

ФИЗИКА

ПОДПИСНАЯ НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ СЕРИЯ



1988/2

В.В. Михайлин

И.М. Тернов

СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ



ЗНАНИЕ

НОВОЕ В ЖИЗНИ, НАУКЕ, ТЕХНИКЕ

НОВОЕ В ЖИЗНИ, НАУКЕ, ТЕХНИКЕ

ПОДПИСНАЯ НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ СЕРИЯ

ФИЗИКА

2/1988

Издается ежемесячно с 1967 г.

В. В. Михайлин,
И. М. Тернов

СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ



Издательство «Знание» Москва 1988

Авторы: МИХАЙЛИН Виталий Васильевич — кандидат физико-математических наук, доцент физического факультета МГУ;

ТЕРНОВ Игорь Михайлович — лауреат Государственной и Ломоносовской премий, доктор физико-математических наук, профессор физического факультета МГУ.

СОДЕРЖАНИЕ

1. Угловое распределение мощности	8
2. Особенности спектра	10
3. Поляризация синхротронного излучения	11
4. Классическая теория синхротронного излучения	14
5. Квантовые свойства синхротронного излучения	20
6. На пути к более мощным источникам синхротронного излучения	30
7. Свойства ондуляторного излучения	36
8. Источники излучения релятивистских электронов	42
9. Генерация когерентного излучения	49
10. Источники излучения нового поколения	55
11. Каналы синхротронного излучения	58
12. Литература	64

Михайлин В. В., Тернов И. М.

М 69 Синхротронное излучение. — М.: Знание, 1988. — 64 с. — (Новое в жизни, науке, технике. Сер. «Физика»; № 2).

11 к.

Синхротронное излучение — магнитотормозное излучение ультрарелятивистских электронов — теоретически предсказанное в 1914 году и впервые наблюдавшееся в 1917 году, находит сегодня широкое применение в науке и технике. В настоящее время десятки лабораторий во всем мире широко используют синхротронное излучение в физике твердого тела, в физике поверхностей, в молекулярной биологии, в химии и т. д. Синхротронное излучение используется также для рентгеновской литографии в микроэлектронике, элементного анализа, рентгеновской медицинской диагностики.

Брошюра рассчитана на лекторов, слушателей и преподавателей народных университетов.

1604010000

ББК 53.6

Синхротронное излучение (СИ) — одно из замечательных явлений современной физики, впервые наблюдавшееся 40 лет назад при движении электронов в магнитном поле циклического ускорителя — синхротрона. Значение этого явления в наши дни трудно переоценить: вследствие удивительного сочетания фундаментальности свойств синхротронного излучения и важности его научно-технических приложений интерес к нему непрерывно возрастает.

Природа синхротронного излучения* связана с испусканием электромагнитных волн ускоренно движущимся зарядом. В циклическом ускорителе электронов заряд движется со скоростью, близкой к скорости света по окружности в магнитном поле, практически однородном вдоль траектории частицы. В этих условиях релятивистский электрон, обладая огромным центростремительным ускорением, становится мощным источником электромагнитного излучения.

Открытие и первое наблюдение синхротронного излучения происходили довольно драматично, поскольку его свойства на первом этапе исследования казались загадочными и необычными. В конце прошлого столетия (1898 г.) А. Льенар впервые рассмотрел мощность излучения быстрого электрона, движущегося по окружности, и обратил внимание на сильный рост энергетических потерь, пропорциональных четвертой степени энергии частицы: $W = -\partial E / \partial t = (2e^2 c \beta^4 / 3R^2) (E / mc^2)^4$ (здесь $E = mc^2 / \sqrt{1 - \beta^2}$ — энергия электрона, которая при релятивистском движении намного больше энергии покоя частицы: $E \gg mc^2$, причем $\beta = v/c \rightarrow 1$).

Вслед за тем интересные подробные исследования свойств излучения, испускаемого электроном, движущимся по окружности, были проведены Г. Шоттом (1907 г.) в связи с попыткой объяснения дискретной природы атомных спектров. Это был период развития физики, когда опытов Резерфорда еще не было (1911 г.)

* В литературе можно встретить другое название этого явления — магнитотормозное излучение. Однако этот термин чаще встречается при рассмотрении астрофизических задач.

и модели атома Бора (1913 г.) тоже не существовало. Основываясь на ранних моделях атома и, в частности, на модели Х. Нагаока (1893 г.), рассматривающей атом в виде сатурноподобной системы, в которой большое число электронов движется по окружности микроскопического радиуса, причем частицы располагаются на равных угловых интервалах, образуя кольцо, в центре которого находится положительный заряд, Шотт предпринял попытку методами классической электродинамики рассчитать спектр излучения и его пространственное распределение. Он полагал, что теория спектров — это наиболее важная задача теории материи, ибо именно она должна, как он считал, привести к рабочей модели атома.

Достойны восхищения внутренняя стройность и математическая элегантность работ Г. Шотта — это было первое в истории физики строгое решение задачи об излучении релятивистского заряда, движущегося по окружности. Однако его попытки объяснить излучение атома на основе классической теории успеха не имели да и не могли иметь, поскольку излучение атома можно было объяснить только на основе квантовой теории, что и было показано Н. Бором в 1913 г. Только квантовая механика смогла объяснить спектральные закономерности в излучении атома, в основе которых лежат квантовые переходы между дискретными энергетическими состояниями.

Формулы спектрально-углового распределения мощности излучения релятивистского заряда, движущегося по окружности, полученные Шоттом, представляли собою лишь академический интерес и вскоре были забыты, однако они раскрыли свое значение в новых условиях спустя 40 лет, когда возник совершенно новый вопрос об излучении заряда, движущегося по макроскопической траектории — окружности, обладающей макроскопическим радиусом.

Это был период интенсивного развития ускорительной техники — период сооружения мощных циклических ускорителей, открывающих невиданные до этого времени возможности проникновения в тайны микромира. В 1942 г. Керст в США создал циклический ускоритель электронов — бетатрон, основанный на индукционном принципе ускорения: нарастающее во времени магнитное поле порождало вихревое электрическое по-

ле, ускоряющее заряженные частицы. «Лучевой трансформатор» — так иногда называли бетатрон — явился решающим шагом вперед после циклотрона: был преодолен «релятивистский барьер», определявший физический предел энергии, достижимой с помощью циклотрона, и электроны, ускоренные в бетатроне до энергии 100 МэВ, приобретали огромную скорость v , практически неотличимую от скорости света c : $v=0,99999c$. Релятивистские законы движения частиц прочно вошли в инженерную практику.

Казалось, что теперь уже нет принципиальных трудностей в достижении высоких энергий частиц в ускорителе: релятивистский барьер циклотрона $E \sim mc^2$ преодолен, и дальнейшее продвижение по шкале энергий зависит лишь от выбора напряженности магнитного поля H и габаритов установки — радиуса орбиты R , ибо эти величины определяют энергию частицы: $\beta E = eHR$, где e — заряд электрона, а $\beta = v/c$. Однако совершенно неожиданно выяснилось, что существует физический предел возможностей индукционного метода ускорения — это сильные радиационные потери энергии частицы при ее излучении.

В 1944 г. Д. Иваненко и И. Померанчук обратили внимание на возможность нарушения нормальной работы индукционного ускорителя и установили радиационный предел работы бетатрона. Этот предел наступает тогда, когда энергия электрона, приобретаемая им за счет вихревой ЭДС в нарастающем во времени магнитном поле, становится сравнимой с мощностью энергетических потерь. Возможности индукционного метода ускорения оказались ограниченными довольно жестким физическим пределом достижимой для электронов энергии 500 МэВ — дальнейшее ускорение может привести к резкому сокращению радиуса орбиты частицы (вследствие радиационных потерь энергии) и ее выпадению из процесса ускорения.

В физике ускорителей возникла задача компенсации радиационных потерь энергии частицы, и это стимулировало развитие новых методов ускорения: на смену бетатрону пришел циклический ускоритель электронов — синхротрон, в котором магнитное поле выполняет лишь функцию управления движением частицы, а увеличение ее энергии достигается за счет воздействия вихревого электрического поля, изменяющегося синхронно с дви-

жением электрона. Новый, так называемый резонансный метод ускорения открыл возможность дальнейшего продвижения по шкале энергий, и в настоящее время верхняя граница достижимых с помощью синхротрона энергий электронов лежит в пределах десятков ГэВ.

Весьма интересна история экспериментального наблюдения синхротронного излучения. Несмотря на кажущуюся очевидность радиационных потерь энергии, оставался не вполне ясным вопрос о когерентности этого излучения и роли интерференции электромагнитных волн, испускаемых электронами пучка. Еще в своих ранних работах Г. Шотт анализировал вопрос о роли явления интерференции излучения от группы электронов, равномерно расположенной по окружности, и пришел к выводу о том, что вследствие когерентности должно происходить гашение излучения, испускаемого разными электронами кольца. Суммарно излучение должно отсутствовать, как, например, в случае постоянного тока, текущего по кольцевому проводнику. В бетатроне электроны в среднем равномерно заполняют орбиту (одновременно ускоряется $\sim 10^{13}$ частиц). Будет ли при этом наблюдаться излучение группы электронов, совершающих макроскопическое движение?

На этот вопрос ответил Д. Блюнтт (1946 г.), изучавший радиационные потери энергии электронов в бетатроне — это была первая попытка косвенного наблюдения излучения. Блюнтт бесконечно верил в существование излучения в ускорителе, несмотря на пессимизм ряда физиков: постоянный круговой ток не излучает! Упорно продолжая поиск, этот исследователь показал, что теоретическое предсказание Д. Иваненко и И. Померанчука о возможности сильного излучения в бетатроне подтверждается: при достижении максимальной энергии электроном ~ 100 МэВ наблюдается радиационное сокращение радиуса орбиты электрона — частица движется по свертывающейся спирали и падает на внутреннюю мишень. Итак, предсказание об излучении пучка электронов в бетатроне оказалось правильным. Когерентность излучения, которая могла возникнуть при равномерном распределении электронов по окружности, отсутствовала, поскольку, как выяснилось, флуктуации в распределении электронов препятствовали ее возникновению.

Эксперименты Блюнтта можно было бы считать до-

казательством реального существования излучения релятивистских зарядов и даже назвать его бетатронным, однако визуальное — прямое — наблюдение этого излучения Блюнтту не удавалось: поиски этого излучения в микроволновом диапазоне (дипольное излучение) оказались совершенно безуспешными. Сложилась необычная ситуация: энергетические потери электронов наблюдались уверенно, а само излучение казалось неуловимым.

Как выяснилось в дальнейшем (Л. Арцимович, И. Померанчук, 1946 г.), излучение релятивистского заряда обладает необычными свойствами: максимум мощности приходится на область спектра, соответствующую высшим гармоникам частоты обращения электрона $\omega_0 = c/R$: $\omega_{изл} = \nu\omega_0$, где $\nu = (E/mc^2)^3 \gg 1$. В экспериментах Блюнтта это соответствовало видимой области спектра. Однако эта область спектра была недоступна наблюдению из-за непрозрачности камеры ускорителя, а поиски излучения в микроволновом диапазоне (на основной частоте ω_0) были безуспешны, поскольку эта область была вдалеке от максимума спектрального распределения мощности.

Визуальное наблюдение излучения произошло совершенно случайно.

Годом позже (1947 г.) в той же лаборатории, руководимой Дж. Поллоком (США), его ассистент Ф. Хаббер, работая на 80 МэВ синхротроне «Дженерал Электрик», впервые наблюдал «электронный свет» — вспышки света, испускаемые электронами. Это произошло во время наладочных работ на ускорителе, когда с небольшого участка камеры, в которой вращались электроны, было снято металлизированное покрытие. Яркий голубой свет, испускаемый электронами, вырвался за пределы камеры ускорителя в лабораторию. Так впервые визуально наблюдался замечательный феномен нашего времени — излучение релятивистских электронов, получившее название синхротронного.

Интерес к этому физическому явлению возрастает с каждым годом, в особенности в связи с развитием техники его применения в физическом эксперименте.

В сказках «Тысяча и одна ночь» есть рассказ о мальчике Ала-Аддине и волшебном светильнике: «В некоей земле хранится огромный клад и в нем светильник. И тот, кто добудет этот светильник, тот станет страш-

но богат, богаче всех царей на Земле». Рассказ о волшебной лампе Ала-Аддина заканчивается тем, что мальчик нашел этот светильник и протер немного песком его поверхность. Появился джинн огромного роста и сказал: «Я к твоим услугам. Я — твой раб».

Электронный свет вырвался в 1947 г. из камеры ускорителя. И с тех пор синхротронное излучение открывает человеку, как волшебная лампа Ала-Аддина, путь к познаниям в самых различных областях науки. Весьма символично в этом отношении, что одному из ускорителей — источнику синхротронного излучения в Висконсине (США) было дано название АЛАДДИН.

Синхротронное излучение часто называют фантастическим электронным светом, чем, видимо, хотят подчеркнуть необычность его свойств, вызванную релятивистским характером движения. Познакомимся с характеристиками синхротронного излучения.

1. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОЩНОСТИ

Как известно из основ классической электродинамики Максвелла, пространственное распределение мощности излучения нерелятивистского электрона описывается торондом (рис. 1, а).

Это обычное дипольное излучение, и характер его распределения в пространстве был очень давно хорошо изучен Д. Ларморов. Максимум излучения в этом случае достигается в направлении внешнего магнитного поля, когда угол Ψ' , если его отсчитывать от направления скорости частицы, приближается к значению $\pi/2$.

Если электрон движется с релятивистской скоростью $v \sim c$ (т. е. $\beta = \frac{v}{c} \rightarrow 1$ и $E \gg mc^2$), то торонд, характеризующий пространственное распределение мощности излучения, сильно деформируется: торонд вытягивается в конус в направлении вектора скорости частицы (см. рис. 1, б). Физически это связано с эффектом Доплера. Если ввести релятивистский закон преобразования углов в предположении, что угол между вектором скорости частицы в системе координат, где излучатель покоится, и угол Ψ , под которым синхротронное излучение наблюдается в лабораторной системе, можно найти по

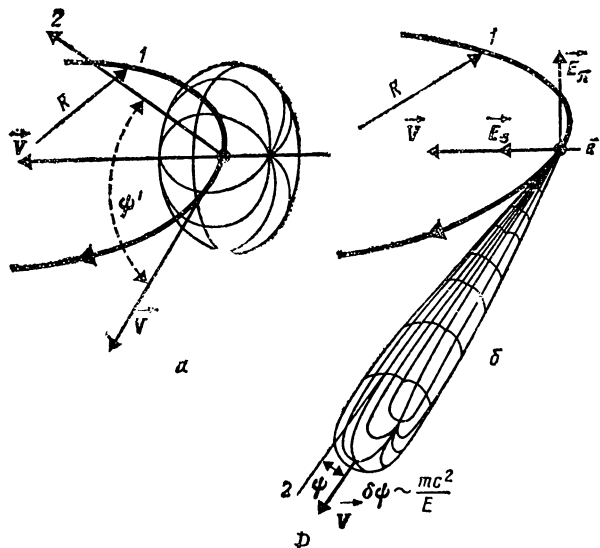


Рис. 1. Угловое распределение излучения электронов, движущихся по круговым орбитам: *а* — при низкой энергии ($v \ll c$); *б* — для ультрарелятивистских электронов ($v \sim c$); 1 — орбита; 2 — направление излучения; *Д* — точка наблюдения

известной формуле аберрации (преобразование Лоренца):

$$\sin \Psi = \sqrt{1 - \beta^2} \sin \Psi' / (1 + \beta \cos \Psi').$$

Полагая здесь для максимума нерелятивистского излучения $\Psi' \sim \pi/2$, получим, что в лабораторной системе координат наблюдатель увидит излучение в виде конуса с очень малым углом раскрытия

$$\sin \Psi \sim \delta \Psi = \sqrt{1 - \beta^2} = mc^2/E.$$

Так, например, для электронов с энергией 300 МэВ (умеренная для синхротрона энергия) этот угол составляет всего лишь $0,1^\circ$. Таким образом, синхротронное излучение обладает ярко выраженным прожекторным эффектом: оно направлено вперед по движению электрона и сосредоточено в очень узком конусе. Наблюдатель регистрирует это излучение как короткую вспышку, возникающую при прохождении иглообразного луча через

точку наблюдения. Яркое пятно излучения, исходящего из камеры реального ускорителя, имеет размер, примерно равный поперечному сечению пучка электронов.

2. ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА

Одно из замечательных свойств синхротронного излучения — необычное спектральное распределение его мощности. Интуитивно кажется, что если электрон движется по окружности радиуса R , то он должен излучать на частоте $\omega_0 = c/R$, однако спектр излучения релятивистского электрона не ограничен лишь основной частотой, равной частоте обращения электрона $\omega_0 = c/R$, а, напротив, основной вклад в мощность синхротронного излучения вносят высшие гармоники $\omega_0 : \omega_{\text{изл}} = v\omega_0$. Впервые на это обратили внимание Л. Арцимович и И. Померанчук, номер гармоники, соответствующей максимуму излучения, пропорционален третьей степени энергии $v_{\text{max}} \cong (E/mc^2)^3$, в частности, для электронов с энергией 300 МэВ номер гармоники $v_{\text{max}} \sim 2 \cdot 10^8$. Таким образом, традиционный метод электродинамики — разложение мощности излучения в ряд по мультиполям — теряет смысл, и спектральный состав синхротронного излучения требует принципиально иного подхода.

Вследствие характерного «прожекторного эффекта», как мы уже говорили, наблюдатель регистрирует синхротронное излучение в виде коротких импульсов — вспышек, возникающих при прохождении иглообразного луча через точку наблюдения. Таким образом, наблюдатель «видит» электрон не на всей его траектории, а только лишь на ее коротком участке l . Если длина дуги формирования излучения $l = R\delta\psi$, то время, в течение которого электрон пройдет по этой дуге, равно времени длительности всплеска излучения: $\tau' = l/c$. Поскольку электромагнитные волны распространяются с запаздыванием, длительность импульса (временной интервал) в лабораторной системе координат в соответствии с общими законами преобразования релятивистской теории уменьшается и будет равна $\Delta t = \tau'(1 - \beta^2) = \tau'(mc^2/E)^2$. Таким образом, в точку наблюдения придет не одна волна, а целый цуг волн — волновой пакет, ибо одна-единственная волна не может переносить сигнал, локализованный во времени. Интервалы Δt и $\Delta\omega$, характеризующие длительность передаваемого сигнала и частотный

состав спектра, связаны зависимостью $\Delta t \cdot \Delta \omega = 1$. Поэтому наблюдатель регистрирует целый ряд гармоник спектра, включая частоты порядка критической, равной

$$\Delta \omega = 1/\Delta t = (c/l) (E/mc^2)^2.$$

Но поскольку длина дуги формирования синхротронного излучения равна $l = R\delta\psi = Rmc^2/E$, для критической частоты мы получим $\omega_{кр} = v_{\max} \cdot \omega_0$, $v_{\max} \sim (E/mc^2)^{1/2}$.

Высшие гармоники кратны основной частоте ω_0 , и спектр излучения содержит дискретный ряд частот, начиная от основной ω_0 , и простирается в сторону высших гармоник.

Заметим здесь, что возможен и другой предельный случай наблюдения излучения, испускаемого релятивистским зарядом: излучение может наблюдаться со всей траектории частицы одновременно. Такое излучение реализуется в специальных системах (ондуляторах), задающих периодическое движение электрона. В ондуляторном режиме критическая частота будет иметь вид $\Delta \omega = (c/l_0) (E/mc^2)^2$. На этом случае излучения мы остановимся особо, поскольку применение ондуляторов в современном физическом эксперименте является важным и перспективным направлением.

3. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Замечательным свойством синхротронного излучения является поляризация — это столь характерный признак, что он может даже служить критерием в экспериментальной проверке природы наблюдаемого излучения. Первые качественные предложения о поляризации излучения, испускаемого электроном, движущимся по окружности, можно встретить еще у Шотта, однако исчерпывающее описание поляризационных свойств синхротронного излучения было получено гораздо позже (А. Соколов, И. Тернов, 1956 г.).

Для синхротронного излучения характерна сильно выраженная линейная поляризация, которую можно наблюдать в плоскости орбиты вращения электрона. При этом $7/8$ всей мощности излучения принадлежит σ -компоненте $W_\sigma = 7/8 W$, характерной тем, что электрический вектор поля излучения лежит в плоскости орбиты вра-

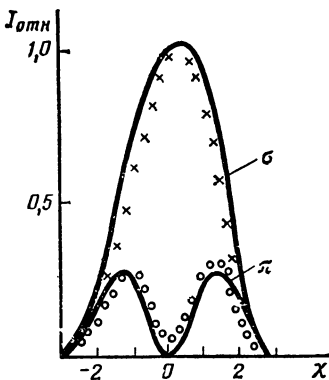


Рис. 2. Сравнение теоретических данных (сплошная кривая) с экспериментальными (точки) по угловому распределению σ - и π -компонент линейной поляризации синхротронного излучения при энергии электронов 250 МэВ в видимой области спектра

щения и направлен перпендикулярно внешнему магнитному полю (рис. 2). Вторая компонента излучения — π -компонента — составляет только $1/8$ часть полной мощности излучения: $W_{\pi} = 1/8 W$, вектор электрического поля излучения при этом направлен практически вдоль внешнего магнитного поля.

Если наблюдать излучение строго в площади орбиты вращения электрона ($\chi=0$ на рис. 2), оно оказывается полностью линейно поляризованным — излучается только σ -компонента. Над плоскостью орбиты вращения можно наблюдать правую, а ниже плоскости — левую эллиптическую поляризацию.

Поляризация синхротронного излучения представляет особый интерес с точки зрения применений в физическом эксперименте, а также в астрофизике в связи с проблемой объяснения природы электромагнитного излучения, возникающего в космическом пространстве. Поляризационные свойства синхротронного излучения столь характерны, что служат своеобразным паспортом для определения типа излучения по его поляризации, причем поляризация синхротронного излучения является неотъемлемым его свойством и устраняет неопределенность в результатах измерений.

Интересно в этой связи заметить, что поляризационные свойства синхротронного излучения приобрели важное значение в эксперименте по проверке гипотез о природе нетеплового радиоизлучения, приходящего к нам из Галактики. В 1950 г. шведские ученые Х. Альфвен и

Н. Герлофсен и в те же годы советские физики В. Л. Гинзбург и И. С. Шкловский выдвинули гипотезу о том, что это излучение имеет синхротронную природу. Выдающиеся успехи дальнейшего развития радиоастрономии были, несомненно, связаны с широким применением синхротронного излучения во всех исследованиях приходящего к нам радиоизлучения.

Так, в частности, замечательным успехом было отмечено исследование электромагнитного излучения (в радио- и оптическом диапазоне), приходящего к нам из Крабовидной туманности — газовой оболочки, образовавшейся около 900 лет тому назад при взрыве сверхновой звезды. Исследование поляризации этого излучения подтвердило предположение о том, что оно имеет синхротронную природу.

В последние годы интерес к синхротронному излучению вызвали исследования излучения электромагнитных волн регулярно пульсирующими радиоисточниками — пульсарами, представляющими собою вращающиеся нейтронные звезды с очень малым радиусом ~ 10 км и чрезвычайно сильным магнитным полем $\sim 10^{12}$ гаусс. В течение некоторого времени после открытия этих первоначально казавшихся загадочными объектов природа их излучения была неясной — высказывались даже мнения о возможной связи пульсаров с внеземными цивилизациями, однако высокая степень поляризации дала основание предполагать, что излучение электромагнитных волн пульсарами имеет синхротронную природу. Синхротронное излучение в радиоастрономии в настоящее время прочно завоевало свои позиции, и поляризационные свойства его при этом имели важное значение.

Как мы уже отмечали, в общем случае синхротронное излучение обладает эллиптической поляризацией, причем вне плоскости орбиты вращения электрона можно наблюдать либо правую, либо левую круговую поляризацию в зависимости от положения наблюдателя.

В настоящее время поляризация синхротронного излучения начинает привлекать внимание в связи с обсуждением проблемы возникновения жизни на Земле. Одним из необходимых условий существования живой природы, как показывает анализ этой проблемы (В. И. Гольданский), является нарушение зеркальной симметрии, существующей в мире молекул. Для живой природы характерно нарушение зеркальной изомерии, свойст-

венной молекулам. Обычные молекулы являются изомерами, вращающими плоскость поляризации проходящего света в противоположном направлении. Живой же природе соответствует полное нарушение этой симметрии (так называемая хиральная чистота): нуклеиновые кислоты содержат только «правые» сахара, а белки — только «левые» аминокислоты — в этом принципиальное отличие живой материи.

Как же может возникнуть нарушение зеркальной симметрии? Согласно ряду гипотез это может произойти под воздействием на молекулы поляризованного света, приходящего на Землю от Солнца, Луны, в том числе синхротронного излучения из Галактики, обладающего круговой поляризацией.

4. КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотренные нами качественно основные свойства синхротронного излучения — спектрально-угловое распределение мощности и поляризации — нашли полное описание в классической теории, основанной на электродинамике Максвелла — Лоренца. В этом проявляется еще одна замечательная особенность синхротронного излучения — все его характеристики оказались теоретически предсказуемыми и допускающими точное количественное описание.

Впервые, как уже отмечалось, задача об излучении релятивистского заряда, движущегося по окружности, была решена Г. Шоттом, получившим известную в теории формулу для спектрально-углового распределения мощности излучения (формула Шотта):

$$W = \partial E / \partial t = \sum_{\nu=1}^{\infty} \oint d\Omega W(\nu, \Theta),$$

$d\Omega = \sin \Theta d\Theta d\varphi$ — элемент телесного угла, а дифференциальная мощность $W(\nu, \Theta)$ имеет вид:

$$W(\nu, \Theta) = \frac{e^2 c \beta}{2\pi R^2} \nu^2 \{ \beta^2 J'^2_{\nu}(\nu \beta \sin \Theta) + \operatorname{ctg}^2 \Theta J^2_{\nu}(\nu \beta \sin \Theta) \}.$$

Здесь R — радиус орбиты электрона в магнитном поле, $\beta = v/c$, ν — номер гармоники излучения, Θ — угол, отсчитываемый от направления магнитного поля, а J_{ν} и J'_{ν} — функция Бесселя и ее производная по всему значению аргумента.

Мы приводим здесь этот очень изящный с точки зрения математической записи результат как иллюстрацию важнейших закономерностей синхротронного излучения. Формула Шотта, как это вполне очевидно, допускает сравнительно простое интегрирование по телесному углу $d\Omega$ и суммирование по номеру гармоники ν . В итоге полная величина мощности синхротронного излучения оказывается пропорциональной четвертой степени энергии частицы

$$W = \frac{2}{3} \frac{e^2 c \beta^4}{R^2} (E/mc^2)^4,$$

что и было предсказано Льенаром. Однако результаты исследований Шотта оказались достаточно трудными для анализа в приложении к синхротронному излучению.

Дело здесь заключается в том, что формула для спектрально-углового распределения мощности излучения, полученная впервые Шоттом, рассматривалась им с точки зрения «модели атома», т. е. применительно к условиям микродвижения, в котором радиус орбиты электрона очень мал (10^{-8} см). Синхротронное излучение реализуется в условиях макроскопического движения, в котором радиус орбиты вращения имеет порядок метра, при этом электрон обладает ультрарелятивистской скоростью: $1 - \beta^2 \ll 1$. Это никогда не встречается в атомах!

Поэтому многие особенности синхротронного излучения было трудно непосредственно объяснить исходя из формул Шотта, но очень важно, что эти формулы являются точными. Благодаря этому они раскрыли свое содержание и в случае синхротронного излучения, только надо заметить, что прямое их применение в теории практически невозможно: номер гармоники ν , достигающий в условиях макроскопического движения очень больших значений (в максимуме спектра ν имеет порядок $10^8 - 10^9$), входит и в индекс и в аргумент бесселевых функций.

Реальный прогресс в исследовании свойств синхротронного излучения был достигнут после того, как советские ученые Д. Иваненко и А. Соколов (1948 г.), а также американский физик Ю. Швингер (1949 г.) решили задачу об аппроксимации функций Бесселя большого индекса и аргумента с помощью модифицированных

функций Бесселя постоянного индекса $1/3$ (функции Макдональда $K_{1/3}$):

$$J_\nu(\nu\beta\sin\Theta) = \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\pi\sqrt{3}} K_{1/3}\left(\frac{\nu}{3}\varepsilon^{3/2}\right), \quad \varepsilon = 1 - \beta^2\sin^2\Theta.$$

Эта аппроксимация, оказавшаяся равномерно пригодной для описания всего спектра синхротронного излучения, открыла путь к анализу всех его особенностей. Был достигнут решающий успех в теории синхротронного излучения и получены точные формулы, допускающие их экспериментальную проверку.

Мы приведем здесь сейчас выражение для спектрально-углового распределения мощности синхротронного излучения с учетом также и его поляризационных свойств. Это обобщение формулы Шотта дает возможность анализа поляризационных компонент.

$$W_{\sigma\pi}(\nu, \Theta) = \frac{e^2 c \nu^2}{8\pi^3 R^2} \{l_\sigma \beta \varepsilon K_{2/3}\left(\frac{\nu}{3}\varepsilon^{3/2}\right) + \\ + l_\pi \operatorname{ctg} \Theta \sqrt{\varepsilon} K_{1/3}\left(\frac{\nu}{3}\varepsilon^{3/2}\right)\}^2,$$

При этом полная мощность излучения может быть получена интегрированием этого выражения по телесному углу $d\Omega$ и суммированием по номеру гармоник ν .

Поляризационные компоненты содержатся в этой формуле: если мы положим $l_\sigma = 1, l_\pi = 0$, — это соответствует W_σ -компоненте, $l_\pi = 1, l_\sigma = 0$ характеризует W_π -компоненту линейной поляризации. Очевидно, что полная мощность излучения содержит сумму этих компонент: $W = W_\sigma + W_\pi$. По аналогии может быть рассмотрена и круговая поляризация.

Анализ углового распределения мощности синхротронного излучения приводит к количественному подтверждению его особенностей — «прожекторный эффект» находит аналитическое описание. При этом угловое распределение компонент линейной поляризации обладает характерными особенностями, о которых мы уже говорили, исходя из качественных соображений. Эти особенности отражены на рис. 2. На этом рисунке по вертикали отложена мощность излучения в безразмерных единицах, а по горизонтали величина χ , пропорциональная углу Ψ , отсчитываемому от плоскости орбиты.

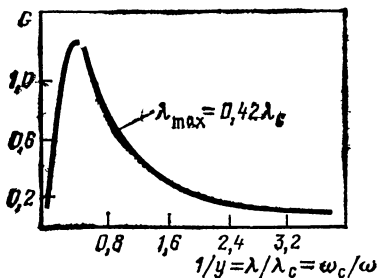


Рис. 3. Спектральное распределение мощности синхротронного излучения (универсальная функция)

В плоскости орбиты ($\Psi=0$) излучение σ -компоненты максимально, а W_π обращается в нуль. Проекторный эффект находит полное подтверждение: при $\Psi > mc^2/E$ мощность излучения резко падает.

