1974 г. Сентябрь *Том 114, вып. 1*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

621.384.611

МОЩНЫЕ ИСТОЧНИКИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО И РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ *)

М. Н. Якименко

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение 55
2. Свойства синхротронного излучения 56
3. Ондуляторное излучение 59
4. Ускорители электронов — источники синхротронного излучения 61
Цитированная литература 65

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в самых различных областях науки усилился интерес к исследованиям в области далекого ультрафиолетового и рентгеновского излучения. Это касается прежде всего физики твердого тела, в том числе физики полупроводников и диэлектриков, физики поверхностных явлений, фотохимии, рентгеноструктурного анализа, особенно биологических обьектов. Этот класс электромагнитных излучений имеет также прикладное значение, в частности, в связи с космическими программами.

Громадная доля исследований в указанных областях проводится на циклических электронных ускорителях (синхротронах и электронных накопителях), которые являются мощными источниками вакуумного ультрафиолетового (ВУФ) и рентгеновского излучения. Более того, высокая интенсивность и непрерывность спектра позволяют проводить на синхротронах исследования, которые не могут быть выполнены при использовании других источников.

Для оценки интенсивности укажем, что средняя плотность потока ультрафиолетового излучения сравнительно небольшого ускорителя ФИАНа на 680 *Мэв* в несколько раз превышает плотность потока ультрафиолетового излучения Солнца на орбите Земли (вне атмосферы) и лишь в несколько раз меньше полной плотности потока световой энергии Солнца. Интегральный поток излучения таких современных ускорителей, как АРУС в Ереване или ДЕЗИ в Гамбурге, во много раз сильнее.

Ниже кратко изложены свойства синхротронного излучения ускорителей и накопителей, рассмотрено ондуляторное излучение, являющееся разновидностью синхротронного, а также переходные случаи, интересные с точки зрения практического использования. В конце обзора приведены сравнительные характеристики отечественных ускорителей и накопителей, которые могут использоваться как источники ультрафиолетового

*) Переработанный вариант доклада, прочитанного на объединенной научной сессии ООФА и ОЯФ АН СССР 23 декабря 1971 г.

© Издательство «Наука», «Успехи физических наук», 1974 г.

и рентгеновского излучения. Мы не будем останавливаться на импульсных источниках рентгеновского излучения, подробно описанных в работе [1], а также дуговых источниках ВУФ излучения (см., например, [2]).

Будут рассмотрены две области спектра: широкий диапазон 50—2500 Å (250 ÷ 5 *эв*) и область длин волн порядка единиц ангстрем (~10 *кэв*), используемая в классических рентгеноструктурных исследованиях.

Первая область представляет интерес прежде всего для физики твердого тела, в частности для исследований зонной структуры, люминесценции, исследований инертных газов, для фотохимии, для прикладных исследований.

Вторая область, обычно используемая для рентгеноструктурного анализа, представляет интерес для молекулярной биологии, где для получения новой информации о структуре биополимеров, в частности белков, а также о кинетике такой структуры нужны интенсивности, во много раз превосходящие интенсивности обычных рентгеновских источников.

2. СВОЙСТВА СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Теория синхротронного излучения хорошо разработана [3] и подтверждена в многочисленных экспериментах [4,5]. Полученные данные были систематизированы в ряде обзоров [6-10]. Подробно разработаны вопросы влияния синхротронного излучения на работу ускорителя [11]. Ниже мы остановимся на основных свойствах этого излучения, необходимых для дальнейшего изложения.

В электронных циклических ускорителях и накопителях релятивистские электроны, вращаясь по круговой орбите, излучают. Образующееся при этом синхротронное (магнитотормозное) излучение, будучи чрезвычайно интенсивным, обладает рядом интересных особенностей.

Благодаря релятивистским эффектам синхротронное излучение является остронаправленным. Оно сосредоточено в плоскости орбиты ускорителя и в каждый момент заключено в конусе с углом раствора $\theta \approx 1/\gamma$ вблизи касательной, где $\gamma = E/m_0c^2$ — релятивистский фактор излучающего электрона. Эффект Допплера приводит к тому, что максимум мощности излучения не приходится на частоту обращения ω_0, а смещен в область более высоких частот $\sim\gamma^3\omega_0$.

