1856 -02	-.1646 -01	-.5940 -01
λ^E	.7081 +05	.1071 +06	.1780 +06	.2614 +06
λ_R	.9710 +05	.8920 +04	.7680 +03	.1200 +03

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T=25\,000\text{ K}; \beta_U=50\%$				
M	.4954 +02	.5399 +02	.5547 +02	.5773 +02
ρ	.2369 -01	.2625	.2806 +01	.1523 +02
h	.2361 +05	.1871 +05	.1712 +05	.1565 +05
s	.3778 +01	.3223 +01	.2826 +01	.2550 +01
h'_c	-.2528 +05	-.2388 +05	-.2269 +05	-.2168 +05
Γ	.4590 -01	.1350	.4249	.9476
η	.9454 -04	.1929 -03	.4784 -03	.1209 -02
λ'	.2048 -01	.3420 -01	.6449 -01	.1148
λ_Σ	.2061 -01	.3427 -01	.6467 -01	.1158
σ	.8112 +02	.1219 +03	.1878 +03	.2752 +03
α	.6200 -02	.8799 -02	.1326 -01	.1891 -01
D_{UU}	-.3732 -03	-.8137 -03	-.1926 -02	-.3907 -02
D_U^T	-.4493 -08	-.5502 -08	-.6313 -08	-.1495 -08
D_U^E	.3900 -02	.5553 -02	.1005 -01	.8812 -02
λ_U	-.4000 +03	-.6026 +03	-.9508 +03	-.1368 +04
λ^T	-.9910 -02	-.5335 -02	-.5989 -02	-.2507 -01
λ^E	.9759 +05	.1549 +06	.2512 +06	.3674 +06
λ_R	.3850 +06	.2570 +05	.2275 +04	.3980 +03
$T=30\,000\text{ K}; \beta_U=50\%$				
M	.4152 +02	.4893 +02	.5392 +02	.5558 +02
ρ	.1654 -01	.1975	.2242 +01	.1199 +02
h	.3824 +05	.2674 +05	.2051 +05	.1867 +05
s	.4313 +01	.3511 +01	.2948 +01	.2660 +01
h'_c	-.5867 +05	-.3543 +05	-.3126 +05	-.2938 +05
Γ	.3558 -01	.1016	.3002	.6682
η	.8306 -04	.2216 -03	.5256 -03	.1110 -02
λ'	.2574 -01	.4335 -01	.8093 -01	.1366
λ_Σ	.2616 -01	.4367 -01	.8113 -01	.1368
σ	.8765 +02	.1298 +03	.2076 +03	.2979 +03
α	.7142 -02	.9914 -02	.1495 -01	.2097 -01
D_{UU}	-.2941 -03	-.8665 -03	-.2195 -02	-.4268 -02
D_U^T	-.7328 -08	-.8118 -08	-.9041 -08	-.8730 -08
D_U^E	.2923 -02	.5837 -02	.1169 -01	.1577 -01
λ_U	-.4701 +03	-.9381 +03	-.1540 +04	-.2208 +04
λ^T	-.1257 -01	-.1920 -01	-.1182 -01	-.1550 -01
λ^E	.1253 +06	.2001 +06	.3346 +06	.4821 +06
λ_R	.2360 +07	.7700 +05	.5620 +04	.1010 +04

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 40\,000\text{ К}; \beta_U = 50\%$				
M	.3351 +02	.3879 +02	.4536 +02	.5038 +02
ρ	.9988 -02	.1170	.1401 +01	.7980 +01
h	.6821 +05	.4991 +05	.3661 +05	.2902 +05
s	.5161 +01	.4180 +01	.3404 +01	.2950 +01
h'_c	-.1146 +06	-.9317 +05	-.5981 +05	-.5128 +05
Γ	.2482 +05	.6664 -01	.1908	.4004
η	.6929 -04	.1838 -03	.5964 -03	.1250 -02
λ'	.4127 -01	.6285 -01	.1135	.1886
λ_Σ	.4144 -01	.6352 -01	.1145	.1896
σ	.1117 +03	.1496 +03	.2251 +03	.3316 +03
α	.9551 -02	.1244 -01	.1771 -01	.2472 -01
D_{UU}	-.2009 -03	-.5931 -03	-.2199 -02	-.4944 -02
D_{U}^T	-.1736 -08	-.8710 -08	-.1647 -07	-.1761 -07
D_{U}^E	.1417 -02	.4159 -02	.1183 -01	.2156 -01
λ_U	-.6228 +03	-.1167 +04	-.2815 +04	-.4413 +04
λ^T	-.9079 -02	-.1864 -01	-.4433 -01	-.4837 -01
λ^E	.2053 +06	.3027 +06	.4974 +06	.7419 +06
λ_R	.1270 +09	.9780 +06	.2940 +05	.5200 +04

Таблица 5.7. Теплофизические свойства смеси калия и водорода

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 4000\text{ К}; \beta_K = 3\% \quad \beta_K^{(400)} = 37.49\% \quad \beta_K^{(500)}$				
M	.1938 +01	.2521 +01	.2905 +01	.3031 +01
ρ	.5713 -02	.7432 -01	.8564	.4468 +01
h	.1468 +03	-.5488 +05	-.7887 +05	-.8523 +05
s	.9557 +02	.7317 +02	.6016 +02	.5407 +02
h'_c	-.5093 +04	-.9389 +05	-.1331 +06	-.1435 +06
Γ	.1171	.2379	.4692	.7623
η	.4288 -03	.5918 -03	.6563 -03	.6694 -03
λ'	.8462 -02	.8912 -02	.8602 -02	.8342 -02
λ_Σ	.1187	.9837 -01	.4423 -01	.2509 -01
σ	.3949 +01	.2447 +01	.1213 +01	.6746
α	.1868 -03	.7812 -04	.1538 -04	.7672 -06
D_{KK}	-.3570 -03	-.4338 -03	-.4989 -03	-.5207 -03
D_K^T	.9657 -07	.7862 -07	.1907 -07	.4915 -08
D_K^E	.6874 -02	.4165 -02	.1968 -02	.1179 -02
λ^T	-.1126	-.9923 -01	-.4175 -01	-.1998 -01
λ_K	.7556 +01	.4490 +02	.6826 +02	.7567 +02
λ^E	.1114 +04	.3238 +03	.5356 +02	-.5449 +01
λ_R	.2640 +06	.5410 +04	.1980 +03	.1870 +02

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 5000 \text{ K}; \beta_K = 3\%$				
M	.1606 +01	.1839 +01	.2409 +01	.2753 +01
ρ	.3790 -02	.4339 -01	.5682	.3247 +01
h	.6259 +05	.2615 +05	-.3312 +05	-.5670 +05
s	.1099 +03	.9225 +02	.7029 +02	.6038 +02
h'_c	.8502 +05	.3454 +05	-.6047 +05	-.9915 +05
Γ	.1200	.2804	.6071	.1025 +01
η	.3585 -03	.4886 -03	.7003 -03	.7761 -03
λ'	.1020 -01	.1069 -01	.1133 -01	.1107 -01
λ_Σ	.2642 -01	.9115 -01	.9916 -01	.6205 -01
σ	.7921 +01	.6098 +01	.3671 +01	.2277 +01
α	.4204 -03	.2340 -03	.1133 -03	.4049 -04
D_{KK}	-.5235 -03	-.4266 -03	-.4967 -03	-.5609 -03
D_K^T	.6643 -07	.7804 -07	.8129 -07	.4490 -07
D_K^E	.1374 -01	.1128 -01	.7082 -02	.4824 -02
λ^T	-.1553 -01	-.8119 -01	-.9494 -01	-.5776 -01
λ_K	-.3061 +02	-.3436 +01	.3792 +02	.6073 +02
λ^E	.3800 +04	.2735 +04	.1011 +04	.3556 +03
λ_R	.3550 +06	.4380 +04	.1600 +03	.1820 +02
$T = 6000 \text{ K}; \beta_K = 3\%$				
M	.1572 +01	.1626 +01	.1933 +01	.2349 +01
ρ	.3095 -02	.3198 -01	.3801	.2310 +01
h	.8234 +05	.7234 +05	.2732 +05	-.1476 +05
s	.1135 +03	.9979 +02	.8129 +02	.6799 +02
h'_c	.1081 +06	.1006 +06	.3676 +05	-.3169 +05
Γ	.9509 -01	.2611	.6305	.1177 +01
η	.3951 -03	.4474 -03	.6377 -03	.8156 -03
λ'	.1238 -01	.1270 -01	.1339 -01	.1387 -01
λ_Σ	.1474 -01	.3309 -01	.9458 -01	.9663 -01
σ	.1024 +02	.1003 +02	.7190 +01	.4890 +01
α	.5441 -03	.5013 -03	.2835 -03	.1319 -03
D_{KK}	-.7730 -03	-.5821 -03	-.5049 -03	-.5649 -03
D_K^T	.5736 -07	.5878 -07	.7792 -07	.8318 -07
D_K^E	.1800 -01	.1887 -01	.1433 -01	.1080 -01
λ^T	-.2072 -02	-.2065 -01	-.8245 -01	-.8771 -01
λ_K	-.5662 +02	-.3266 +02	.3329 +02	.3148 +02
λ^E	.5983 +04	.6308 +04	.3994 +04	.1962 +04
λ_R	.1100 +07	.9230 +04	.2640 +03	.3190 +02

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500

$T = 7000 \text{ K}; \beta_K = 3\%$

M	.1566 +01	.1582 +01	.1706 +01	.2001 +01
ρ	.2639 -02	.2668 -01	.2877	.1687 +01
h	.9668 +06	.9354 +05	.7224 +05	.3241 +05
s	.1157 +03	.1031 +03	.8826 +02	.7527 +02
h'_c	.1275 +06	.1268 +06	.1029 +06	.4357 +05
Γ	.7161 -01	.2148	.5679	.1063 +01
η	.4555 -03	.4810 -03	.5970 -03	.7926 -03
λ'	.1462 -01	.1505 -01	.1552 -01	.1616 -01
λ_Σ	.1520 -01	.2051 -01	.5457 -01	.9430 -01
σ	.1145 +02	.1249 +02	.1064 +02	.7690 +01
α	.6061 -03	.6374 -03	.4735 -03	.2695 -03
D_{KK}	-.9366 -03	-.7927 -03	-.6011 -03	-.5894 -03
D_K^T	.5421 -07	.5490 -07	.5789 -07	.7975 -07
D_K	.2072 -01	.2425 -01	.2180 -01	.1744 -01
λ^T	-.4777 -03	-.5666 -02	-.3994 -01	-.7935 -01
λ_K	-.7711 +02	-.5305 +02	-.2394 +02	.2128 +01
λ^E	.8018 +04	.9468 +04	.8220 +04	.5198 +04
λ_R	.1910 +08	.2810 +05	.5650 +03	.5360 +02

$T = 8000 \text{ K}; \beta_K = 3\%$

M	.1564 +01	.1571 +01	.1624 +01	.1792 +01
ρ	.2306 -02	.2317 -01	.2397	.1323 +01
h	.1106 +06	.1090 +06	.9914 +05	.7227 +05
s	.1176 +03	.1051 +03	.9188 +02	.8061 +02
h'_c	.1489 +06	.1476 +06	.1396 +06	.1048 +06
Γ	.5571 -01	.1709	.4875	.9497
η	.5266 -03	.5383 -03	.6106 -03	.7655 -03
λ'	.1692 -01	.1743 -01	.1795 -01	.1837 -01
λ_Σ	.1726 -01	.1931 -01	.3416 -01	.6941 -01
σ	.1276 +02	.1426 +02	.1389 +02	.1097 +02
α	.6547 -03	.7043 -03	.6166 -03	.4065 -03
D_{KK}	-.1030 -02	-.9645 -03	-.7534 -03	-.6600 -03
D_K^T	.6261 -07	.5325 -07	.5117 -07	.6262 -07
D_K^E	.2199 -01	.2727 -01	.2787 -01	.2369 -01
λ^T	.2947 -03	-.1996 -02	-.1744 -01	-.5174 -01
λ_K	-.9333 +02	-.7062 +02	-.3890 +02	-.1947 +02
λ^E	.9962 +04	.1216 +05	.1241 +05	.9473 +04
λ_R	.1570 +09	.8740 +05	.1300 +04	.9560 +02

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 10\,000\text{ К}; \beta_K = 3\%$				
M	.1540 +01	.1561 +01	.1579 +01	.1635 +01
ρ	.1817 -02	.1842 -01	.1865	.9655
h	.1522 +06	.1394 +06	.1341 +06	.1235 06
s	.1221 +03	.1085 +03	.9579 +02	.8638 +02
h'_c	.2310 +06	.1994 +06	.1877 +06	.1768 +06
Γ	.5026 -01	.1216	.3458	.7143
η	.6536 -03	.6746 -03	.7183 -03	.8112 -03
λ'	.2227 -01	.2265 -01	.2326 -01	.2357 -01
λ_Σ	.2849 -01	.2334 -01	.2738 -01	.4067 -01
σ	.2051 +02	.1779 +02	.1753 +02	.1583 +02
α	.1089 -02	.8848 -03	.7953 -03	.6358 -03
D_{KK}	-.5162 -03	-.9930 -03	-.1037 -02	-.8919 -03
D_K^T	.1493 -06	.8830 -07	.5407 -07	.4997 -07
D_K^E	.1191 -01	.2671 -01	.3489 -01	.3400 -01
λ^T	-.6814 -02	-.3154 -02	-.5865 -02	-.1932 -01
λ_K	-.5207 +02	-.8473 +02	-.5660 +02	-.3588 +02
λ^E	.1468 +05	.1762 +05	.2000 +05	.1871 +05
λ_R	.4020 +08	.4050 +06	.6400 +04	.3530 +03
$T = 12\,000\text{ К}; \beta_K = 3\%$				
M	.1428 +01	.1524 +01	.1561 +01	.1590 +01
ρ	.1406 -02	.1500 -01	.1536	.7826
h	.2588 +06	.1903 +06	.1684 +06	.1596 +06
s	.1317 +03	.1131 +03	.9890 +02	.8967 +02
h'_c	.4034 +06	.2928 +06	.2510 +06	.2392 +06
Γ	.6360 -01	.1282	.2879	.5581
η	.7410 -03	.8070 -03	.8606 -03	.9308 -03
λ'	.2821 -01	.2978 -01	.2977 -01	.2971 -01
λ_Σ	.6105 -01	.4021 -01	.3389 -01	.3745 -01
σ	.3873 +02	.3152 +02	.2423 +02	.2068 +02
α	.2094 -02	.1651 -02	.1161 -02	.8585 -03
D_{KK}	-.1901 -03	-.5565 -03	-.1011 -02	-.1066 -02
D_K^T	.1262 -06	.1269 -06	.8416 -07	.5840 -07
D_K^E	.3536 -02	.1368 -01	.3165 -01	.3799 -01
λ^T	-.4965 -01	-.2904 -01	.1689 -01	-.1605 -01
λ_K	-.3129 +02	-.6699 +02	-.8164 +02	-.5144 +02
λ^E	.2586 +05	.2781 05	.2923 +05	.2838 +05
λ_R	.1320 +08	.4710 +06	.1490 +05	.9810 +03

