

СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КАК ИСТОЧНИК КВАНТОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ИЗУЧЕНИЮ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ. I*)

Р. Годвин

1. ВВЕДЕНИЕ

Хотя свойства электромагнитного излучения нерелятивистски ускоренных электронов весьма основательно изучались каждым серьезным студентом-физиком, их коренное изменение, по мере того как скорость электрона приближается к скорости света, вплоть до конца 40-х годов понимали лишь немногие. Это было как раз то время, когда развитие циклических электронных ускорителей потребовало теоретического и экспериментального изучения релятивистских электронов. Тогда Швингер опубликовал работу¹, в которой свойства этого (так называемого синхротронного) излучения (известного также под названием магнитотормозного излучения) подробно обсуждались на основе классической электродинамики. Он обратил внимание на то, что полная энергия, излучаемая за каждый оборот релятивистским электроном, движущимся по круговой орбите, пропорциональна величине E^4/R , где E и R — соответственно энергия электрона и радиус кривизны. Синхротронное излучение оказалось причиной огромных энергетических потерь в циклических ускорителях высокой энергии. Оно кладет верхний предел энергии, достижимой на обычных машинах такого типа. Очень похоже на то, что электронный синхротрон Корнелльского университета, позволяющий ускорять частицы вплоть до энергии 20 Гэв и имеющий радиус 120 м, возможно, окажется вообще одним из самых больших электронных синхротронов и в будущем. (Ввиду большого различия масс протонов и электронов синхротронное излучение не представляет опасности для проектируемых протонных ускорителей.)

Изучение свойств синхротронного излучения являет собой превосходный пример решения, казалось бы, чисто академической проблемы. Свойства излучения релятивистских электронов, вращающихся по круговой орбите, можно рассчитать в рамках классической (т. е. неквантовой) электродинамики. Синхротронное излучение уже было подробно описано в литературе², причем даже во вводных курсах³, прежде чем стало объектом всестороннего экспериментального изучения или же стало использоваться как практический источник света.

Как только стали известны специфические свойства синхротронного излучения, и прежде всего высокая степень его поляризации, им заинте-

*) R. P. Godwin, Synchrotron Radiation as a Light Source, Springer Tracts in Modern Physics, vol. 51, Springer-Verlag, Berlin — Heidelberg — New York, 1969, 73 pp. Перевод И. И. Ройзена.

Автор обзора Р. П. Годвин — сотрудник Лос-Аламосской научной лаборатории (США).

ресовались астрономы, которым оно послужило для объяснения поляризации излучения, приходящего от различных космических объектов ^{4,5}. Обнаруженные недавно периодически пульсирующие космические источники радиоизлучения, названные «пульсарами», вероятно, снова возродят их интерес к синхротронному излучению. Нерегулярности интенсивности излучения пульсаров и высокая степень его поляризации ⁶ наводят на мысль о том, что синхротронный механизм играет какую-то роль в его возникновении.

В настоящем обзоре синхротрон будет интересовать нас в первую очередь как гигантский «фонарь». Циклические электронные ускорители с максимальной энергией ускоренных электронов порядка 160 Мэв или выше являются источниками «синхротронного света» в диапазоне длин волн, простирающемся от 50 Å или даже меньше в далекой УФ области спектра вплоть до инфракрасной области. В далекой УФ области синхротронное излучение является единственным типом сильно поляризованного излучения, покрывающего значительную область спектра.

Прежде всего мы обсудим свойства излучения релятивистского электрона с качественной точки зрения, а затем перечислим основные результаты строгой теории синхротронного излучения. Поскольку эта теория очень хорошо подтверждается экспериментальными данными и сравнению теории с экспериментом был недавно посвящен обзор Ханселя и Кунца ⁷, мы не будем здесь касаться этого вопроса. При обсуждении характерных свойств синхротронного излучения как источника света мы будем делать особый акцент на далекую УФ область спектра. Мы остановимся на экспериментальной технике и специфических трудностях использования синхротронного излучения в УФ области. Наконец, мы обсудим ряд проблем, которые могут успешно изучаться, если использовать синхротронное излучение для целей спектроскопического анализа. На эту часть обзора наложил сильный отпечаток личный опыт автора. Это сказывается в том, что рассматриваемые примеры заимствованы в основном из исследований по физике твердого тела, выполненных на электронном синхротроне в ФРГ (DESY). Я приношу в этой связи извинения за недостаточное освещение других работ, в частности тех, которые проводятся на синхротронах в Токио, Фраскатти и Национальном бюро стандартов (NBS) США. Обычно обзоры пишутся тогда, когда становится ясно, что исследования в соответствующей области уже достигли определенной степени зрелости. В то же время настоящий обзор публикуется как раз в тот период, когда синхротронное излучение только еще превращается из источника света, представлявшего чисто теоретический интерес, в признанное оружие спектроскопии. Вопросы, которые отобраны здесь для иллюстрации применения синхротронного излучения в экспериментальных целях, изучены пока лишь весьма поверхностно. Возможно, в недалеком будущем выяснится, что некоторые из них заслуживают самостоятельного всестороннего освещения.

2. СВОЙСТВА СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

2.1. Качественное рассмотрение

Важные свойства синхротронного излучения могут быть поняты на основе рассмотрения релятивистских преобразований применительно к нерелятивистскому излучающему диполю.

Рассмотрим сначала случай, когда произвольный источник света движется со скоростью $v = \beta c$ относительно неподвижной лабораторной системы (ЛС) координат, где c — скорость света. Если в собственной систе-

ме этого излучателя, обозначаемой в дальнейшем штрихом, свет излучается под углом ϑ' к оси z , то в ЛС он наблюдается под углом ϑ , который определяется формулой ⁸

$$\operatorname{tg} \vartheta = \gamma^{-1} \sin \vartheta' / (\beta + \cos \vartheta'), \quad (1)$$

где $\gamma^{-1} = (1 - \beta^2)^{1/2} = mc^2/E$. Отсюда следует, что мы можем «увидеть» обратную сторону излучающего объекта, так как углам $\vartheta' > 90^\circ$ могут соответствовать малые углы ϑ . Чтобы получить представление о том, каким должно быть распределение интенсивности излучения по углу ϑ , положим $\vartheta' = 90^\circ$. В этом случае

$$\operatorname{tg} \vartheta = (\gamma\beta)^{-1}. \quad (2)$$

Для ультрарелятивистских частиц имеем $\beta \simeq 1$ и, следовательно, $\vartheta \simeq \gamma^{-1}$, так что излучение релятивистского источника сосредоточено внутри малого конуса вблизи направления его движения. Точный вид углового распределения зависит, конечно, от конкретных особенностей диаграммы излучения этого источника в его собственной системе координат.

Интуитивно мы ожидаем, что электрон, вращающийся по круговой орбите со скоростью, близкой к скорости света, должен излучать на частоте $\omega_0 = c/2\pi R$. Однако отмеченная выше фокусировка этого излучения вблизи направления движения электрона совместно с доплеровским смещением приводит к тому, что оно в подавляющей своей части перемещается в область существенно более высоких частот. Поскольку угловая ширина пучка фотонов порядка γ^{-1} , частица при каждом обороте освещает неподвижного наблюдателя в течение времени

$$\Delta t' \sim (2\pi R/c)/\gamma \sim (\omega_0 \gamma)^{-1}.$$

Время же Δt , в течение которого этот наблюдатель видит излучение, оказывается из-за эффекта Доплера еще меньше. Принимая это во внимание, получаем

$$\Delta t = (1 - \beta \cos \vartheta) \Delta t' \approx \gamma^{-2} \Delta t'.$$

Таким образом, для наблюдателя длительность каждого импульса излучения порядка

$$\Delta t \sim (\omega_0 \gamma^3)^{-1}.$$

Поэтому видимый наблюдателем свет содержит частоты, начиная от основной, вплоть до критической частоты

$$\omega_c \sim \Delta t^{-1} \sim \omega_0 \gamma^3. \quad (3)$$

Синхротрон, имеющий радиус 10 м и ускоряющий электроны до энергии 1 Гэв, характеризуется основной частотой порядка мегагерц, однако наиболее интенсивно излучает на частотах порядка $4 \cdot 10^{17}$ гц, чему соответствуют энергии фотонов порядка 3 кэв или же длины волн около 5 Å.

Уникальное свойство синхротронного излучения состоит в том, что оно очень сильно поляризовано. Представим себе наблюдателя, который смотрит вдоль касательной на круговую орбиту электрона в циклотроне. В этом случае он видит электрон, движущийся навстречу и ускоренный в направлении, перпендикулярном лучу зрения. Если бы не было релятивистских эффектов, то диаграмма излучения такого электрона описывалась бы, как обычно, квадратом синуса, как показано в правом верхнем

углу рис. 1. Сплошными стрелками показана напряженность электрического поля. В левом нижнем углу рис. 1 мы видим, как изменяется эта

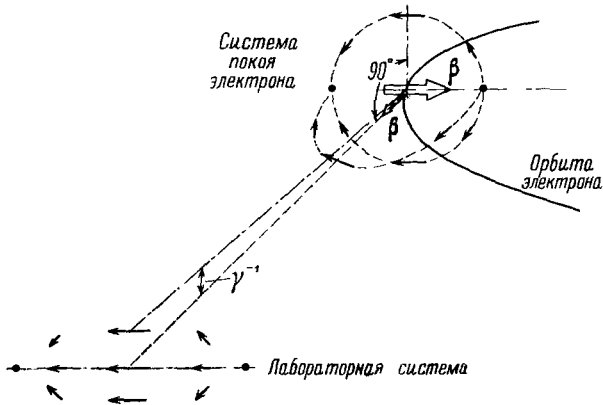


Рис. 1. Картина нерелятивистского дипольного излучения и ее изменение после учета релятивистских эффектов.

Стрелками указаны направление и величина электрического вектора.

картина после учета релятивистских эффектов, приводящих к фокусировке излучения электрона в направлении его движения. В результате, как видно из рис. 1, естественно ожидать, что в плоскости орбиты это излучение должно быть поляризовано полностью и очень сильно поляризовано даже вне ее. Соответствующее вычисление подтверждает, что это действительно так.