Остановимся более подробно на спектральном составе синхротронного излучения. Строго говоря, спектр его является дискретным (это и привлекло внимание Шотта), однако он содержит столь большое число отдельных спектральных линий, чрезвычайно близко прилежащих друг к другу, что в ультрарелятивистском случае движения электрона синхротронное излучение обладает практически непрерывным спектром, максимум которого лежит в области высших гармоник частоты электрона. Это можно наглядно себе представить (рис. 3), если перейти от суммирования по номеру гармоники ν к интегралу по переменной:

$$y = \omega/\omega_c = \frac{2}{3} \nu \left(\frac{mc^2}{E} \right)^3.$$

Проводя при этом интегрирование по телесному углу $d\Omega$ и суммирование по поляризационным состояниям, получим достаточно простую формулу для спектра синхротронного излучения

$$W = W_{\text{кл}} \int_0^\infty f(y) dy,$$

$$\text{где } f(y) = \frac{9\sqrt{3}}{\pi} y \int_y^\infty K_{5/3}(x) dx.$$

Резкий максимум синхротронного излучения достигается вблизи критической частоты $\omega_c \sim (c/R) (E/mc^2)^3$. Варьируя энергию электрона, можно перекрыть всю шкалу электромагнитных волн — спектр синхротронно-

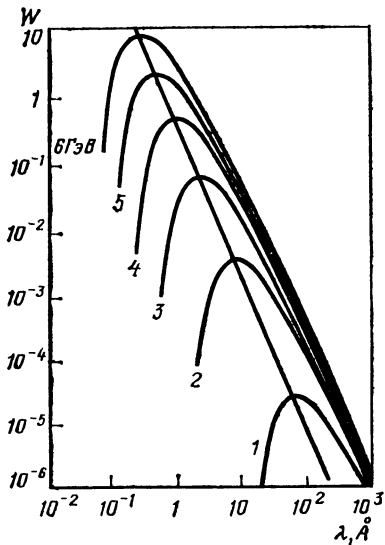


Рис. 4. Рассчитанная излучаемая мощность синхротронного излучения в эрг/с · Å в зависимости от длины волны (в Å) при различных энергиях электрона (в ГэВ)

го излучения перебрасывает мост от инфракрасного и радиодиапазона к вакуумному ультрафиолету и рентгену (рис. 4). Таким образом, синхротронное излучение выступает как мощный уникальный регулируемый источник электромагнитных волн, весьма важный с точки зрения его применения в физическом эксперименте. Парадоксально, что воспринимавшееся вначале как нежелательный фактор, отрицательно влияющий на работу синхротрона, синхротронное излучение своими уникальными свойствами привлекло внимание физиков как инструмент исследований, а синхротрон стал выступать как своеобразная гигантская лампочка.

Заметим, что спектральная кривая мощности синхротронного излучения напоминает хорошо известную формулу М. Планка, характеризующую спектр излучения абсолютно черного тела.

Важно отметить, что синхротронное излучение не имеет обычных ограничений. Сопоставление максимумов спектральных кривых СИ и излучения черного тела показывает, что электроны с энергией 1 ГэВ излучают подобно абсолютно черному телу, нагретому до температуры 10^7 К! Недаром синхротронный свет называют фантастическим: другим подобным источником на Земле

может быть лишь высокотемпературная плазма или ядерный взрыв.

Развитие теоретических исследований стимулировало экспериментальное изучение электронного света. После первого визуального наблюдения группа под руководством профессора Дж. Поллока (США) в 1948 г. провела изучение характеристик синхротронного излучения в области длин волн видимого диапазона: в полном согласии с теоретическими предсказаниями синхротронное излучение было сосредоточено в узком конусе в плоскости орбиты вращения электрона и наблюдалось как пятно темно-красного цвета при энергии электронов 30 МэВ и яркого голубовато-белого — при 80 МэВ. Это свечение, испускаемое электронами, превосходило по яркости дневной свет. В Советском Союзе пионерские работы по исследованию видимой части спектра синхротронного излучения были проведены Ю. Адо и П. Черенковым.

Экспериментальное изучение свойств синхротронного излучения быстро развивалось: в 1956 г. американские физики Д. Томбулиан и П. Гартман провели серию систематических исследований излучения в области вакуумного ультрафиолета, а Г. Батов, Е. Фрейтаг и Р. Хензел изучили излучение в области рентгеновского диапазона.

Ранние наблюдения поляризации синхротронного излучения были отмечены еще в исследованиях группы Поллока, однако первое детальное экспериментальное изучение поляризационных свойств синхротронного излучения было проведено в нашей стране Ф. Королевым с сотрудниками (1956 г.) на синхротроне Физического института АН СССР им. П. Н. Лебедева.

Все эксперименты обнаружили хорошее совпадение с теорией: мощность излучения, ее угловое распределение, спектр, поляризация — все эти важнейшие характеристики показали полное соответствие теоретическому описанию, теория синхротронного излучения одержала большую победу.

Интересно в этой связи отметить, что излучение электронов в синхротроне оказалось некогерентным, по крайней мере в области высших частот — именно это обстоятельство обусловило согласие экспериментов с теорией излучения одного электрона (электроны излучают независимо, и полная мощность излучения пучка пропорциональна числу электронов). Однако в области

низких частот, особенно в радиодиапазоне, когерентность синхротронного излучения может наблюдаться. При этом эффекты интерференции в излучении, исходящем от отдельных частиц, зависят от характера их распределения по орбите вращения: когерентность может наблюдаться в том случае, если электроны движутся сгустком, размеры которого сравнимы с длиной волны излучения — мощность излучения при этом может сильно возрастать. Наоборот, при равномерном распределении электронов по орбите интерференция электромагнитных волн, исходящих от отдельных частиц, должна привести к сильному подавлению мощности излучения. В настоящее время когерентность синхротронного излучения в области радиодиапазона представляет интерес в связи с обсуждением лабораторной модели пульсара, в качестве которой рассматривается синхротрон, в котором электроны движутся отдельными сгустками.

5. КВАНТОВЫЕ СВОЙСТВА СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Итак, можно с уверенностью сказать, что синхротронное излучение в своих главных чертах нашло хорошее описание в классической электродинамике Максвелла—Лоренца, выводы этой теории оказались с высокой степенью точности совпадающими с экспериментом. Первоначальные оценки границ применимости классической теории, основанной на понятии об излучении как о непрерывном процессе, подтверждали справедливость подобного подхода к исследованию синхротронного излучения как физического явления вплоть до очень высоких энергий электрона, практически недостижимых в ускорительной технике даже в обозримом будущем. Действительно, исходя из общих соображений, можно считать, что классический подход к описанию излучения релятивистского заряда должен быть справедлив до тех пор, пока энергия излучаемого фотона $\epsilon_{\text{ф}} = \hbar\omega = \hbar\nu\omega_0$ остается достаточно малой по сравнению с энергией электрона $\epsilon_{\text{ф}} \ll E$. Оценивая $\epsilon_{\text{ф}}$ в максимуме излучения, когда номер гармоники ν достигает значений $\nu \sim (E/mc^2)^3$, можно получить количественный критерий справедливости классической теории в описании синхротронного излучения в виде оценки энергии электрона:

$$E \ll E_{1/2}, \text{ где } E_{1/2} = mc^2 (mcR/\hbar)^{1/2}.$$

Для параметров действующих ускорителей ($H \sim 10^4$ гаусс) величина критической энергии $E_{1/2}$ достигает огромных значений. $E_{1/2} \sim 10^{13}$ эВ = 10^4 ГэВ. Это лежит далеко за пределами всех значений энергии, достижимых с помощью ускорительной техники.

И действительно, казалось совершенно невероятным, чтобы квантовые свойства излучения — дискретное излучение фотонов — смогли бы проявиться в существенно макроскопическом движении — синхротрон — это же не атом, хотя он излучает свет! Радиус орбиты электрона в атоме водорода очень мал: эта величина $r_0 = \hbar^2/mc^2 = 0,5 \cdot 10^{-8}$ см имеет порядок, характерный для физики микромира, а радиус орбиты электрона, движущегося в магнитном поле ускорителя, около метра. Различие слишком наглядно.

Вопрос о возможном проявлении дискретных свойств синхротронного излучения оказался весьма интересным, а его изучение привело к совершенно новому представлению о роли квантовых закономерностей в природе. Квантовые эффекты играют в синхротронном излучении весьма существенную роль. При этом критерий применимости классической теории синхротронного излучения $E < E_{1/2}$ не вскрывает всех особенностей, связанных с его дискретными свойствами. Прежде всего это касается влияния на траекторию частицы дискретного излучения фотонов электроном.

Постараемся дать чисто качественное объяснение роли дискретности в излучении и с этой целью прежде всего оценим сам характер дискретности. Как уже об этом было сказано, в максимуме излучения номер гармоники частоты излучения очень высок $\varepsilon_{\text{ф}} = \hbar \nu \omega_0 = \hbar \nu c/R$, $\nu = (E/mc^2)^3$. Это значит, что в максимуме спектра энергия излучаемого кванта достаточно велика — излучаются мощные фотоны. Нетрудно подсчитать число фотонов, испускаемых электроном на единице длины его пути, — для этого необходимо разделить мощность излучения W в одну секунду на $\hbar c \omega$, и тогда число фотонов, излучаемых на единице длины пути электрона, оказывается по порядку величины равным $N = W/\hbar c \omega$. Очевидно, что обратная величина N^{-1} характеризует

расстояние L , проходимое частицей без испускания фотона:

$$L = N^{-1} = \frac{3}{2} \frac{H_0}{H} \frac{\hbar^2}{me^2} v \left(\frac{mc^2}{E} \right)^3,$$

где $H_0 = m^2 c^3 / e \hbar = 4 \cdot 10^{13}$ Гс, \hbar / me^2 — боровский радиус орбиты — $0,5 \cdot 10^{-8}$ см. При этом для магнитных полей, обычных для техники ускорителей, $H \sim 10^4$ гаусс, величина равна $L = 30 (v/v_c)$ см.

Интересно в связи с этим заметить, что для излучения на основном тоне, когда $v=1$, или на низких гармониках $v \ll v_{кр}$ процесс испускания фотонов практически непрерывен, ибо для энергии электрона порядка 500 МэВ длина пути L , проходимого частицей без излучения, исчезающе мала: $L \sim 3 \cdot 10^{-8}$ см. Но положение радикально меняется в максимуме спектра излучения, когда $v \sim v_{кр}$: один жесткий фотон излучается на 30 см пути. Десятки сантиметров своего пути электрон проходит без излучения жесткого фотона, и вполне очевидно, что в этом случае процесс синхротронного излучения следует рассматривать как существенно дискретный.

В чем же эта дискретность может проявиться? Электрон движется в магнитном поле, будучи окружен виртуальными фотонами. Эти фотоны становятся «реальными», свободными в момент излучения: электрон как бы стряхивает с себя фотон, при этом частица должна испытать отдачу — своеобразную квантовую «встряску», особенно ощутимую при испускании жестких фотонов. Таким образом, квантовые эффекты могут проявиться в их влиянии на траекторию движущегося электрона. Эти соображения явились предпосылкой для разработки А. А. Соколовым и одним из авторов (И. М. Т.) квантовой теории синхротронного излучения, основанной на релятивистском уравнении Дирака, с помощью которого можно последовательно описать квантовые состояния электрона во внешнем электромагнитном поле, а также на методах квантовой электродинамики — такой подход открыл путь к последовательному изучению квантовых закономерностей синхротронного излучения.

Не имея здесь возможности для изложения основ квантовой теории синхротронного излучения, приведем лишь некоторые ее следствия, уделяя главное внимание их физической интерпретации.

Прежде всего отметим, что строгая квантовая теория излучения подтвердила границы применимости классической теории СИ в отношении описания мощности излучения: границей возможности классического описания, как это и предсказывалось, является критическая величина энергии электрона $E_{1/2}$. При этом если энергия электрона E далека от критической, классическое выражение мощности излучения дополняется квантовыми поправками в виде разложения по величине $(E/E_{1/2})^2 = (\hbar/mcR)(E/mc^2)^2$

$$W = W_{\text{кл}} \left\{ 1 - \frac{55\sqrt{3}}{16} \frac{\hbar}{mcR} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 + \dots \right\}$$

(А. А. Соколов, И. М. Тернов, Н. П. Клепиков, 1952 г.; Ю. Швингер, 1954 г.).

И только в случае близости энергии электрона к критическому значению $E_{1/2}$ приведенное здесь разложение теряет смысл. При этом мощность излучения получает совершенно другое выражение. Таким образом, влияние дискретного характера синхротронного излучения на величину мощности излучения может сказаться лишь при экстремальных значениях энергии электрона и величины магнитного поля H , которые в земных условиях встретить нельзя.

На первый взгляд эти результаты достаточно пессимистичны в отношении перспектив квантовой теории. Однако развитие квантовой теории синхротронного излучения привело к открытию нового обстоятельства: влияние дискретности излучения на траекторию движущейся частицы проявляется гораздо раньше, чем при $E_{1/2}$, если продвигаться вверх по шкале энергий. При $E \sim E_{1/5} = mc^2 (mcR/\hbar)^{1/5} \cong 500$ МэВ квантовые эффекты становятся важным фактором, определяющим динамику электрона: как следствие эффекта отдачи начинается возбуждение радиальных степеней свободы электрона — траектория движущегося в магнитном поле электрона начинает испытывать квантовые флуктуации.

Строгими методами квантовой теории А. А. Соколову и одному из авторов (И. М. Т.) удалось предсказать принципиально новый, неизвестный ранее эффект квантовых флуктуаций радиуса орбиты электрона: траектория частицы вследствие дискретного характера синхротронного излучения испытывает квантовое уширение, и

квадратичная флуктуация радиуса орбиты электрона возрастает в соответствии с законом:

$$\frac{d}{dt} \overline{\Delta R^2} = \frac{55}{48\sqrt{3}} \frac{e^2 \hbar}{mc^2 m R} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^5.$$

При постоянной средней энергии электрона (это реализуется в накопительных кольцах) физическая картина изменения радиуса частицы имеет аналогию с броуновским движением, в основе которого лежит результат воздействия на электрон со стороны случайных сил. Как известно (закон А. Эйнштейна), стохастический процесс воздействия на частицу (случайные силы) приводит к подобной зависимости квадрата ее смещения от времени $\overline{\chi^2} = 2Dt$, где D — коэффициент диффузии.

Таким образом, электрон в магнитном поле вследствие квантовых флуктуаций траектории, обусловленных дискретной природой синхротронного излучения, движется, подобно броуновской частице. При этом положение электрона на орбите может быть определено лишь с известной степенью вероятности — это существенно квантовый эффект, ибо, как это наглядно видно из приведенных здесь формул, рост квадратичной флуктуации радиуса орбиты электрона пропорционален постоянной Планка.

Возникает интереснейшее квантовое явление: электрон в магнитном поле совершает движение по макроскопической траектории (движется в ускорителе или накопительном кольце) и при этом не только излучает видимый свет, но само движение электрона в радиальном направлении — его положение на орбите — подчиняется квантовым законам. Такое движение электрона можно вполне закономерно назвать макроатомом. По сравнению с моделью Шотта это совершенно новое физическое явление, ибо траектория электрона теряет классическое описание.

Важнейшее прикладное значение рассмотренного здесь явления квантовых флуктуаций траектории электрона, движущегося в магнитном поле, проявилось при анализе проблемы устойчивости движения частицы в ускорителе или накопительном кольце. Магнитное поле в этих установках обладает фокусирующими свойствами: оно не только «управляет» движением электрона, заставляя его двигаться по окружности постоянного радиуса, но и является источником фокусирующих сил,

которые возвращают частицу на стационарную орбиту при ее случайных отклонениях. Если какие-либо случайные факторы вызовут отклонение частицы, она начнет совершать гармонические колебания около стационарной орбиты — это так называемые бетатронные колебания, теория которых развивалась при проектировании первого ускорителя релятивистских электронов — бетатрона.

Сейчас нет особой необходимости говорить о важности решения задачи о стабильности движения частицы в ускорителе — это, по существу, кардинальный вопрос самого принципа ускорения. Вспомним судьбу бетатрона: синхротронное излучение вызывало большие радиационные потери энергии, и радиус орбиты электрона сокращался — это был предел индукционного метода ускорения, обусловленный нарушением стабильности движения частицы.

Что же происходит в синхротроне? Радиационные потери энергии компенсируются внешним источником — периодическим электромагнитным полем, действующим на частицу по касательной к ее траектории — тем самым радиус стационарной орбиты электрона остается постоянным. Но этого мало для реализации принципа синхротронного ускорения — необходимо обеспечить устойчивость движения по окружности стационарного радиуса, что достигается фокусирующими свойствами магнитного поля. А как же действует излучение?

Общий анализ проблемы устойчивости движения электрона с учетом синхротронного излучения приводит к интересному явлению: на электрон одновременно действуют силы классического радиационного затухания, резко уменьшающие амплитуду бетатронных колебаний, и квантовые флуктуации синхротронного излучения, приводящие к квантовому уширению орбиты. В итоге с достижением времени релаксации амплитуда бетатронных радиальных колебаний принимает установившееся значение, являющееся своеобразным компромиссом между классическим радиационным затуханием колебаний и их квантовой раскачкой.