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 15\,000\text{ K}; \beta_K = 3\%$				
M	.1083 +01	.1351 +01	.1493 +01	.1543 +01
ρ	.8579 -03	.1070 -01	.1180	.6091
h	.6621 +06	.3658 +06	.2541 +06	.2231 +06
s	.1613 +03	.1260 +03	.1052 +03	.9436 +02
h'_c	.1035 +07	.5723 +06	.3963 +06	.3470 +06
Γ	.7260 -01	.1572	.3184	.5353
η	.6202 -03	.9130 -03	.1059 -02	.1135 -02
λ'	.3095 -01	.4190 -01	.4562 -01	.4449 -01
λ_Σ	.1160	.8752 -01	.6209 -01	.5190 -01
σ	.6833 +02	.6790 +02	.5441 +02	.4181 +02
α	.3651 -02	.3653 -02	.2787 -02	.1913 -02
D_{KK}	-.7243 -04	-.2499 -03	.6928 -03	-.1017 -02
D_K^T	.5485 -07	.9218 -07	.1006 -06	.8014 -07
D_K^E	.8040 -03	.3655 -02	.1540 -01	.2862 -01
λ^T	-.9383 -01	-.9394 -01	-.7553 -01	-.5606 -01
λ_K	-.5181 +02	-.8105 +02	-.1303 +03	-.1379 +03
λ^E	.4999 +05	.5443 +05	.6085 +05	.5620 +05
λ_R	.1210 +08	.3880 +06	.1710 +05	.1760 +04
$T = 20\,000\text{ K}; \beta_K = 3\%$				
M	.8190	.9507	.1222 +01	.1378 +01
ρ	.4867 -03	.5705 -02	.7365 -01	.4140
h	.1270 +07	.9739 +06	.5738 +06	.4196 +06
s	.1972 +03	.1606 +03	.1232 +03	.1055 +03
h'_c	.1995 +07	.1529 +07	.9064 +06	.6673 +06
Γ	.5043 -01	.1459	.3501	.5965
η	.1392 -03	.5827 -03	.1160 -02	.1429 -02
λ'	.2820 -01	.5070 -01	.7866 -01	.8961 -01
λ_Σ	.4459 -01	.1116	.1327	.1210
σ	.1029 +03	.1282 +03	.1358 +03	.1206 +03
α	.5458 -02	.6828 -02	.7209 -02	.6109 -02
D_{KK}	-.5722 -04	-.1264 -03	-.4056 -03	-.8146 -03
D_K^T	.5077 -08	.2454 -07	.5647 -07	.6974 -07
D_K^E	-.4097 -04	.3678 -03	.3571 -02	.1132 -01
λ^T	-.1723 -01	-.9106 -01	-.1715	-.1872
λ_K	-.1109 +03	-.1707 +03	-.2773 +03	-.3579 +03
λ^E	.9358 +05	.1265 +06	.1594 +06	.1691 +06
λ_R	.1110 +09	.1000 +07	.2050 +05	.2010 +04

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 30\,000\text{ К}; \beta_K = 3\%$				
M	.7899	.7990	.8490	.9622
ρ	.3116 —03	.3176 —02	.3439 —01	.1981
h	.1627 +07	.1582 +07	.1418 +07	.1146 +07
s	.2119 +03	.1865 +03	.1580 +03	.1346 +03
h'_c	.2423 +07	.2425 +07	.2222 +07	.1829 +07
Γ	.2289 —01	.7213 —01	.2222	.4604
η	.7209 —04	.1551 —03	.5215 —03	.1171 —02
λ'	.5529 —01	.7966 —01	.1278	.1877
λ_Σ	.5581 —01	.8308 —01	.1475	.2247
σ	.1586 +03	.2045 +03	.2726 +03	.3149 +03
α	.8526 —02	.1091 —01	.1449 —01	.1665 —01
D_{KK}	—4678 —04	—1275 —03	—3098 —03	—6160 —03
D_K^T	.3903 —09	—3066 —09	.6645 —08	.1789 —07
D_K^E	—1214 —02	—9092 —03	—2214 —03	.1015 —02
λ^T	—4081 —02	—1600 —01	—6560 —01	—1874
λ_K	—6514 +02	—2797 +03	—6597 +03	—1040 +04
λ^E	.2059 +06	.2859 +06	.4031 +06	.5074 +06
λ_R	—	.3940 +08	.2570 +06	.8670 +04
$T = 40\,000\text{ К}; \beta_K = 3\%$				
M	.7850	.7888	.7989	.8294
ρ	.2319 —03	.2341 —02	.2402 —01	.1270
h	.1929 +07	.1894 +07	.1832 +07	.1705 +07
s	.2206 +03	.1954 +03	.1700 +03	.1508 +03
h'_c	.2735 +07	.2784 +07	.2753 +07	.2623 +07
Γ	.1305 —01	.4099 —01	.1292	.2850
η	.1096 —03	.1651 —03	.3270 —03	.6963 —03
λ'	.9618 —01	.1312	.1937	.2780
λ_Σ	.9635 —01	.1317	.1971	.3075
σ	.2149 +03	.2727 +03	.3625 +03	.4530 +03
α	.1174 —01	.1473 —01	.1946 —01	.2420 —01
D_{KK}	—4476 —04	—9463 —04	—2370 —03	—5436 —03
D_K^T	.1202 —08	.1429 —08	.2742 —09	.8415 —09
D_K^E	—2179 —02	—2530 —02	—2857 —02	—2160 —02
λ^T	—4797 —02	—5822 —02	—2583 —01	—8444 —01
λ_K	.8450 +02	—6853 +02	—4626 +03	—1263 +04
λ^E	.3618 +06	.4872 +06	.6822 +06	.8932 +06
λ_R	—	.4090 +09	.3070 +07	.9190 +05

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 4000 \text{ K}; \beta_K = 10\%$ $\beta_K^{\text{ex}} = 68,303\%$ $\beta_{\text{H}_2} =$				
M	.3610 +01	.4650 +01	.5345 +01	.5593 +01
ρ	.1065 -01	.1371	.1576 +01	.8247 +01
h (X)	.2489 +04	-.2601 +05	-.3859 +05	-.4192 +05
s	.5187 +02	.4008 +02	.3313 +02	.2986 +02
h'_c	-.3811 +04	-.9366 +05	-.1330 +06	-.1435 +06
Γ	.1651	.3343	.6701	.1178 +01
η	.5315 -03	.7229 -03	.8099 -03	.8305 -03
λ'	.7601 -02	.7635 -02	.7205 -02	.6969 -02
λ_Σ	.9950 -01	.8140 -01	.3641 -01	.2069 -01
σ	.4935 +01	.2805 +01	.1302 +01	.7613
α	.2465 -03	.1025 -03	.2525 -04	.8012 -05
D_{KK}	-.6533 -03	-.8088 -03	-.9215 -03	-.9565 -03
D_K^T	.1328 -06	.1072 -06	.2284 -07	-.1002 -07
D_K^E	.4463 -02	.2921 -02	.1477 -02	.9991 -03
λ^T	-.9603 -01	-.8853 -01	-.3810 -01	-.1843 -01
λ_K	.1330 +02	.8445 +02	.1265 +03	.1393 +03
λ^E	.1518 +04	.7263 +03	.2671 +03	.1215 +03
λ_R	.6990 +05	.1560 +04	.5630 +02	.5240 +01
$T = 5000 \text{ K}; \beta_K = 10\%$				
M	.2994 +01	.3430 +01	.4456 +01	.5092 +01
ρ	.7070 -02	.8100 -01	.1052 +01	.6012 +01
h	.3611 +05	.1636 +05	-.1435 +05	-.2676 +05
s	.5955 +02	.4954 +02	.3849 +02	.3321 +02
h'_c	.9084 +05	.3744 +05	-.5937 +05	-.9914 +05
Γ	.1872	.4074	.8725	.1533 +01
η	.4193 -03	.5915 -03	.8334 -03	.9287 -03
λ'	.9674 -02	.9862 -02	.9864 -02	.9369 -02
λ_Σ	.2312 -01	.7610 -01	.8121 -01	.5053 -01
σ	.1126 +02	.8209 +01	.4589 +01	.2834 +01
α	.6123 -03	.4082 -03	.1650 -03	.6889 -04
D_{KK}	-.8687 -03	-.7707 -03	-.9274 -03	-.1041 -02
D_K^T	.9657 -07	.1051 -06	.1093 -06	.5856 -07
D_K^E	.8990 -02	.7873 -02	.5330 -02	.3964 -02
λ^T	-.1236 -01	-.6799 -01	-.8249 -01	-.5131 -01
λ_K	-.5777 +02	-.9064 +01	.7122 +02	.1136 +03
λ^E	.4442 +04	.3685 +04	.1852 +04	.9553 +03
λ_R	.6610 +05	.1440 +04	.5370 +02	.2840 +01

$$(X) \Delta H_{(K+H_2)} = 64,94 [\text{кДж/м}^2]$$

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 6000 \text{ K}; \beta_K = 10\%$				
M	.2896 +01	.3030 +01	.3598 +01	.4359 +01
ρ	.5703 -02	.5971 -01	.7089	.4295 +01
h	.4877 +05	.4145 +05	.1743 +05	-.4517 +05
s	.6187 +02	.5417 +02	.4428 +02	.3725 +02
h'_c	.1128 +06	.1062 +06	.3967 +05	-.3004 +05
Γ	.1646	4092	.9211	.1658 +01
η	.4091 -03	5172	7482	9432
λ'	.1212 -01	.1238 -01	.1253 -01	.1233 -01
λ_Σ	.1412 -01	.2901 -01	.7828 -01	.7862 -01
σ	.1635 +02	.1550 +02	.1060 +02	.7163 +01
α	.8876 -03	.8098 -03	.4478 -03	.2116 -03
D_{KK}	-.1378 -02	-.9933 -03	-.9255 -03	-.1054 -02
D_K^T	.1060 -06	.8317 -07	.1049 -06	.1107 -06
D_K^E	.1273 -01	.1358 -01	.1096 -01	.8869 -02
λ^T	-.6417 -03	-.1787 -01	-.6884 -01	-.7463 -01
λ_K	-.1139 +03	-.6545 +02	-.2668 +01	.5911 +02
λ^E	.7251 +04	.8131 +04	.5906 +04	.3536 +04
λ_R	.1400 +06	.2490 +04	.9400 +02	.1260 +02
$T = 7000 \text{ K}; \beta_K = 10\%$				
M	.2872 +01	.2926 +01	.3180 +01	.3723 +01
ρ	.4847 -02	.4946 -01	.5379	.3150 +01
h	.5744 +05	.5419 +05	.4144 +05	.2046 +05
s	.6322 +02	.5615 +02	.4800 +02	.4110 +02
h'_c	.1296 +06	.1326 +06	.1077 +06	.4667 +05
Γ	.1286	3618	.8771	.1605 +01
η	.4507 -03	5169	6904	9039
λ'	.1453 -01	.1521 -01	.1547 -01	.1533 -01
λ_Σ	.1502 -01	.1966 -01	.4685 -01	.7761 -01
σ	.1940 +02	.2151 +02	.1738 +02	.1326 +02
α	.1055 -02	.1152 -02	.8280 -03	.4650 -03
D_{KK}	-.1816 -02	-.1400 -02	-.1066 -02	-.1085 -02
D_K^T	.1002 -06	.9197 -07	.7769 -07	.1060 -06
D_K^E	.1533 -01	.1885 -01	.1733 -01	.1457 -01
λ^T	.7764 -04	-.5193 -02	-.3458 -01	-.6580 -01
λ_K	-.1706 +03	-.1100 +03	-.5113 +02	.1772 +01
λ^E	.9950 +04	.1268 +05	.1186 +05	.8312 +04
λ_R	.5180 +06	.6010 +04	.2200 +03	.1860 +02

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500

$T = 8000 \text{ K}; \beta_K = 10\%$

M	.2866 +01	.2890 +01	.3017 +01	.3338 +01
ρ	.4230 -02	.4275 -01	.4470	.2474 +01
h	.6515 +05	.6347 +05	.5644 +05	.4170 +05
s	.6424 +02	.5739 +02	.5002 +02	.4394 +02
h'_c	.1482 +06	.1510 +06	.1453 +06	.1092 +06
Γ	.1001	.2999	.7886	.1472 +01
η	.5099 -03	.5524 -03	.6865 -03	.8706 -03
λ'	.1694 -01	.1801 -01	.1880 -01	.1852 -01
λ_Σ	.1713 -01	.1953 -01	.3171 -01	.5894 -01
σ	.2182 +02	.2594 +02	.2467 +02	.1904 +02
α	.1174 -02	.1377 -02	.1203 -02	.7716 -03
D_{KK}	-.2136 -02	-.1826 -02	-.1328 -02	-.1192 -02
D_K^T	.9932 -07	.9394 -07	.7294 -07	.8263 -07
D_K^E	.1711 -01	.2234 -01	.2346 -01	.2036 -01
λ^T	.2245 -03	-.1845 -02	-.1722 -01	-.4385 -01
λ_K	-.2235 +03	-.1568 +03	-.7990 +02	-.4003 +02
λ^E	.1267 +05	.1691 +05	.1854 +05	.1482 +05
λ_R	.1860 +07	.1790 +05	.3800 +03	.3260 +02