В силу лоренц-инвариантности выражения для излучаемой мощности⁹ можно дога-

даться, что выражение для мощности, излучаемой релятивистской частицей, должно представлять собой обобщение обычной нерелятивистской ларморовской формулы. Последняя, как известно, имеет вид

$$I = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} |\dot{\mathbf{v}}|^2 = \frac{2}{3} \frac{e^2}{m^2 c^3} \left(\frac{d\mathbf{p}}{dt} \right)^2; \quad (4)$$

здесь I — излучаемая мощность, e и m — заряд и масса рассматриваемой частицы, а $\dot{\mathbf{v}}$ и \mathbf{p} — соответственно ее ускорение и импульс. Это уравнение можно записать в релятивистски-инвариантном виде, если следующим образом перейти к четырехмерному формализму:

$$\begin{aligned} \mathbf{p} &\rightarrow (\mathbf{p}, iE/c), \\ dt &\rightarrow d\tau = \gamma^{-1} dt, \end{aligned}$$

где τ — это так называемое собственное время. В результате мы получаем релятивистскую запись ларморовской формулы

$$I = \frac{2}{3} \frac{e^2}{m^2 c^3} \left[\left(\frac{d\mathbf{p}}{d\tau} \right)^2 - \frac{1}{c} \left(\frac{dE}{d\tau} \right)^2 \right] = \frac{2}{3} \frac{e^2}{m^2 c^3} \left[\left(\frac{d\mathbf{p}}{d\tau} \right)^2 - \beta^2 \left(\frac{d\mathbf{p}}{d\tau} \right)^2 \right], \quad (5)$$

где нами были использованы соотношения $E = \gamma mc^2$ и $\mathbf{p} = \gamma m\mathbf{v}$. Для линейных ускорителей радиационные потери незначительны. В этом случае отношение излучаемой мощности к мощности, идущей на ускорение, определяется согласно формуле (5) выражением

$$\left(I / \frac{dE}{dt} \right) = \frac{2}{3} \frac{e^2}{m^2 c^4 \beta} \frac{dE}{dx}.$$

Для станфордского линейного ускорителя на 20 Гэв (SLAC) длиной в две мили отношение

$$\left(I / \frac{dE}{dt} \right) \sim 10^{-11}.$$

Когда же электрон движется по круговой орбите, ситуация коренным образом изменяется. В этом случае большое центростремительное

ускорение приводит к тому, что его импульс изменяется быстро, в то время как энергия — сравнительно медленно. Поэтому, используя уравнение (5), получаем

$$I \approx \frac{2}{3} \frac{e^2}{m^2 c^3} \left[\gamma \frac{d\mathbf{p}}{dt} \right]^2 \approx \frac{2}{3} \frac{e^2}{m^2 c^3} \gamma^2 \omega^2 |\mathbf{p}|^2, \quad (6)$$

где $\omega = c/R$. Если $\beta \approx 1$, то за каждый оборот излучается энергия

$$\Delta E = I 2\pi R / c = 4\pi e^2 \gamma^4 / 3R$$

или, что то же самое,

$$\Delta E (\text{кэв/оборот}) = 88,5 [E (\text{Гэв})]^4 / R (\text{м}). \quad (7)$$

В результате, в синхротроне Корнелльского университета, радиус которого около 120 м, а максимальная энергия ускоряемых электронов в настоящее время порядка 10 Гэв, мощность, излучаемая электронами за каждый оборот, достигает 8 Мэв.

Поскольку интенсивность синхротронного излучения электронов в больших циклических ускорителях значительна вплоть до энергий фотонов, достаточно близких к массе покоя электрона (0,511 Мэв), можно было бы ожидать, что существенную роль начнут играть квантовые эффекты. Однако непосредственное рассмотрение законов сохранения энергии и импульса показывает, что это не так. При излучении «характерного» синхротронного фотона электрон теряет энергию

$$\delta E \sim \hbar \omega_c \ll E.$$

Это дает основание предполагать, что квантовомеханическое выражение $\Delta E_{\text{кв}}$ для излучаемой мощности может быть получено из формулы (7) путем замены в ней E^4 на $(E - \delta E)^4$. В таком случае

$$\Delta E_{\text{кв}} \approx \Delta E [1 - (4\hbar \omega_c / E)].$$

Строгое вычисление приводит к аналогичному результату^{10,11}. Таким образом, влияние квантовых эффектов на свойства синхротронного излучения всех существующих и мыслимых в настоящее время ускорителей пренебрежимо мало. (Однако квантовые свойства синхротронного излучения очень существенно влияют на возникновение и подавление различного рода орбитальных неустойчивостей, которые имеют важное значение для работы ускорителя. Кроме того, квантовомеханические особенности синхротронного излучения могут приводить к поляризации электронов в накопителях¹².)

2.2. Точные результаты для моноэнергетических электронов

Мгновенная мощность $I(\lambda, \psi)$, излучаемая на единицу длины волны и один радиан моноэнергетическим электроном, который движется по круговой орбите¹³, определяется выражением

$$I(\lambda, \psi) = \frac{27}{32\pi^3} \frac{e^2 c}{R^3} \left(\frac{\lambda_c}{\lambda} \right)^4 \gamma^8 [1 + (\gamma\psi)^2]^2 \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{(\gamma\psi)^2}{1 + (\gamma\psi)^2} K_{1/3}^2(\xi) \right], \quad (8)$$

где ψ — угол возвышения, т. е. угол между направлением излучаемого света и плоскостью электронной орбиты, а λ_c — так называемая критическая длина волны,

$$\lambda_c = 4\pi R \gamma^{-3} / 3, \quad (9)$$

или же

$$\lambda_c (\text{Å}) = 5,59 R (\text{м}) [E (\text{Гэв})]^{-3}.$$

Она тесно связана с величиной ω_c , фигурировавшей в качественном обсуждении (см. п. 2.1). Буквой K с соответствующими индексами обозначены функции Ханкеля от мнимого аргумента и, наконец,

$$\xi \equiv (\lambda_c/2\lambda) [1 + (\gamma\psi)^2]^{3/2}.$$

На рис. 2 изображена графически эффективная функция $I(\lambda, \psi)$ для электронов, ускоренных от нулевой энергии до 6 Гэв на электронном синхротроне ФРГ (DESY)¹⁴. Однако результаты вычисления допускают

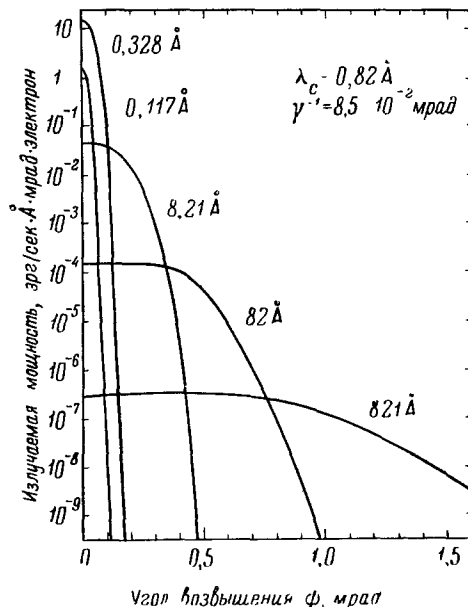


Рис. 2. Мощность, излучаемая электронами, ускоренными до энергии 6 Гэв на ускорителе с радиусом 31,7 м (параметры DESY) при различных длинах волн как функция угла возвышения.

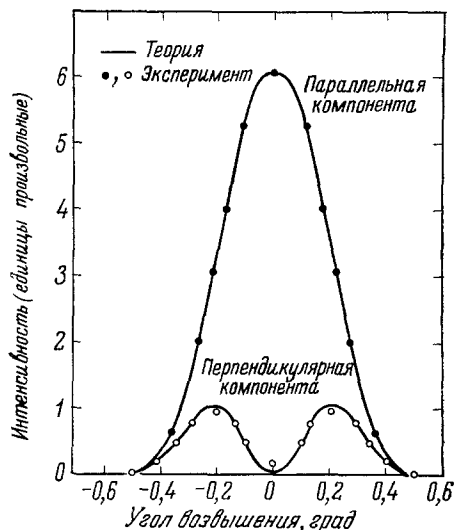


Рис. 3. Расчетная и измеренная интенсивности видимого света, поляризованного параллельно и перпендикулярно плоскости синхротрона NBS как функции угла возвышения.

более общую интерпретацию, если заметить, что на DESY при энергии 6 Гэв величина $\lambda_c = 0,82 \text{ Å}$ и $\gamma^{-1} = 0,085 \text{ мрад}$. Для длин волн $\lambda \ll \lambda_c$ подавляющая часть интенсивности сосредоточена внутри угла меньше γ^{-1} , в то время как при $\lambda \gg \lambda_c$ ее распределение простирается за пределы угла γ^{-1} .

Синхротронное излучение эллиптически поляризовано¹⁵. Первый и второй члены в квадратных скобках выражения (8) описывают соответственно интенсивности компонент, поляризованных параллельно и перпендикулярно плоскости электронной орбиты. Таким образом, поляризация $P = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp})$ как функция длины волны и угла описывается формулой

$$P(\lambda, \psi) = \frac{K_{2/3}^2 - \{(\gamma\psi)^2/[1 + (\gamma\psi)^2]\} K_{1/3}^2}{K_{2/3}^2 + \{(\gamma\psi)^2/[1 + (\gamma\psi)^2]\} K_{1/3}^2}. \quad (10)$$

В плоскости орбиты синхротронное излучение полностью поляризовано. На рис. 3 показано рассчитанное и непосредственно измеренное распределение интенсивности как функции угла возвышения для видимого света с поляризацией электрического вектора, параллельной и перпендикулярной плоскости орбиты. Соответствующие измерения были

выполнены на синхротроне NBS с энергией 180 Мэв¹⁶. При изменении длины волны изменяется острота этих распределений, но не качественная форма кривых. На рис. 4 представлен рассчитанный теоретически график поляризации как функции угла возвышения для различных длин волн при параметрах DESY¹⁷.

Полная мощность $I(\psi)$, излучаемая моноэнергетическим электроном под данным углом возвышения, равна¹⁸

$$I(\psi) = \frac{7}{16} \frac{e^2 c}{R^2} \gamma^5 [1 + (\gamma\psi)^2]^{-5/2} \left[1 + \frac{5}{7} \frac{(\gamma\psi)^2}{1 + (\gamma\psi)^2} \right], \quad (11)$$

причем первый и второй члены в квадратных скобках снова описывают интенсивности света, поляризованного соответственно параллельно и перпендикулярно плоскости электронной орбиты. После интегрирования выражения (11) по углам выясняется, что энергия излучения, поляризованного параллельно, в семь раз

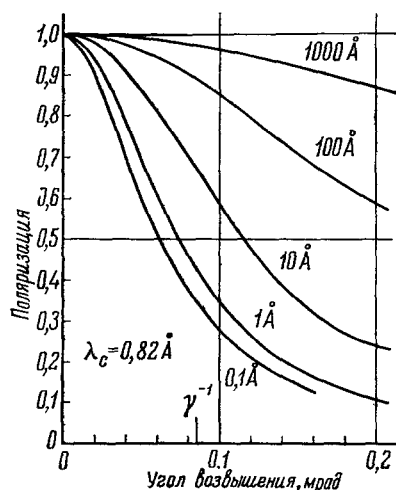


Рис. 4. Расчетная поляризация излучения 6-ГэВ электронов, движущихся по орбите с радиусом 31,7 м (параметр DESY), как функция угла возвышения.