Потери энергии на излучение одного электрона, имеющего энергию E, за оборот по орбите с радиусом R составляют

$$\Delta E = \frac{88{,}5E^4}{R}; \qquad (1)$$

здесь и в дальнейшем ΔE — в *кэв*, E — в *Гэв*, а R — в *м*.

В синхротроне ФИАНа на 680 *Мэв* эта величина достигает 9,5 *кэв* [12], а на строящемся синхротроне ФИАНа на 1,3 *Гэв* — 63 *кэв* [13].

Спектр излучения одиночных электронов представляет собой набор гармоник частоты обращения ($\sim10^6$—10^7 *гц*). Однако так как максимум излучения приходится на гармоники с номерами (10^9—10^{12}), из-за разброса параметров в пучке реального ускорителя происходит размывание отдельных максимумов, причем уже в оптическом диапазоне их ширина становится на несколько порядков больше расстояния между ними. Таким образом, линейчатую структуру спектра удается проследить только при малых номерах гармоник в радиодиапазоне: в этой же области можно наблюдать когерентные эффекты. В остальной области, представляющей наибольший интерес, распределение с высокой точностью можно считать гладким.

Спектральное распределение излучения описывается формулой [46]

$$I(\lambda) = N(E, R)\, G(y), \tag{2}$$

где

$$N(E, R) = \frac{3^{5/2}}{16\pi^2}\left(\frac{e^2 c}{R^3}\right)\gamma^7, \tag{3}$$

$$G(y) = y^3 \int_y^\infty K_{5/3}(\eta)\, d\eta; \tag{4}$$

$K_{5/3}(\eta)$ — функция Макдональда, $y = \lambda_c/\lambda = \omega/\omega_c$,

$$\lambda_c = \frac{4\pi}{3} R\gamma^{-3} \tag{5}$$

— так называемая характеристическая длина волны. Универсальная кривая спектрального распределения излучения моноэнергетических электронов представлена на рис. 1. Максимум излучения приходится на длину волны

$$\lambda_m = 0{,}42\, \lambda_c. \tag{6}$$

Кривая спектрального распределения синхротронного излучения по виду напоминает кривую Планка для излучения абсолютно черного тела, для которого

$$\lambda_m T = 0{,}2897 \text{ см}\cdot\text{град}, \tag{7}$$

где T — температура тела. Комбинируя (6) и (7), получим, что зависимость эффективной температуры синхротронного излучения (СИ) от параметров ускорителя имеет вид

$$T_{\text{СИ}} = 6{,}89\cdot 10^7 \lambda_c^{-1} = 1{,}23\cdot 10^7 E^3 R^{-1}; \tag{8}$$

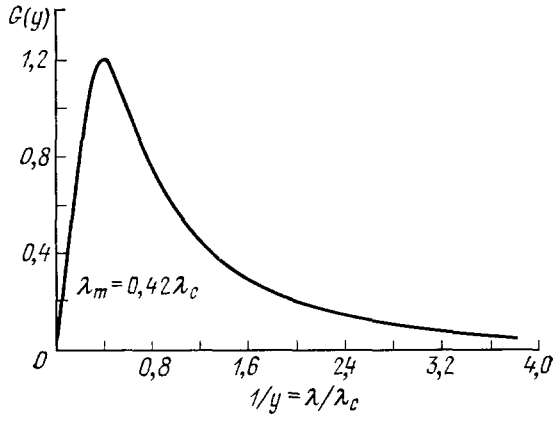

Рис. 1. Универсальная кривая синхротронного излучения.

Для получения спектра ускорителя необходимо ординату графика умножить на величину A из табл. I. По оси абсцисс отложена величина $1/y = \lambda/\lambda_c$ (λ_c также приведена в табл. I).

здесь и ниже в формулах с численными коэффициентами λ — в Å.

Для синхротронов ДЕЗИ и АРУС $T_{\text{СИ}}$ достигает несколько десятков миллионов градусов, для синхротрона ФИАНа на 680 *Мэв* — около $1{,}5\cdot 10^6$ *град*.