$T = 10000; \beta_K = 10\%$

M	.2841 +01	.2867 +01	.2913 +01	.3034 +01
ρ	.3354 -02	.3390 -01	.3455	.1802 +01
h	.8401 +05	.7976 +05	.7641 +05	.6967 +05
s	.6632 +02	.5920 +02	.5226 +02	.4709 +02
h'_c	.2130 +06	.1917 +06	.1907 +06	.1819 +06
Γ	.6903 -01	.2031	.5694	.1162 +01
η	.6409 -03	.6715 -03	.7638 -03	.9053 -03
λ'	.2212 -01	.2368 -01	.2571 -01	.2594 -01
λ_Σ	.2406 -01	.2433 -01	.2885 -01	.3923 -01
σ	.2716 +02	.3138 +02	.3473 +02	.3108 +02
α	.1468 -02	.1676 -02	.1767 -02	.1411 -02
D_{KK}	-.1933 -02	-.2409 -02	-.1993 -02	-.1619 -02
D_K^T	.1829 -06	.1074 -06	.8232 -07	.6860 -07
D_K^E	.1645 -01	.2668 -01	.3316 -01	.3159 -01
λ^T	-.7053 -02	-.9696 -04	-.6626 -02	-.1982 -01
λ_K	-.2265 +03	-.2334 +03	-.1178 +03	-.6705 +02
λ^E	.1894 +05	.2543 +05	.3190 +05	.3044 +05
λ_R	.1080 +08	.1180 +06	.1730 +04	.1120 +03

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 12\,000\text{ K}; \beta_K = 10\%$				
M	.2657 +01	.2819 +01	.2876 +01	.2940 +01
ρ	.2618 -02	.2778 -01	.2842	.1455 +01
h	.1364 +06	.1030 +06	.9400 +05	.8927 +05
s	.7102 +02	.6130 +02	.5386 +02	.4888 +02
h'_c	.3961 +06	.2769 +06	.2401 +06	.2380 +06
Γ	.6881 -01	.1615	.4430	.9027
η	.7361 -03	.8053 -03	.8903 -03	.1016 -02
λ'	.2747 -01	.2998 -01	.3267 -01	.3410 -01
λ_Σ	.4546 -01	.3470 -01	.3483 -01	.3972 -01
σ	.4097 +02	.3991 +02	.4208 +02	.4091 +02
α	.2215 -02	.2134 -02	.2150 -02	.1926 -02
D_{KK}	-.6448 -03	-.1837 -02	-.2449 -02	-.2133 -02
D_K^T	.2240 -06	.1865 -06	.1043 -06	.7776 -07
D_K^E	.6307 -02	.2109 -01	.3737 -01	.4053 -01
λ^T	-.1160 -01	-.3781 -01	-.6824 -02	-.1393 -01
λ_K	-.8450 +02	-.1921 +03	-.1473 +03	-.5090 +02
λ^E	.2802 +05	.3504 +05	.4501 +05	.4764 +05
λ_R	.1320 +08	.3150 +06	.5890 +04	.3400 +03
$T = 15\,000\text{ K}; \beta_K = 10\%$				
M	.2034 +01	.2521 +01	.2771 +01	.2859 +01
ρ	.1611 -02	.1997 -01	.2196	.1134 +01
h	.3461 +06	.1925 +06	.1355 +06	.1207 +06
s	.8639 +02	.6784 +02	.5690 +02	.5120 +02
h'_c	.1034 +07	.5681 +06	.3860 +06	.3347 +06
Γ	.7341 -01	.1647	.3673	.6883
η	.6183 -03	.9262 -03	.1102 -02	.1229 -02
λ'	.3006 -01	.4101 -01	.4657 -01	.4862 -01
λ_Σ	.9611 -01	.7404 -01	.5739 -01	.5302 -01
σ	.6876 +02	.7056 +02	.6411 +02	.5859 +02
α	.3672 -02	.3798 -02	.3342 -02	.2832 -02
D_{KK}	-.1754 -03	-.6496 -03	-.1815 -02	-.2409 -02
D_K	.9883 -07	.1657 -06	.1646 -06	.1153 -06
D_K^E	.1126 -02	.6629 -02	.2558 -01	.4167 -01
λ^T	-.5159 -01	-.5402 -01	-.4367 -01	-.3495 -01
λ_K	-.9577 +02	-.1404 +03	-.1884 +03	-.8642 +02
λ^E	.5077 05	.6162 05	.7327 05	.7902 +05
λ_R	.1250 +08	.3750 +06	.1290 +05	.1090 +04

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 20\,000\text{ K}; \beta_K = 10\%$				
M	.1552 +01	.1792 +01	.2288 +01	.2571 +01
ρ	.9221 -03	.1076 -01	.1380	.7746
h	.6599 +06	.5082 +06	.3014 +06	.2214 +06
s	.1050 +03	.8585 +02	.6625 +02	.5688 +02
h'_c	.1996 +07	.1520 +07	.9046 +06	.6639 +06
Γ	.5047 -01	.1465	.3581	.6284
η	.1566 -03	.6034 -03	.1229 -02	.1574 -02
λ'	.2797 -01	.4983 -01	.7771 -01	.9037 -01
λ_Σ	.4382 -01	.1059	.1257	.1174
σ	.1029 +03	.1286 +03	.1388 +03	.1279 +03
α	.5460 -02	.6849 -02	.7371 -02	.6507 -02
D_{KK}	-.1111 -03	-.2582 -03	-.8662 -03	-.1758 -02
D_K^T	.9127 -08	-.4411 -07	-.1011 -06	.1218 -06
D_K^E	.2441 -04	.8196 -03	.6563 -02	.1977 -01
λ^T	-.1084 -01	-.6357 -01	-.1328	-.1504
λ_K	-.2096 +03	-.3119 +03	-.4555 +03	-.4950 +03
λ^E	.9372 +05	.1274 +06	.1646 +06	.1833 +06
λ_R	.1130 +09	.1030 +07	.2070 +05	.1870 +04
$T = 30\,000\text{ K}; \beta_K = 10\%$				
M	.1475 +01	.1504 +01	.1605 +01	.1813 +01
ρ	.5820 -03	.5983 -02	.650 -01	.3736
h	.8860 +06	.8410 +06	.7429 +06	.6005 +06
s	.1142 +03	.9986 +02	.8442 +02	.7207 +02
h'_c	.2424 +07	.2426 +07	.2222 +07	.1828 +07
Γ	.2341 -01	.7292 -01	.2230	.4631
η	.7832 -04	.1939 -03	.6174 -03	.1347 -02
λ'	.5167 -01	.7716 -01	.1264	.1860
λ_Σ	.5246 -01	.8111 -01	.1460	.2221
σ	.1529 +03	.2011 +03	.2718 +03	.3149 +03
α	.8488 -02	.1089 -01	.1450 -01	.1666 -01
D_{KK}	-.8818 -04	-.2338 -03	-.5907 -03	-.1191 -02
D_K^T	.1118 -08	.4820 -09	.1231 -07	.3210 -07
D_K^E	-.1801 -02	-.1494 -02	-.1490 -03	.2117 -02
λ^T	-.6861 -02	-.2286 -01	-.5946 -01	-.1659
λ_K	-.5263 +02	-.4619 +03	-.1207 +04	-.1866 +04
λ^E	.1973 +06	.2805 +06	.4026 +06	.5103 +06
λ_R	—	.4070 +08	.2570 +06	.8650 +04

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 40\,000\text{ K}; \beta_K = 10\%$				
M	.1447 +01	.1466 +01	.1494 +01	.1491 +01
ρ	.4276 -03	.4354 -02	.4497 -01	.2390
h	.1092 +07	.1042 +07	.9914 +06	.9101 +06
s	.1200 +03	.1057 +03	.9162 +02	.8104 +02
h'_c	.2739 +07	.2785 +07	.2753 +07	.2623 +07
Γ	.1367 -01	.4209 -01	.1319	.2887
η	.1038 -03	.1705 -03	.3770 -03	.8537 -03
λ'	.8502 -01	.1212	.1844	.2710
λ_Σ	.8549 -01	.1219 -01	.1886	.2994
σ	.1979 +03	.2596 +03	.3518 +03	.4466 +03
α	.1150 -01	.1462 -01	.1943 -01	.2424 -01
D_{KK}	-.9076 -04	-.1845 -03	-.4445 -03	-.1016 -02
D_K^T	.2320 -08	.2850 -08	.1844 -08	.3471 -08
D_K^E	-.3241 -02	-.3901 -02	-.4624 -02	-.3555 -02
λ^T	-.1092 -01	-.1117 -01	-.3561 -01	-.9626 -01
λ_K	.3863 +03	.1227 +03	-.5774 +03	-.2089 +04
λ^E	.3326 +06	.4635 +06	.6624 +06	.8812 +06
λ_R	—	.4340 +09	.3190 +07	.8300 +05
$T = 4000\text{ K}; \beta_K = 50\%$ $\beta_K^* = 95,096$ $\beta = 33$				
M	.1485 +02	.1770 +02	.1989 +02	.2118 +02
ρ	.4385 -01	.5224	.5875 +01	.3137 +02
h	.3673 +04	-.1233 +04	-.3698 +04	-.4403 +04
s	.1333 +02	.1093 +02	.9296 +01	.8470 +01
h'_c	.5498 +11	-.8901 +12	-.1314 +13	-.1425 +13
Γ	.2676	.5325	.1200 +01	.2804 +01
η	.8985 -03	.1093 -02	.1178 -02	.1171 -02
λ'	.3911 -02	.3455 -02	.3074 -02	.2958 -02
λ_Σ	.3470 -01	.3110 -01	.1453 -01	.8440 -02
σ	.4726 +01	.2293 +01	.1054 +01	.8138
α	.2325 -03	.8101 -04	.2286 -04	.1384 -04
D_{KK}	-.2678 -02	-.3135 -02	-.3410 -02	-.3478 -02
D_K^T	.4212 -07	.3089 -07	.1704 -08	.7428 -08
D_K^E	.7816 -03	.4948 -03	.2715 -03	.2592 -03
λ^T	-.3465 -01	-.3420 -01	-.1521 -01	-.7787 -02
λ_K	.4486 +02	.3244 +03	.4679 +03	.5068 +03
λ^E	.1811 +04	.1053 +04	.4965 +03	.3693 +03
λ_R	.9130 +04	.2200 +03	.7450 +01	.6530 +00

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 5000 \text{ K}; \beta_K = 50\%$				
M	.1269 +02	.1430 +02	.1731 +02	.1953 +02
ρ	.3016 -01	.3391	.4109 +01	.2334 +02
h	.1088 +05	.6725 +04	.1438 +04	-.9488 +03
s	.1496 +02	.1271 +02	.1043 +02	.9234 +01
h'_c	.1079 +06	.4876 +05	-5277 +05	-.9539 +05
Γ	.3332	.6834	.1518 +01	.3195 +01
η	.6566 -03	.9629 -03	.1199 -02	.1251 -02
λ'	.5744 -02	.5539 -02	.4728 -02	.4275 -02
λ_Σ	.9629 -02	.2599 -01	.2978 -01	.1949 -01
σ	.1311 +02	.8387 +01	.4325 +01	.3168 +01
α	.7171 -03	.4132 -03	.1529 -03	.8222 -04
D_{KK}	-.3200 -02	-.3145 -02	-.3641 -02	-.3930 -02
D_K^T	.4469 -07	.3392 -07	.3200 -07	.1760 -07
D_K^E	.1626 -02	.1493 -02	.1044 -02	.9827 -03
λ^T	-.7172 -02	-.2571 -01	-.3163 -01	-.2079 -01
λ_K	-.2287 +03	-.5297 +02	.2730 +03	.4294 +03
λ^E	.4891 +04	.4418 +04	.2651 +04	.1941 +04
λ_R	.6390 +04	.2660 +03	.1020 +02	.1040 +01
$T = 6000 \text{ K}; \beta_K = 50\%$				
M	.1148 +02	.1278 +02	.1478 +02	.1722 +02
ρ	.2289 -01	.2547	.2943 +01	.1727 +02
h	.1691 +05	.1253 +05	.7789 +04	.3864 +04
s	.1606 +02	.1377 +02	.1159 +02	.1011 +02
h'_c	.1382 +06	.1236 +06	.5221 +05	-.2092 +05
Γ	.3264	.7347	.1629 +01	.3218 +01
η	.4580 -03	.7826 -03	.1102 -02	.1238 -02
λ'	.7965 -02	.8143 -02	.7425 -02	.6563 -02
λ_Σ	.8701 -02	.1270 -01	.2732 -01	.2869 -01
σ	.2282 +02	.1946 +02	.1246 +02	.9508 +01
α	.1234 -02	.9896 -03	.4688 -03	.1868 -03
D_{KK}	-.4580 -02	-.3740 -02	-.3764 -02	-.4165 -02
D_K^T	.7544 -07	.3734 -07	.3335 -07	.3510 -07
D_K^E	.2467 -02	.2720 -02	.2299 -02	.2176 -02
λ^T	-.1976 -02	-.1195 -01	-.2737 -01	-.2952 -01
λ_K	-.3913 +03	-.2607 +03	-.2758 +02	.2324 +03
λ^E	.8391 +04	.9750 +04	.7661 +04	.5730 +04
λ_R	.9260 +04	.3800 +03	.2020 +02	.2830 +01