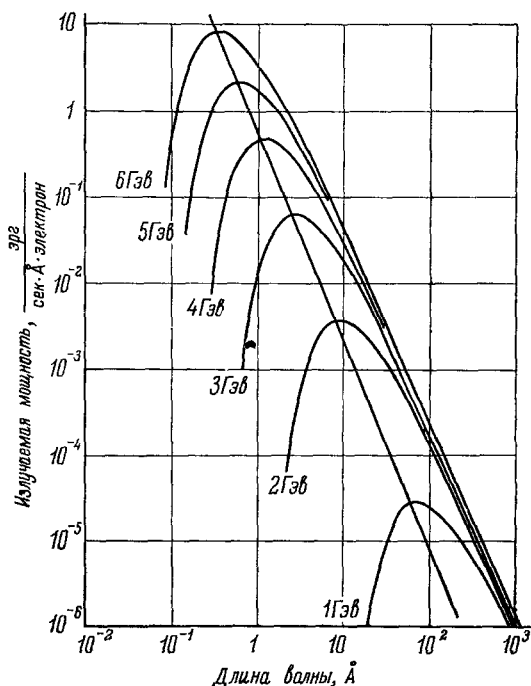


Рис. 5. Расчетная интенсивность излучения электронов, движущихся по орбите с радиусом 31,7 м (параметр DESY) при различных энергиях, как функция длины волны.

превосходит энергию излучения, поляризованного перпендикулярно плоскости орбиты, или же (что то же самое) что в целом поляризация излучения по интенсивности равна 75%.

Спектральное распределение синхротронного излучения $I(\lambda)$ имеет вид¹⁹

$$I(\lambda) = \frac{3^{5/2}}{16\pi^2} \frac{e^2 c}{R^3} \gamma^7 y^3 \int_y^\infty K_{5/3}(\eta) d\eta, \quad (12)$$

где $y = \lambda_c \lambda$. Максимум этого распределения приходится на длину волны $\lambda = 0,42\lambda_c$, а его полная ширина на уровне половины максимального значения — порядка $0,84\lambda_c$. В сторону малых длин волн это распределение падает экспоненциально, а в сторону больших длин волн — весьма медленно. На рис. 5 показано спектральное распределение излучения

моноэнергетических электронов при радиусе $R = 31,7$ м (для параметров DESY)²⁰.

Заметим, кстати, что спектральное распределение синхротронного излучения качественно похоже на планковский спектр черного тела. В последнем случае максимум приходится на длину волны

$$\lambda_{\max} = 1,265 \hbar c / k_B T,$$

или же

$$\lambda_{\max} T = 2,896 \cdot 10^7 (\text{\AA} \cdot ^\circ \text{K}),$$

где k_B и T — постоянная Больцмана и температура черного тела. В этом смысле ускоритель DESY с λ_c порядка $0,82 \text{\AA}$ подобен твердому телу при температуре выше 10^7 °К. Другими земными источниками, которые обладают аналогичным спектром, являются только высокотемпературная плазма и ядерные взрывы²¹.

Исследование асимптотических свойств выражения (12) приводит к следующему приближенному результату, справедливому для значений $\lambda \gg \lambda_c$

$$I (\text{эрг/сек} \cdot \text{\AA} \cdot \text{электрон}) \approx 90 [R (\text{м})]^{-2/3} [\lambda (\text{\AA})]^{-7/3}. \quad (13)$$

Таким образом, мощность, излучаемая на длинах волн, больших λ_c , почти не зависит от энергии электрона. Поэтому ускоритель малого радиуса на низкие энергии может быть очень эффективным источником излучения.

В то же время мощность, приходящаяся на длины волн вблизи максимума распределения (12), возрастает как седьмая степень энергии электрона. Вблизи максимума функции $I(\lambda)$, т. е. при $\lambda \sim \lambda_c/2$, получаем

$$I (\text{эрг/сек} \cdot \text{\AA} \cdot \text{электрон}) \approx 9 \cdot 10^{-24} \gamma^7 [R (\text{м})]^3. \quad (14)$$

При длинах волн $\lambda \gg \lambda_c$ моноэнергетический электрон излучает на каждый ангстрем приблизительно

$$N(\lambda) \approx 5 \cdot 10^3 [R (\text{м})]^{-2/3} [\lambda (\text{\AA})]^{-4/3} \text{ фотонов} \quad (15)$$

Формулами (13), (14) и (15) можно пользоваться только для грубых оценок интенсивности синхротронного излучения.

2.3. Свойства синхротронного излучения ускорителей

В предыдущем разделе мы рассмотрели свойства излучения моноэнергетических электронов, движущихся по круговой орбите. На практике же электроны в ускорителях и накопителях не удовлетворяют этим требованиям абсолютно точно. Каждой из этих машин присущи специфические конструктивные и эксплуатационные особенности, которые накладывают отпечаток на свойства их синхротронного излучения. Мы здесь лишь в общих чертах обсудим, в каком отношении характеристики реальных ускорителей отличаются от рассмотренной нами идеальной картины, отослав читателя за подробностями к статьям и отчетам, специально посвященным этому вопросу в каждом конкретном случае²²⁻²⁷.

Конструкция ускорителей и накопителей такова, что орбиты, по которым движутся заряженные частицы, в действительности представляют собой совокупность прямолинейных и искривленных участков. Электроны же излучают, только будучи центробежно ускорены. Поэтому за свойства синхротронного излучения ответствен в первую очередь радиус кривизны траектории в поле магнитов, а не средний радиус самого ускорителя. В наиболее типичном случае отношение первого ко второму — порядка

0,5, поэтому интенсивность излучения электрона, движущегося по реальной орбите, примерно вдвое меньше интенсивности электрона, движущегося по соответствующей круговой орбите.

Далее, электроны, вращающиеся по синхротронной орбите, излучают некогерентно, так что общая интенсивность излучения всех ускоряемых электронов равна произведению интенсивности излучения каждого из них, выражение для которой было получено в предыдущем разделе, на их полное число.

В накопителях определение как количества электронов на орбите, так и их энергии, достаточно точное для вычисления интенсивности соответствующего синхротронного излучения, не должно составить труда. Что же касается электронов в синхротроне, то здесь ситуация далеко не так проста. Электроны в этом случае не являются моноэнергетическими. Они ускоряются от низкой (практически нулевой) до высокой энергии за короткий промежуток времени. Если энергия как функция времени известна, то можно найти усредненный спектр излучения. В первых электронных синхротронах энергия изменялась со временем по синусоидальному закону

$$E(t) = E_m \sin(\pi t/2T),$$

где E_m — максимальная энергия, достижимая на ускорителе, а T — период ускорения. В современных синхротронах (например, в DESY и Кембриджском электронном ускорителе) мгновенная энергия электронов пропорциональна квадрату синуса:

$$E(t) = E_m \sin^2(\pi t/2T).$$

Томбулиан и др.²⁸ вычислили соответствующий спектр излучения. Оказалось, что как в том, так и в другом случае критическая длина волны λ_m , на которой излучение достигает максимума, определяется формулой

$$\lambda_m = (4\pi R/3) (mc^2/E_m)^3,$$

аналогичной выражению (9). Выяснилось также, что качественные свойства излучения не очень сильно изменяются по сравнению со случаем моноэнергетических электронов. Тем не менее свойства спектра, особенно вблизи критической длины волны, не остаются совершенно неизменными. Спектральный максимум несколько сдвигается в сторону длинных волн. Максимум излучаемой мощности в обоих случаях (как при синусоидальной зависимости, так и при пропорциональности энергии квадрату синуса) приходится на длину волны, равную $0,5\lambda_m$, в отличие от $0,42\lambda_c$ для моноэнергетических электронов. Синхротронный цикл состоит из периода ускорения и последующей паузы примерно одинаковой длительности. Скажем, на DESY ускоряются 50 импульсов в секунду, причем периоды ускорения длительностью 10 мсек чередуются с такими же паузами. При типичных условиях работы в ускорителе поддерживается средний ток около 5 ма или (что то же) каждую секунду ускоряются $2 \cdot 10^{11}$ электронов, т. е. $3 \cdot 10^{10}$ электронов в импульсе.

Соотношения, приведенные в п. 2.2 для моноэнергетических электронов, позволяют дать грубую оценку интенсивности излучения электронов в реальных машинах. В случае накопителей для этого достаточно лишь умножить соответствующие выражения на число электронов в накопителе и ввести поправку, учитывающую существование прямолинейных участков, на которых электроны не излучают. В случае синхротронов необходимы более серьезные изменения. Мы должны умножить выражения, относящиеся к одному электрону, на среднее число электронов в ускорителе, принимая при этом во внимание импульсный характер

его работы, затем ввести поправку на прямолинейные участки орбиты и, наконец, умножить на фактор (порядка 0,1 вблизи спектрального максимума и меньший при больших длинах волн), обусловленный изменением энергии электронов за время ускорительного цикла. Кроме того, число электронов в синхротроне может очень сильно изменяться от импульса к импульсу, в результате чего средний ток подвержен сильным флуктуациям, которые трудно учесть достаточно корректным образом.

Если сравнить накопитель и синхротрон примерно одинаковых размеров, по орбитам которых вращаются электроны приблизительно одинаковой энергии, то мощность излучения накопителя будет на несколько порядков больше ввиду большего тока, непрерывности работы и моноэнергетичности частиц.