Спектральная плотность излучения вблизи максимума кривой составляет

$$I(\lambda) \approx 9\cdot 10^{-24}\, \gamma^7 R^{-3}, \tag{9}$$

где I — в *эрг/сек·Å·электрон*. Для длинноволновой части спектра ($\lambda \gg \lambda_c$) плотность излучения практически не зависит от энергии электронов:

$$I(\lambda) \approx 90\, R^{-2/3} \lambda^{-7/3}. \tag{10}$$

При $\lambda \ll \lambda_c$ интенсивность быстро спадает по закону

$$I(\lambda) \sim \sqrt{y}\, e^{-y}. \tag{11}$$

Приведенные выше формулы дают спектральную плотность излучения на единичный интервал длин волн. Спектральная плотность

излучения, рассчитанная на единичный интервал частот, имеет вид [7]

$$I(\omega) = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{e^2}{R} \gamma y \int_y^\infty K_{5/3}(\eta) d\eta. \tag{12}$$

Максимум этого распределения приходится на частоту

$$\omega_m = 0{,}29\ \omega_c,\ \lambda(\omega_m) = 3{,}45\ \lambda_c = 8{,}2\ \lambda_m.$$

При $\omega \ll \omega_c$ число фотонов, приходящееся на единичный интервал энергий квантов, может быть оценено по следующей формуле:

$$N(\hbar\omega) = 2{,}07 \cdot 10^8\ R^{-2/3} (\hbar\omega)^{2/3}, \tag{13}$$

где $\hbar\omega$ — в *эв*, $N(\hbar\omega)$ — в *фотон/эв·сек*.

Синхротронное излучение эллиптически поляризовано [5]. Степень поляризации зависит от угла излучения и длины волны. Непосредственно в плоскости орбиты излучение полностью линейно поляризовано и электрический вектор лежит в этой плоскости. Усредненная по всем углам и длинам волн степень линейной поляризации составляет 75%. На рис. 2 представлены угловые распределения двух компонент синхротронного излучения. Существенным обстоятельством является тот факт, что поляризация, как и другие свойства синхротронного излучения, легко рассчитывается для любого конкретного случая.

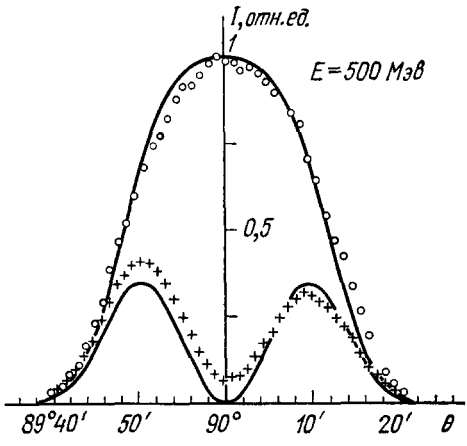

Рис. 2. Угловое распределение двух взаимно перпендикулярных компонент синхротронного излучения [5].

Верхняя кривая соответствует вектору поляризации, лежащему в плоскости орбиты.

Следует отметить, что приведенные выше формулы относятся к монохроматическому пучку электронов. При расчете интенсивностей на ускорителях необходимо учесть рост энергии электронов со временем в каждом цикле ускорения, угловой и пространственный разброс электронов в пучке и в ряде случаев нестабильности положения орбиты электронов и потери интенсивности в процессе ускорения. Учет реальных условий эксперимента проведен, например, в работе [4б].

В камере ускорителя или накопителя, являющегося источником синхротронного излучения, поддерживается хороший вакуум (лучше 10^{-6} *тор*), что создает определенные удобства для эксперимента и вместе с тем накладывает дополнительные требования на конструкцию экспериментальных установок, так как их вакуумные системы непосредственно сообщаются с вакуумной камерой ускорителя. В частности, спектральные приборы необходимо откачивать безмасляными насосами, так как интенсивность синхротронного излучения столь велика, что остаточное давление масла в вакуумных камерах спектральных приборов, если они откачиваются масляными диффузионными насосами, приводит к образованию на поверхности зеркал и дифракционных решеток несмываемой пленки, что быстро выводит приборы из строя.

3. ОНДУЛЯТОРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Аналогичное по свойствам так называемое ондуляторное излучение [14-16] генерируется при движении релятивистского электрона в периодическом поле. Как показывают расчеты [14], электрон, движущийся в статическом электрическом или магнитном поле с пространственным периодом λ_0, будет излучать на частоте

$$\omega = \frac{}{\lambda_0 (1-\beta\cos\theta)}, \quad \omega_m = \frac{2c}{\lambda_0}\gamma^2; \tag{14}$$

ω_m — максимальная частота, соответствующая излучению в направлении движения ($\theta = 0$). Формула (14) справедлива, если напряженности поля настолько малы, что максимальный угол отклонения электрона в поле $\alpha \ll 1/\gamma$.

Практически такой случай можно реализовать, поместив ондулятор на прямолинейном участке орбиты циклического ускорителя или накопителя.

Для случая бесконечно длинного ондулятора, где частица испытывает гармонические колебания, интенсивность излучения, нормированная на единицу длины, может быть записана как [16]

$$i_\omega = \frac{1}{\omega_m} F\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right), \quad \frac{1}{4\gamma^2} \leqslant \frac{\omega}{\omega_m} \leqslant 1, \tag{15}$$

где

$$F(\xi) = 3\xi(1 - 2\xi + 2\xi^2).$$

На первый взгляд может показаться, что под заданным углом (например, $\theta = 0$) путем коллимации можно получить монохроматическое излучение, однако это не так. Хотя при равных полных интенсивностях спектральная интенсивность в максимуме идеального ондулятора в несколько раз выше аналогичной величины для синхротронного излучения [16], из-за сильной направленности излучения (все излучение сосредоточено в угле $1/\gamma$ вдоль направления движения) в ондуляторах трудно обеспечить монохроматичность излучения, и в этом отношении ондуляторное излучение не имеет принципиальных преимуществ перед обычным синхротронным.

При увеличении напряженности поля в ондуляторе (а следовательно, и угла α) максимальная частота несколько уменьшается [16]

$$\omega'_m = \frac{2c}{\lambda_0}\gamma_\parallel^2, \quad \gamma_\parallel^2 = \frac{1}{1-\beta^2\cos^2\alpha}. \tag{16}$$

Считая $\alpha \ll 1$, последнее равенство можно записать в виде

$$\omega'_m \approx \frac{2c}{\lambda_0}\gamma^2 \frac{1}{1+(\alpha\gamma)^2}.$$

При этом плотность излучения возрастает пропорционально квадрату напряженности поля ондулятора [14]. Однако при нарушении условия $\alpha \ll 1/\gamma$ излучение перестает быть дипольным и появляются высшие гармоники [17].

Максимальная спектральная плотность на частоте ω'_m, отнесенная к единичной площадке, достигается при условии $\alpha \sim 1/\gamma$; при дальнейшем увеличении поля увеличение мощности излучения начинает отставать от увеличения угла, в котором это излучение сосредоточено [16].

Представляет интерес рассмотреть предельный случай «ондуляторного» излучения с одним элементом периодичности и очень большим полем в этом элементе, т. е. фактически синхротронное излучение с небольшого отрезка орбиты, где магнитное поле много больше, чем на остальной орбите, и сравнить излучение, создаваемое таким «горбом» в данном напрввлении,

с излучением обычного кольцевого ускорителя с радиусом R_2 на энергию E_2. Если для определенности потребовать, чтобы максимум излучения в обоих случаях приходился на выбранную длину волны, то радиус «горба» R_1 и энергию электронов E_1 надо выбрать так, чтобы было

$$\lambda_c \sim R_1 E_1^{-3} = R_2 E_2^{-3}. \tag{17}$$

Разумно предположить также, что среднее магнитное поле в обоих случаях одинаково и поэтому радиус средней орбиты и время обращения пропорциональны энергии электронов.