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500

$T = 7000 \text{ K}; \beta_K = 50\%$

M	.1077 +02	.1187 +02	.1333 +02	.1519 +02
ρ	.1845 -01	.2043	.2295 +01	.1317 +02
h	.2174 +05	.1736 +05	.1302 +05	.9098 +04
s	.1680 +02	.1451 +02	.1240 +02	.1090 +02
h'_c	.1475 +06	.1566 +06	.1243 +06	.6102 +05
Γ	.2749	.6989	.1604 +01	.3042 +01
η	.3917 -03	.6410 -03	.9967 -03	.1187 -02
λ'	.1039 -01	.1116 -01	.1101 -01	.9890 -02
λ_Σ	.1063 -01	.1242 -01	.1944 -01	.2833 -01
σ	.3015 +02	.3103 +02	.2278 +02	.1657 +02
α	.1626 -02	.1657 -02	.1010 -02	.5382 -03
D_{KK}	-.6294 -02	-.4857 -02	-.4222 -02	-.4396 -02
D_K^T	.9241 -07	.5442 -07	.3016 -07	.3458 -07
D_K^E	.3151 -02	.3946 -02	.3798 -02	.3641 -02
λ^T	-.3735 -03	.8268 -02	-.1955 -01	-.2774 -01
λ_K	-.5959 +03	-.3788 +03	-.2105 +03	-.1093 +02
λ^E	.1193 +05	.1591 +05	.1534 +05	.1231 +02
λ_R	.2780 +05	.7150 +03	.3670 +02	.4800 +01

$T = 8000 \text{ K}; \beta_K = 50\%$

M	.1048 +02	.1123 +02	.1250 +02	.1386 +02
ρ	.1570 -01	.1700	.1898 +01	.1058 +01
h	.2504 +05	.2159 +05	.1717 +05	.1370 +05
s	.1725 +02	.1508 +02	.1295 +02	.1153 +02
h'_c	.1572 +06	.1747 +06	.1657 +06	.1265 +06
Γ	.2203	.6165	.1497 +01	.2794 +01
η	.3985 -03	.5680 -03	.9172 -03	.1148 -02
λ'	.1268 -01	.1426 -01	.1519 -01	.1412 -01
λ_Σ	.1277 -01	.1475 -01	.1843 -01	.2487 -01
σ	.3550 +02	.4201 +02	.3623 +02	.2904 +02
α	.1905 -02	.2263 -02	.1718 -02	.9426 -03
D_{KK}	-.7817 -02	-.6280 -02	-.5008 -02	-.4805 -02
D_K^T	.1046 -06	.6807 -07	.3483 -07	.2969 -07
D_K^E	.3661 -02	.4972 -02	.5366 -02	.5151 -02
λ^T	-.9148 -04	-.5557 -02	-.1671 -01	-.2353 -01
λ_K	-.8182 +03	-.5103 +03	-.2792 +03	-.1307 +03
λ^E	.1546 +05	.2200 +05	.2462 +05	.2140 +05
λ_R	.9050 +05	.1730 +04	.6300 +02	.8420 +01

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 10\,000\text{ K}; \beta_K = 50\%$				
M	.1032 +02	.1061 +02	.1151 +02	.1247 +02
ρ	.1230 -01	.1284	.1410 +01	.7694 +01
h	.3000 +05	.2807 +05	.2404 +05	.2077 +05
s	.1780 +02	.1580 +02	.1372 +02	.1232 +02
h'_c	.1942 +06	.2018 +06	.2142 +06	.2032 +06
Γ	.1443	.4391	.1190 +01	.2272 +01
η	.4754 -03	.5647 -03	.8433 -03	.1122 -02
λ'	.1711 -01	.2029 -01	.2437 -01	.2497 -02
λ_Σ	.1723 -01	.2044 -01	.2514 -01	.2809 -01
σ	.4401 +02	.5782 +02	.6144 +02	.5307 +02
α	.2361 -02	.3124 -02	.3179 -02	.2221 -02
D_{KK}	-.1012 -01	-.9227 -02	-.7206 -02	-.6230 -02
D_K^T	.1213 -06	.9007 -07	.5006 -07	.3155 -07
D_K^E	.4509 -02	.6624 -02	.8299 -02	.8356 -02
λ^T	-.4325 -03	-.2373 -03	-.1376 -01	-.2178 -01
λ_K	-.1243 +04	-.8212 +03	-.2723 +03	-.7988 +02
λ^E	.2328 +05	.3411 +05	.4535 +05	.4560 +05
λ_R	.9010 +06	.1190 +05	.2540 +03	.2590 +02
$T = 12\,000\text{ K}; \beta_K = 50\%$				
M_j	.1009 +02	.1039 +02	.1096 +02	.1174 +02
ρ	.1000 -01	.1042	.1120 +01	.6065 +01
h	.3721 +05	.3342 +05	.2990 +05	.2654 +05
s	.1845 +02	.1629 +02	.1425 +02	.1284 +02
h'_c	.3180 +06	.2460 +06	.2526 +06	.2585 +06
Γ	.1034	.3153	.9187	.1810 +01
η	.5583 -03	.6396 -03	.8622 -03	.1146 -02
λ'	.2142 -01	.2622 -01	.3380 -01	.3758 -01
λ_Σ	.2332 -01	.2666 -01	.3401 -01	.3890 -01
σ	.5271 +02	.6925 +02	.8324 +02	.7794 +02
α	.2825 -02	.3730 -02	.4408 -02	.3572 -02
D_{KK}	-.9402 -02	-.1140 -01	-.1085 -01	-.8141 -02
D_K^T	.1606 -06	.1127 -06	.6656 -07	.4106 -07
D_K^E	.4411 -02	.7839 -02	.1094 -01	.1161 -01
λ^T	-.5901 -02	-.9994 -03	-.1078 -01	-.2181 -01
λ_K	-.1250 +04	-.1072 +04	-.1680 +03	.2955 +03
λ^E	.3263 +05	.4733 +05	.6781 +05	.7488 +05
λ_R	.3400 +07	.6310 +05	.9020 +03	.6740 +02

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500

$T = 15\,000\text{ K}; \beta_K = 50\%$

M	.8515 +01	.9850 +01	.1049 +02	.1106 +02
ρ	.6757 -02	.7881 -01	.8543	.4570 +01
h	.7288 +05	.4712 +05	.3869 +05	.3479 +05
s	.2105 +02	.1729 +02	.1489 +02	.1344 +02
h'_c	.1009 +07	.4933 +06	.3407 +06	.3283 +06
Γ	.7933 -01	.2171	.6328	.1306 +01
η	.4933 -03	.7529 -03	.9885 -03	.1275 -02
λ'	.2436 -01	.3510 -01	.4786 -01	.5706 -01
λ_Σ	.4264 -01	.4183 -01	.4983 -01	.5801 -01
σ	.7179 +02	.8746 +02	.1085 +03	.1113 +03
α	.3825 -02	.4692 -02	.5774 -02	.5516 -02
D_{KK}	-.2430 -02	-.8621 -02	-.1246 -01	-.1131 -01
D_K^T	.1175 -06	.1532 -06	.1004 -06	.6107 -07
D_K^E	.1364 -02	.5902 -02	.1290 -01	.1548 -01
λ^T	-.5448 -01	-.5284 -02	-.1183 -01	-.2311 -01
λ_K	-.4809 +03	-.7502 +03	-.1670 +03	.1216 +04
λ^E	.5258 +05	.7164 +05	.1044 +06	.1234 +06
λ_R	.1330 +08	.3250 +06	.4340 +04	.2690 +03

$T = 20\,000\text{ K}; \beta_K = 50\%$

M	.6993 +01	.7769 +01	.9300 +01	.1016 +02
ρ	.4156 -02	.4672 -01	.5677	.3143 +01
h	.1292 +06	.1038 +06	.6751 +05	.5343 +05
s	.2438 +02	.2052 +02	.1651 +02	.1449 +02
h'_c	.1996 +07	.1517 +07	.8533 +06	.6022 +06
Γ	.5075 -01	.1517	.4162	.8413
η	.1977 -03	.5619 -03	.1142 -02	.1567 -02
λ'	.2659 -01	.4457 -01	.7228 -01	.9487 -01
λ_Σ	.3815 -01	.7420 -01	.9294 -01	.1054
σ	.1030 +03	.1319 +03	.1593 +03	.1710 +03
α	.5471 -02	.7018 -02	.8473 -02	.8780 -02
D_{KK}	-.6098 -03	-.1967 -02	-.7427 -02	-.1257 -01
D_K^T	.1101 -07	.5379 -07	.1094 -06	.1014 -06
D_K^E	.8050 -04	.1013 -02	.6917 -02	.1554 -01
λ^T	-.3850 -02	-.2575 -01	-.5405 -01	-.5745 -01
λ_K	-.9239 +03	-.1095 +04	-.1930 +03	.2487 +04
λ^E	.9390 +05	.1297 +06	.1814 +06	.2276 +06
λ_R	.1220 +09	.1860 +07	.2060 +05	.1170 +04

Параметр	Давление, ат			
	1	10	100	500
$T = 30\,000\text{ K}; \beta_K = 50\%$				
M	.6013 +01	.6493 +01	.7100 +01	.7845 +01
ρ	.2378 -02	.2588 -01	.2882	.1625 +01
h	.2402 +06	.1954 +06	.1556 +06	.1269 +06
s	.2874 +02	.2419 +02	.2010 +02	.1742 +02
h'_c	.2439 +07	.2437 +07	.2220 +07	.1815 +07
Γ	.2655 -01	.7810 -01	.2290	.4830
η	.7275 -04	.2767 -03	.8538 -03	.1672 -02
λ'	.3782 -01	.6437 -01	.1181	.1768
λ_Σ	.3925 -01	.6967 -01	.1349	.2051
σ	.1269 +03	.1820 +03	.2667 +03	.3148 +03
α	.8278 -02	.1080 -01	.1455 -01	.1673 -01
D_{KK}	-.4204 -03	-.1026 -02	-.2930 -02	-.6346 -02
D_K^T	.1608 -08	.3194 -08	.1586 -07	.3787 -07
D_K	-.1299 -02	-.1370 -02	-.9842 -04	.2505 -02
λ^T	-.1385 -01	-.4290 -01	-.5138 -01	-.1096
λ_K	-.1023 +04	-.7243 +03	-.4274 +04	-.5177 +04
λ^E	.1674 +06	.2578 +06	.3982 +06	.5172 +06
λ_R	—	.5130 +08	.3130 +06	.9630 +04
$T = 40\,000\text{ K}; \beta_K = 50\%$				
M	.5451 +01	.5819 +01	.6166 +01	.6656 +01
ρ	.1615 -02	.1734 -01	.1868	.1027 +01
h	.3604 +06	.2995 +06	.2588 +06	.2181 +06
s	.3212 +02	.2723 +02	.2306 +02	.2002 +02
h'_c	.9797 +07	.2804 +07	.2761 +07	.2625 +07
Γ	.1691 -01	.4917 -01	.1485	.3130
η	.6619 -04	.1344 -03	.4296 -03	.1204 -02
λ'	.5492 -01	.8601 -01	.1449	.2354
λ_Σ	.5581 -01	.8725 -01	.1514	.2566
σ	.1440 +03	.2075 +03	.3011 +03	.4110 +03
α	.1049 -01	.1409 -01	.1927 -01	.2451 -01
D_{KK}	-.4761 -03	-.9346 -03	-.2134 -02	-.4760 -02
D_K^T	.1928 -08	.2809 -08	.4489 -08	.9250 -08
D_K^E	-.1694 -02	-.2538 -02	-.3490 -02	-.3093 -02
λ^T	-.2584 -01	-.2587 -01	.6174 -01	-.1296
λ_K	.4372 +04	.4669 +04	.3073 +04	-.2821 +04
λ^E	.2507 +06	.3832 +06	.5914 +06	.8372 +06
λ_R	—	.6040 +09	.4640 +07	.1010 +06

Условные обозначения в списках литературы

- ЖЭТФ — Журнал экспериментальной и теоретической физики
ЖПМТФ — Журнал прикладной механики и технической физики
ЖПС — Журнал прикладной спектроскопии
ЖФХ — Журнал физической химии
ЖТФ — Журнал технической физики
ДАН СССР — Доклады АН СССР
ТВТ — Теплофизика высоких температур
УФН — Успехи физических наук
ТМФ — Теоретическая и математическая физика
Труды МАИ — Труды Московского авиационного института
Труды ФИАН — Труды Физического института АН СССР
Препринт ИПМ — Препринт Института прикладной математики
ХФТИ — Харьковский физико-технический институт
МЖГ — Механика жидкостей и газов
JQSRT — Journal of Quantum Spectroscopy and Radiative Transfer
Phys. Rev. — The Physical Review
Rev. Mod. Phys. — Reviews of Modern Physics

Список литературы к предисловию

1. Second Symposium on Uranium Plasmas. Research and Applications. Atlanta, Georgia, 1971, p. 15.
2. Динамика и управление атомным ракетным двигателем. Под ред. Б. Н. Петрова. М., Атомиздат, 1972.
3. Иевлев В. М. — Изв. АН СССР. Сер. энергетика и транспорт, 1977, № 6, с. 24.
4. Том К. Г., Швенк Ф. К. — Ракетная техника и космонавтика, 1978, т. 16, № 1, с. 176.