Угловое распределение и свойства поляризации, полученные для моноэнергетических электронов, в большой степени, но не полностью остаются справедливыми и для синхротронного излучения реально существующих машин. Причиной наблюдающихся отклонений является конечное сечение электронного пучка, которое в современных ускорителях обычно порядка $(1 \times 2) \text{ мм}^2$ с большим размером в направлении радиуса машины ²⁹. Это эффективное сечение пучка складывается из действительного его сечения совместно с «размазкой», обусловленной бетатронными и синхротронными колебаниями около устойчивой орбиты и, в ряде случаев, некоторым изменением самой этой орбиты за время ускорительного цикла. Во многих вопросах эффект конечного сечения пучка настолько ничтожен, что им можно вообще пренебречь. Влияние этого малого эффекта на поляризацию синхротронного излучения ускорителя NBS в области видимой

Таблица 1

Сводка данных ряда электронных синхротронов и накопителей

Ускоритель	Максимальная энергия	Радиус искривленных участков, м	λ_c , Å	Средний ток	Существование программ использования синхротронного излучения
Бонн, ФРГ	2,3 Гэв	7,6	3,5	30 ма	Нет
Камбриджский электронный ускоритель, США	6 Гэв	26,0	0,7	10 ма	»
Корнелль, США	10 Гэв	~ 70	~ 0,4	7 ма	»
Немецкий электронный синхротрон (DESY), ФРГ	6 Гэв	32	0,8	10 ма	Да
Накопитель DESY	3 Гэв	12,41	2,6	~ 1 а	
Синхротрон во Фраскати, Италия	1,1 Гэв	3,5	15	9 ма	»
Накопитель во Фраскати	200 Мэв				
Синхротрон в Глазго, Шотландия	330 Мэв	1,25	195		»
Национальное бюро стандартов (NBS), США	160 Мэв	0,83	800		»
NINA, Англия	4 Гэв	20,77	1,8		»
Новосибирский накопитель, СССР	750 Мэв			5 а	
Токио, Япония	1,3 Гэв	4	10	1 а	»
Висконсинский накопитель, США	240 Мэв	0,54	200	1 а	»

части спектра проявилось, например, при измерениях в плоскости орбиты (см. рис. 3). Этот эффект усиливается по мере уменьшения длины волны, когда излучение сильнее сфокусировано в плоскости орбиты ускорителя.

В табл. I перечислены некоторые данные о ряде выбранных весьма произвольно синхротронов и накопителей, которые представляют интерес с точки зрения свойств их синхротронного излучения. Этот перечень не претендует на полноту.

3. СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КАК ПРАКТИЧЕСКИЙ ИСТОЧНИК КВАНТОВ ОБЛАСТИ ДАЛЕКОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Хотя спектр синхротронного излучения ускорителей высокой энергии простирается от радиоволн до жестких рентгеновских квантов, оно представляет наибольший интерес как источник излучения в далекой УФ области ($1-1050 \text{ \AA}$), которая заполняет просвет между традиционной рентгеновской частью спектра ($\lambda \leq 10 \text{ \AA}$) и предельно коротковолновым переходом в LiF на волне $\lambda = 1050 \text{ \AA}$. Ввиду технических трудностей эта область почти не изучалась до конца второй мировой войны. В последние годы она была освоена благодаря проявлению новых источников излучения, детекторов, развитию вакуумной техники и совершенствованию дифракционных решеток, а также достижениям физики атмосферы и космической физики, прогрессу физики высокотемпературной плазмы, связанному с попытками осуществления контролируемого синтеза, и т. д. В этой главе мы обсудим ряд исключительных успехов и некоторые неудачи на пути использования синхротронного излучения как источника квантов в далекой УФ области. Недавно появилось несколько обзоров, посвященных спектроскопии в этой области, — я имею в виду обзоры Гартона³⁰, Сэмсона³¹ и Сасаки³². Тоуси³³ был опубликован очень сжатый обзор с акцентом на истории исследований в далекой УФ области. Обзор, написанный в 1957 г. Томбулианом³⁴, теперь уже серьезно устарел, но тем не менее представляет интерес. Если взглянуть на доклады, представленные на недавние конференции^{35,36}, то станет очевидным то широкое многообразие проблем, для изучения которых используется спектроскопия в далекой УФ области.

3.1. Интенсивность

Хотя в настоящее время уже разработано много типов источников излучения далекой УФ области, синхротронное излучение является единственным, которое покрывает сразу всю область длин волн (энергий квантов) от $0,1 \text{ \AA}$ до 2000 \AA (от 10^5 эв до 5 эв). В табл. II приведены данные об интенсивностях на 1 \AA полосы монохроматора для ряда обычных источников в сравнении с соответствующими оценками для синхротронного излучения на DESY и Висконсинском накопителе. (Из-за различия решеток и эффективностей детекторов, а также трудностей в аккуратной оценке влияния геометрических факторов, эти оценки могут легко измениться примерно на один порядок величины.) Из нее видно, что синхротронное излучение является единственным интенсивным источником γ -квантов в области длин волн $200-500 \text{ \AA}$ и успешно конкурирует по интенсивности даже с наиболее мощными источниками в области $500-1500 \text{ \AA}$. В коротковолновой части далекой УФ области и начале рентгеновской части спектра синхротронное излучение частиц с энергией порядка гигаэлектрон-вольт может оказаться более интенсивным, нежели получаемое от обычных источников рентгеновского излучения³⁷.

Таблица II

Приближенное сопоставление источников вакуумного ультрафиолета,
основанное частично на обзорах Сэмсона³¹ и Сасаки³²

	Длина волны, Å		Давление, тор	Интенсивность на выходе монохрома- тора, фотон/сек·Å
Инертный газ, спектр не- прерывный	Полезная область	максимум		
He	600—1100	800	~ 50	~ 10 ⁸
Ar	1050—1600	1300	~ 200	~ 10 ⁸
Kr	1250—1850	1500	~ 200	~ 10 ⁷
Рентгеновские лучи, спектр непрерывный	10—250		10 ⁻⁵	Низкая
Газовый разряд при хо- лодном катоде	Интенсивные линии			
	584		~ 0,2	~ 10 ¹⁰
He	537			~ 10 ⁸
	1048		~ 0,1	~ 10 ⁹
Ar	1066			
	1216			~ 10 ¹⁰
H ₂	1000—1600		~ 0,1	~ 10 ⁹
Дуоплазмотронный разряд (импульсный источник)	Интервал 400—1000			
Ar	556, 585		~ 0,1	~ 10 ¹⁰
	> 450, много линий			~ 10 ⁹
Синхротронное излучение DESY	Непрерывный			
(10 ма, 6 Гэв)	1			~ 10 ¹¹
	100		~ 10 ⁻⁶	~ 10 ⁸
	1000			~ 10 ⁷
Висконсинский накопи- тель	1			—
(1 а, 255 Мэв)	100		~ 10 ⁻⁹	~ 10 ¹⁰
	1000			~ 10 ⁹

3.2. Непрерывность спектра

Синхротронное излучение является единственным интенсивным источником, покрывающим непрерывно всю далекую УФ область, хотя источники, использующие инертные газы, эффективны во всей области длин волн, больших 600 Å (см. табл. II). Непрерывность необходима при изучении узких и сложных спектров, подобных тем, с которыми приходится встречаться при исследованиях автоионизационных уровней инертных газов и возбуждений в твердом теле (см. ниже). В то же время интенсивность и непрерывность спектра синхротронного излучения является источником ряда экспериментальных трудностей. Затруднительна калибровка такого источника. Влияние паразитного излучения, присутствующего всякий раз в широком спектре, трудно оценить или устранить. Так

как с уменьшением длины волны вплоть до λ_c интенсивность синхротронного излучения возрастает, большие неудобства могут причинить спектры высшего порядка. Мы вернемся ниже к обсуждению этих трудностей и путей их преодоления.

3.3. Поляризация

Поляризованное излучение является мощным средством спектроскопического анализа. В дальнейшем мы рассмотрим ряд примеров, которые иллюстрируют это обстоятельство. Единственным методом поляризации естественного излучения при длинах волн меньше тех, которые можно получить от переходов в LiF, т. е. меньших 1050 \AA , является поляризация при отражении. Основанные на этом принципе поляризаторы неудобны, поскольку в далекой УФ области коэффициенты отражения малы и отражение от зеркала связано с нежелательными изменениями направления падающего на него излучения. Поляризаторы ультрафиолетового излучения описаны в обзоре Сэмсона³⁸. Синхротронное излучение является единственным в своем роде, которое характеризуется высокой и в то же время хорошо известной степенью поляризации в далекой УФ области.

3.4. Вакуум

Обычные источники, перечисленные в табл. II, работают при давлениях от 1 до 100 тор и часто содержат много примесей. Рабочее вещество источника может попасть на спектрометр и решетку, что приведет к ухудшению их свойств. Только используя весьма дорогие и сложные дифференциальные откачивающие системы, можно добиться вакуума, достаточно хорошего для обеспечения чистоты поверхностей в приборах с обычными источниками излучения в далекой УФ области. В то же время, используя в качестве такого источника синхротронное излучение, можно получать в экспериментальных установках сверхвысокий вакуум, так как давление внутри трубы синхротрона порядка 10^{-6} тор , а внутри трубы накопителя — порядка 10^{-9} тор .

3.5. Детерминированность свойств синхротронного излучения

Спектральное и угловое распределения, а также поляризация излучения электронных синхротронов поддаются очень точному описанию. Однако в основном ввиду нерегулярностей порядка 10% или более в числе электронов, инжектируемых в различных импульсах, для использования существующих в настоящее время синхротронов в качестве абсолютных стандартов интенсивности необходимо предпринимать специальные меры.

3.6. Угловое распределение

Фокусирование синхротронного излучения внутри угла порядка γ^- вблизи плоскости орбиты приводит к тому, что его полезная интенсивность падает обратно пропорционально первой степени расстояния, а не его квадрату, как обычно. Скажем, на DESY в щель, вертикальный размер которой равен 1 см, помещенную на расстоянии 40 м от синхротрона, попадают практически все фотоны с энергиями выше 100 эв и около 30% фотонов с энергией 10 эв.

Интенсивность излучения, проходящего через бесконечно длинную вертикальную щель, определяется формулой

$$I_{\text{щ}} = w I_{\text{изл}} / 2\pi d,$$

где w — ширина щели, а d — ее расстояние от синхротронной орбиты. При разумных значениях $w \sim 1$ мм и $d \sim 10$ м через щель проходит около 10^{-5} из общего числа квантов, т. е. эффективность весьма значительна. Если использовать фокусирующие зеркала, то эффективное значение w , а следовательно, и общая эффективность могут быть увеличены на порядок, несмотря на малый коэффициент отражения зеркал в далекой УФ области.

3.7. Взаимосвязь с ускорителями

Непременная связь синхротронного излучения с ускорителями влечет за собой необходимость рассмотрения специальных технических, организационных и экономических вопросов.

По мнению автора настоящего обзора и Комитета Американской Национальной Академии наук³⁹, создание ускорителей и накопителей специально в целях спектроскопии трудно оправдать с экономической точки зрения. Тем не менее это мнение никоим образом нельзя считать бесспорным. В Японии и в университете штата Айова⁴⁰ планируется создание электронных накопителей, предназначенных для использования исключительно в качестве источников излучения. Существующие и проектируемые циклические ускорители электронов, разумеется, должны использоваться как источники излучения всегда, когда это только возможно.