Излучение электрона с «горба», отнесенное на единичный угол поворота, не будет отличаться от излучения электрона с участка круговой траектории, но при определении мощности излучения следует учесть, что количество прохождений выбранного направления в двух сравниваемых случаях будет разным. Энергия $W(\lambda)$, излученная при повороте электрона на единичный угол, согласно (9), будет равна

$$W(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{2\pi f} \sim \gamma^7 R^{-2},$$

а с учетом того, что время обращения в среднем поле пропорционально энергии, спектральная мощность излучения может быть представлена в виде

$$I'(\lambda) \sim \gamma^6 R^{-2} H. \tag{18}$$

Сравнение значений $I'(\lambda)$ для двух случаев, с учетом (17), дает

$$\frac{I_1'}{I_2'} = \frac{\gamma_1^6 R_1^{-2}}{\gamma_2^6 R_2^{-2}} = \frac{\lambda_{c2}^2}{\lambda_{c1}^2} = 1.$$

Несмотря на то, что интенсивность в максимуме пропорциональна седьмой степени энергии и обратно пропорциональна лишь квадрату радиуса, оба способа «выжимания» интенсивности на данной длине волны путем повышения энергии пучка или за счет создания на орбите «горба» малого радиуса оказались равноценными.

Это обстоятельство необходимо учитывать при выборе параметров ускорителя или накопителя специального назначения для получения интенсивного синхротронного излучения на выбранной длине волны.

Интересный случай ондуляторного излучения был разобран в работе [18], где рассматривалось излучение электрона в поле мощной электромагнитной волны. Фактически речь идет об использовании комптоновского рассеяния света на релятивистских электронах, которое при более высоких энергиях было хорошо изучено [19] и нашло область применения [20].

Дело в том, что при рассеянии лазерных фотонов на релятивистских электронах рассеянное излучение остронаправлено по касательной к траектории электронов, энергия этого излучения сосредоточена вблизи максимальной энергии рассеянных квантов, излучение преимущественно сохраняет поляризацию падающего света, а сечение рассеяния и достижимые интенсивности сталкивающихся пучков столь велики, что интенсивностей рассеянного излучения достаточно для проведения ряда интересных экспериментов при высоких энергиях [20]. При более низких энергиях электронов ($\sim$ 50 *Мэв*) и при энергиях лазерных фотонов 0,1 *эв* рассеянные фотоны лежат в обсуждаемой области спектра вблизи 1 Å. С технической точки зрения на этом принципе уже сейчас можно создать импульсный источник квазимонохроматического, произвольным образом поляризованного рентгеновского излучения, но по средней интенсивности он пока будет сильно уступать ускорителям, о которых пойдет речь ниже.

4. УСКОРИТЕЛИ ЭЛЕКТРОНОВ — ИСТОЧНИКИ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим сначала область спектра 50—2500 Å. В этой области спектра ускорители и накопители как источники излучений вне всякой конкуренции, и не удивительно, что на многих действующих установках имеются обширные программы по использованию синхротронного излучения. Достаточно упомянуть ускорители ДЕЗИ в Гамбурге, НИНА в Дарсбери (Англия) [21], синхротроны во Фраскати (Италия) [22] и в Токио [23]. Начаты работы по использованию ВУФ и в СССР (в Москве и Ереване). Обсуждаются проекты создания специальных ускорителей-накопителей, предназначенных для использования синхротронного излучения [24].

Ряд ускорительных установок, исчерпавших программу физики высоких энергий, целиком переведен на работы по использованию синхротронного излучения [25]. Одна из наиболее напряженных программ — на пучке синхротронного излучения ускорителя ДЕЗИ [9, 26] в Гамбурге (ФРГ). Несмотря на то, что для проведения этих программ не выделяется практически своего времени, пучок СИ эксплуатируется во время проведения других экспериментов на ускорителе около 150 часов в неделю (из 168 возможных). Примерно одна треть всей научной продукции ускорителя идет с канала СИ.