С течением времени начальная амплитуда бетатронных колебаний затухает, и этот процесс сопровождается квантовым уширением орбиты. Через некоторое время t , которое соответствует энергии электрона $E_{1/5} \sim 500$ МэВ, начальная амплитуда колебаний электрона

больше уже не определяет движение частицы. В результате взаимного действия квантовых флуктуаций и классического радиационного затухания устанавливается стационарное значение флуктуации

$$\rho^2_0 = A \frac{R\hbar}{mc} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2,$$

где A — численный коэффициент, зависящий от фокусирующих свойств поля.

Характерно, что это существенно квантовый эффект и — что особенно важно — «квантовая» амплитуда колебаний имеет макроскопический характер; эта величина ρ^2_0 может достигать нескольких миллиметров. Практически размеры пучка электронов, движущихся в синхротроне и особенно в накопительных кольцах, определяются квантовыми флуктуациями.

Так квантовая теория вошла в инженерную практику — квантовое уширение орбиты электрона стало необходимо учитывать в инженерном расчете ускорителя, что впервые у нас в стране было сделано при проектировании синхротрона СИРИУС Томского политехнического института на энергию электронов 1,5 ГэВ.

Интересно заметить, что квантовые флуктуации траектории частицы не только вызывают опасность нарушения стабильности ее движения, но являются и положительным фактором, хотя это на первый взгляд и парадоксально. Действительно, если бы не было квантового уширения орбиты, пучок электронов уже при подходе к энергии 500 МэВ практически сжался бы в точку. И тогда возникла бы сильнейшая когерентность синхротронного излучения, в результате чего радиационные потери энергии прекратили бы действие ускорителя: продвижение в область энергий порядка 1 ГэВ было бы проблематичным.

Квантовые флуктуации орбиты электронов оказались весьма важными на новом этапе развития ускорительной техники: при проектировании и сооружении накопительных колец для электронов и позитронов. Как известно, в физике высоких энергий особое значение приобрел метод столкновения встречных пучков частиц — этот метод обладает большим преимуществом по сравнению с обычными методами, в которых электронный пучок приводится в столкновение с неподвижной мишенью, когда значительная часть энергии падающего

пучка частиц теряется, переходя в кинетическую энергию движения центра масс продуктов реакции. В методе столкновения встречных пучков подобных потерь нет, и поэтому эффективная энергия соударения частиц резко возрастает $E^{\text{эфф}} \cong 2E^2/mc^2$ и может достичь очень больших значений.

Ускоренные до высокой энергии электроны и позитроны в накопительных кольцах могут удерживаться в магнитном поле длительное время — несколько часов. При этом энергия частиц в среднем остается постоянной, ибо ее радиационные потери компенсируются внешним высокочастотным электрическим полем.

В условиях длительной циркуляции частиц в магнитном поле радиационное затухание бетатронных колебаний должно проявляться особенно сильно, и если бы не квантовые флуктуации траектории частиц, размеры электронных и позитронных сгустков могли бы неограниченно уменьшаться. Это привело бы к когерентному усилению радиационных потерь энергии, и накопительное кольцо должно было бы прекратить свою работу; однако квантовые флуктуации не дают возможности частицам неограниченно сближаться, обеспечивая тем самым их естественный стохастический разброс. Если бы не квантовые флуктуации траектории частиц, возникающие в результате дискретной природы синхротронного излучения, работа накопительного кольца была бы невозможной.

Эффект квантовых флуктуаций радиуса орбиты электронов, движущихся в магнитном поле, был предсказан в 1953 г. задолго до его экспериментального подтверждения, и не все единодушно верили в его существование, поскольку слишком необычным казалось проявление квантовых закономерностей в макроскопическом движении. Однако спустя 6 лет (1959 г.) на международной конференции по ускорителям М. Сэндс сообщил, что квантовые флуктуации явились причиной нарушения фазовой стабильности движения частиц в синхротроне Калифорнийского технологического института (США), рассчитанного на энергию электронов 1,2 ГэВ. Это было первое косвенное наблюдение квантовых флуктуаций траектории частиц: они были столь ощутимы, что оказались принципиальным препятствием для достижения расчетной энергии ускорителя.

Через год после этого группа физиков физического

факультета МГУ под руководством А. Ф. Королева провела серию визуальных наблюдений эволюции пучка электронов в синхротроне Физического института АН СССР им. П. Н. Лебедева. Этот ускоритель, в котором электроны достигали максимальной энергии 680 МэВ, открывал возможность изучения динамики электронного пучка в течение всего цикла ускорения с учетом влияния на его стабильность синхротронного излучения.

В основе метода исследования лежала фотометрическая обработка фотографий светящегося пятна синхротронного излучения, выходящего из камеры ускорителя. При синхротронном излучении фотографировали эволюцию пятна с течением времени. Поскольку размеры светящегося пятна синхротронного излучения пропорциональны амплитуде колебаний электрона, можно было установить однозначное соответствие их эволюции во времени.

Это касается проявления классического радиационного затухания бетатронных колебаний, а также квантовых флуктуаций их амплитуды. Наблюдения подтвердили не только критерий начала проявления квантовых флуктуаций, но и их абсолютную величину. Это было первое экспериментальное визуальное подтверждение существования квантовых закономерностей в макроскопическом движении.

В заключение обзора квантовых свойств синхротронного излучения кратко остановимся еще на одном квантовом эффекте, имеющем большое значение, — радиационной поляризации электронов и позитронов в накопительных кольцах. Эффект радиационной поляризации был предсказан одним из авторов (И. М. Тернов, 1961 г.) и строго установлен теоретически на основе квантовой теории синхротронного излучения в 1963 г. (А. А. Соколов, И. М. Тернов).

Суть этого эффекта заключается в следующем. В результате воздействия синхротронного излучения при длительной циркуляции электронов и позитронов в магнитном поле накопительного кольца возникает особый направленный процесс ориентации спина (собственного механического момента) частиц: спины электронов ориентируются против магнитного поля, а спины позитронов — в противоположном направлении (см. рис. 5).

Величину этого эффекта и его динамику характери-

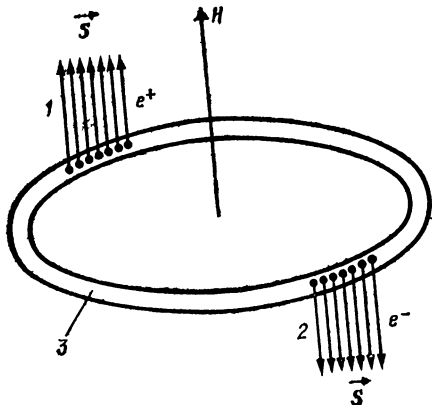


Рис. 5. Схема радиационной поляризации сгустков позитронов (1) и электронов (2), движущихся в камере накопительного кольца (3). Стрелками показано направление спина

зует очень простая формула: степень поляризации имеет вид

$$P(t) = \frac{8\sqrt{3}}{15} (1 - e^{-t/\tau}),$$

где время поляризации зависит от напряженности магнитного поля H и энергии электронов E .

Отсюда видно, что через время t , большее, чем время поляризации τ , неполяризованный вначале пучок электронов оказывается поляризованным: спины электронов получают преимущественное направление, причем степень поляризации стремится к конечному пределу.

Простая оценка времени поляризации показывает, что для электронов с энергией 1 ГэВ оно составляет 1 ч. Именно эта величина наблюдается в накопительных кольцах.

Через несколько лет после теоретического предсказания и установления эффект радиационной поляризации электронов был подтвержден экспериментально во Франции, в Новосибирске в Институте ядерной физики СО АН СССР, и несколько позже — в США и ФРГ.

Открытие эффекта радиационной поляризации электронов и позитронов в накопительных кольцах явилось существенным прогрессом на пути решения задачи создания пучков легких поляризованных частиц высокой энергии. Вполне понятен поэтому проявляющийся сейчас интерес к этому необычному и неожиданному явлению.

нию: накопительные кольца явились естественным и в настоящее время уникальным источником релятивистских частиц с ориентированными спинами. Эффект радиационной поляризации открыл новые возможности физического эксперимента по наблюдению явлений, связанных с внутренней степенью свободы частиц — спином.

Так, в частности, применение поляризованных пучков электронов и позитронов резко повышает информативность процесса аннигиляции этих частиц при их столкновениях, и это обстоятельство оказалось весьма существенным в постановке и проведении ряда экспериментов по изучению явления интерференции слабых и электромагнитных взаимодействий, определению структурных функций адронов, а также по экспериментальной проверке кварковой модели частиц.

Современная физика высоких энергий придает спиновым эффектам особое значение, в связи с чем эффект радиационной поляризации электронов и позитронов находится сейчас в центре внимания ряда научно-исследовательских центров в СССР, ФРГ, США, Франции и других странах.

Мы не имеем здесь возможности более детально рассматривать вопросы, связанные с эффектом радиационной поляризации и его значением в физическом эксперименте, и отсылаем читателя к специальной литературе.

6. НА ПУТИ К БОЛЕЕ МОЩНЫМ ИСТОЧНИКАМ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Вернемся, однако, непосредственно к синхротронному излучению. В науке известно немало примеров, когда фундаментальное научное открытие вызывало растерянность в перспективе его применения. Когда в 1888 г. Г. Герц открыл существование электромагнитных волн, корреспондент, сообщая об этом, закончил сообщение словами: «Никакого практического применения его открытие не имеет и иметь не может». Это выглядит особенно курьезно в наши дни — через 100 лет после открытия, когда практическую его значимость трудно переоценить.

Что же произошло с открытием синхротронного излучения? Исследованное вначале как «помеха» в работе

циклического ускорителя, оно оказалось очень интересным не только богатством своих специфических свойств, но также и в отношении практического применения этих свойств. Последние годы характерны новым важным этапом в развитии проблемы синхротронного излучения — широким его использованием в научных исследованиях.

Синхротронное излучение уже давно привлекало к себе внимание экспериментаторов своими уникальными свойствами: большой мощностью, острой направленностью, высокой степенью поляризаций и своим необычным спектром, перебрасывающим мост от далекой инфракрасной области до рентгена.

В связи с развитием физики синхротронного излучения в наши дни меняется и назначение ускорителей и накопителей электронов — возрастает их роль как источников синхротронного излучения — излучения, которое прочно завоевало самостоятельную позицию в экспериментальной физике.

Большое значение в проблеме использования синхротронного излучения в эксперименте имеет развитие физики ондуляторного излучения — излучения релятивистских электронов при их движении в периодическом внешнем поле, вызывающем отклонение частицы на малые углы.

Будучи во многом родственным синхротронному, ондуляторное излучение обладает целым рядом своих очень интересных и специфических свойств, о которых мы сейчас поговорим специально. Пока лишь заметим, что введение ондулятора непосредственно в камеру ускорителя или накопительного кольца существенно расширяет их возможности как источников излучения, открывая новый путь к его спектральной концентрации.

Ондуляторное излучение по своей природе близко к синхротронному излучению. Различие между этими двумя типами излучения определяется только эффективной длиной траекторий, на которой они формируются. Эффективной длиной траектории формирования синхротронного излучения является ее малый участок, ондуляторное излучение формируется сразу по всей траектории частицы (рис. 6).

Важно отметить, что и в том и в другом случаях частица является релятивистской: источником синхротронного излучения служат электроны, движущиеся по окружности с большой скоростью $v \sim c$, ондуляторное

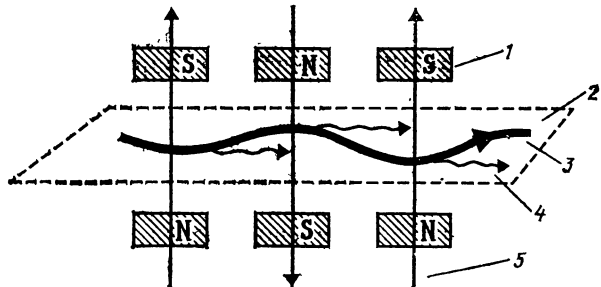


Рис. 6. Схема плоского ондулятора: 1 — магнитные полюса; 2 — плоскость, в которой движется заряд; 3 — траектория заряда; 4 — ондуляторное излучение; 5 — направление вектора напряженности магнитного поля

излучение тесно связано с большой скоростью поступательного движения частицы. Такое различие в характере движения частиц приводит к различным спектральным закономерностям излучения: как уже было показано из чисто качественных соображений, максимум в спектре синхротронного излучения приходится на высшие гармоники основной частоты $\omega_{кр} \sim \omega_0 \gamma^3$, $\gamma = E/mc^2$, в то время как максимум ондуляторного излучения расположен в области первой гармоники, причем вследствие «доплеровского умножения» частоты эта гармоника равна $\omega \cong \omega_0 \gamma^2$. Эта зависимость частоты излучения от энергии электрона открывает возможность генерации с помощью синхротронного излучения практически всего спектра электромагнитного излучения, начиная с СВЧ-диапазона вплоть до видимого, ультрафиолета и рентгена.

В 1947 г. В. Л. Гинзбург, изучая проблему создания достаточно мощных и надежных генераторов в области микроволнового диапазона, впервые обратил внимание на возможность излучения релятивистскими электронами при их движении в системах с периодическим полем. Он рассмотрел, в частности, задачу об излучении быстродвижущегося заряда в электрическом периодическом поле, вызывающем колебания частицы в направлении, перпендикулярном ее поступательному движению, — модель движущегося релятивистского осциллятора. При этом были установлены важнейшие особенности этого типа излучения и, в частности, «доплеровское умноже-

ние частоты», согласно которому частота излучения $\omega(\Theta)$ связана с частотой колебаний заряда ω_0 соотношением $\omega(\Theta) = \omega_0 / (1 - \beta \cos \Theta)$, где Θ — угол между вектором скорости электрона и направлением наблюдения излучения, $\beta = v/c$ скорость поступательного движения электрона — величина, близкая к скорости света. Подобно синхротронному излучению, все излучение направлено вперед по движению частицы и сосредоточено в пределах узкого конуса с угловым раствором $\delta\Theta \sim 1/\gamma = mc^2/E$. В направлении движения частицы, когда $\Theta \sim 0$, частота излучения принимает максимальное значение $\omega_0 \cong 2\gamma^2 \omega_0$.

Интересным оказался вопрос о роли когерентности излучения группы N электронов в рассматриваемой модели В. Л. Гинзбург при этом подчеркнул, что создание сгустка электронов с размером d меньшим, чем длина излучаемой волны $\lambda = 2\pi c/\omega$, открывает возможность увеличения эффективной мощности излучения в N^2 раз: при $d \ll \lambda$ сгусток излучает, как частица с зарядом Ne , что и приводит к возрастанию мощности излучения, пропорциональной квадрату заряда.

Рассмотренная В. Л. Гинзбургом задача явилась очень удачной моделью будущих приборов генерации электромагнитного излучения, получивших название ондуляторов. Впервые термин «ондулятор» можно встретить в работах Мотца (1951 г.), предложившего реализацию общих соображений об излучении релятивистской частицы, совершающей периодическое движение, в виде прохождения электронами последовательного ряда магнитных полей разной полярности — магнитный ондулятор. На созданном в США в 1953 г. приборе были проведены первые эксперименты по наблюдению ондуляторного излучения в СВЧ-диапазоне и в области видимого света: излучение генерировалось при прохождении через ондулятор релятивистских электронов, ускоренных с помощью линейного ускорителя (Станфорд, США), до энергии в пределах до 120 МэВ. Так впервые вошел в жизнь новый макроскопический генератор света — ондулятор — макроскопический прибор, излучающий видимый свет.

Подобно синхротронному, ондуляторное излучение вначале не привлекло к себе особого внимания. Это было связано в значительной мере с тем, что ондулятор рассматривался главным образом как источник излуче-

ния в миллиметровом диапазоне волн. Оказалось, что реализация группировки сгустков электронов встретила серьезные трудности, казавшиеся даже непреодолимыми, и поэтому надежды на создание ожидаемого мощного источника излучения в миллиметровом диапазоне электромагнитных волн оказались несбыточными. мощность ондуляторного излучения (несмотря даже на незначительную когерентность) была слишком мала с точки зрения перспектив его применения.