Список литературы к гл. 1

1. Иевлев В. М. — Изв. АН СССР. Сер. энергетика и транспорт, 1977, № 6, с. 24.
2. Ebeling W. — Physica, 1969, v. 43, p. 293.
3. Шпильрайн Э. Э., Якимович К. А. и др. Теплофизические свойства щелочных металлов. М., Изд-во стандартов, 1970.
4. Семенов А. М., Шпильрайн Э. Э. Уравнение состояния химически реагирующего газа. — В кн.: Уравнения состояния газов и жидкостей. М., Наука, 1975.
5. Гурвич Л. В., Хачкурузов Г. А. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. М., Изд-во АН СССР, 1962.
6. Грязнов В. К., Иосилевский И. Л. — В кн.: Теплофизические свойства низкотемпературной плазмы. Под ред. В. М. Иевлева. М., Наука, 1976, с. 25.
7. Фортов В. Е., Ломакин Б. Н., Красников Ю. Г. — ТВТ, 1971, т. 9, № 5, с. 869.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая механика. М., Наука, 1964.
9. Норман Г. Э., Старостин А. Н. — ТВТ, 1970, т. 8, № 2, с. 413.
10. Очерки по химии и физике низкотемпературной плазмы. Под ред. Л. С. Полака. М., Наука, 1971.
11. Кудрин Л. П. Статистическая физика плазмы. М., Атомиздат, 1974.
12. Якубов И. Т. — В кн.: Химия и физика плазмы. Вып. 1. М., Атомиздат, 1974.
13. Алексеев В. А., Веденов А. А. — УФН, 1970, т. 102, с. 665.
14. Храпак А. Т., Якубов И. Т. — ЖЭТФ, 1970, т. 59, вып. 3, с. 945.
15. Ликальтер А. А. — Там же, 1969, т. 56, вып. 1, с. 240.
16. Якубов И. Т. Некоторые вопросы теории низкотемпературной плазмы. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. М., ИВТ АН СССР, 1972.
17. Dillon J. G., Nelson P. A., Swanson B. S. — J. Chem. Phys., 1966, v. 44, N 11, p. 4224.
18. Фортов В. Е., Дремин А. Н., Леонтьев А. А. — ТВТ, т. 13, № 5, с. 1072, 1975.
19. Коршунов Ю. С., Сенченков А. П. и др. — Там же, 1970, т. 6, № 6, с. 1288; 1975, т. 13, № 3, с. 517.
20. Трелин Ю. С., Теряев В. В., Фокин Л. Р. — Там же, 1974, т. 12, № 5,

- с. 998; Воляк Л. Д., Челебаев А. К. — Там же, 1976, т. 14, № 4, с. 913; Гурьянова Л. П. — Труды МАИ, 1977, вып. 420, с. 54.
21. Гиршфельдер Дж., Кертис К., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., М., 1961.
22. Трайбус М. Термостатика и термодинамика. Пер. с англ. М., Энергия, 1970.
23. Horning K. — J. Appl. Phys., 1975, v. 46, N 6, p. 2548.
24. Young D. A., Alder B. J. — Phys. Rev., 1971, v. A3, N 1, p. 384.
25. Patolet A. et al. — Trans. Farad. Soc., 1969, v. 65, N 553, p. 98; Ackerman R. J., Rauh E. G. — J. Phys. Chem., 1969, v. 73, N 4, p. 769.
26. Веденов А. И., Ларкин А. И. — ЖЭТФ, 1959, т. 36, вып. 4, с. 1133.
27. Ларкин А. И. — Там же, 1960, т. 38, вып. 6, с. 1896.
28. Трубников Б. А., Елесин В. Ф. — Там же, 1964, т. 47, вып. 4, с. 1279.
29. Красников Ю. Г. — Там же, 1967, т. 53, вып. 6, с. 2223.
30. DeWitt H. E. — Journ. Math. Phys., 1966, v. 7, N 4, p. 616.
31. Копышев В. П. — ЖЭТФ, 1968, т. 55, вып. 4, с. 1304.
32. Ebeling W. — Ann. Physik, 1967, Bd 10, S. 104; Ebeling W., Sändig R. — Ann. Physik, 1973, Bd 28, H. 4. S. 290.
33. Старостин А. Н. Некоторые вопросы теории неидеальной плазмы. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. М., МГУ, 1970.
34. Воробьев В. С., Хомкин А. Л. — ТМФ, 1971, т. 8, № 1, с. 109.
35. Красников Ю. Г. — ЖЭТФ, 1977, т. 73, вып. 2, с. 516.
36. Красников Ю. Г., Кучеренко В. И. — ТВТ, 1978, т. 16, № 1, с. 43.
37. Абрикосов А. А., Горьков А. П., Дзялошинский И. Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М., Физматгиз, 1962.
38. Марч Н., Янг У., Сампантхар С. Проблемы многих тел в квантовой механике. Пер. с англ. М., Мир, 1969.
39. Исихара А. Статистическая физика. Пер. с англ. М., Мир, 1974.
40. Фрадкин Е. С. — В кн.: Квантовая теория поля и гидродинамика. Труды ФИАН. М., Наука, 1965, с. 7.
41. Mitchell D. J., Ninham B. W. — Phys. Rev., 1968, v. 174, N 1, p. 280; Cohen E., Murphy T. — Phys. Fluids, 1969, v. 12, N 7, p. 1404; del Rio F. DeWitt H. — Phys. Fluids, 1969, v. 12, N 4, p. 791.
42. Тябликов С. В., Толмачев В. В. — ДАН СССР, 1957, т. 114, № 6, с. 1210.
43. Brush S. G., Sahlin H. L., Teller E. — J. Chem. Phys., 1966, v. 45, N 6, p. 2102; Hansen J. P. — Phys. Rev., 1973, v. A8, N 6, p. 3096.
44. Воронцов-Вельяминов П. Н., Часовских В. П. — ТВТ, 1975, т. 13, № 6, с. 1153; Часовских В. П. Исследование равновесных свойств, структуры и фазовых переходов в ионной системе: Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. — Л., ЛГУ, 1974.
45. Rasaia J. C., Card D. N., Valleau J. P. — J. Chem. Phys., 1972, v. 56, N 1, p. 248.
46. Хилл Т. Статистическая механика. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
47. Theimer O., Kepple R. — Phys. Rev., 1968, v. 165, N 1, p. 168; Phys. Rev. A, 1970, v. 1, N 3, p. 957; Wright T., Theimer O. — Phys. Fluids, 1970, v. 13, N 4, p. 895.
48. Зеленер В. В., Норман Г. Э., Филинов В. Т. — ТВТ, 1972, т. 10, № 6, с. 1160.
49. Mermin R. — J. Phys. Soc. Japan, 1969, v. 26 (Suppl.).
50. Okubo S., Isihara A. — Physica, 1972, v. 57, p. 421.
51. Stillinger F., Lowett R. — J. Chem. Phys., 1968, v. 49, N 5, p. 1991.
52. Грязнов В. К., Иосилевский И. Л. — Численные методы механики сплошной среды, 1973, т. 4, № 5, с. 166.
53. Gillan M. J. — J. Phys. C., 1974, v. 7, p. L1.
54. Springer J., Pokrant M., Stevens F. — J. Chem. Phys., 1973, v. 58, N 11, p. 4863.
55. Hirt C. W. — Phys. Fluids, 1967, v. 10, N 3, p. 565.
56. Боголюбов Н. Н. Проблемы динамической теории в статистической физике. М., Гостехиздат, 1946; Фишер И. З. Статистическая теория жидкостей. М., Физматгиз, 1961.

57. Carley D. — Phys. Rev., 1963, v. 131, N 4, p. 1406.
58. Замалин В. М., Норман Г. Э., Филинов В. С. Метод Монте-Карло в статистической термодинамике. М., Наука, 1977.
59. Глауберман А. Е., Юхновский И. Р. — ЖЭТФ, 1952, т. 22, вып. 5, с. 562, с. 572.
60. Воронцов-Вельяминов П. Н., Шифф В. К. — ТБТ, 1977, т. 15, № 6, с. 1137.
61. Rasaiah J. C., Friedman H. — J. Chem. Phys., 1968, v. 48, N 6, p. 2742; Ibid., 1969, v. 50, N 9, p. 3965; Carley D., — Ibid., 1967, v. 46, p. 3783; Мартынов Г. А., Шмидт А. Б. — ТБТ, 1979, т. 17, № 2, с. 278.
62. Rogers F., DeWitt H. — Phys. Rev., 1973, v. A8, N 2, p. 1061.
63. DeWitt H., Rogers F. — Phys. Earth, Planet. Interiors, 1972, v. 6, p. 51.
64. Роулинсон Дж. — В кн.: Физика простых жидкостей. Т. 1. Пер. с англ. М., Мир, 1971, с. 73.
65. Carley D., Lado F. — Phys. Rev., 1965, v. 137, N 1, A 42; Цыкало А. А., Селеванюк В. И. — ТБТ, 1971, т. 9, № 5, с. 1068.
66. Moore S. — Atomic Energy Levels. N. Y., 1950.
67. Ebeling W. — Physica, 1968, v. 38, p. 378.
68. Зеленер Б. В., Норман Г. Э., Филинов В. С. — ТБТ, 1975, т. 13, № 4, с. 712; № 5, с. 913.
69. Ebeling W. — Physica, 1974, v. 73, p. 573.
70. Воробьев В. С., Хомкин А. Л. — ТБТ, 1976, т. 14, № 1, с. 204.
71. Abe R. — Progr. Theor. Phys., 1959, v. 22, p. 213; Meeron E. — J. Chem. Phys., 1958, v. 28, N 4 p. 630; Friedman H. L. Ionic Solution Theory (New York) 1962.
72. Ломакин Б. Н., Фортов В. Е. — ЖЭТФ, 1972, т. 63, вып. 1, с. 92.
73. Бушман А. В., Ломакин Б. Н., Сеченов В. А., Фортов В. Е. и др. — Там же, 1975, т. 69, вып. 5, с. 1624.
74. Иосилевский И. Л. — ТБТ, 1979, т. 18, № 3; Грязнов В. К., Зубарев В. Н., Жерноклетов М. В., Иосилевский И. Л., Фортов В. Е. — ЖЭТФ, 1980, т. 78, вып. 6, с. 573.
75. DeGroot S., Seldam C. — Physica, 1946, v. 12, p. 699; Harris G. M. — J. Chem. Phys., 1959, v. 31, N 5, p. 1211; Phys. Rev., 1960, v. 119, p. 1832.
76. Graboske H., Harwood D., Rogers E. — Phys. Rev., 1969, v. 186, N 1, p. 210.
77. Толмачев В. В. Методы квантовой теории магнетизма. М., Физматгиз, 1965.
78. Ковальская Г. А., Севастьяненко В. Г. — В кн.: Свойства низкотемпературной плазмы и методы ее диагностики. Под ред. М. Ф. Жукова. Новосибирск, Наука, 1977.
79. Казанский К. А., Новиков В. М. — ТБТ, 1976, т. 14, № 3, с. 450; Гурвич Л. В., Юнгман В. С. и др. Термодинамические свойства системы U—F. Препринт ИВТ АН СССР № 1-0018. М., 1977.
80. Jackson J., Klein L. — Phys. Rev., 1969, v. 177, p. 352.
81. Воробьев В. С., Хомкин А. Л. — ТБТ, 1977, т. 15, № 1, с. 1304.
82. Inglis D. R., Teller E. — Astroph. J., 1939, v. 90, p. 439.
83. Fermi E. — Nuovo cimento, 1934, v. 11, p. 157.
84. Савукина А. Ю., Чижюнас А. З. — Лит. физ. сб., 1974, т. 14, с. 73.
85. Грязнов В. К., Иванова А. Н. и др. — IV Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Аннотации докладов. Киев, 1975.
86. Хартри Д. Расчеты атомных структур. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
87. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., Физматгиз, 1963.
88. Alder B. J., Wainwright T. E. — J. Chem. Phys., 1960, v. 33, N 5, p. 1439.
89. Глембоцкий И. И., Петквичюс И. Ю. — Лит. физ. сб., 1973, т. 8, с. 51.
90. Wigner E. — Phys. Rev., 1934, v. 46, p. 1002; — Trans. Farad. Soc., 1938, v. 34, p. 678.
91. Киржниц Д. А., Лозовик Ю. Е., Шпатаковская Г. В. — УФН, 1975, т. 117, вып. 1, с. 3.
92. Letter R. — Phys. Rev., 1955, v. 99, p. 1854.
93. Калиткин Н. Н., Кузьмина Л. В. Квантово-статистическое уравнение состояния и ударные адабаты. Препринт ИПМ АН СССР № 14. М., 1976.

94. Киржниц Д. А. — ЖЭТФ, 1957, т. 32, вып. 1, с. 115; там же, 1958, т. 35, вып. 6, с. 1545.
95. Киржниц Д. А., Шпатковская Г. В. — Там же, 1972, т. 62, вып. 6, с. 2082; там же, 1975, т. 66, вып. 5, с. 1828.
96. Горохов Л. Н., Ходеев Ю. С., Емельянов А. М. ТБТ, 1974, т. 12, № 6, с. 1307.
97. Foster P., Leckenby R., Robbins E. — J. Phys., 1969, v. B 2, p. 478.
98. Ермохин Н. В., Ковалев Б. М., Кулик П. П. Proc. XII Int. Conf. on Phenom. Ionized Gases, Eindhoven, 1975, p. 184.
99. Грязнов В. К., Гуцев Г. А. — ТБТ, 1979, т. 18, № 4.
100. Гурвич Л. В. и др. Энергии разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и сродство к электрону. М., Наука, 1974.
101. Gerzberg G. Molecular Spectra and Molecular Structure. N. Y., 1955.
102. Емельянов А. М., Ходеев Ю. С., Горохов Л. Н. — ТБТ, 1970, т. 8, № 2, с. 508.
103. Термодинамические функции индивидуальных веществ. Под ред. В. П. Глушко. Т. 4. М., Изд-во АН СССР, 1980.
104. Struve W. S. — Chem. Phys. Lett., 1970, v. 7, N 3, p. 382.
105. Gurvich L. V., Ungman V. S. Thermodynamic (Proc. Symp. Vienna, 1965) v. 2, IAEA.
106. Parks A., Laine B. et al. Optical constants of Uranium Plasmas. NASA, CR-72348, GA-8244, 1968.
107. Steinhaus D. W., Radziemski L. et. al. Current Status of Analysis of the Optical Spectra of Uranium. Report. LA-4501, 1971.
108. Blaise J., Radziemski L. J. — J. Opt. Soc. Amer., 1976, v. 66, N 7, p. 644.
109. Горбачева Г. Ф., Ельяшевич М. А. и др. — ТБТ, 1975, т. 13, № 1, с. 61.
110. Грязнов В. К., Иосилевский И. Л., Фортон В. Е. — ЖПМТФ, 1973, № 3, с. 70.
111. Уленбек Дж., Форд Дж. Лекции по статистической механике. Пер. с англ. М., Мир, 1965.
112. Sternheimer R. M. — Phys. Rev., 1969, v. 183, p. 112.
113. Кириллин В. А., Сычев В. В., Шейндлин А. Е. — Техническая термодинамика. М., Энергия, 1974.
114. Patch R. W. Thermodynamic Properties and Rocket Performances of Hydrogen, NASA, SP-3069, 1971.
115. Алемасов В. Е. и др. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. Т. 9. М., ВИНТИ, 1978.
116. Греков Л. И., Москвин Ю. В. и др. Основные свойства некоторых газов при высоких температурах. М., Машиностроение, 1964.
117. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. Под ред. Н. Б. Варгафтика. М., Наука, 1972.
118. Калиткин Н. Н., Кузьмина Л. В., Рогов В. С. Таблицы термодинамических функций и транспортных коэффициентов плазмы. Препринт ИПМ АН СССР, 1972.
119. Ковалев Б. М., Кулик П. П., Розанов Е. К. — ХВЭ, 1976, т. 10, № 1, с. 75; Депонированная рукопись ВИНТИ № 1919, 1975.
120. Ветчинин С. П., Куриленков Ю. К. — ТБТ, 1975, т. 13, № 4, с. 863.
121. Ekker G., Weizel W. — Ann. Physik, 1956, Bd 17, H. 2—3, S. 126.