Экспериментальные установки для работы с СИ расположены в бункере, находящемся в 40 *м* от орбиты ускорителя. Условия работы на ДЕЗИ позволяют проводить широкую программу исследований [8, 9, 26], и, сравнивая различные источники СИ, мы будем сопоставлять их с синхротроном ДЕЗИ. Так как экспериментатора интересует поток излучения, попадающий в его прибор, ниже в табл. II и III приведены потоки излучения через единичную площадку, расположенную на расстоянии L от орбиты, удобном для проведения экспериментов на данном конкретном ускорителе.

В табл. I приведены основные параметры некоторых советских

Таблица I

Основные параметры некоторых ускорителей

Ускоритель	Энергия, *Гэв*	λ_c, Å	$\frac{t}{T}$	Число электронов: на орбите	Число электронов: ускоренных в 1 *сек*	L, *м*	$N(E, R)$, *эрг/сек·Å*	A, *эрг/сек·см·Å*
ДЕЗИ	7,5	0,42	0,3	10^{11}	$5\cdot10^{12}$	40	31	$3\cdot10^{7}$
АРУС [27]	6,0	0,74	0,3	$5\cdot10^{10}$	$2,5\cdot10^{12}$	45	8,7	$7,5\cdot10^{6}$
ФИАН [12]	0,68	35	0,1	$2\cdot10^{10}$	$4\cdot10^{9}$	5—10	$6,3\cdot10^{-3}$	$1,6\cdot10^{3}$
ФИАН [13]	1,3	10	0,3	$2\cdot10^{11}$	10^{13}	30	0,073	$1,9\cdot10^{5}$
ТПИ [28]	1,2	14	0,03	$2,5\cdot10^{10}$	$5\cdot10^{10}$	10	0,036	$3,2\cdot10^{3}$
ВЭПП-2 [27]	0,67	23	1	$2\cdot10^{11}$		2	0,025	$1,7\cdot10^{6}$
ВЭПП-3 [27]	3,0	1,3	1	$3\cdot10^{11}$		5	7,5	$3,7\cdot10^{8}$

ускорителей и накопителей, работающих или вступающих в строй; для сравнения здесь же приведены параметры синхротрона ДЕЗИ (ФРГ).

Средняя спектральная плотность потока СИ через бесконечно длинную вертикальную щель шириной $d = 1$ *см* на расстоянии L от орбиты, создаваемого пучком данного ускорителя, определяется выражением

$$P(\lambda) = N(E, R)\, G(y)\, n_e \frac{d}{2\pi L} \frac{t}{T} = A\left(E, R, n_e, L, \frac{t}{T}\right) G(y), \qquad (19)$$

где n_e — число электронов на орбите ускорителя, t/T — скважность работы ускорителя. Величина $P(\lambda)$ может быть найдена из рис. 1 с учетом значений A, приведенных в табл. I.

В табл. II приведены усредненные во времени спектральные плотности потоков синхротронного излучения на расстоянии L от орбиты для значений $\lambda = 100$ и 1000 Å.

Таблица II

Спектральная плотность пучков вакуумного ультрафиолета на различных ускорителях

Ускоритель	λ_c, Å	L, *м*	I, $\frac{\text{эрг/см·сек·Å}}{\text{фотон/см·сек·Å}}$	
			$\lambda = 100$ Å	$\lambda = 1000$ Å
ДЕЗИ	0,42	40	$\frac{100}{5\cdot10^{11}}$	$\frac{0,5}{2,5\cdot10^{10}}$
АРУС	0,74	45	$\frac{60}{3\cdot10^{11}}$	$\frac{0,3}{1,5\cdot10^{10}}$
ФИАН, 0,68 *Гэв*	35	10	$\frac{1,6\cdot10^{2}}{0,8\cdot10^{12}}$	$\frac{0,75}{4\cdot10^{10}}$
ФИАН, 1,3 *Гэв*	10	30	$\frac{10^{4}}{5\cdot10^{13}}$	$\frac{40}{2\cdot10^{12}}$
ТПИ	14	10	$\frac{30}{1,5\cdot10^{11}}$	$\frac{0,1}{5\cdot10^{9}}$
ВЭПП-2	23	2	$\frac{5\cdot10^{4}}{2,5\cdot10^{14}}$	$\frac{2\cdot10^{2}}{10^{13}}$
ВЭПП-3	1,3	5	$\frac{1,4\cdot10^{5}}{7\cdot10^{14}}$	$\frac{6\cdot10^{2}}{3\cdot10^{13}}$

Из табл. I и II видно, что по своим параметрам ереванский ускоритель АРУС очень близок к ускорителю ДЕЗИ. На пучке СИ этого ускорителя уже выполнен ряд работ [29].