Пути использования синхротронного излучения в спектроскопических целях разнообразны и зависят от конкретных особенностей соответствующих машин. В первую очередь для этой цели можно использовать небольшие ускорители, которые уже устарели и не представляют ценности для физики высоких энергий. Таковым является, например, синхротрон NBS на 180 Мэв и вскоре станет Висконсинский накопитель на 250 Мэв. Кроме того, группа, желающая использовать синхротронное излучение, может выступить с экспериментальными предложениями и конкурировать в получении машинного времени с физиками, занимающимися изучением процессов при высоких энергиях. Хотя подобная ситуация представляется автору обоюдоневыгодной как для тех, так и для других, она реально имеет место на синхротронах в Токио и Фраскати. На DESY группа, использующая для своей работы синхротронное излучение, выступает в паразитической роли, т. е. она может работать в течение всего времени работы ускорителя без каких бы то ни было ограничений, но вынуждена мириться с теми неудобствами, которые возникают из-за различных манипуляций, необходимых для экспериментов при высоких энергиях и проявляющихся в нерегулярностях тока и энергии электронов.

Чтобы обеспечить контрольную блокировку, необходимую для безопасности работы группы, использующей синхротронное излучение, и предотвратить случайные нарушения вакуума, связанные с необходимостью осуществления дистанционного управления, требуется даже в простейших экспериментах прибегать к помощи сложной и довольно дорогостоящей аппаратуры. Кроме того, поскольку положение источника излучения фиксировано и когда он включен, нормальная работа обслуживающего персонала невозможна, серьезные трудности связаны с прецизионной отладкой световодов.

4. СПЕЦИАЛЬНАЯ ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДАЛЕКОЙ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТИ

Первые и долгое время единственные эксперименты, использующие синхротронное излучение как источник света, были проведены Томбулианом и Гартманном в 1955 г.⁴¹ Их работа дала новую информацию о самом излучении и указала на полезность его использования для спектроскопии твердого тела. Томбулиан и Гартманн ясно понимали основные преимущества и трудности — как теоретические, так и практические — использования синхротронного излучения.

Технические детали различных ускорителей отличаются, что связано в основном с разнообразием их размеров (радиусы от 0,5 до 50 м). В настоящем обзоре обсуждение будет основываться на условиях, существующих на ускорителе DESY. Большая часть методов, использованных на DESY, применяется или же может быть применена с небольшими изменениями и в других лабораториях.

4.1. Вывод излучения

Излучение далекой УФ области очень сильно поглощается, поэтому первое требование для всех установок — вакуумный ввод пучка. На ускорителе DESY это достигается с помощью трубы длиной порядка 40 м и диаметром 50 мм. Проведение экспериментов на DESY спланировано так, чтобы исследования с синхротронным излучением и эксперименты по физике высоких энергий не мешали друг другу и, насколько это возможно, ситуация была обратной. Для предупреждения облучения персонала в экспериментальном зале во время работы синхротрона используется свинцовый затвор, который располагается на пути пучка. Благодаря этому в экспериментальном зале нельзя работать при наличии синхротронного излучения. Затвор открывается только после проверки, обеспечивающей безопасность работе.

Основной вакуумный вентиль для вывода излучения открывается только после выполнения ряда условий. Специальное «предохраняющее» устройство гарантирует синхротрон от воздействия низкого вакуума. Быстродействующий (~ 50 мсек) вентиль, автоматически срабатывающий под действием ионизационного манометра в камере для работы с синхротронным излучением, предохраняет синхротрон от случайного нарушения вакуума.

Специальные магниты (которые, возможно, не являются необходимыми) удаляют заряженные частицы, которые могут попасть в световод.

Калиброванная вольфрамовая ленточная лампа используется в качестве эталона для видимого синхротронного излучения⁴². Вольфрамовая лампа нужна также как источник света при юстировке, когда не работает ускоритель. Для учета вариаций сигнала, связанных с изменением интенсивности излучения из-за непостоянства числа электронов, инжектированных в синхротрон, одновременно измеряется интенсивность падающего света с помощью обычного фотоумножителя. Хотя эта система весьма эффективна, но не идеальна. Это связано с тем, что интенсивность синхротронного излучения в конце ускоряющего цикла, когда электроны имеют максимальную энергию, изменяется в далекой УФ области сильнее, чем в видимой области. Рассматриваемую систему можно усовершенствовать, установив механический дисковый прерыватель, синхронизованный с ускорителем так, что излучение, испускаемое в начале и в конце ускоряющего цикла, не используется. Это исключает нежелательные эффекты, возни-

кающие из-за нерегулярности в синхротронном пучке при инъекции и эжекции.

В настоящее время имеется детектор, чувствительный только для излучения в далекой УФ области. Этот детектор представляет собой просто пластину CuBe . Вообще говоря, многие металлы имеют фотоэлектрический выход порядка 10% для длин волн в интервале 400—1000 Å и много меньший выход вне этой области⁴³. Расчетный фототок от металлической пластины площадью 0,1 см², расположенной на расстоянии 40 м от конца ускорителя DESY, достигает величины около 10^{-8} а (при интенсивности падающего на пластину излучения порядка 10^{12} фотон/сек в интервале длин волн 400—1000 Å), что вполне достаточно для регистрации.

Хотя это и звучит парадоксально, но более трудным является проектирование защиты персонала в экспериментальном зале при работе на на ускорителях меньшей мощности, чем DESY, поскольку в этом случае экспериментальные помещения расположены ближе к ускорителю. Предохранение маломощных ускорителей от нарушения вакуума в экспериментальной камере требует специальных мер. Для накопителей требования к вакууму очень жесткие. В экспериментах, планируемых на Висконсинском накопителе, предполагаются создание большого буферного объема и использование высокоскоростных насосов на участке между накопителем и экспериментальными камерами.

4.2. С п е к т р о м е т р ы

Диспергирующее устройство — сердце любой установки для спектроскопических исследований. В далеком УФ с этой целью используются отражающие дифракционные решетки, поскольку для этой области нет достаточно прозрачных материалов. Для длин волн больше 300 Å решетки могут использоваться при почти нормальном падении излучения. Для более коротких длин волн при нормальном падении отражательная способность всех материалов столь мала, что для получения монохроматического излучения достаточной интенсивности необходимо применять скользящее падение. Угловую зависимость отражательной способности решетки легко понять. Для идеального газа свободных электронов в металле (см. далее п. 5.14)

$$n = \epsilon^{1/2} = [1 - (\lambda^2/\lambda_p^2)]^{1/2},$$

где λ_p — «плазменная длина волны». Это означает полное отображение для длин волн

$$\lambda \gtrsim \lambda_p \sin \alpha,$$

где α — угол падения. Наиболее малы эффективные значения λ_p для тяжелых металлов. Для золота и платины эффективное значение $\lambda_p \approx 150$ Å. Можно ожидать, что для решеток почти нормального падения отражающая способность будет значительной для длин волн больше 200 Å. В то же время можно ожидать достаточно большой отражающей способности вплоть до 20 Å для решеток скользящего падения (при углах падения несколько градусов). Для более коротких длин волн необходимо использовать кристаллические спектрометры.

Как показали измерения, золото и платина имеют отражающие способности порядка 10 и 20% соответственно в области 500—1000 Å. При длинах волн меньше 400 Å отражающая способность обоих металлов резко падает⁴⁴. Учитывая большую поглощающую способность окислов металлов, представляется желательным, особенно для далекой УФ области,

покрытие решеток золотом или платиной, которые трудно окисляются и имеют относительно высокие отражающие способности. Потери, обусловленные рассеянием на шероховатостях напыленных покрытий и штрихов решетки, которыми можно пренебречь при работе с более длинноволновым светом, в этой области весьма существенны⁴⁵. Поверхность является «гладкой» для света, длина волны которого много больше размеров имеющихся неоднородностей. В далекой УФ области весьма трудно приготовить покрытия и решетки с соответствующими характеристиками. Увеличение наших знаний об отражающей способности материалов, улучшение методики напыления и систематическое изучение использующихся в настоящее время решеток должны сделать дорогостоящий процесс приготовления хороших решеток для далекой УФ области более управляемым, чем это имеет место сейчас.

Интервал длин волн от 400 до 1000 Å делится технологически на две области. Для более коротковолновой области должны использоваться решетки скользящего падения. Длинноволновая граница обычных приборов скользящего падения (на DESY ~ 350 Å) определяется трудностями, связанными со спектрами высших порядков. Решетка, рассчитанная на работу со спектром первого порядка при 200 Å, дает также интенсивное излучение во втором порядке при 100 Å, в четвертом порядке при 50 Å и т. д. Проблема спектров высших порядков для сплошного коротковолнового излучения усугубляется тем, что интенсивность синхротронного излучения возрастает с уменьшением длины волны до λ_c . Эти трудности особенно существенны для ускорителей, рассчитанных на высокие энергии (порядка гигаэлектрон-вольт и выше).

Для длин волн больше 300 Å, когда решетка может быть использована при почти нормальном падении излучения, проблема спектров высших порядков не столь серьезна. Однако здесь в коротковолновой области возникают проблемы, связанные с влиянием рассеянного длинноволнового света, поскольку решетки очень хорошо отражают длинные волны, а отражение в коротковолновой области резко падает при длинах волн меньше 500 Å.

К настоящему времени разработано большое количество решеточных спектрометров для далекой УФ области, причем многие выпускаются промышленностью⁴⁶. В этом обзоре будут рассмотрены спектрометры как скользящего, так и нормального падения, специально созданные для работы с синхротронным излучением.

В идеале, казалось бы, спектрометры, источником света для которых служит синхротронное излучение, должны иметь горизонтальную входную щель из-за сильной фокусировки и высокой степени поляризации излучения вблизи плоскости синхротронной орбиты и однородности его распределения по горизонтали. Однако при таком устройстве возникли бы практические трудности, связанные с необходимостью точной установки щели в плоскости синхротронной орбиты, которая может, вообще говоря, меняться со временем. Кроме того, при вертикальном размещении усложнились бы вакуумные соединения, механический монтаж и т. д. Автору неизвестны случаи использования спектрометра с горизонтальным расположением щели при работе с синхротронным излучением.

4.2.1. С п е к т р о г р а ф и с п е к т р о м е т р Н а ц и о н а л ь - н о г о б ю р о с т а н д а р т о в С Ш А (NBS). Мадден и другие⁴⁷ описали аппаратуру, которую они использовали при изучении абсорбции газа с помощью синхротронного излучения (см. далее, п. 5.2). Группа Национального бюро стандартов разработала трехметровый спектрограф скользящего падения, а также спектрометр для работы на синхротроне NBS

на 180 Мэв в интервале длин волн 60—600 Å. Обе системы имеют разрешение порядка 0,06 Å и точность установки длины волны 0,005 Å. Они снабжены системой откачки, позволяющей поддерживать давление в синхротроне порядка 10^{-5} тор при давлении в рабочей камере 0,5 тор. Это позволяет проводить исследования абсорбции газа без использования окон.