Список литературы к гл. 2

1. Иевлев В. М. — Изв. АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт, 1977, № 6, с. 24.
2. Иевлев В. М. Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред. М., Наука, 1975.
3. Павлов Г. А., Сон Э. Е. ПМТФ, 1975, № 6, с. 51.
4. Кучеренко В. И., Павлов Г. А., Сон Э. Е. — ТБТ, 1976, т. 14, № 5, с. 921.
5. Butler J. N., Brokaw R. S. — J. Chem. Phys., 1957, v. 26, N 6, p. 1636.
6. Jakubov I. T. — Beitr. Plasmaphys., 1977, Bd 17, N 2, S. 221.
7. Renkert H., Hensel F., Frank E. U. — Ber. Bunsen. Gesellschaft Phys. chem., 1971, Bd 75, N 6, S. 507.

8. Barolskii S. G., Yermokhin N. V. et al. — ICPTG-XII, Eindhoven, 1975, v. 1, p. 181.
9. Больцман Л. Лекции по теории газов. Пер. с нем. М., Гостехиздат, 1956.
10. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
11. Ферригер Г., Капер Дж. Математическая теория процессов переноса в газах. Пер. с англ. М., Мир, 1976.
12. Боголюбов Н. Н. Проблемы динамической теории в статистической физике. М., Гостехиздат, 1946.
13. Климонтович Ю. Л. Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы. М., Наука, 1975.
14. Либов Р. Введение в теорию кинетических уравнений. Пер. с англ. М., Мир, 1974.
15. Балеску Р. Статистическая механика заряженных частиц. Пер. с англ. М., Мир, 1974.
16. Кинетические процессы в газах и плазме. Под ред. Х. Хохштима. М., Атомиздат, 1972.
17. Уленбек Дж., Форд Дж. Лекции по статистической механике. Пер. с англ. М., Мир, 1965.
18. Cohen E. G. D. — The kinetic theory of dense gases. Amsterdam, North-Holland, 1962.
19. Kawasaki K., Oppenheim I. — Phys. Rev., 1965, v. A139, N 5, p. 1763.
20. Hubbard J. — Proc. Roy. Soc., 1961, v. A261, N 3, p. 371.
21. Алямовский В. Н. — ЖЭТФ, 1971, т. 60, № 5, с. 1971.
22. Gould H. A., De Witt H. E. — Phys. Rev., 1967, v. 155, N 1, p. 68.
23. Кадомцев Б. Б. — ЖЭТФ, 1957, т. 33, № 1, с. 151.
24. Каданов Л., Бейм Г. Неравновесная статистическая механика. Пер. с англ. М., Мир, 1964.
25. Kihara T., Aono O. — J. Phys. Soc., Jap., 1963, v. 18, N 6, p. 837.
26. Aono O. — Ann. Phys., 1970, v. 57, N 3, p. 381.
27. Itikawa Y. — J. Phys. Soc. Jap., 1963, v. 18, N 10, p. 1499.
28. Liboff R. L. — Phys. Fluids, 1959, v. 2, N 1, p. 40.
29. Ермаков В. В., Калиткин Н. Н. — В кн.: Численные методы в механике сплошных сред. Новосибирск, Изд-во НГУ, 1978, с. 38.
30. Braun E. — Phys. Fluids, 1967, v. 10, N 5, p. 731, 737.
31. Hahn H., Mason E. A., Smith F. J. — Phys. Fluids, 1971, v. 14, N 2, p. 278.
32. Lampe M. — Phys. Rev., 1968, v. 174, N 1, p. 276.
33. Williams R. H., De Witt H. E. — Phys. Fluids, 1969, v. 12, N 12, p. 2326.
34. Kivelson M. G., Du Bois D. F. — Phys. Fluids, 1964, v. 7, N 7, p. 1578.
35. Spitzer L., Härm R. — Phys. Rev., 1953, v. 89, N 5, p. 977.
36. Гиршфельдер Г., Кертис К., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. Пер. с англ. М., Мир, 1961.
37. Bernstein I. B. — Phys. Fluids, 1969, v. 12, N 1, p. 64.
38. Павлов Г. А., Сон Э. Е. — ТБТ, 1971, т. 9, № 5, с. 1062.
39. Monchik L., Yun K. S., Mason E. A. — J. Chem. Phys., 1963, v. 39, N 3, p. 654.
40. Fox R. L. — Phys. Fluids, 1970, v. 13, N 8, p. 1480.
41. Герасимов Г. Я. — Изв. АН СССР. Сер. механика жидкости и газа, 1974, с. 178.
42. Кубо Р. — В кн.: Термодинамика необратимых процессов. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
43. Зубарев Д. Н. Неравновесная статистическая термодинамика. М., Наука, 1971.
44. Kadanoff L. P., Martin P. S. — Ann. Phys., 1963, v. 24, N 2, p. 419.
45. Пайнс Р., Нозьер Ф. Теория квантовых жидкостей. М., Мир, 1967.
46. Martin P. C. — Phys. Rev., 1967, v. 161, N 1, p. 143.
47. McLennan J. A. — In: Advances in chemical physics. Ed. by I. Prigogin. N. Y., Pergamon Press, 1963.
48. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., Изд-во физ.-мат. лит., 1963.
49. Magan J. R. — Physica, 1967, v. 35, N 1, p. 193.

50. Киржниц Д. А. — УФН, 1976, т. 119, № 2, с. 357.
51. Лагарьков А. Н., Сарычев А. К. — ТБТ, 1977, т. 15, № 3, с. 645.
52. Валуев А. А., Норман Г. Э. — Там же, с. 191.
53. Hansen J. P., McDonald I. R., Pollok E. L. — Phys. Rev., 1975, v. A11, N 6, p. 1025.
54. Vieillefosse P., Hansen J. P. — Phys. Rev., 1975, v. A11, N 6, p. 1106.
55. Martin P. C., Yip S. — Phys. Rev., 1968, v. 170, N 1, p. 151.
56. Forter D., Martin P. C., Yip S. — Phys. Rev., 1968, v. 170, N 1, p. 160.
57. Перель В. И., Элиашберг Г. М. — ЖЭТФ, 1961, т. 41, № 3, с. 886.
58. Сон Э. Е. — В кн.: Труды МФТИ. Долгопродный, изд. Моск. физ.-техн. ин-та, 1971, ч. 1, с. 107.
59. Якубов И. Т. — ЖЭТФ, 1969, т. 57, № 6, с. 1040.
60. Neal T. — Phys. Fluids, 1970, v. 13, N 2, p. 249.
61. Сеченов В. А., Сон Э. Е., Шекотов О. Е. — ТБТ, 1977, т. 15, № 2, с. 411.
62. Иванов Ю. В., Минцев В. Б. и др. — ЖЭТФ, 1976, т. 71, № 1, с. 216.
63. Дихтер И. Я., Зейгарник В. А. — ДАН СССР, 1976, т. 227, № 2, с. 656.
64. Bhaskar N. D. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, N 1, p. 14.
65. Павлов Г. А., Кучеренко В. И. — ТБТ, 1977, т. 15, № 2, с. 409.
66. Walter H. R. J. — J. Phys., 1973, v. B6, N 6, p. 1003.
67. Поддубный Л. И. — ТБТ, 1975, т. 13, № 5, с. 1081.
68. Смирнов Б. М. — Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М., Атомиздат, 1968.
69. Маев С. А. — ЖТФ, 1970, т. 40, № 3, с. 567.
70. Бабинов В. В. — Метод фазовых функций. М., Наука, 1966.
71. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. Пер. с англ. М., Мир, 1976.
72. Ziman J. M. — Phil. Mag., 1961, v. 6, N 6, p. 1013.
73. Воробьев В. С., Хомкин А. Л. — Физика плазмы, 1977, т. 3, № 4, с. 885.
74. Eggarter T. P. — Phys. Rev., 1972, v. A5, N 10, p. 2496.
75. Скал А. С., Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. — Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 17, № 4, с. 522.
76. Каклюгин А. С., Норман Г. Э. — ТБТ, 1973, т. 11, № 2, 238.
77. Кикоин И. К., Сенченков А. П. — Физика металлов и металловедение, 1967, т. 24, № 4, с. 843.
78. Cohen M. N., Jortner J. — Phys. Rev., 1974, v. A10, N 5, p. 978.
79. Hensel F., Frank F. U. — Rev. Mod. Phys., 1968, v. 40, N 3, p. 677.
80. Алексеев В. А., Веденов А. А. — Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 16, № 2, с. 73.
81. Алексеев В. А. — ТБТ, 1970, т. 8, № 3, с. 641.
82. Алексеев В. А., Андреев А. А., Прохоренко В. Я. — УФН, 1972, т. 106, № 2, с. 393.
83. Алексеев В. А., Веденов А. А. — Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 12, № 7, с. 501.
84. Gitterman M., Steinberg V. — Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, N 11, p. 1588.
85. Храпак А. Г. — ТБТ, 1975, т. 12, № 6, с. 1143.
86. Ветчинин С. П., Храпак А. Г., Якубов И. Т. — Там же, 1972, т. 10, № 5, с. 954.
87. Храпак А. Г., Якубов И. Т. — Там же, 1971, т. 9, № 7, с. 1139.
88. Де Гроот С., Мазур П. — Неравновесная термодинамика. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1974.
89. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М., Наука, 1964.
90. Кучеренко В. И., Павлов Г. А. — ЖПМТФ, 1978, № 5, с. 43.
91. Елецкий А. В., Палкина Л. А., Смирнов Б. М. Явления переноса в слабо-ионизованной плазме. М., Атомиздат, 1975.
92. Никитин Е. Е., Смирнов Б. М. — УФН, 1978, т. 124, с. 201.
93. Lick M., Wilbert J., Emmons H. W. — Transport Properties of Helium from 200 K to 50 000 K. Cambridge, Pergamon Press, 1965.
94. Kieffer L. J. — Atomic Data on Electron Collision with Atoms and Molecules Boulder, Colorado, Pergamon Press, 1973.
95. Burke P. G., Mitchell J. F. V. — J. Phys., 1973, v. B6, N 10, p. 1161.
96. Курдин Л. П., Дозоров А. А. — Атомная энергия, 1969, т. 27, № 1, с. 39.
97. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. Под ред. Н. Б. Варгафтика. М., Наука, 1972.

98. Радциг А. А. — В кн.: Химия плазмы. М., Атомиздат, 1975, вып. 2, с. 3.
99. Калиткин Н. Н., Кузьмина Л. В., Рогов В. С. Таблицы термодинамических функций и транспортных коэффициентов плазмы. М., ИПМ АН СССР, 1972.
100. Греков Л. И., Москвин Ю. В., Романычев В. С., Фаворский О. Н. Основные свойства некоторых газов при высоких температурах. М., Машиностроение, 1964.
101. Mason E. A., O'Hara H., Smith F. J. — J. Phys., 1972, v. B5, N 1, p. 169.
102. Smith F. J., Munn R. J. — J. Chem. Phys., 1964, v. 41, N 9, p. 3560.
103. Самуйлов Е. В., Цителаури Н. Н. — ТБТ, 1964, т. 2, № 3, с. 565; там же, 1969, т. 7, № 1, с. 167.
104. Соколова И. А. — ЖПМТФ, 1971, № 5, с. 168.
105. Monchik L. — Phys. Fluids, 1958, v. 1, N 2, p. 370; *ibid*, 1959, v. 2, N 3, p. 695.
106. Белов В. А., Ключников Н. И. — ТБТ, 1965, т. 3, № 3, с. 645.
107. Леонас В. Б., Беляев Ю. Н. — ДАН СССР, 1967, т. 173, № 12, с. 306.
108. Самуйлов Е. В., Воскресенская Н. В. — В кн.: Исследования по физической газодинамике. М., Наука, 1966.
109. Bender C. F., Davidson E. R. — J. Chem. Phys., 1968, v. 49, N 11, p. 4222.
110. Chang C. K., Walker R. H. — Phys. Rev., 1969, v. 178, N 1, p. 198.
111. Erhard W. R., Helbing R. K. B. — J. Chem. Phys., 1968, v. 49, 12, p. 4750.
112. Gentry W. B., Mahan H. B. — J. Chem. Phys., 1968, v. 49, N 5, p. 1758.
113. Good R. J., Hope C. J. — J. Chem. Phys., 1970, v. 53, N 2, p. 540.
114. Helbing R. K. B., Rothe E. W. — J. Chem. Phys., 1968, v. 48, N 9, p. 3549.
115. Krupenie P. H., Mason E., Vanderslice T. T. — J. Chem. Phys., 1963, v. 39, N 6, p. 2399.
116. Munn R. J., Mason E. A., Smith F. J. — J. Chem. Phys., 1964, v. 41, N 9, p. 3978; Phys. Fluids, 1965, v. 8, N 6, p. 1103, 1907.
117. Abrachamson A. A. — Phys. Rev., 1969, v. 178, N 1, p. 76.
118. Devoto R. S. — Phys. Fluids, 1966, v. 9, N 6, p. 1230.
119. Франк-Каменецкий Д. А. — Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., Наука, 1967.
120. Генс А. В., Тирский Г. А. — Изв. АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа, 1972, № 6.
121. Hellund E. J. — Phys. Rev., v. 57, N 1, p. 319.
122. Schneidermann S. B. — NASA CR—213, 1965.
123. Тирский Г. А. — Докл. АН СССР, 1964, т. 155, № 6, с. 1278; Прикл. мат. и механика, 1969, вып. 1, с. 180.
124. Тирский Г. А. — Отчет НИИМ МГУ, 1969, № 1016.
125. Суслов О. Н., Тирский Г. А., Щенников В. В. — ЖПМТФ, 1971, № 1, с. 73.