Тем не менее успешно проведенные первые эксперименты стимулировали дальнейшее развитие теории ондуляторного излучения. В Советском Союзе теоретические исследования проводились учеными физического факультета МГУ, Института ядерной физики СО АН СССР (Новосибирск), Физического института АИ СССР им. П. Н. Лебедева (ФИАН), Томского государственного университета, а также Ереванского физического института. В результате этих исследований теория ондуляторного излучения была достаточно полно разработана.

Дальнейшая судьба ондуляторного излучения оказалась весьма многообещающей. В 1969 г. Дж. Годвин (США) выдвинул очень интересное и перспективное предложение установить ондулятор в прямолинейный промежуток синхротрона или накопительного кольца. Совмещение этих источников синхротронного излучения с ондулятором открывало возможности радикального улучшения характеристик излучения: на этом пути можно было добиться, в частности, большей жесткости излучения при той же энергии электронов.

Первые наблюдения излучения из ондулятора, встроенного в камеру циклического ускорителя, были проведены в нашей стране. В 1977 г. группа физиков ФИАН СССР и физического факультета Московского государственного университета наблюдала ондуляторное излучение на синхротроне ФИАН «Пахра», ускоряющего электроны до энергии 1,2 ГэВ. Этой группе удалось получить первые фотографии этого нового типа излучения, исследовать его спектральные и угловые характеристики, эффект квазимонохроматичности.

История визуального наблюдения повторилась: подобно синхротронному, наблюдавшемуся 40 лет тому назад, ондуляторный свет вырвался из окна ускорительной камеры и заявил о своем существовании.

Сообщение об этом достижении советских физиков на Международной конференции по синхротронному излучению в Орсе (Франция, 1977 г.) вызвало большой интерес: открывались новые возможности для экспериментального изучения свойств ондуляторного излучения, намечались новые пути применения синхротронного и ондуляторного излучения в физике, химии, биологии, в технологических процессах. Ондуляторы прочно завоевывали роль необходимых приборов во всех источниках синхротронного излучения, расширяющих эффективность этих источников и возможности эксперимента.

В последние годы ондуляторы приобретают все более важное и самостоятельное значение в связи с реализацией программы создания генераторов когерентного излучения на свободных электронах. Этот этап развития техники, по существу, является «вторым рождением» ондуляторов, поскольку свойства когерентного вынужденного излучения делают ондуляторы столь важными источниками излучения (лазер на свободных электронах), что синхротронное излучение из поворотных магнитов отодвигается на второй план.

Лазеры на свободных электронах — это физика сегодняшнего дня. Это макроскопические приборы, в которых происходит усиление (или генерация) когерентного электромагнитного излучения свободными (не связанными в атоме или молекуле) релятивистскими электронами. Одной из возможностей реализации лазера на свободных электронах является индуцированное излучение электронов в ондуляторе, при этом усиливаемая волна распространяется в направлении поступательного движения электронов, движущихся в ондуляторе с релятивистской скоростью. Перспективность лазеров на свободных электронах подчеркивается возможностью плавной перестройки частоты прибора в широком диапазоне простым изменением параметров — энергии частицы и напряженности магнитного поля, а также достаточно простым управлением поляризации электромагнитных волн.

Таким образом, свойства ондуляторного излучения оказались настолько привлекательными, что ондулятор теперь выходит на первый план как новый самостоятельный источник излучения — особый инструмент физических исследований. А в свете этого меняются и функции накопителя и ускорителя — они теперь начи-

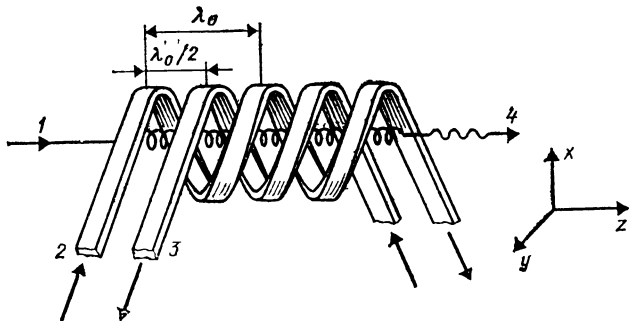


Рис 7 Схема спирального ондулятора: 1 — пучок электронов; 2, 3 — обмотки соосных электромагнитов; 4 — ондуляторное излучение

наюг играть вспомогательную роль как источники быстрых электронов, необходимых для работы ондулятора.

Остановимся теперь более подробно на свойствах ондуляторного излучения

7. СВОЙСТВА ОНДУЛЯТОРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В настоящее время свойства ондуляторного излучения хорошо изучены и теоретически и экспериментально. Очень важно заметить, что сама задача об излучении электронов в ондуляторе оказывается вполне доступной для точного решения, в силу чего все свойства излучения могут быть легко рассчитаны и исследованы.

Ондуляторы можно разделить на два типа в зависимости от характера движения электронов. В одном (плоский ондулятор) траектория электронов представляет собою кривую линию, лежащую в фиксированной плоскости (см рис 6), в другом — электроны движутся по спирали — пространственной кривой (рис 7) И в том и в другом случаях излучение формируется сразу по всей траектории движения частицы.

В спиральном магнитном ондуляторе магнитное поле создается с помощью двух соосных соленоидов с большим шагом намотки λ_0 и смещенных друг относительно друга на расстояние $\lambda_0/2$. Если через такую систему соленоидов протекают равные и противоположно направленные токи, то составляющие магнитного поля вдоль оси ондулятора взаимно погашаются.

В таком магнитном поле электроны движутся по спирали с постоянной продольной скоростью $v_{||} = \beta_{||} c$:

$$\vec{r} = \{R \cos \omega_0 t, R \sin \omega_0 t, \beta_{||} c t\},$$

причем радиус спирали R связан с поперечной составляющей скорости частицы $v_{\perp} = \beta_{\perp} c$

$$R = \beta_{\perp} c / \omega_0, \quad \beta_{\perp} = e H_0 \lambda_0 / 2 \pi m c^2 \gamma, \\ \omega_0 = 2 \pi \beta_{||} c / \lambda_0,$$

а поперечная и продольная составляющие скорости движения электрона связаны очевидной зависимостью:

$$\beta = \sqrt{\beta_{\perp}^2 + \beta_{||}^2} \quad \text{или} \quad \beta_{||} = \beta (1 - \beta_{\perp}^2 / \beta^2)^{1/2}.$$

Картина движения электрона в плоском магнитном ондуляторе оказывается более сложной. Выбор магнитного поля типа первых ондуляторов Мотца может быть различным, однако хорошее описание движения электрона можно получить в предположении, что магнитное поле меняется по периодическому закону (см. рис. 6). Общий характер движения электрона в таком поле оказывается достаточно сложным, и уравнения движения в общем виде допускают решение только в эллиптических функциях. Однако в случае, если скорость продольного движения близка к скорости света ($\beta_{\perp} \ll \beta$), частица движется в плоскости xz , причем колебательное движение вдоль оси x сопровождается поступательным движением вдоль оси z , и это поступательное движение электрона следует теперь характеризовать «средней» скоростью $v_{||} = c \beta_{||}$, которая связана с β соотношением

$$\beta_{||} = \beta (1 - \beta_{\perp}^2 / 2 \beta^2)^{1/2}.$$

Несмотря на различный характер движения электронов в плоском и спиральном ондуляторах, излучение в этих двух типах приборов имеет очень много общего. Поэтому остановимся прежде всего на анализе особенностей излучения в спиральном ондуляторе, нашедшем широкое применение в физическом эксперименте, а также в конструкциях лазеров на свободных электронах. Надо также заметить, что ондуляторное излучение в спиральном ондуляторе может быть описано наиболее просто. Действительно, поскольку электрон в этом случае движется по спирали, очень удобной для описания является модель излучения частицы в однородном маг-

нитном поле — следует только провести обобщение соответствующих формул, характеризующих синхротронное излучение в предположении спирального (или винтового) движения частицы.

В течение довольно длительного времени наряду с термином «ондулятор» встречалось также (в особенности в американской литературе) название «виглер», которое воспринималось как синоним) ондулятора. Дело заключается в том, что английские глаголы to undulate и to wiggle имеют примерно одинаковое значение: двигаться волнообразно, покачиваться. Однако в последнее время терминология устоялась, и между терминами «ондулятор» и «виглер» внесено существенное различие.

В этой связи вернемся к выражению для $\beta = (\beta_{\perp}^2 + \beta_{\parallel}^2)^{1/2}$ и перепишем его в виде $\beta_{\parallel} = \beta (1 - K^2/\gamma^2)^{1/2}$, где величина K называется ондуляторной постоянной. Этот параметр, пропорциональный напряженности магнитного поля H_0 , характеризует величину отклонения от прямолинейности движения. В зависимости от величины параметра K различают два режима работы ондулятора: если $K \ll 1$, режим работы называется ондуляторным; $K \gg 1$ соответствует режиму виглера — ондулятора с большой напряженностью магнитного поля (~ 50 кГс и более). Виглер, или ондулятор с сильным магнитным полем, может быть реализован также и в случае плоского ондулятора — это достигается применением сверхпроводящей техники, обеспечивающей большие напряженности магнитного поля. Сохраняя при этом смысл выражения $K = \gamma \beta_{\perp} / \beta$, в случае плоского ондулятора среднюю скорость поступательного движения можно представить в виде $\bar{\beta}_{\parallel} = \beta (1 - K^2/2\gamma^2)^{1/2}$.

Итак, вернемся к спиральному ондулятору. Обобщение формул Шотта на случай винтового движения (впервые точные формулы были приведены в наших работах в 1968 г.) может быть получено с помощью преобразований Лоренца с учетом преобразования масштабов времени. При этом

$$\frac{dW}{d\Omega} = \frac{e^2 \omega^3}{2\pi c v \omega_0} \left[l_{\perp} \beta_{\perp} J'_{\nu}(x) + l_{\parallel} \frac{\cos \Theta - \beta_{\parallel}}{\sin \Theta} J_{\nu}(x) \right]^2,$$

где

$$\omega = \frac{v \omega_0}{1 - \beta_{\parallel} \cos \Theta}, \quad x = \frac{K \omega \sin \Theta}{\gamma \omega_0},$$

а величины l_σ и l_π , как и ранее, служат для описания поляризационных свойств излучения. В частности, $l_\sigma = 1$, $l_\pi = 0$, а также $l_\sigma = 0$, $l_\pi = 1$ соответствуют σ - и π -компонентам линейной поляризации, а $l_\sigma = \pm l_\pi = \frac{1}{\sqrt{2}}$ правой (+) или левой (—) круговой поляризации.

Рассмотрим прежде всего частоту ондуляторного излучения. Как это видно из ее выражения, квазимонохроматический спектр ОИ состоит из гармоник $n\omega_1$ фундаментальной частоты $\omega_1 = \omega_0 / (1 - \beta_{||} \cos \Theta)$. Под различными углами к оси ондулятора можно, таким образом, наблюдать различные частоты излучения, однако максимум частоты излучения ω_1 достигается при $\Theta \rightarrow 0$, т. е. при наблюдении излучения вдоль оси ондулятора. При этом вследствие доплеровского «умножения» частоты (малые углы Θ)

$$\omega_1 = \frac{2\gamma^2 \omega_0}{1 + K^2 + \gamma^2 \Theta^2}$$

и в направлении оси ондулятора (при $\Theta = 0$) получим:

$$\lambda_1 = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2} (1 + K^2).$$

Таким образом, ондуляторное излучение оказывается окрашенным в разные цвета в зависимости от угла наблюдения: яркое пятно, которое можно получить прямым экспонированием, приобретает все цвета радуги — от голубого в центре пятна до темно-красного на его периферии.

Интересным оказывается спектральный состав ондуляторного излучения. Уже из выражения для мощности излучения видно, что при наблюдении вдоль оси ондулятора — в направлении, где сосредоточен максимум мощности излучения, — все гармоники фундаментальной частоты ω_1 исчезают — весь спектр частот сосредоточен вблизи пика ω_1 . С целью оценки эффективной длины волны $\lambda_1 = 2\pi c / \omega_1 = \lambda_0 / 2\gamma^2 (1 + K^2)$ предположим, что $K = 1$, $\lambda_0 = 1$ см и энергия электронов выбрана от 100 МэВ до 1 ГэВ ($\gamma = 2 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^3$). При этом оказывается, что пик ондуляторного излучения соответствует длинам волн 2500 Å—25 Å.

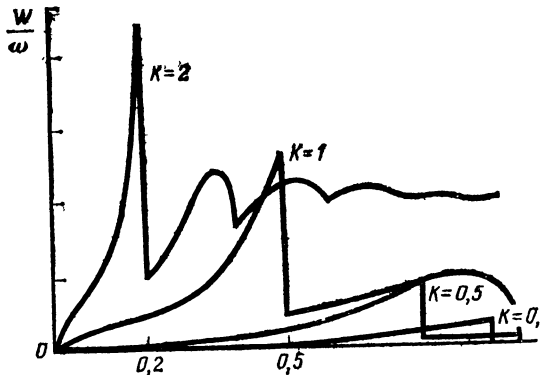


Рис 8 Сравнение спектрального состава мощности ОИ для различных значений ондуляторной постоянной K . По горизонтальной оси отложено отношение частот $\chi = \omega^2/2\omega_0 \gamma^2$, по вертикали — мощности ОИ в относительных единицах.

Далее заметим, что характерная длина волны ондулятора — эффективная длина λ_1 — может варьироваться не только выбором энергии электрона, но и изменением напряженности магнитного поля ондулятора, определяющего ондуляторную постоянную K . Таким образом, частоту и длину волны излучаемых ондулятором электромагнитных волн можно менять в достаточно широком диапазоне.

Интегральное по углу Θ выражение для мощности ондуляторного излучения обнаруживает весьма характерную картину спектрального распределения излучения в зависимости от величины ондуляторной постоянной K . На рис. 8 представлены соответствующие характеристики спектра ондуляторного излучения, полученные численными методами интегрирования.

Из этого рисунка видно, что в случае, когда $K < 1$ (ондулятор) излучается только одна гармоника, увеличение магнитного поля ондулятора — переход к $K \geq 1$, т. е. к режиму виглера, — сопровождается смещением максимума мощности и появлением более высоких гармоник. Вместе с тем можно наблюдать и общий рост мощности излучения с ростом ондуляторной постоянной — параметра K — это особенно наглядно можно видеть из выражения для полной мощности излучения. Если представить выражение для полной энергии излу-

чения электрона, проходящего через ондулятор, в виде $J = TW$, где T — время прохождения частицей ондулятора конечной длины, то эта величина

$$W = \frac{2}{3} \frac{e^2 \beta^2 \omega_0^2 \gamma^2}{c} K^2$$

оказывается пропорциональной K^2 , что ещё раз наглядно иллюстрирует преимущества виглера.

Как мы уже говорили, все излучение релятивистского электрона, движущегося в ондуляторе, направлено вперед по движению частицы и сосредоточено, подобно синхротронному излучению, в узком конусе вокруг вектора скорости электрона. Однако в случае виглера, когда заметно проявляется роль высших гармоник фундаментальной частоты, картина углового распределения мощности излучения несколько меняется. Точное выражение для углового распределения мощности излучения может быть получено суммированием общего выражения для спектрально-углового распределения $dW/d\Omega$, однако мы не хотим сейчас этого делать, а сформулируем лишь основные выводы, дав им по возможности наглядную интерпретацию.

Оказывается, в достаточно широких пределах изменения ондуляторной постоянной K максимум в угловом распределении мощности излучения достигается при значении угла $\Theta_0 \cong K/\gamma$, причем отклонение от этого значения угла $\delta\Theta = 1/\gamma$ очень мало (напомним, что $\gamma = E/mc^2$). На рис 9 изображена полярная диаграмма углового распределения мощности ондуляторного излучения — в случае, когда $K \ll 1$ (ондулятор) $\delta\Theta \sim 1/\gamma$ в полной аналогии с синхротронным излучением, а при больших значениях ондуляторной постоянной (виглер) угловое распределение имеет несколько другую картину.