Проведенный Мадденом и др. анализ методики наладки и юстировки будет полезен тем, кто планирует работу с синхротронным излучением. Юстировка прибора скользящего падения с высоким разрешением при неподвижном источнике света, который нельзя перемещать в процессе юстировки, — не легкая задача и требует тщательного планирования.

Специально подчеркнем, что проблемы, связанные с изменением температуры и вибрацией, возникшие при планировании работы на ускорителе NBS, не типичны для спектроскопии, использующей синхротронное излучение. Они определяются особенностями ускорителя NBS (бетатрон, переделанный в синхротрон), магниты которого перегреваются и вибрируют, в то время как измерения проводятся вблизи синхротронной тороидальной камеры. Изменение конструкции световода для вывода синхротронного излучения и расположения экспериментального зала могут облегчить решение проблем, связанных с изменением температуры, вибрацией и защитой от облучения.

4.2.2. Спектрометр скользящего падения, используемый на ускорителе DESY. Группа Гамбургского университета на DESY, руководимая Р. Ханселем и К. Кунцем, использует для спектроскопических исследований твердого тела в области 10—400 Å метровый спектрометр скользящего падения. Детектором служит открытый электронный фотоумножитель Bendix-M306.

Первые измерения были проведены на спектрометре Роуланда, причем его входная щель была расположена прямо на оси пучка синхротронного излучения. Однако при таком расположении имелся значительный фон жесткого рентгеновского излучения. Можно ожидать, что для ускорителей с максимальной энергией меньше 1 Гэв этой проблемы не будет.

В дальнейшем спектрометр был расположен так, что пучок почти параллельных лучей синхротронного излучения отклонялся на его широкую входную щель плоским зеркалом. Фокальная кривая при таком (отличном от роуландовского) расположении была приближенно получена подбором окружности, по которой движется выходная щель. Такое расположение исключило рентгеновский фон и увеличило интенсивность сигнала, при этом было достигнуто разрешение порядка 2 Å. На следующем этапе плоское зеркало было заменено вогнутым, которое фокусировало синхротронное излучение на входную щель, и спектрометр был расположен обычным роуландовским способом. При этом интенсивность излучения увеличилась приблизительно в 10 раз по сравнению с тем, когда входная щель освещалась пучком почти параллельных лучей, а разрешение достигало 0,3 Å.

Юстировка спектрометра скользящего падения сопряжена со значительными трудностями. Она облегчается использованием лазера, возбуждаемого синхротронным излучением. Интенсивная компонента жесткого рентгеновского излучения в синхротронном свете DESY представляет нежелательный фон, но с успехом используется в процессе юстировки. Часть световода синхротронного излучения удаляется и на него насаживается алюминиевое окно. На это окно помещается флуоресцирующий экран (ZnS). Открывается затвор синхротронного излучения и узкий пучок жестких рентгеновских квантов проходит сквозь алюминий и воз-

буждает узкую полосу флуоресцирующего материала, которая лежит в синхротронной плоскости. Зеркало, фокусирующее излучение на входную щель монохроматора, располагается в вакуумном световоде между двумя сильфонами и может передвигаться с помощью дистанционного управления. Таким образом, окончательная юстировка может быть проведена путем передвижения фокусирующего зеркала во время работы синхротрона.

Калибровка спектрометра проводится по спектрам поглощения газа, кюветы с которым располагаются перед фокусирующим зеркалом. В качестве реперных точек (стандартов длин волн) используются тщательно измеренные автоионизационные линии разреженного газа.

Измерение поглощения проводится на тонких пленках, расположенных перед входной щелью и фокусирующим зеркалом. Таким путем можно изучать пленки, полученные вне вакуумной системы или же непосредственно напылением на подложку в самой системе. Для низкотемпературных измерений разработан гелиевый криостат. Отметим, что радиационные нарушения, обусловленные большим потоком рентгеновских лучей, падающих прямо на образцы, могут исказить результаты измерений, хотя это пока и не доказано.

В области длин волн 100 \AA и меньше в описанном спектрометре начинают сказываться спектры второго порядка. Для разделения порядка спектров используются селективные фильтры и измерения проводятся на пленках различной толщины. При измерениях пропускания в зависимости от толщины можно вычислить эффективные коэффициенты поглощения спектров различных порядков по способу, аналогичному тому, который используется для определения времени полураспада различных радиоактивных веществ, находящихся в смеси. Для узких спектральных интервалов проблема спектров может быть решена соответствующим выбором решеток и угла скольжения.

4.2.3. В ы с о к о в а к у у м н ы й р е ф л е к т о м е т р и м о н о х р о м а т о р н о р м а л ь н о г о п а д е н и я. Скибовский и Штейнман⁴⁸ разработали монохроматор, который эффективно использует некоторые особенности синхротронного излучения DESY. Монохроматор схематически показан на рис. 6. Решетка монохроматора, представляющая собой покрытую золотом реплику длиной $2,2 \text{ м}$, которая имеет 1200 штрихов/мм , рассчитана для работы на волне 600 \AA и расположена приблизительно в 40 м от синхротрона. В силу малости поперечного сечения синхротронного пучка и большой удаленности источника от решетки падающий на нее пучок можно считать состоящим из параллельных лучей. Это позволяет работать на монохроматоре Скибовского и Штейнмана без входной щели. Свет падает прямо на вогнутую решетку, которая фоку-

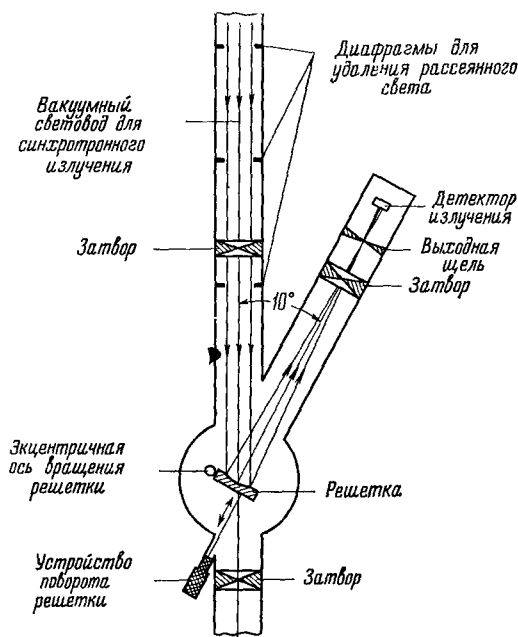


Рис. 6. Схема монохроматора.

сирует дифрагированный свет на выходную щель, расположенную на расстоянии 1,1 м от решетки. Изменение длины волны выходящего излучения осуществляется с помощью прецизионной передачи, которая вращает решетку вокруг эксцентричной оси, перпендикулярной орбитальной плоскости синхротрона. Решетка может быть совсем удалена с пути синхротронного светового пучка, что позволяет работать с аппаратурой, расположенной за ней.

Спектры, полученные с помощью фотоумножителя Bendix-M306, показаны на рис. 7⁴². Монохроматор позволяет получать интенсивное монохроматическое излучение в интервале 500—1000 Å. Грубые оценки

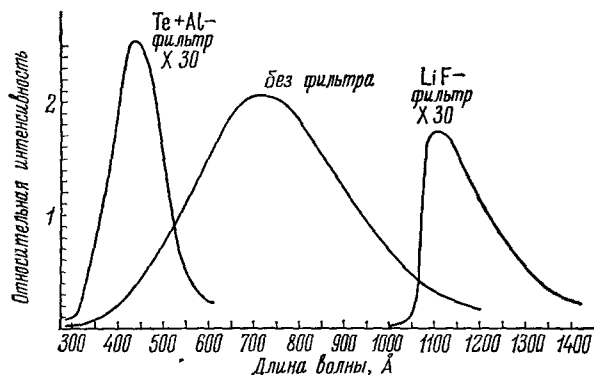


Рис. 7. Спектры, полученные с помощью монохроматора Скибовского — Штейнмана.

показывают, что в широком максимуме вблизи 700 Å на выходе монохроматора интенсивность излучения приблизительно равна 10^{10} фотон/сек·Å в режиме работы DESY 6 Гэв, 10 ма. На рис. 7 форма центрального спектра, полученного без фильтра, определяется спектральным распределением интенсивности синхротронного излучения, эффективностью решетки и фотовыхода катода Bendix. Интенсивность синхротронного излучения падает

с увеличением длины волны во всей области. Выход вольфрамового катода детектора практически не меняется в интервале 500—900 Å и резко падает как для более коротких, так и более длинных волн. Эффективность решетки быстро падает с уменьшением отражательной способности золота для длин волн меньше 500 Å. С помощью фильтров, исключающих рассеянный свет, полезный интервал длин волн может быть расширен в обе стороны.

На рис. 7, помимо центрального, показаны спектры, полученные с помощью фильтра, приготовленного напылением слоя теллура толщиной 2000 Å на алюминиевую пленку толщиной 1000 Å, и с помощью фильтра из фтористого лития.

Точность установки длины волны и разрешение (при щели 0,5 мм), определенные по поглощению газа, составляют приблизительно 1 и 2 Å соответственно. Достаточно точно и более удобно можно провести калибровку с помощью спектров поглощения второго порядка NaCl. Разрешение определяется шириной щели, решеткой и, особенно при больших энергиях ускорителя, эффективной величиной синхротронного электронного пучка. При желании последний фактор можно исключить за счет уменьшения интенсивности, расположив щель вертикально вблизи плоскости синхротронных орбит. Точность и разрешение такого прибора достаточны для многих задач спектроскопии твердого тела и могут быть улучшены. (В экспериментах по изучению энергетических потерь электронов, которые сопутствуют оптическим исследованиям, требуются чрезвычайно тонкие методы для получения разрешения в 50 Мэв, что сравнимо с оптическим разрешением в 2 Å в данной области длин волн.)

Отражение *p*-света (электрический вектор параллелен плоскости падения) и *s*-света (электрический вектор перпендикулярен плоскости падения) одинаково только при нормальном падении. Решетку можно рассматривать как своего рода зеркало, поэтому можно ожидать, что при почти нормальном падении излучения на решетку не будет происходить его поляризации. Для длин волн менее 1500 Å угол падения для монохроматора Скибовского — Штейнмана меньше 10°. Для длин волн 400—1000 Å расчетная степень поляризации $(I_p - I_s)/(I_p + I_s)$ излучения, падающего на решетку монохроматора, равна 0,8—0,9⁵⁰.