Список литературы к гл. 3

1. Krascella N. L. — Tables of the composition, opacity and thermodynamic properties of hydrogen at high temperature, NASA, 1963, Sp-3005.
2. Patch R. W. — Absorption coefficients and opacities, for hydrogen plasma at high pressure, NASA, 1969, TM-X-1902.
3. Солоухин Р. И., Якоби Ю. А., Комин А. В. Оптические характеристики водородной плазмы. Новосибирск, Наука, 1973.
4. Main R. P. Opacity of silicon-hydrogen mixtures, NASA, 1970, CR-72749.
5. Krascella N. L. Theoretical investigation of the absorptive properties of small particles and heavy-atom gases, NASA, 1967, CR-693.
6. Кузнецова Н. И., Лаппо Г. Б. — ТБТ, 1979, т. 17, № 1, с. 37.
7. Греков Л. И., Москвин Ю. В., Романычев В. С., Фаворский О. Н. Основные свойства некоторых газов при высоких температурах. М., Машиностроение, 1964.
8. Parks D. E., Lane G., Stewart J. C., Peyton S. Optical constants of uranium plasma, NASA, 1968, KR-72348, CA-8244.

9. Кузнецова Н. И., Лаппо Г. Б. — ТВТ, 1979, т. 17, № 3, с. 673.
10. Добкин С. В., Лаппо Г. Б., Сон Э. Е. — ТВТ, 1979, т. 17, № 6, с. 1121.
11. Франк-Каменецкий Д. А. Физические процессы внутри звезд. М., Физматгиз, 1959.
12. Бекефи Д. Радиационные процессы в плазме. Пер. с англ. М., Мир, 1959.
13. Зоммерфельд А. Строение атома и молекулы. Т. 1, 2. М., Гостехиздат, 1956.
14. Chandrasekhar S., Breen F. H. — *Astrophys. J.*, 1946, v. 104, N 3, p. 430.
15. Биберман Л. М., Норман Г. Э. — УФН, 1967, т. 91, № 2, с. 4.
16. Somerville W. B. — *Astrophys. J.*, 1964, v. 39, N 2, p. 192.
17. John T. L., Williams A. R. — *J. Phys.*, 1972, v. B5, N 9, p. 1162.
18. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М., Физматгиз, 1963.
19. Ingliss D. R., Teller E. — *Astrophys. J.*, 1939, v. 90, N 3, p. 439.
20. Pritzker A., Dressler K., Haelg W. — *JQSRT*, 1975, v. 15, N 12, p. 1131.
21. Roussel K. M., O'Connell R. F. — *Phys. Lett.*, 1975, v. 51A, N 2, p. 244.
22. Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. Пер. с англ. М., Физматгиз, 1960.
23. Burgess A., Seaton M. J. — *Rev. Mod. Phys.*, 1958, v. 30, N 5, p. 992.
24. Moore C. *Atomic Energy Levels*. N. Y., Pergamon Press, 1949, v. 1.
25. Hudson R. D., Carter V. Z. — *J. Opt. Soc.*, 1967, v. 57, N 5, p. 651.
26. Hudson R. D. — *J. Chem. Phys.*, 1965, v. 43, N 6, p. 1790.
27. Фано Д., Купер Дж. Спектральные распределения сил осцилляторов в атомах. Пер. с англ. М., Наука, 1972.
28. Dietmar E., Rothe H. — *JQSRT*, 1969, v. 9, N 1, p. 49.
29. Москвин Ю. В. — Оптика и спектроскопия, 1963, т. 15, № 6, с. 582.
30. Steihaus D. W., Radzinski L. J., Cowan R. D. — Report Los-Alamos Sc. Lab. LA-4501, 1971.
31. Rasser S., Remy J. — *Int. J. Mass. Spektrom. and Ion Phys.*, 1976, v. 21, N 1, p. 159.
32. Чурпка В. А., Berkowits J. — *J. Chem. Phys.*, 1968, v. 48, N 11, p. 5726.
33. Chandrasekhar S. — *Astrophys. J.*, 1945, v. 102, N 2, p. 395.
34. Бренском Л. — В кн.: Атомные и молекулярные процессы. Под ред. Д. Бейтса. Пер. с англ. М., Мир, 1964.
35. Иевлев В. М. — Изв. АН СССР. Сер. энергетика и транспорт, 1977, № 6, с. 24.
36. Корлисс Ч., Бозман У. Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов. Пер. с англ. М., Мир, 1968.
37. Фурсов А. А., Власов В. С. — ЖЭТФ, 1936, т. 10, № 2, с. 378.
38. Грим Г. Спектроскопия плазмы. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1969.
39. Wiese W. L., Smith M. W., Miles B. M. — *NSRDS, NBS-22*, 1969.
40. Baranger M. — *Phys. Rev.*, 1958, v. 111, N 2, p. 481, 494.
41. Kolb A. C., Griem H. R. — *Phys. Rev.*, 1958, v. 111, N 2, p. 514.
42. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М., Наука, 1977.
43. Пеннер С. С. Количественная молекулярная спектроскопия и излучательная способность газов. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
44. Rosen B. *Spectroscopic data relative to diatomic molecules*. N. Y. — London, Pergamon Press, 1970.
45. Гурвич Л. В., Хачкуров Г. А., Медведев В. А. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Т. 1. Под ред. В. П. Глушко. М., Изд-во АН СССР, 1962.
46. Хачкуров Г. А. — Оптика и спектроскопия, 1966, т. 21, № 1, с. 152.
47. Хартри Д. Расчет атомных структур. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
48. Spingler R. J. — *JQSRT*, 1969, v. 9, N 8, p. 1041.
49. Shill H. — *J. Chem. Phys.*, 1952, v. 20, N 1, p. 18.
50. Allison A. C., Dalgarno A. A. — *JQSRT*, 1969, v. 9, N 12, p. 1543.
51. Wolniewicz L. — *J. Chem. Phys.*, 1969, v. 51, N 11, p. 5002.
52. Kato A. M., Olson A. R. — *J. Chem. Phys.*, 1960, v. 32, N 3, p. 1232, p. 1241.
53. Сошников В. Н. — УФН, 1961, т. 24, № 1, с. 61.
54. Davies D. — *Trans. Faraday Soc.*, 1958, v. 54, N 7, p. 1429.
55. Velasco R. — *Can. J. Phys.*, 1957, v. 35, N 10, p. 1204.

56. Jarmain W., Nickolls R. — Proc. Roy. Soc., 1964, v. 84, N 2, p. 477.
57. Jams T., Norris W. — J. Chem. Phys., 1960, v. 32, N 3, p. 728.
58. Crawford M., MacDonald R. — Can. J. Phys., 1958, v. 36, p. 1022.
59. Welsh H. L. — J. Chem. Phys., 1951, v. 19, N 2, p. 340.
60. Crawford M., Welsh H., Mac. Donald J. F. C., Locke J. — Phys. Rev., 1950, v. 80, N 2, p. 469.
61. Van Kranendonk J., Byron. Bird R. — Physica, 1951, v. 17, N 11—12, p. 953.
62. Van Kranendonk J. — Physica, 1957, v. 23, N 11, p. 825.
63. Margenaw H., Lewis M. — Rev. Mod. Phys., 1959, v. 31, N 3, p. 569.
64. Vujnovic V. — JQSRT, 1970, v. 10, N 7, p. 929.
65. Mozer B., Baranger M. — Phys. Rev., 1960, v. 118, N 3, p. 626.
66. Ковальская Г. А., Севастьяненко В. Г. — В кн.: Свойства низкотемпературной плазмы и методы ее диагностики. Новосибирск, Наука, 1977.
67. Hooper C. F. — Phys. Rev., 1966, v. 149, N 1, p. 77; 1968, v. 165, p. 215; 1969, v. 169, p. 193.
68. Гурович В. Ц., Меренкова Л. К., Энгельшт В. С. — ДАН СССР, 1975, т. 221, № 2, с. 315.
69. Кобзев Г. А., Куриленков Ю. К., Норман Г. Э. — ТВТ, 1977, т. 15, № 1, с. 193.
70. Старостин А. Н. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук, НИИЯФ МГУ, 1971.
71. Алексеев А. Н., Троицкий М. А. — В кн.: Применение методов квантовой теории поля к задачам многих тел. М., Атомиздат, 1963.
72. Ролдугин В. И., Якубов И. Т. — ТВТ, 1975, т. 15, № 2, с. 428.
73. Rozsnyai B. F. — JQSRT 1973, v. 13, N 10, p. 1258.
74. Rozsnyai B. F. — Phys. Rev., 1972, v. A3, N 6, p. 1137.
75. Калиткин Н. Н., Кузьмина Л. В. — Таблицы термодинамических функций. Препринт ИГиМ АН СССР, М., 1976.
76. Zink I. W. — Phys. Rev., 1968, v. 176, N 2, p. 279.
77. Грязнов В. К., Иванова А. В., Фортвов В. Е. — ЖЭТФ, 1979, т. 76, № 2, с. 156.

Список литературы к гл. 4

1. Кудрин Л. П. Статистическая физика плазмы. М., Атомиздат, 1974.
2. Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы. М., Наука, 1971.
3. Асиновский Э. И., Зейгарник В. А. — ТВТ, 1974, т. 12, № 6, с. 1278.
4. Биберман Л. М., Норман Г. Э. — УФН, 1967, т. 91, № 1, с. 193.
5. Норман Г. Э., Старостин А. Н. — ТВТ, 1970, т. 8, № 2, с. 413.
6. Ломакин Б. Н., Фортвов В. Е., Щекотов О. Е. — ТВТ, 1970, т. 8, № 1, с. 154; 1971, т. 9, N 4, с. 628.
7. Фортвов В. Е., Иванов Ю. В. и др. — ДАН СССР, 1975, т. 221, № 7, с. 1307.
8. Фортвов В. Е., Леонтьев А. А. и др. — В кн.: Теплофизические свойства низкотемпературной плазмы. М., Наука, 1975, с. 39.
9. Кнопфель Г. Физика высоких плотностей энергии. Под ред. П. Карльдиrola. Пер. с англ. М., Мир, 1974.
10. Ross R. G., Greenwood D. A. Prog. Mater. Sci., 1971, v. 14, N 1, p. 173.
11. Алексеев В. А., Андреев А. А., Прохоренко В. Я. — УФН, 1972, т. 106, № 2, с. 393.
12. Ermolin N. V. et al. — Proc. XII Int. Conf. Phen. Ion. Gases. Endhoven, 1975, p. 181.
13. Ермохин Н. В., Ковалев Б. М. и др. — ТВТ, 1971, т. 9, № 4, с. 710.
14. Dillon J. A. G., Nelson B. A., Swanson B. S. — J. Chem. Phys., 1966, v. 44, N 11, p. 4229.
15. Grosse A. V. J. Inorg. Nucl. Chem., 1963, v. 25, N 2, p. 331; J. Phys. Chem., 1962, v. 66, N 1, p. 137.
16. Фортвов В. Е., Леонтьев А. А., Дремин А. Н. — ТВТ, 1975, т. 13, № 5, с. 1072.
17. Алексеев В. А., Веденов А. А. — УФН, 1970, т. 102, № 4, с. 665.

18. Киоин И. К., Сенченков А. П. — Физика металлов и металловедение, 1967, т. 24, вып. 5, с. 843.
19. Алексеев В. А. — ТВТ, 1968, т. 6, № 5, с. 961.
20. Храпак А. Г., Якубов И. Т. — ЖЭТФ, 1970, т. 59, № 5, с. 945.
21. Hensel E. — Phys. Lett., 1970, v. A31, N 1, p. 88.
22. Ландау Л. Д., Зельдович Я. Б. — ЖЭТФ, 1944, т. 14, № 1, с. 32.
23. Рахимов А. Т., Улинич Ф. Р. — ЖЭТФ, 1969, т. 57, вып. 4, с. 1425.
24. Якубов И. Т. — ЖЭТФ, 1970, т. 58, вып. 6, с. 2075.
25. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. М., Изд-во иностр. лит., 1961. Пер. с нем.
26. Ветлуцкий В. Н., Онуфриев А. Т., Севастьяненко В. Г. — ПМТФ, 1965, № 4, с. 71.
27. Севастьяненко В. Г. Автореф. канд. дисс. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, ИТПМ, 1966.
28. Князев Ю. Р., Боровик Е. С. и др. — ЖЭТФ, 1967, т. 37, № 3, с. 523.
29. Батенин В. М., Минаев И. В. — ТВТ, 1971, т. 9, № 4, с. 676.
30. Goldbach C. e. a. — JQSRT, 1972, v. 12, N 7, p. 1089; Compt. rend., 1971, ser. B, v. 272, N 3, p. 209.
31. Фокин В. Н. — Изв. СО АН СССР, Серия техн. наук, 1971, вып. 1, № 3, с. 10.
32. Foltzik V. — Wiss. Veroff. Siemens-Konz., 1970, Bd 19, H. 1, S. 28.
33. Шиманович В. Д., Киселевский Л. В. — ЖПС, 1960, т. 5, № 1, с. 3.
34. Александров В. А., Гуревич В. Д., Подмошенский И. В. — ЖПС, 1961, т. 1, № 3, с. 231.
35. Emmons H. W. — Phys. Fluids, 1962, v. 10, N 6, p. 1125.
36. Асиновский Э. И., Зейгарник В. А. — ТВТ, 1970, т. 8, № 4, с. 890.
37. Kimura J., Kanzawa A. — AJAAJ, 1967, v. 5, N 7, p. 1315.
38. Асиновский Э. И., Пахомов Е. П., Ярцев И. М. — ТВТ, 1978, т. 16, № 1, с. 28.
39. Peters Th. — Z. Phys., 1953, Bd 135, H. 4, S. 573.
40. Elenbaas W. — The High Pressure Mercury Vapour Discharge. Amsterdam, 1951.
41. Диагностика плазмы. Под ред. Р. Хадстоун, С. Леонард. Пер. с англ. М., Мир, 1967.
42. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1966.
43. Кормер С. Б. — УФН, 1968, т. 94, в. 4, с. 715.
44. Ломакин Б. Н., Фортов В. Е. — ТВТ, 1971, т. 9, № 6, с. 1291.
45. Сеченов В. А., Щекотов О. Е. — Там же, 1972, т. 10, № 5, с. 967; 1974, т. 12, № 4, с. 652.
46. Митин Р. В., Канцедаль В. П. — Там же, 1975, т. 13, № 1, с. 70.
47. Исаев И. Ф., Кудрин Л. П. — Там же, 1968, т. 6, № 5, с. 769.
48. Гольдманский В. И. — УФН, 1970, т. 100, № 4, с. 720.
49. Кулик П. П., Розанов Е. К., Рябый В. А. — ТВТ, 1977, т. 15, № 2, с. 415.
50. Альтшулер Л. В. — УФН, 1965, т. 85, В 2, с. 197.
51. Иванов В. В., Розанов А. Г. — ЖТФ, 1973, т. 43, № 2, с. 445.
52. Бакеев А. А., Ровинский Р. Е., Ширков И. П. — ТВТ, 1969, т. 7, № 6, с. 1203.
53. Бакеев А. А., Ровинский Р. Е. Там же, 1970, т. 8, № 6, с. 1121.
54. Гончаренко Г. М., Романенко И. Н. — ЖТФ, 1970, т. 40, № 12, с. 2538.
55. Вукович С. М., Попович М. М. — ТВТ, 1972, т. 10, № 2, с. 419.
56. Genat J. F., Porovic M. M. e. a. — III Int. Conf. on Gas Discharges, London, 1974, p. 205.
57. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Шеммина В. М. — ЖТФ, 1975, т. 45, № 11, с. 2011.
58. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Роговцев П. Н. — ТВТ, 1971, т. 9, № 3, с. 468.
59. Нестеров Е. В. Теплофизические свойства низкотемпературной плазмы. М., Наука, 1976, с. 42.
60. Петренко В. И., Митин Р. В. и др. — ЖТФ, 1969, т. 39, № 10, с. 1827.
61. Боровик Е. С., Петренко В. И. и др. — Там же, с. 1417.