Обратим внимание на то, что в обычном ондуляторе движение электрона по окружности обладает нерелятивистским характером, и поэтому излучение частицы характерно угловым распределением излучения диполя. В случае виглера излучение электрона, движущегося по окружности, имеет синхротронную природу, ибо большие значения $K > 1$ соответствуют высокой напряженности магнитного поля. Преобразование мощности ондуляторного излучения в лабораторную систему наглядно иллюстрирует особенности углового распределения мощ-

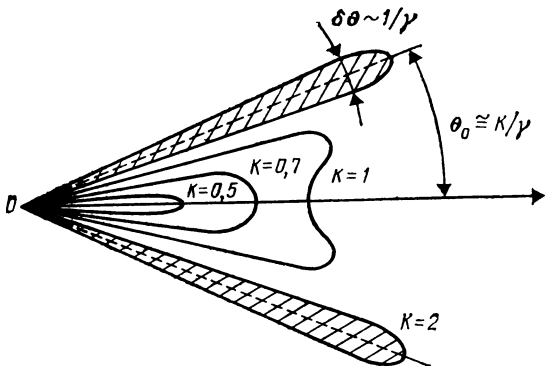


Рис 9 Полярная диаграмма углового распределения ондуляторного излучения для различных значений K — ондуляторной постоянной

ности ондуляторного излучения в зависимости от значения ондуляторной постоянной K .

Заметим здесь, не останавливаясь на подробностях, что ондуляторное излучение в плоском ондуляторе обладает более сложной угловой структурой, обнаруживая зависимость не только от полярного угла Θ , но также и от азимута. Это связано с отсутствием азимутальной симметрии в характере движения частицы: электрон движется по искривленной траектории, находясь в фиксированной плоскости.

8. ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Исторически первыми источниками синхротронного излучения были синхротроны. На них излучение было открыто, на них экспериментально исследовались его основные характеристики, были проведены первые эксперименты по применению открытого излучения. Источниками второго поколения были накопители электронов и позитронов, созданные для нужд физики высоких энергий, например накопители серии ВЭПП (встречные электрон-позитронные пучки) в Новосибирске. Эти источники намного удобнее синхротронов: моноэнергетические электроны, меньшее сечение пучка электронов и, стало быть, большая яркость источника; возможность

накопления большого числа частиц на орбите, более высокий вакуум в камере источника (10^{-7} Па), существенно меньший радиационный фон вокруг источника и др. Однако эти машины ещё не были оптимизированы как источники синхротронного излучения, да и создавались они не для этого.

Следующий важный шаг — это создание специализированных источников, главной задачей которых является получение излучения в широкой области спектра (один из источников синхротронного излучения в Японии так и называется — «фабрика фотонов»). Эти машины третьего поколения оптимизированы по многим параметрам, важным для источника синхротронного излучения (большой ток, стабильность орбиты, малый эмитанс, оснащённость встроенными устройствами и др.). Эти машины в основном делятся на две группы — это источники ВУФ-излучения (400—700 МэВ) и рентгеновского (1,5—2,5 ГэВ). И вообще эти источники уже специализированы не только по областям спектра, где они используются, но и часто — по назначению. Так, разработаны уже технологические накопители, приспособленные, в частности, для рентгеновской литографии (например, БЭССИ и др.). Первым специализированным источником синхротронного излучения у нас в стране является накопитель электронов «Сибирь-1» Института атомной энергии им. И. В. Курчатова. Это накопитель электрона на 450 МэВ с током до 200 мА, с критической длиной волны 6 нм, оснащённый виглером.

Период 1980—1986 гг. отмечен созданием широкой сети специализированных источников синхротронного излучения и широким применением его в научных исследованиях и в прикладных задачах. Такие машины созданы (или создаются) во многих странах мира (в СССР, США, ФРГ, Франции, Италии, Англии, КНР, Швеции, Индии, Бразилии, в Западном Берлине и на Тайване). Обсуждаются проекты строительства таких источников и в других странах (например, в ЧССР). Эти машины уже оснащены встроенными устройствами (виглерами, ондуляторами, ЛСЭ и др.).

Однако развитие источников синхротронного излучения на этом не останавливается, уже создаются машины нового поколения (четвертого). Это — источники мощного когерентного излучения, оснащённые встроен-

ными устройствами новой конструкции, использующие сверхпроводящие магниты, с малым эмитансом. В этих машинах используется уже не собственно синхротронное излучение (из поворотных магнитов), а излучение из встроенных устройств, на много порядков превосходящее по интенсивности синхротронное излучение из поворотных магнитов. Для того чтобы лучше понять преимущества источников излучения нового поколения, необходимо вернуться к обсуждению некоторых характеристик излучения из встроенных устройств, о которых мы говорили выше.

Прежде всего обсудим роль конечности длины ондулятора, так как машины нового поколения оснащаются многопериодными ондуляторами.

Мы рассматривали до сих пор бесконечно длинный ондулятор, однако, несмотря на то что все полученные результаты сохраняют свое значение и для реального случая — ондулятора конечной длины, остановимся на этом вопросе более подробно. Пусть теперь ондулятор имеет конечную длину $L = N\lambda_0$, где N — число элементов периодичности. Теоретический анализ показывает, что в этом случае формула для мощности излучения приобретает множитель

$$F = \left| \frac{\sin N\pi \left(\frac{\omega}{\omega_1} - v \right)}{N\pi \left(\frac{\omega}{\omega_1} - v \right)} \right|^2.$$

Каким же образом проявляется роль функции $F = \left| \frac{\sin x}{x} \right|^2$, характеризующей конечность ондулятора?

Прежде всего заметим, что эта функция хорошо изучена — она часто встречается в теории дифракции. Функция F достигает абсолютного максимума при $x=0$ и обращается в нуль в точках $x = \pm\pi, \pm 2\pi, \dots$, резко спадая при увеличении аргумента x , который в рассматриваемом случае имеет вид $x = N\pi(\omega/\omega_1 - v)$. Из вида функции F очевидно, что главный ее вклад определен пределами изменения аргумента до $\pm\pi$. Таким образом, анализ вида функции F приводит нас к очень важным выводам. Прежде всего это касается монохроматичности излучения. При наблюдении излучения вдоль оси ондулятора, когда $\Theta=0$ и в предположении, что $K \sim 1$, т. е.

$\omega_1 = \omega_0 \gamma^2$, мы получаем, что ширина спектральной линии излучения первой гармоники ($\nu=1$) определяется:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{N} \quad (\text{при } x \sim \pi).$$

Таким образом, выбор числа N элементов периодичности оказывает сильное влияние на монохроматичность излучения, и при большом N уширение спектральных линий становится малым.

Очень интересно также резкое сужение конуса углового распределения мощности ондуляторного излучения при возрастании N . Полагая, что можно ограничиться рассмотрением максимума излучения ондулятора на основной частоте ($\nu=1$), и считая ондуляторную постоянную малой величиной (для упрощения картины углового распределения излучения мощности $K \ll 1$) мы получаем, что все излучение сосредоточено практически в узком конусе вокруг направления движения частицы с углом раскрытия конуса $\Theta \cong 1/\gamma \sqrt{N}$. Таким образом, большое число элементов периодичности резко усиливает угловую направленность излучения — излучение становится сильно коллимированным — это очень важная особенность ондуляторного излучения с точки зрения применения ондуляторов в технике и в физическом эксперименте.

Физическая природа сужения конуса излучения, испускаемого в ондуляторе с большим числом периодов N , связана с явлениями интерференции света. Конус излучения, испускаемого релятивистским электроном, совершающим одно колебание, характеризуется углом раскрытия $\Psi \sim 1/\gamma = mc^2/E$. Если же электрон совершает N фазово-когерентных колебаний, то происходит интерференция полей излучения, как результат этого явления возникает концентрация излучения (сужение радиационного конуса), а также его монохроматизация. На рис. 10 изображено схематически сравнение углового распределения мощности излучения в режиме синхротронного излучения, виглера и многопериодного ондулятора. Роль когерентности в излучении при этом совершенно очевидна.

Новые источники излучения обладают большей яркостью по сравнению с машинами предыдущего поколения. В связи с этим кратко остановимся на проблеме яркости источников излучения релятивистских электро-

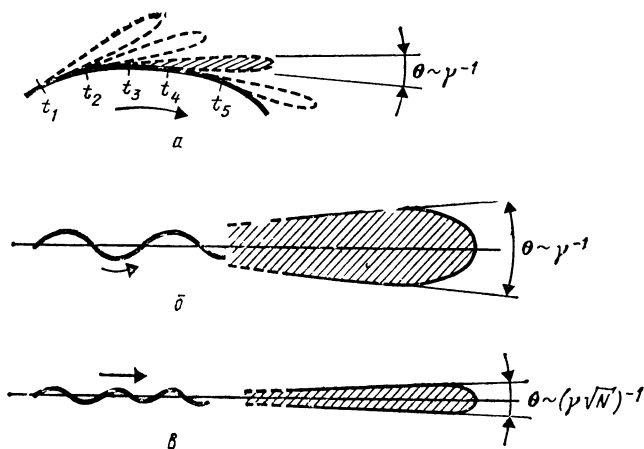


Рис 10 Сравнение углового распределения мощности излучения: *а* — синхротронное излучение (поворотный магнит); *б* — виглер (некогерентная суперпозиция), *в* — многопериодный ондулятор (когерентная интерференция)

нов: синхротронного и ондуляторного и сравним возможности этих типов приборов.

Под термином «яркость» источника понимается число фотонов, испускаемых в 1 с с единицы площади протяженного источника в единичный телесный угол. Новые концепции яркости источников связаны с достижениями в области создания накопительных колец, характеризующихся малым эмитансом. Малый эмитанс (за количественную характеристику эмитанса принимается соотношение $\varepsilon = \pi \sigma \Theta$, где σ характеризует размер пучка электронов в метрах — гауссов размер пучка — и Θ — угол конуса излучения в радианах) обеспечивается в современной технике с помощью новейших накопительных колец с сильной фокусировкой пучков электронов в комбинации с системами постоянных магнитов многопериодных ондуляторов. А поскольку яркость является зависящей от угла величиной, ее значение сильно возрастает с уменьшением конуса излучения.

Угловое распределение мощности излучения, испускаемого электронами в момент прохождения поворотного магнита, сосредоточено в области угла $\Theta \sim 1/\gamma = mc^2/E$. Та же картина распределения наблюдается и

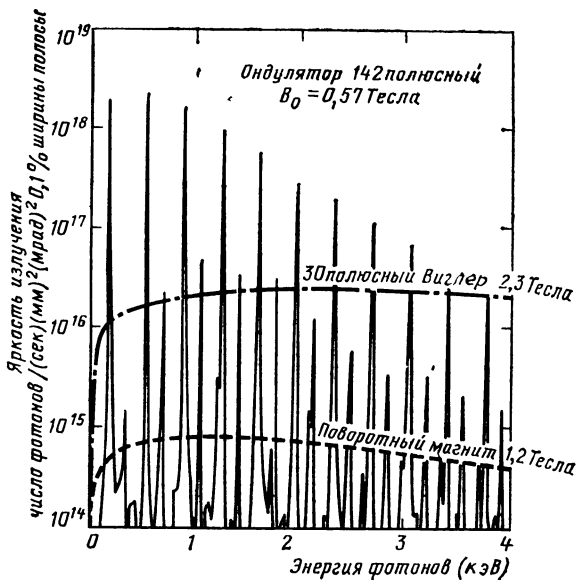


Рис. 11 Сравнительные характеристики яркости источников: 1 — многопериодного ондулятора; 2 — виглера, 3 — поворотного магнита. Энергия электронов — 1,3 ГэВ, ток — 400 мА

в случае малопериодного ондулятора и виглера, для которых характерны некогерентная суперпозиция мгновенно возникающих полей излучения. Положение, однако, изменяется в случае многопериодных ондуляторов, мощность излучения которых концентрируется в узком конусе $\Theta \sim (\gamma \sqrt{N})^{-1}$ вследствие когерентной интерференции.

На рис. 11 приведены сравнительные кривые, характеризующие яркость трех источников. синхротронное излучение из поворотных магнитов, излучение из виглера и из многопериодного когерентного ондулятора. Преимущества последнего наглядно видны и не требуют пояснений: резкое сужение конуса излучения в ондуляторе с большим числом периодов обеспечивает высокую спектральную яркость.

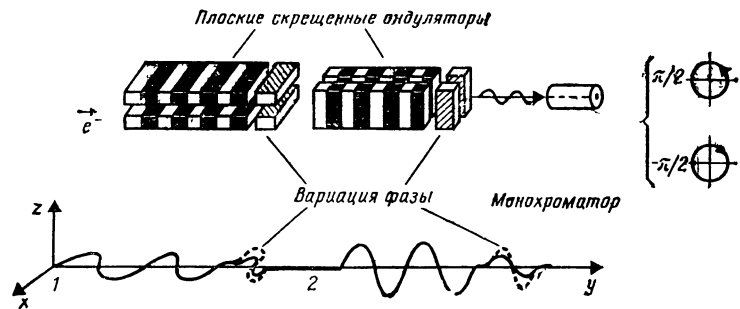


Рис. 12 Применение скрещенных плоских ондуляторов для получения циркулярной поляризации ондуляторного излучения

Остановимся теперь на поляризационных свойствах излучения электронов, прежде всего рассмотрим спиральный ондулятор. Поскольку реальные случаи наблюдения ондуляторного излучения предполагают малый угол Θ (вблизи оси ондулятора), перейдем к малому углу $\Theta \rightarrow 0$, и тогда наглядно видно, что для углов $\Theta \sim \sim \sqrt{1+K^2} / \gamma$ поляризация будет полностью линейная — излучается только σ -компонента; при наблюдении строго вдоль оси ондулятора ($\Theta=0$) поляризация излучения будет полностью круговой — правая круговая поляризация $l_\sigma = l_\pi = 1/\sqrt{2}$.

Это обстоятельство очень важно с точки зрения перспектив применения спиральных ондуляторов в физическом эксперименте: спиральный ондулятор — это источник света, обладающего циркулярной поляризацией. Интересно отметить, что знак круговой поляризации можно легко изменить, т. е. превратить правую круговую поляризацию в левую (и наоборот). Для этого необходимо изменить направление тока в обмотках соленоидов ондулятора.

Не углубляясь в детали, отметим здесь, что излучение, испускаемое электронами в плоском ондуляторе, всегда линейно поляризовано, однако направление вектора электрического поля излучения зависит от угла наблюдения и частоты излучения. В противоположность спиральному ондулятору при $\Theta \cong 0$ в плоском ондуляторе (в направлении поступательного движения частицы) излучается только σ -компонента линейной поляризации.

Применение ОИ в физическом эксперименте требует решения задачи об управлении поляризацией излучения — создания пучков света, обладающих заданными поляризационными свойствами. Мы уже отмечали, что спиральный ондулятор генерирует циркулярно поляризованный свет, а излучение плоского ондулятора поляризовано линейно. В этой связи заметим, что широкие возможности управления поляризационными свойствами излучения открываются на пути применения комбинированных пар колинеарных плоских ондуляторов с взаимно ортогональной ориентацией (рис. 12) — так называемых скрещенных ондуляторов. Во время прохождения электроном промежуточной области вносится программируемое изменение фазы излучения, поступающего из двух ондуляторов, — этим и определяется окончательное состояние поляризации, которая может быть выбрана любой: линейной, круговой или эллиптической.

В решении задачи о создании пучков света, обладающих заданными поляризационными свойствами, применение плоских ондуляторов обладает большими преимуществами. Действительно, поляризационные свойства синхротронного излучения являются его характерным признаком и не поддаются какому-либо изменению — то же практически относится и к спиральному ондулятору, поскольку возможности выбора поляризации в нем сильно ограничены.

Применение постоянных магнитов в плоских ондуляторах (вместо электромагнитов в спиральных ондуляторах) особенно важно в условиях, когда прибор должен быть размещен в малом объеме. Постоянные магниты из современных сплавов (Sm—Co) дают большую возможность выбора пространственных параметров, что не всегда возможно при других технологических решениях.

Другим типом встроенных устройств современных источников излучения является лазер на свободных электронах, и поэтому, прежде чем описать такой источник, познакомимся кратко с ЛСЭ.