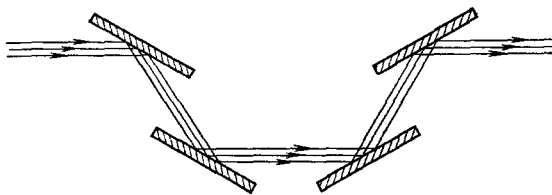


Рис. 8. Поляризатор на принципе отражения от позолоченных зеркал.

Не исключено, что при прохождении через монохроматор свет поляризуется.

В то же время знание степени поляризации важно при анализе данных спектроскопии твердого тела. Методы поляризации далекого УФ излучения находятся в начальной стадии, а поляризация синхротронного излучения в далекой УФ области ранее не изучалась. Поэтому сначала была измерена степень поляризации света после прохождения монохроматора Скибовского — Штейнмана⁵¹. Для этих измерений Розенбаум

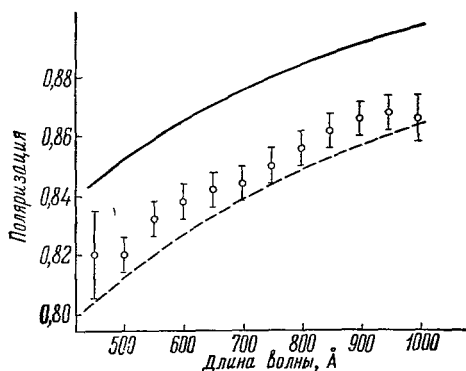


Рис. 9. Точками обозначена поляризация излучения, выходящего из монохроматора Скибовского — Штейнмана. Расчетная степень поляризации падающего излучения с симметричной апертурой показана сплошной кривой, а с асимметричной — штриховой.

сконструировал отражающий поляриметр. Для излучения, падающего на золотые пластины под углом порядка 60° в интервале длин волн 500—1000 Å, отношение $\rho = R_p/R_s$, т. е. отношение отражательных способностей для *p*-света и *s*-света, порядка 0,2. Система четырех позолоченных зеркал, расположенных, как показано на рис. 8, эффективно поляризует свет ($R \sim 10^{-2}$), хотя и значительно уменьшает его интенсивность. Две такие системы зеркал представляют поляриметр, который не меняет ни направления, ни фазы падающего излучения. Экспериментально измеренные величины степени поляризации света на выходе монохроматора показаны на рис. 9 точками с указанием величины ошибок (при энергии DESY 6 Гэв). Сплошная

кривая — расчетная степень поляризации света при идеальной юстировке системы по отношению к орбитальной плоскости синхротрона, а штриховая кривая — расчетная величина для вертикального смещения в 5'.

Наличие фиксированной выходной щели у монохроматора позволяет работать со сложной аппаратурой для проведения различных экспериментов в далекой УФ области. В частности, можно использовать камеру модифицированной системы Varian VT-202. Система связана с монохроматором при помощи щели, щели которой имеют значительную толщину (в данном случае 10 мм) для уменьшения скорости просачивания газа через нее. В сверхвысоковакуумной системе давление достигает $5 \cdot 10^{-10}$ тор, в то время как давление перед щелью порядка 10^{-6} тор.

Фейербахер разработал универсальный держатель образца и приемника для работы в вакуумной системе, который позволяет проводить измерения отражения, пропускания и фотоэмиссии на пленках, приготовленных в сверхвысоком вакууме, в зависимости от угла падения света и его поляризации⁵². Прибор, используемый для измерения отражения, показан на рис. 10. Синхротронное излучение, выходящее из монохроматора, проходит через круглое отверстие слева. Угол поворота исследуемого образца (в центре рис. 10) и детектора Bendix (вверху справа) можно точно менять с шагом $7,5^\circ$ с помощью магнитного ротационного привода,

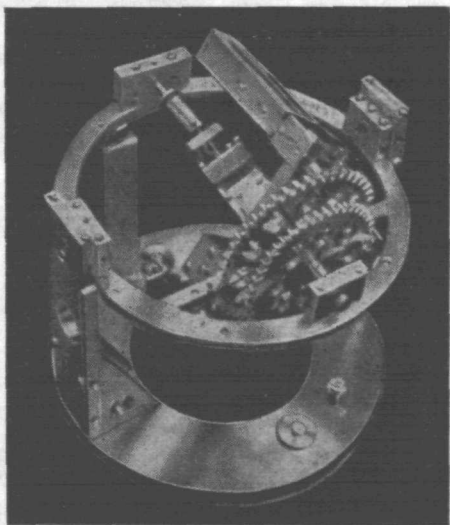


Рис. 10. Высоковакуумный рефлектометр.

Излучение входит через отверстие слева. Механизм обеспечивает точные шаги величиной в $7,5^\circ$ для образца (в середине) и детектора (вверху справа). Верхнее кольцо вращается вокруг оси пучка для изменения поляризации света, падающего на образец.

мотор осуществляется с помощью монохроматора, состоящая из прецизионной коллимирующей системы и экспериментальной камеры, может поворачиваться в вертикальной плоскости, так что угол с синхротронной плоскостью можно менять от 10 до 30° .

Дифференцирование уравнения для решетки в первом порядке дает

$$\Delta\lambda = d(\sin\varphi_1\Delta\varphi_1 + \sin\varphi_2\Delta\varphi_2),$$

где λ — длина волны, d — постоянная решетки, φ_1 и φ_2 — соответственно углы падения и дифракции. Разрешение, согласно критерию Рэлея, будет порядка $\Delta\lambda/2$. Угловое распределение падающего пучка $\Delta\varphi_1$ определяется высотой (штрихов) решетки и расходимостью синхротронного излучения с учетом расстояния от электронных орбит до решетки и для используемой геометрии $\Delta\varphi_1 \approx 0,2$ мрад. Совокупность тщательно расположенных пластин с системой щелей шириной 30 мкм на них образуют коллиматор выходной части монохроматора с $\Delta\varphi_2 \approx 0,4$ мрад. Первоначально в работе был испытан монохроматор с постоянной решетки $d = (600)^{-1}$ мкм при угле скольжения 5° . Рассчитанное по параметрам при-

который двигает коаксиальные шестерни справа на переднем плане. Кольцо, к которому крепится образец и детектор, можно вращать на 90° вокруг оси пучка синхротронного излучения для изменения поляризации падающего на образец света от почти чистого s -света (указанное положение) до почти чистого p -света.

4.2.4. Коллимационный монохроматор. Новак разработал на DESY монохроматор для работы с синхротронным излучением, который аналогичен кристаллическим рентгеновским монохроматорам и приборам, созданным для спектроскопии в далекой УФ области солнечного света⁵³. Синхротронное излучение, которое состоит из почти параллельных лучей, поскольку монохроматор находится в 40 м от электронных орбит, падает непосредственно на плоскую решетку скользящего падения.

Решетка расположена так, что ее штрихи параллельны синхротронной плоскости. Ввод синхротронного излучения из световода в монохроматора.

Выходная часть монохроматора.

бора разрешение порядка 1 \AA не было достигнуто, но разрешение все же составляло $2-3 \text{ \AA}$.

4.2.5. Монохроматор скользящего падения с фиксированной выходной щелью. Для решения проблемы спектров высокого порядка был предложен метод, использующий параллельность лучей света DESY, попадающего в монохроматор скользящего падения, в котором нет входной щели, а выходная щель фиксирована⁵⁴ (спектры высоких порядков и сканирующее устройство, используемое при обычной конструкции Роуланда, часто создают экспериментальные трудности). Принцип работы показан на рис. 11. Пучок параллельных лучей падает на плоское зеркало *I*, которое может поворачиваться вокруг оси, перпендикулярной плоскости рисунка, отражается под углом φ_1 и идет в направлении падающего пучка. Отраженный от зеркала *I*

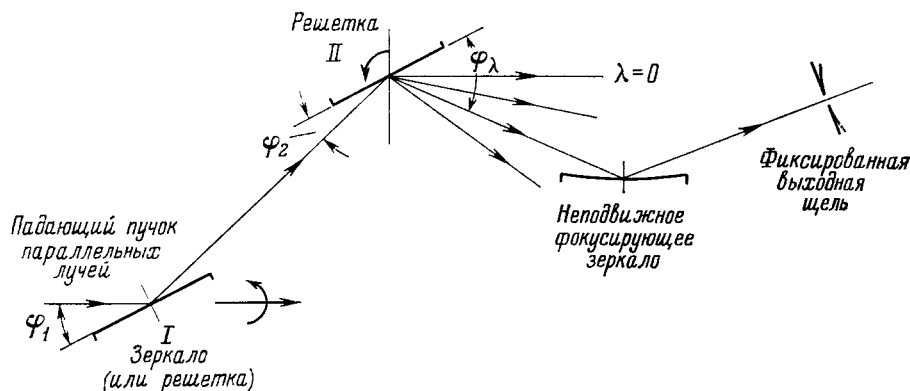


Рис. 11. Монохроматоры скользящего падения с фиксированной выходной щелью.

пучок падает на плоскую решетку *II* под углом $\varphi_2 = \varphi_1$, причем решетка также может поворачиваться вокруг оси, перпендикулярной плоскости рисунка. Спектр нулевого порядка отражается от решетки и идет в направлении, параллельном падающему синхротронному излучению. Свет, дифрагированный под углом φ_λ , определяет рабочий интервал длин волн прибора, попадает на неподвижное зеркало и фокусируется на фиксированную щель. Для увеличения длины волны зеркало *I* движется направо, при этом решетка *II* одновременно поворачивается так, чтобы зеркала *I* и *II* оставались параллельными. Таким образом, автоматически исключаются спектры высших порядков. При увеличении углов падения на *I* и *II* их отражающая способность в коротковолновой области будет уменьшаться по сравнению с длинноволновой. Вообще говоря, решетку можно использовать для работы в областях длин волн, соответствующих спектрам высших порядков.

Заменив зеркало *I* второй решеткой и изменив соответственно угловой интервал φ_λ , можно использовать прибор как двойной монохроматор с улучшенным разрешением. Прибор описанного здесь типа был разработан на DESY для работы с длинами волн вплоть до 50 \AA . Ожидается получить почти постоянное разрешение вплоть до 1000 \AA .

Вероятно, уместно заметить, что этот монохроматор и два описанных выше, использующих параллельность лучей в пучке, скорее найдут широкое применение для астрономических измерений, чем на других синхротронах, где излучение нельзя рассматривать как пучок параллельных лучей из-за малого расстояния от решетки до источника.