62. Боровик Е. С., Канцедал В. П. и др. — Там же, 1967, т. 37, № 4, с. 703.
63. Митин Р. В., Канцедал В. П. и др. Препринт ХФТИ, 72-38. Харьков, 1972.
64. Алиханов С. Г., Конкашбаев И. К., Эстрин Б. С. — ТВТ, 1967, т. 5, № 3, с. 410.
65. Андреев С. И., Гаврилова Т. В. — Там же, 1974, т. 12, № 6, с. 1293; 1975, т. 13, № 1, с. 176.
66. Андреев С. И., Гаврилов В. Е. — Оптика и спектроскопия, 1969, т. 26, № 4, с. 665; 1975, т. 38, № 3, с. 432; ЖТФ, 1970, т. 40, № 6, с. 1300; ЖПС, 1970, т. 13, № 5, с. 988; ТВТ, 1970, т. 8, № 6, с. 1256.
67. Wheeler C. B. — Appl. Phys., 1971, v. 42, N 2, p. 400.
68. Кипаренко Г. Ф. — Труды МАИ. М., 1974, № 27.
69. Широков М. Ф., Муравенко В. Г. — Труды IV Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы. Киев, 1975, с. 127.
70. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Смирнов В. Л. — Письма в ЖТФ, 1975, № 1, с. 1079.
71. Ермохин Н. В., Ковалев Б. М. и др. — ТВТ, 1977, т. 15, № 4, с. 695.
72. Барольский С. Г., Ермохин Н. В. и др. — ЖЭТФ, 1972, т. 62, вып. 1, с. 176.
73. Шлом В. К., Кривицкий Е. В., Литвиненко В. П. — ЖТФ, 1974, т. 44, № 11, с. 2146.
74. Окунь И. З. Там же, 1971, т. 41, № 2, с. 302.
75. Martin E. A. — J. Appl. Phys., 1960, v. 31, N 1, p. 255.
76. Robinson J. W. — J. Appl. Phys., 1967, v. 38, N 1, p. 210.
77. Калиткин М. Н., Кузьмина Л. В., Шарипджанов И. И. М., Препринт ИПМ, № 43, 1976.
78. Лебедев С. В. — ТВТ, 1968, т. 6, № 1, с. 157.
79. Cezairliyan A. High Temperature — High Pressure, 1970, v. 2, N 3, p. 501.
80. Мартынюк М. М. и др. — ЖТФ, 1972, т. 42, № 1, с. 187; ЖФХ, 1975, т. 49, № 2, с. 2, с. 233.
81. Взрывающиеся проволочки. Под ред. Ф. Беннет. Пер. с англ. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
82. Глазунов Б. П., Канцедал В. П., Митин Р. В. — В кн.: Теплофизические свойства низкотемпературной плазмы. М., Наука, 1976, с. 46.
83. Дихтер И. Я., Зейгарник В. А. — ДАН СССР, 1976, т. 227, № 4, с. 656.
84. Дихтер И. Я., Зейгарник В. А. — ТВТ, 1977, т. 15, № 3, с. 471.
85. Shaner J. W. e. a. — Proc. of 7th Symposium on Thermophysical Properties, N. B. S., 1977; Preprint UCRL-78782, 1977.
86. Shaner J. W. e. a. — Phys. Rev. Letters, 1974, v. 33, N 1, p. 70.
87. Норман Г. Э. — ЖЭТФ, 1971, т. 60, в. 8, с. 1686.
88. Jakubov J. T. — Beitr. Plasmaphys., 1977, Bd 17, H. 4, S. 221.
89. Кунавин А. Т., Кириллин А. В., Коршунов Ю. С. — ТВТ, 1974, т. 10, № 6, с. 1302.
90. Бравый Б. Г., Ветчинин С. П., Кириллин А. В., Кунавин А. Т. Там же, 1977, т. 15, № 1, с. 1.
91. Ломакин Б. Н., Фортов В. Е. — ЖЭТФ, 1972, т. 63, № 1, с. 92; ДАН СССР, 1972, т. 206, № 3, с. 576.
92. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., ГИТТЛ, 1954.
93. Lomakin B. N., Fortov V. E. Recent Developments in Shock Tube Research. Stanford. Ed. D. Bershader, W. Griffith, 1973.
94. Беспалов В. Е., Грязнов В. К., Дрёмин А. Н., Фортов В. Е. — ЖЭТФ, 1975, т. 69, в. 6, с. 2059.
95. Фортов В. Е., Мусянков С. И. и др. — ТВТ, 1974, т. 12, № 5, с. 957.
96. Фортов В. Е., Леонтьев А. А. и др. — ЖЭТФ, 1976, т. 71, вып. 1, с. 225.
97. Жерноклетов М. В., Грязнов В. К. и др. — ЖЭТФ, 1978, т. 75, в. 1, с. 108.
98. Фортов В. Е., Дремин А. Н. — Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 20, № 1, с. 30; Сб.: Горение и взрыв. М., Наука, 1976, с. 624.
99. Глушак Б. Л., Жерноклетов М. В., Зубарев В. Н. Труды 1-го Всесоюз. симпозиума по импульсным давлениям. М., 1974, с. 87.
100. Бушман А. В., Ломакин Б. Н. и др. — ЖЭТФ, 1975, т. 69, в. 5, с. 1624.
101. Бушман А. В., Ломакин Б. Н. и др. Тезисы IV Всес. конференции по физике низкотемпературной плазмы. Киев, 1975, т. 1, с. 68.

102. Фортон В. Е., Красников Ю. Г. — ЖЭТФ, 1970, т. 59, в. 5, с. 1645.
103. Сеченов В. А., Сон Э. Е., Щекотов О. Е. — ТВТ, 1977, т. 15, № 2, с. 411.
104. Павлов Г. А., Кучеренко В. И. — ТВТ, 1977, т. 15, № 2, с. 409.
105. Иванов Ю. В., Минцев В. Б. и др. — Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, № 1, с. 47; ЖЭТФ, 1976, т. 71, вып. 6, с. 2161.
106. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М., Наука, 1977.
107. Wigner E. — Trans. Faraday Soc., 1938, v. 34, N 4, p. 678.
108. Исенков З. А., Норман Г. А. — ЖЭТФ, 1972, т. 62, вып. 6, с. 2290.
109. Cook M. A. e. a. — J. Appl. Phys., 1959, v. 30, N 12, p. 1881; J. Appl. Phys., 1958, v. 29, N 11, p. 1612; Proc. Roy. Soc., 1961, v. A259, N 1299, p. 508.
110. Ecker G., Weizel W. — Ann. Phys., 1956, Bd 17, H. 1, S. 126.
111. Ecker G., Weizel W. — Z. Naturforsch., 1957, Bd 12a, H. 5, S. 859.
112. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха. М., Машиностроение, 1965.
113. Davis W. C., Campbell A. K. — J. Appl. Phys., 1960, v. 31, N 7, p. 1225.
114. Русаков М. М. и др. — ТВТ, 1975, т. 13, № 1, с. 20; 1977, т. 15, № 3, с. 449.
115. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Смирнов В. Л. — ТВТ, 1977, т. 15, № 3, с. 456.
116. Фортон В. Е. — ТВТ, 1972, т. 10, № 1, с. 168.
117. Леонтьев А. А., Фортон В. Е. — ПМТФ, 1974, т. 3, № 1, с. 162.
118. Бушман А. В., Фортон В. Е., Шарипджанов И. И. — ТВТ, 1977, т. 15, № 5, с. 1095.
119. Skidmore C., Morris E. Proceed. of Symposium on thermodynam. nucl. mater., Vienna, May 1962, p. 173.
120. Beaumont P., Leygonie L. Proceed. of 5th Sympos. on Detonation, Pasadena, 1971, p. 730.
121. Альтшулер Л. В. и др. — ЖЭТФ, 1980, т. 80, вып. 1, с. 115.
122. Horung K., Michel K. W. — J. Chem. Phys., 1972, v. 57, N 6, p. 2072.
123. Jackson J., Klein L. — Phys. Rev., 1969, v. 177, N 2, p. 352.
124. Веденов А. А., Ларкин А. И. — ЖЭТФ, 1959, т. 36, в. 4, с. 1133.
125. Gruzynov V. K., Ivanova A. N., Fortov V. E. — XIII Internat. conf. on Phenom. in Ion Gases, Berlin, 1977, p. 214.
126. Хомкин А. Л. — ТВТ, 1974, т. 12, № 5, с. 870.
127. Валуев А. А., Норман Г. Э. — Там же, 1977, т. 15, № 4, с. 689.
128. Воробьев В. С., Хомкин А. Л. — Там же, 1976, т. 14, № 1, с. 204.
129. Иванов Ю. В., Грязнов В. К. и др. — Там же, 1976, т. 14, № 3, с. 643.
130. Исаков И. М., Ломакин Б. Н. — Там же, 1979, т. 17, № 2, с. 262.
131. Иванов А. А., Чертопруд В. Е. — Там же, 1978, т. 16, № 4, с. 699.
132. Иевлев В. М. — Изв. АН СССР. Сер. теплоэнергетика, 1977, № 6, с. 24.
133. Батенин В. М., Минаев П. В. — I. Q. S. R. T, 1977, v. 17, N 1, p. 171.
134. Кобзев Г. А., Куриленков Г. А., Норман Г. Э. — ТВТ, 1977, т. 15, № 1, с. 193.
135. Куриленков Ю. К., Минаев П. В. — ЖЭТФ, 1978, т. 74, в. 2, с. 563.
136. Беспалов В. Е., Фортон В. Е. — Письма в ЖТФ, 1978, т. 4, № 8, с. 445.
137. Волков В. Н., Титаров С. К., Ткаченко Б. К. — ТВТ, 1977, т. 15, № 2, с. 411.
138. Carverale E. H. e. a. — J. Chem. Phys., 1967, v. 46, N 8, p. 3040.
139. Yos J. M. — AVCO/RAD, Techn. Rep. RAD-TR-65-7, 1965.
140. Knopp C. F., Campbell A. B. — Phys. Fluids, 1966, v. 9, N 4, p. 989.
141. Mottshmann J. — Z. Phys., 1966, Bd 191, H 1, S. 10.
142. Спитцер Л. Физика полностью ионизованной плазмы. Пер. с англ. М., Мир, 1965.
143. Could H. A., Dewitt H. E. — Phys. Rev., 1967, v. 155, N 1, p. 68.
144. Kihara T., Aono O. — J. Phys. Soc. Japan, 1963, v. 18, N 6, p. 837.
145. Conwell E. M., Weiskopf V. F. — Phys. Rev., 1950, v. 77, p. 388.
146. Алипов С. В., Ткаченко Б. К. — ТВТ, 1975, т. 13, № 1, с. 176.

**Виктор Константинович Грязнов,
Игорь Львович Иосилевский,
Юрий Георгиевич Красников,
Нина Ивановна Кузнецова,
Владимир Иванович Кучеренко,
Галина Борисовна Лаппо,
Борис Николаевич Ломакин,
Георгий Алексеевич Павлов,
Эдуард Евгеньевич Сон,
Владимир Евгеньевич Фортон**

**ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РАБОЧИХ СРЕД
ГАЗОФАЗНОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА**

Редактор Г. Б. Казьмина
Художественный редактор А. Т. Кирьянов
Художник Г. А. Жегин
Технический редактор А. А. Белоус
Корректор Г. М. Соколова

Сдано в набор 26. 02. 80. Подписано к печати
01. 08. 80. Т-15213. Формат 60×90 ¹/₁₆ Бумага
тип. № 2. Гарнитура литературная. Печать вы-
сокая. Усл. печ. л. 19,0. Уч.-изд. л. 20,98 Тираж
1800 экз. Зак. тип. 1244. Зак. изд. 77007.
Цена 1 р. 30 к.

Атомиздат, 103031 Москва К-31, ул. Жданова, 5.

Московская типография № 6 Союзполиграфпрома при Госу-
дарственном комитете СССР по делам издательств, поли-
графии и книжной торговли. 109088 Москва Ж-88, Южно-
портовая ул., 24.