9. ГЕНЕРАЦИЯ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Как известно, последовательная теория квантового генератора была создана в пионерских работах Н. Г. Басова и А. М. Прохорова (1955 г.), впервые решавших задачу об усилении и генерации электромагнитного из-

лучения квантовыми системами, состоящими из связанных электронов. В основе действия таких генераторов когерентного излучения (мазеров и лазеров) лежат индуцированные (вынужденные) квантовые переходы электронов между состояниями дискретного спектра энергии в атомах или молекулярных системах. Заметим здесь, что можно в дальнейшем не подчеркивать различия в терминах «мазер» и «лазер», поскольку речь идет лишь о частотном диапазоне электромагнитных волн: мазер — квантовый генератор в области микроволнового диапазона, а лазер — в области света.

Принципиально новый подход к решению проблемы создания источников когерентного излучения оказался связанным с возможностью усиления и генерации электромагнитных волн макроскопическими пучками релятивистских электронов, движущихся во внешнем поле. В таких системах движение электронов квантовано не полностью, поскольку частицы под действием внешних сил совершают наряду с колебательным также и свободное движение: электроны, таким образом, являются «квазисвободными», не связанными в атомах или молекулах.

Идея о принципиальной возможности когерентного взаимодействия «свободных» электронов с электромагнитным излучением восходит к работе П. Л. Капицы и П. Дирака (1933 г.), рассмотревших задачу о рассеянии электронов на стоячей световой волне, т. е. индуцированное комптоновское рассеяние.

При решении проблемы индуцированного излучения в процессе взаимодействия пучков электронов с электромагнитными волнами были разработаны и созданы циклотронные мазеры и лазеры на свободных электронах — макроскопические генераторы когерентного излучения, перекрывающие широкий спектр электромагнитного излучения, включая диапазон коротких волн, оптический диапазон, ВУФ и рентген.

Циклотронные мазеры сегодня выступают как наиболее эффективные генераторы мощного когерентного излучения в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн — в основе действия этих приборов лежит индуцированное (вынужденное) синхротронное излучение. Впервые МЦР-генератор (мазер на циклотронном резонансе) — убитрон — был создан в 1969 г. (Дж. Хиршфильд); в нашей стране больших успехов в этой

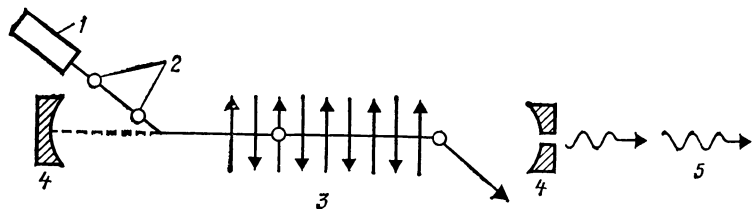


Рис. 13 Схема первых экспериментов по генерации когерентного излучения на свободных электронах: 1 — линейный ускоритель, 2 — сгустки электронов, 3 — спиральный магнитный ондулятор; 4 — зеркало резонатора, 5 — выходное когерентное излучение

области достигли ученые Горьковского университета, разработавшие под руководством А. В. Гапонова-Грехова теорию гиротрона и создавшие действующие источники когерентного излучения. В области создания МЦР-генераторов учеными Горьковского университета были получены выдающиеся результаты.

Близкими к циклотронному мазеру явились лазеры на свободных электронах, в основе действия которых лежит индуцированное излучение электронов в ондуляторах. Первый лазер на свободных электронах в оптическом (инфракрасном) диапазоне, был спроектирован и построен в США под руководством Д. Мейди (1976 г.).

Сильное статическое периодическое магнитное поле ондулятора (рис. 13) используется для «накачки» лазера. Релятивистский электронный пучок выступает в качестве системы с инверсной заселенностью энергетических уровней, причем электроны отдают свою энергию электромагнитной волне, обуславливая процесс ее когерентного усиления. Первые эксперименты по усилению и генерации электромагнитного излучения в оптическом диапазоне на электронах, проходящих через ондулятор, показали, что лазеры на свободных электронах по своим возможностям не только не уступают, но даже и превосходят обычные атомные и молекулярные лазеры.

Мы не будем обсуждать проблему мазеров и лазеров на свободных электронах — это, по существу, самостоятельный раздел современной физики излучений, и мы отсылаем читателя к специальной литературе. Однако мы специально остановимся на одном весьма важном вопросе — принципе группировки электронов при их

взаимодействии с внешней электромагнитной волной. Полное рассмотрение уравнений динамики электронов в ЛСЭ требует решения уравнений движения заряженной частицы, движущейся одновременно в магнитном поле ондулятора и поле оптической волны, распространяющейся в направлении движения пучка электронов. Решение подобной задачи выходит далеко за пределы этой книги. Поэтому мы остановимся сейчас на наиболее важных выводах, позволяющих понять физику процесса индуцированного излучения — когерентного усиления или генерации.

Важным физическим результатом рассматриваемой задачи является доказательство существования эффекта продольной группировки электронов: взаимодействие магнитного поля ондулятора и электрического поля волны создает особую ponderomotorную силу, которая группирует электроны в сгустки в аксиальном направлении — в направлении поступательного движения частиц. Этот процесс продольной группировки — самомодуляции электронного пучка выступает как физическая причина возникновения индуцированного когерентного излучения*.

Заметим, что механизм автомодуляции пучка электронов в какой-то мере является аналогом группировки электронов в синхротроне («бунчирование») так называемой автофазировки В. И. Векслера — Мак-Миллана, происходящей под одновременным воздействием ведущего магнитного поля ускорителя и вихревого высокочастотного поля, ускоряющего частицы. В результате такого воздействия электронный пучок разбивается на отдельные сгустки, величина которых (точнее, их протяженность) зависит от параметров высокочастотного электрического поля.

Открытие механизма автомодуляции пучка электронов стимулировало возникновение нового интереса к когерентному излучению сгустков частиц. Мы уже упоминали о том, что сгусток электронов с протяженностью меньшей, чем длина излучаемой волны, излучает когерентно. Это означает, что такой сгусток излучает как единое целое, и тогда в общем выражении для мощно-

* Аналогичный механизм возникновения фазовой группировки электронов был установлен А. В. Гапоновым-Греховым при рассмотрении задачи о лазере на циклотронном резонансе.

сти излучения появляется множитель N_e , где N_e — число электронов в сгустке: $W \frac{\text{ког}}{\text{сгустка}} = N_e^2 W$, где W — мощность излучения одного электрона.

Действительно, поскольку в мощность излучения одного электрона входит квадрат его заряда, в условиях когерентного излучения сгустка электронов выступает $e_{\text{эфф}} = N_e e$ — сгусток электронов проявляет себя как когерентная квазичастица подобно когерентным состояниям при низких температурах. Этим и объясняется появление множителя N_e^2 в выражении для полной мощности излучения. Если же электроны не сгруппированы в сгустки, то они излучают независимо — частицы имеют случайные фазы, и поля излучения при интерференции от отдельных электронов взаимно погашаются, причем мощность суммарного излучения пучка может быть получена из выражения для мощности излучения одной частицы W на число N_e : $W \frac{\text{неког}}{\text{сгустка}} = N_e W$.

Эта ситуация отмечалась еще в ранних работах В. Л. Гинзбурга: использование когерентных сгустков электронов — частиц, сгруппированных на расстояниях меньших, чем длина излучаемой ими волны, при том же токе открывает возможность огромного увеличения излучаемой мощности за счет фактора когерентности (в цикле ускорения одновременно участвует $N_e \sim 10^{11}$ частиц). Тем самым подчеркивается интересная возможность ондулятора в достижении большой мощности излучения за счет создания сгустков электронов.

К сожалению, как уже отмечалось, реализация подобных когерентных сгустков электронов представляет собой очень сложную задачу даже в микроволновом диапазоне (миллиметровые и субмиллиметровые длины волн). Что касается возможности сгруппировать электроны в сгустки на расстояниях порядка оптической длины волны, то трудности, возникающие при этом, казались совершенно непреодолимыми.

И вот теперь открылись замечательные перспективы в потоке электронов, движущихся в ондуляторе и подвергающихся одновременно воздействию со стороны поля оптической волны, должна происходить самомодуляция — продольная группировка, приводящая к форми-

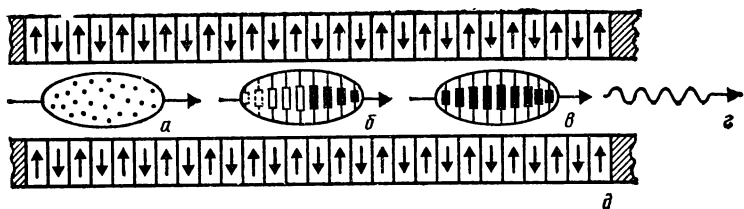


Рис 14 Схема группировки электронов при прохождении ими ондулятора большой длины *а* — начальное движение сгустка, *б* — начало группировки, *в* — когерентный сгусток, *г* — когерентное ондуляторное излучение, *д* — магнитная система ондулятора

рованию когерентных сгустков протяженностью порядка длины оптической волны.

Очень важно далее обратить внимание на то, что группировка электронов создает объективные условия для когерентного излучения сгустков даже в отсутствие внешней электромагнитной волны: ее роль в этом случае выполняет «затравочная» волна спонтанного излучения. Таким образом, группировка электронов и когерентное излучение их сгустков возможны и в отсутствие резонатора, т. е. в одностороннем лазере.

Самоусиление спонтанного излучения — это одно из замечательных свойств ондулятора. Когда пучок электронов проходит сквозь ондулятор большой длины (десятки метров), то вначале электроны излучают некоррелированно (рис. 14) — фазы излучения различны, и явления интерференции не наступает. Поэтому полное излучение N_e электронов на этом этапе прохождения ондулятора пропорционально их числу $W_{\text{полн}} = N_e W$. При дальнейшем движении свойства пучка электронов меняются: вследствие появления действия механизма группировки возникает корреляция фаз — случайные начальные поля спонтанного излучения вследствие интерференции получают усиление, и излучение группы электронов становится когерентным — полная мощность излучения теперь оказывается пропорциональной квадрату N_e : $W_{\text{полн}} = N_e^2 W$. Такой процесс получил название самоусиления спонтанного излучения: при прохождении пучком электронов ондулятора большой длины можно наблюдать экспоненциальный рост мощности излучения с переходом к режиму насыщения.

Явление самоусиления спонтанного излучения лежит

в основе конструкции так называемого сильного источника — ондулятора большой длины, размещенного в специальном канале накопительного кольца.

10. ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ

Мы уже говорили, что специализированные источники синхротронного и ондуляторного излучения оснащены дополнительными устройствами с целью наиболее эффективного использования излучения, испускаемого релятивистскими электронами: виглеры, ондуляторы, ЛСЭ, однопроводные ЛСЭ, оптические клистроны. Все это открыло необычайно широкие возможности для проведения экспериментов во многих областях современной науки, а также обозначило новые пути в развитии техники (микролитография, рентгеновская топография, элементный анализ и др.).

Источник нового типа ALS («усовершенствованный источник света») строится в центре рентгеновской оптики Ливерморской лаборатории Калифорнийского университета в Беркли (США). Он представляет собой накопитель электронов на энергию 1,3 ГэВ, содержащий различные встроенные устройства, позволяющие получать рентгеновское и вакуумное ультрафиолетовое излучения в области энергии квантов от 1 до 100 нм. Параметры накопителя: ток 400 мА, 250 сгустков, эмитанс $7 \cdot 10^{-9}$ м рад. На рис. 15 показаны основные встроенные устройства этого источника:

1. ЛСЭ с высоким коэффициентом усиления с длиной волны излучения от 1 до 12 нм. Средняя мощность 0,3 Вт, импульсная — 100 МВт при длительности импульса 20 пс с частотой повторения 500 МГц.

2. Поперечный оптический клистрон, умножающий частоту лазера накачки и позволяющий получить преобразование порядка 10^{-5} — 10^{-6} для десятой гармоники. Источник когерентного излучения в области — 50 нм.

3. Лазер на свободных электронах с оптическим резонатором с длиной волны когерентного излучения порядка 50 нм. В резонаторе используются многослойные молибден-кремниевые зеркала.

4. Система двух скрещенных ондуляторов с постоянными магнитами, позволяющая управлять поляриза-

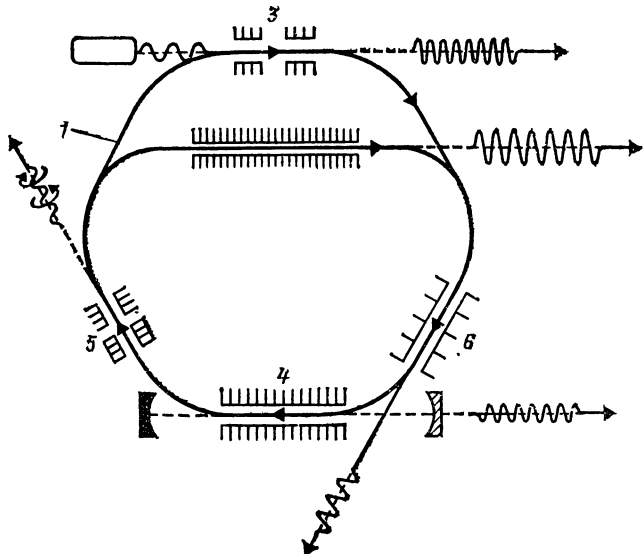


Рис 15 Схема источника излучения ALS: 1 — накопительное кольцо, 2 — ЛСЭ — «сильный источник» (система «байпас»), 3 — поперечный оптический клистрон; 4 — ЛСЭ с оптическим резонатором, 5 — перестраиваемый поляризатор (два скрещенных ондулятора), 6 — ондулятор

цией излучения в области 5 нм со степенью поляризации 84%. Ондуляторы содержат, кроме гребенки постоянных магнитов, по одной секции дополнительных управляющих магнитов с изменяемым полем. Эта установка предназначена для поляризационных измерений в молекулярной биологии и химии.

5. Ондулятор для исследования свойств ондуляторного излучения и прикладных работ.

Этот источник в области вакуумного ультрафиолета (35—130 нм) более эффективен, чем лазеры с умножением частоты и в области 5 нм на 7 порядков более эффективен, чем синхротронное излучение из поворотных магнитов стандартного источника синхротронного излучения (например, Брукхэйвенского).

Решение задачи получения источников когерентного излучения большой яркости и большой мощности может быть основано на создании специального канала в накопительном кольце с размещением в нем ондулятора большой длины. Электроны при этом проходят сквозь

многопериодный ондулятор и возвращаются в накопительное кольцо («байпасс»). Примером этого и является накопитель ALS.

Накопитель ALS (см. рис. 15) имеет ЛСЭ на основе ондулятора длиной 20 м с числом периодов $N=855$. В последнем предполагается увеличить длину такого ондулятора до 45 м и число периодов N до 1400—1500. Самоусиление излучения за счет взаимодействия электронов со спонтанным шумом приводит к большому коэффициенту усиления за счет когерентного излучения сгустка электронов.

В перспективе дальнейшего развития техники источников СИ и ОИ большое внимание уделяется задаче получения заданной поляризации излучения и управления ею — получения продольной и круговой поляризаций, а также их взаимному преобразованию. Возможность решения подобной задачи, как уже отмечалось, связана с применением спиральных ондуляторов или систем скрещенных плоских ондуляторов. В такой системе можно регулировать фазу волны излучения от двух ондуляторов с помощью специальных линз и изменения длины прохода луча. С помощью этой схемы можно создать любую поляризацию, а также преобразовать один тип поляризации в другой. Поляризация излучения имеет большое значение: применение поляризованных пучков света открывает новые возможности получения дополнительной информации о структуре молекул, о сложных биологических системах и др. Именно применение источников излучения ультрарелятивистских электронов нового поколения позволит проводить эксперименты на более высоком, качественно ином уровне. Источники нового поколения будут использовать излучение преимущественно из встроенных устройств. В проектах новых источников излучение из встроенных устройств на несколько порядков превосходит по спектральной интенсивности синхротронное излучение из поворотных магнитов, т. е. именно то излучение, которое мы в основном используем в настоящее время. В таком источнике предполагается целый ряд встроенных устройств — это прежде всего многопериодный ондулятор, о котором шла речь выше, далее — ондуляторы разного типа (линейный, скрещенные линейные, спиральный), оптический клистрон. В источнике нового поколения собственно синхротронное излучение в тради-

ционном понимании, т. е. излучение из поворотных магнитов ускорителя или накопителя, уже не используется, а используется мощное излучение из встроенных устройств (ЛСЭ, ондуляторы, виглеры и пр.), в том числе и когерентное. Источник ALS является мощным источником когерентного излучения в области 5—50 нм, но наряду с проектом ALS известны аналогичные планы Станфордской лаборатории СИ (Станфорд, США), Национального источника синхротронного света NSLS (Брукхейвен, США) и др. Все новые проекты специализированных источников синхротронного излучения — например, Европейского центра в Гренобле (Франция) или Центра по применению СИ CARS в Триесте (Италия) — предусматривают использование преимущественно излучения из встроенных устройств и являются тем самым машинами нового поколения, четвертого.