4.3. Решение проблемы спектров высших порядков

Наиболее простое решение проблемы порядков состоит в использовании фильтров. Они эффективны и для уменьшения рассеянного света. Многие материалы должны быть в некоторой степени прозрачны для фотонов с энергией больше той, которая необходима для возбуждения плазменных колебаний, и меньше энергии возбуждения электронов с оболочек (см. п. 5.14). Перечень некоторых материалов, подходящих в качестве фильтров для далекой УФ области, приведен в табл. III. Полезность применения фильтров проиллюстрирована на рис. 7.

Таблица III

Фильтры для далекого ультрафиолетового излучения.
Пленки, полученные напылением указанных веществ
толщиной 500—1000 Å, обладают пропусканием от 5
до 90% в указанных интервалах длин волн
(на основе ³¹⁻³²)

Элемент	Полоса пропускания, Å	Элемент	Полоса пропускания, Å
C	45—480	Te	310—600
Be	110—650	Sb	400—600
Si	130—600	Sn	520—800
Al	170—800	In	750—1100
Mg	250—600	Bi	500—700
Ti	350—550		

Другой способ решения проблемы спектров высших порядков — правильное использование отражения при различных углах скольжения, поскольку отражающая способность материалов быстро падает в коротковолновой области далекого УФ при увеличении угла скольжения. Монохроматор, описанный в п. 4.2.5, сконструирован с учетом этого факта.

Проблема порядков легко решается, если можно менять в известном интервале энергию или радиус кривизны траектории электронов, которые являются источником синхротронного излучения. Мощность излучения вблизи критической длины волны пропорциональна энергии электронов в седьмой степени, так что измерения, сделанные при различных энергиях электронов, позволяют эффективно разделить спектры. Для ускорителей на большие энергии электронов таких, как DESY, у которых λ_c лежит в рентгеновской области, этот метод не подошел бы, даже если бы группа, работающая с синхротронным излучением, могла иметь контроль над изменением энергии ускорителя (чего на деле нет). На машинах типа Висконсинского накопителя это может быть полезно. Радиус его кольца составляет около 0,5 м, а энергию можно непрерывно менять от 20 до 240 Мэв, так что можно смещать λ_c от 200 Å в более длинноволновую область (см. уравнение (3)).

«Качание» электронного пучка на прямом участке ускорителя или накопителя представляет собой метод получения интенсивного и достаточно монохроматического излучения в рентгеновской или далекой УФ областях ⁵⁵. Этого можно добиться с помощью магнитных полей, которые однородны вдоль радиуса и меняются по направлению. Предположим, что имеется магнитное поле с пространственным периодом λ_0 вдоль направления движения электронного пучка. Тогда электроны периодически попа-

дали бы в область действия сил с частотой $2\pi\beta c/\lambda_0$ и испускали излучение такой частоты. Релятивистское замедление времени и доплеровское смещение сказываются в том, что наблюдатель, смотрящий вдоль электронного пучка, регистрирует излучение с частотой $(1 + \beta) \gamma^2 \cdot 2\pi\beta c/\lambda_0$ в конусе с полушириной γ^{-1} . Для $\lambda_0 \sim 10$ см и энергии электронов 6 Гэв при «качании» должны излучаться фотоны с энергией 3,5 кэв. Правильность этой идеи проверяется на Кембриджском электронном ускорителе.

Группа профессора Дитчберна собирается использовать синхротронное излучение линейного ускорителя⁵⁶. Пучок линейного ускорителя в Глазго на 100 Мэв будет изгибаться сверхпроводящим магнитом, дающим поле порядка 70 кгс. Эта группа ожидает достичь радиуса кривизны порядка 5 см, что соответствует λ_c около 250 Å. Путем изменения магнитного поля максимум излучения может перемещаться от 100 Å в более длинноволновую область. Несмотря на то, что в этом случае интенсивность излучения будет меньше по сравнению с кольцевым ускорителем, в котором один электрон может сделать много оборотов, она достаточна для спектроскопических исследований. Пульсирующая природа источника света должна обеспечить преимущество при постановке некоторых экспериментов. (Окончание статьи (гл. 5) см. в следующем выпуске УФН (том 101, вып. 4, август 1970 г.).)

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. Schwinger, Phys. Rev. 75, 1912 (1949).
2. Например: J. D. Jackson, Classical Electrodynamics, Chap. 14, New York, J. Wiley and Sons, 1962; А. А. Соколов, И. М. Тернов, в сб. «Синхротронное излучение», М., «Наука», 1966.
3. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс, Фейнмановские лекции по физике, т. 1, гл. 34, М., «Мир», 1965.
4. V. L. Ginzburg, S. I. Syrovatskiĭ, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 3, 297 (1965).
5. F. F. Gardner, J. B. Whiteoak, ibid. 4, 245 (1966).
6. См. ранний обзор: S. P. Maran, A. G. W. Cameron, Phys. Today, August 1968.
7. R. Haensel, C. Kunz, Zs. angew. Phys. 23, 276 (1967).
8. См., например: J. D. Jackson².
9. R. G. Newburgh, Am. J. Phys. 36, 399 (1968).
10. J. Schwinger, Proc. Natl. Acad. Sci. 40, 132 (1954).
11. А. А. Соколов, Н. П. Клепиков, И. М. Тернов, ДАН СССР 89, 655 (1953).
12. Idem, Zs. Phys. 211, 1 (1968).
13. D. H. Tomboulĭan, P. L. Hartmann, Phys. Rev. 102, 1423 (1956).
14. См. ⁷.
15. Автору точно не известно, кто первый обратил внимание на соответствующую поляризацию синхротронного излучения. Результаты первых поляризационных измерений описаны в статье: P. Joos, Phys. Rev. Lett. 4, 558 (1960).
16. K. Codling, R. P. Madden, J. Appl. Phys. 36, 380 (1964).
17. См. ⁷.
18. См. ¹.
19. См. ¹³.
20. См. ⁷.
21. T. F. Strutton, в сб. Temperature — Its Measurement and Control in Science and Industry, vol. 3, New York, Rheinhold, 1962, стр. 663.
22. См. ¹³ (старый корнелльский синхротрон на энергию 300 Мэв).
23. D. H. Tomboulĭan, P. L. Hartmann, D. E. Bedo, J. Appl. Phys. 29, 804 (1958) (Кембриджский ускоритель электронов на энергию 6 Гэв).
24. См. ¹⁶ (синхротрон NBS на энергию 180 Мэв).
25. См. ⁷ (синхротрон DESY на энергию 6 Гэв).
26. F. C. Brown, P. L. Hartman, P. G. Kruger, B. Lax, R. A. Smith, G. H. Vineyard, Panel Report of the N.A.S., 1966 (накопительное кольцо Физической научной лаборатории Висконсинского университета на энергию 250 Мэв).

27. R. A. M a s k, Cambridge Electron Accelerator Report (CEAL-1027), Feb. 1966 (протабулированные в весьма общем виде спектральные и угловые распределения синхротронного излучения).
 28. См. ¹³ и ²³.
 29. См., например: J. B a t h o w, E. F r e y t a g, R. H a e n s e l, J. Appl. Phys. 37, 3449 (1966).
 30. W. R. S. G a r t o n, в сб. Adv. in Atomic and Molecular Physics, vol. 2 (D. R. B a t e r and I. E s t e r m a n n, Eds.), New York, Academic Press, 1966, стр. 93.
 31. J. A. R. S a m s o n, Technique of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy, New York, J. Wiley and Sons, 1967.
 32. T. S a s a k i, Lectures at the Universität Hamburg 1967—1968 (будет опубликовано на японск. яз.).
 33. R. T o u s e y, Appl. Optics 1, 679 (1962).
 34. D. H. T o m b o u l i a n, Hand. d. Phys., Bb. 30, Berlin — Göttingen — Heidelberg — Springer, 1957, стр. 246.
 35. First Intern. Conference on VUV Radiation Physics (G. W. W e i s s l e r, Ed.), J. Quantum Spectr. Rad. Transfer. 2, 315 (1962).
 36. Second Intern. Conference on vuv Radiation Physics — Interactions with Solids, Bull. Am. Phys. Soc. 13, 983 (1968) (abstracts); L. C. E m e r s o n, Phys. Today 95 (Dec. 1968).
 37. L. G. P a r r a t t, Rev. Sci. Instrum. 30, 297 (1959).
 38. См. ³¹, chap. 9.
 39. См. ²⁶.
 40. T. S a s a k i, D. L y n c h, частное сообщение.
 41. См. ¹³.
 42. R. H a e n s e l, B. S o n n t a g, J. Appl. Phys. 38, 3031 (1967).
 43. См., например, ³¹, chap. 7.
 44. R. P. M a d d e n, Preparation and Measurement of Reflecting Coatings for the vuv, в сб. Physics of Thin Films, pt. 1 (G. H a a s, Ed.), New York, Academic Press, 1963.
 45. H. E. B e n n e t t, J. M. B e n n e t t, Precision Measurements of Thin Film Optics, в сб. Physics of Thin Films, pt. 4 (G. H a a s, Ed.), New York, Academic Press, 1967.
 46. См., например, ³¹, chap. 3.
 47. R. P. M a d d e n, D. L. E d e r e r, K. C o d l i n g, Appl. Optics 6, 31 (1967).
 48. M. S k i b o w s k i, W. S t e i n m a n n, J. Opt. Soc. Am. 57, 112 (1967) (см. подробности: M. S k i b o w s k i, Thesis (Universität München, 1967).
 49. B. F e u e r b a c h e r, Thesis (Universität München, 1969).
 50. M. S k i b o w s k i, B. F e u e r b a c h e r, W. S t e i n m a n n, R. P. G o d w i n, Zs. Phys. 211, 329 (1968); см. также: M. S k i b o w s k i, Thesis.
 51. G. R o s e n b a u m, B. F e u e r b a c h e r, R. P. G o d w i n, M. S k i b o w s k i, J. Appl. Opt. 7, 1917 (1968).
 52. B. F e u e r b a c h e r, R. P. G o d w i n, M. S k i b o w s k i, Rev. Sci. Instrum. 40, 305 (1969).
 53. K. N o w a k, Diplomarbeit (Hamburg, 1968); о солнечном излучении см.: D. E. B e d o, H. E. H i n t e r e g g e r, Japan J. Appl. Phys. 4, Suppl. 1, 473 (1965).
 54. C. K u n z, R. H a e n s e l, B. S o n n t a g, J. Opt. Soc. Am. 48, 1415 (1968).
 55. E. M. P u r c e l l, частное сообщение.
 56. R. W. D i t c h b u r n, частное сообщение.
-