11. КАНАЛЫ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Использование синхротронного излучения для спектроскопии начинается уже с работ П. Гартмана и Д. Томбуляна (1958 г.) по применению СИ в атомной спектроскопии. Более систематическое использование СИ начинается с работ Р. Хэнзела и К. Кунца (1964 г.) на немецком синхротроне ДЭЗИ (ФРГ). На этом синхротроне на 6 ГэВ был создан канал СИ, и излучение начало использоваться в широкой области спектра от ультрафиолетовой до рентгеновской в основном для спектроскопии твердого тела, атомной и молекулярной спектроскопии, метрологии. Со временем ДЭЗИ превратился в крупнейший в Европе центр синхротронного излучения практически с универсальной программой исследований (физика, химия, биология, микролитография и др.). Новые каналы синхротронного излучения созданы также на накопителе ДОРИС, инжектором для которого служит синхротрон ДЭЗИ. Однако все эти работы ведутся наряду с основными работами центра ДЭЗИ по физике высоких энергий, которые определяют режим работы машины. Такой стиль работы вообще характерен для источников синхротронного излучения первого и второго поколений, т. е. машин, предназначенных для физики высоких энергий, а не для получения синхротронного излучения.

Среди ряда практических применений синхротронно-

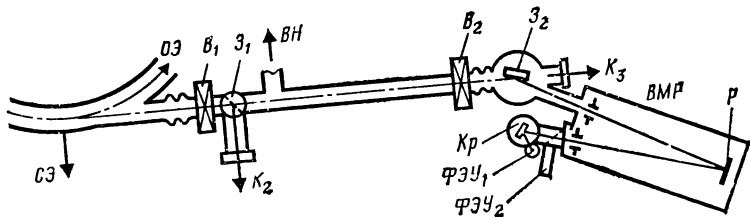


Рис 16 Первый в стране вакуумный спектроскопический канал синхротронного излучения на синхротроне ФИАН на 680 МэВ (1968 г.): ОЭ — орбита электронов, В₁, В₂ — вентили, ВН — вакуумные насосы, З₁ — поворотное зеркало; З₂ — фокусирующее зеркало; К₂ — направление пучка синхротронного излучения при введенном зеркале З₁; СЭ — счетчик числа электронов, ВМР — вакуумный монохроматор с дифракционной решеткой Р, Кр — криостат с образцом, ФЭУ₁, ФЭУ₂ — фотоумножители — приемники основного и опорного сигналов

го излучения наиболее интересным оказалось его использование в экспериментах по спектроскопии твердого тела. Исследования подобного рода в нашей стране начались с 1968 г. группой синхротронного излучения МГУ на синхротроне С-60 Физического института АН СССР и получили развитие в дальнейшем на многих ускорителях и накопителях СССР.

Особые свойства источников синхротронного излучения обусловили создание специализированного оборудования, которое существенно отличается от традиционного, применявшегося с обычными источниками излучения.

На рис. 16 показана схема вакуумного оптического канала синхротрона ФИАН на 680 МэВ, первого вакуумного канала для использования синхротронного излучения у нас в стране. Именно на этом оптическом канале синхротрона С-60 в 1969 г. были осуществлены первые в мире измерения спектров возбуждения люминесценции синхротронным излучением (5-40 эВ) для кристаллофосфоров на основе щелочно-галогидных соединений, сульфидов, сульфатов, вольфрамов и др.

Эксперименты по использованию синхротронного излучения в спектроскопии твердого тела, начавшиеся у нас в стране на синхротроне С-60 ФИАН, получили на ускорителе «Пахра» ФИАН.

На синхротроне «Сириус» впервые у нас в стране синхротронное излучение начало использоваться для исследования фотоэмиссии

Все три синхротрона, о которых мы говорили, являются источниками в ВУФ области спектра (источниками первого поколения). Источником второго поколения в ВУФ области является накопитель ВЭПП-2М, на котором широко ведутся работы по спектроскопии, радиометрии, микролитографии и др. Синхротронное излучение в рентгеновской области используется на ускорителе Ереванского физического института АРУС — синхротроне на 6 ГэВ, подобном по своим параметрам синхротрону ДЭЗИ, а также на новосибирских накопителях ВЭПП-3 и ВЭПП-4. Мы ограничимся здесь пока упоминанием этих источников, отсылая читателя к таблице и познакомимся подробнее с источником третьего поколения — накопителем электронов «Сибирь-1».

Накопитель электронов «Сибирь-1» Института атомной энергии им. И. В. Курчатова — это первый в СССР специализированный источник синхротронного излучения. Он был сдан в эксплуатацию в 1983 г.

«Сибирь-1» — это источник вакуумного ультрафиолетового и низкоэнергетического рентгеновского излучения. В этом же комплексе позже будет запущен источник рентгеновского синхротронного излучения «Сибирь-2» — накопитель электронов на энергию 2,5 ГэВ, инжектором для которого будет служить первый накопитель. На накопителе «Сибирь-1» установлен виглер—сверхпроводящая трехполюсная змейка с $\lambda_c = 20 \text{ \AA}$.

На рис. 17 изображен план экспериментального зала накопителя. Из накопителя может быть выведено 16 каналов синхротронного излучения, в том числе канал из виглера. В настоящее время ведутся эксперименты на 5 каналах — это два канала для ВУФ-спектроскопии твердого тела и криокристаллов, метрологический канал, канал для фотоэлектронной спектроскопии, рентгенолитографический. Подготавливаются эксперименты и еще на нескольких каналах. Источник оснащен вычислительным комплексом. Эксперименты на нем отличаются высоким уровнем автоматизации, мини-ЭВМ каждой установки связана с вычислительным комплексом, что позволяет обрабатывать большие массивы экспериментальных данных.

Опишем одну из установок на накопителе «Сибирь-1». В этой установке (рис. 18) применен монохро-

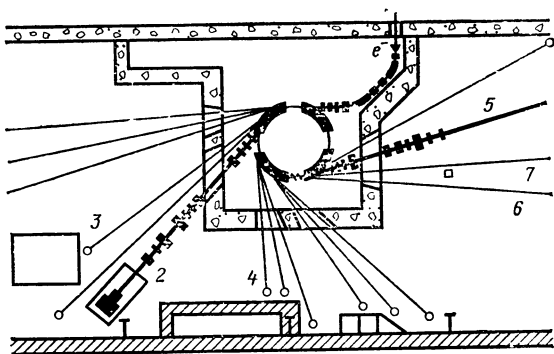


Рис. 17. Схема каналов синхротронного излучения на накопитель «Сибирь-1»: 1 — инжектор — линейный ускоритель; 2, 3 — каналы ВУФ-спектроскопии; 4 — метрологический канал фотоэлектронной спектроскопии; 5 — канал; 6 — канал рентгенолитографии; 7 — вывод пучка синхротронного излучения из вигглера

матор нормального падения, собранный по схеме Водсворта с вертикальной плоскостью дисперсии без входной щели. Азотный криостат, установленный за выходной щелью монохроматора, позволяет измерять спектры пропускания, отражения и возбуждения люминесценции в широком интервале температур.

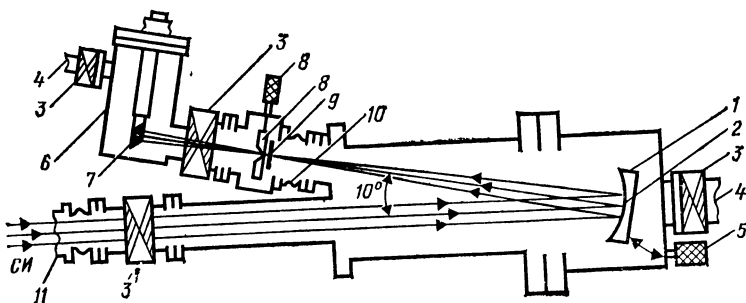


Рис. 18. Модифицированный водсвортовский монохроматор в канале 2 накопителя «Сибирь-1»: 1 — дифракционная решетка; 2 — ось вращения решетки; 3 — вакуумный вентиль; 4 — патрубок откачки; 5 — шаговый двигатель; 6 — криостат; 7 — охлаждаемый держатель образца; 8 — выходная щель; 9 — блок светофильтров для устранения высших порядков; 10 — сильфон, позволяющий компенсировать дефокусировку; 11 — выходной патрубок канала синхротронного излучения

Источники синхротронного излучения в СССР

Источники	E , ГэВ	R , м	I , мА	λ_c , Å	Области применения синхротронного излучения
1	2	3	4	5	6
1. Накопители ВЭПП-4	5,5	14,0	20	0,47	ЛСЭ, ондуляторное излучение, рентгеновская топография, медицинская диагностика и др.
ВЭПП-3	2,2	6,15	50	3,0	EXAFS — спектроскопия, ЛСЭ, ондуляторное излучение, рентгеновская топография, малоугловая дифрактометрия, Мёссбауэровская дифрактометрия, рентгеновская спектроскопия, спектроскопия с временным разрешением, медицинская диагностика, элементный анализ, кинетика структурных изменений и др.
ВЭПП-2М	0,67	1,22	100	23	Рентгеновская и ВУФ-спектроскопии, модуляционная спектроскопия, люминесценция, спектроскопия с временным разрешением, радиометрия, рентгеновская литография и др.
«Сибирь-1»	0,45	1,0	100	61,3	Фотоэлектронная спектроскопия, ВУФ-спектроскопия, люминесценция, радиометрия, рентгеновская литография и др.
Н-100	0,1	0,5	250	2300	ВУФ-спектроскопия, радиометрия

1	2	3	4	5	6
2. Ускори- тели АРУС	6,0	24,65	20	0,74	Рентгеноструктурные исследования, физика твердого тела, материаловедение, биофизика, радиометрия и др.
«Сириус»	1,2	4,2	20	14	Ондуляторное излучение, фотоэлектронная спектроскопия, материаловедение, физика поверхности
ФИАН «Пахра»	1,3	4,0	100	10	Ондуляторное излучение, физика твердого тела, люминесценция, атомная и молекулярная спектроскопия, криокристаллы, фотохимия, радиометрия
ФИАН С-60	0,68	2,0	10	35	Спектроскопия твердого тела, атомная и молекулярная спектроскопия, фотохимия, рентгеновская литография, радиометрия и др.

«Сибирь-1» — первый в стране специализированный источник синхротронного излучения Института атомной энергии им. И. В. Курчатова. ВЭПП-4, ВЭПП-3, ВЭПП-2М — накопители Института ядерной физики СО АН СССР (Новосибирск), Н-100 — накопитель Харьковского физико-технического института, АРУС — синхротрон Ереванского физического института, «Сириус» — синхротрон Томского политехнического института, ФИАН «Пахра» и ФИАН С-60 — синхротроны Физического института АН СССР им. П. Н. Лебедева.

На этой установке получены первые экспериментальные результаты на канале синхротронного излучения первого в стране специализированного источника. Уже в первых экспериментах на этой установке была обнаружена при низкой температуре сложная экситонная структура в спектре возбуждения люминесценции сульфида стронция. Четко проявились и катионные возбуждения в щелочноземельных сульфидах. На этой установке начаты спектроскопические исследования биологических систем (оснований нуклеиновых кислот и белков).

На этом накопителе сооружен канал ИАЭ-МГУ для исследования фотоэмиссии. Установка позволяет прово-

дигь исследования в области энергии возбуждающих квантов до 100 эВ и с вакуумом в выходной камере до 10^{-11} тор.

Исследование в ультрафиолете возбуждения люминесценции рентгенолюминофоров позволило найти наиболее эффективные люминофоры, которые в настоящее время широко применяются как преобразователи рентгеновского изображения в экранах. Исследование рентгенолюминофоров позволяет снизить лучевые нагрузки при рентгенодиагностике.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Синхротронное излучение / Сб статей под ред А А Соколова и И М Тернова — М Наука, 1966
- 2 Соколов А А, Тернов И М Релятивистский электрон — М, Наука, 1974
- 3 Гинзбург В Л Теоретическая физика и астрофизика — М: Наука, 1975.
- 4 Тернов И. М, Михайлин В В, Халилов В. Р. Синхротронное излучение и его применения — 2-е изд — М: Изд-во МГУ, 1985
5. Синхротронное излучение в исследовании твердых тел. — М.: Мир, 1970
- 6 Тернов И М, Михайлин В В Синхротронное излучение Теория и эксперимент — М. Энергоатомиздат, 1986
- 7 Синхротронное излучение, свойства и применение / Под ред. К Кунца — М. Мир, 1981.

Научно-популярное издание

Михайлин Виталий Васильевич. Тернов Игорь Михайлович
СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Гл. отраслевой редактор Л А Ерлыкин Редактор К А Кутузова, Мл. редактор И И Антонова Обложка художника Г Ш Басырова Худож редактор П Л Храмцов Техн редактор Л. А Солнцева. Корректор Л. В. Иванова

ИБ № 9244

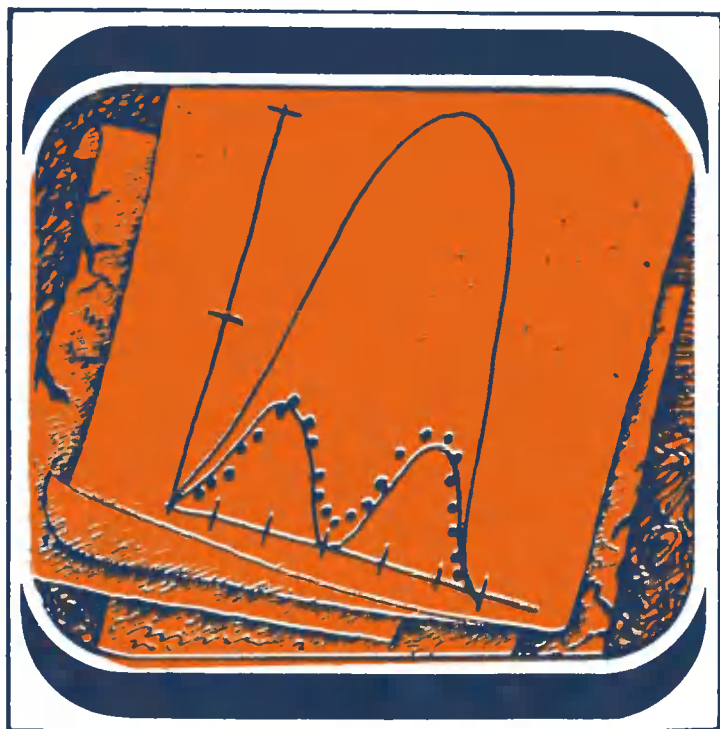
Сдано в набор 30.10.87 Подписано к печати 15.01.88 Т-06818 Формат бумаги 84×108^{1/32} Бумага тип № 2 Гарнитура литературная Печать высокая, Усл. печ л 3,36 Усл кр-отт 3,57 Уч-изд л 3,46 Тираж 34 291 экз Заказ 2226 Цена 11 коп Издательство «Знание» 101835, ГСП, Москва, Центр, проезд Серова, д 4 Индекс заказа 884002
Типография Всесоюзного общества «Знание». Москва, Центр, Новая пл., д 3/4.

ДОРОГОИ ЧИТАТЕЛЬ!

Брошюры этой серии в розничную продажу не поступают, поэтому своевременно оформляйте подписку. Подписка на брошюры издательства „Знание“ ежеквартальная, принимается в любом отделении „Союзпечати“.

Напоминаем Вам, что сведения о подписке Вы можете найти в „Каталоге советских газет и журналов“ в разделе „Центральные журналы“, рубрика „Брошюры издательства „Знание“.

Цена подписки на год 1 р. 32 к.



СЕРИЯ

ФИЗИКА