По спектральным интенсивностям действующий ускоритель ФИАНа в области спектра 100—1000 Å (фактически это утверждение справедливо для более широкого интервала 50—2500 Å) не уступает синхротрону ДЕЗИ и также позволяет проводить широкую программу использования вакуумного ультрафиолета.

На синхротроне на 680 *Мэв* в течение последних лет уже проводятся такие работы совместно силами ФИАНа и МГУ [30]. Вакуумный монохроматор, образец и регистрирующая аппаратура располагаются в зале ускорителя в 5 *м* от орбиты. Существенным недостатком существующей схемы эксперимента является отсутствие защиты вокруг экспериментальной зоны. Однако следует отметить, что благодаря тому, что ускоритель работает в квазинакопительном режиме (0,5 *сек* ускорение, затем 0,5 *сек* медленный сброс интенсивности при постоянной энергии), проблема защиты аппаратуры резко упрощена по сравнению с другими ускорителями (средняя интенсивность ускоренного пучка электронов в сотни раз меньше, чем на других ускорителях). Это обстоятельство позволяет в ряде экспериментов обходиться локальной защитой.

Для экспериментаторов может представлять также интерес предложенный режим работы этого ускорителя на пониженной энергии (300 *Мэв*) с удлиненным плато (до 100 *сек*) [31], мало отличающийся от обычного режима работы накопителей. В таком режиме максимум интенсивности сместится с 15 Å на длину волны около 150 Å, в области 200—2500 Å мгновенная интенсивность излучения практически не изменится, а средняя интенсивность существенно возрастет.

Вступающий в строй в ФИАНе ускоритель на 1,3 *Гэв* («Пахра») по сравнению с работающим на 680 *Мэв* будет обладать еще более благоприятными характеристиками [13]. Наряду со стандартным ускорительным режимом на нем предусмотрены специальные режимы работы, в частности установка ондулятора и перевод ускорителя в накопительный режим, что позволит получить еще более интенсивные пучки вакуумного ультрафиолета и тем самым еще больше расширить область возможного применения этого ускорителя как источника ВУФ.

Действующий ускоритель ТПИ в Томске [28], обладая меньшей интенсивностью, по остальным параметрам очень близок к синхротрону «Пахра».

Перспективными источниками СИ станут накопители ВЭПП-2М и ВЭПП-3 Института ядерной физики СО АН СССР, после того как на них будут получены проектные значения интенсивностей. Эти накопители будут являться также перспективными источниками рентгеновского излучения в области длин волн около одного ангстрема, где, кроме ускорителей, имеются мощные источники излучений — рентгеновские трубки, дающие узкие линии характеристического излучения. Провести в общем виде точное сравнение интенсивностей, создаваемых рентгеновской трубкой и синхротроном, затруднительно; многое зависит от конкретных условий использования излучения.

При выборе источника рентгена экспериментатор должен учитывать следующие обстоятельства:

1) Мощная трубка с медным анодом (10 *квт*) может создать в угле 1 *мстер* (1 *см*^{2} на расстоянии 30 *см* от анода) поток характеристического излучения 10^{10}—10^{11} *фотон/сек*, или 10^2—10^3 *эрг/сек*. Для сравнения в табл. III приведены характеристики упоминаемых ускорителей

Таблица III

Спектральная плотность пучков рентгеновского излучения на различных ускорителях

Ускоритель	λ_m, Å	I, *эрг/см·сек·Å*	
		$\lambda = 1$ Å	$\lambda = 2$ Å
ДЕЗИ	0,18	$5\cdot10^6$	10^6
АРУС	0,3	$2{,}5\cdot10^6$	10^5
ФИАН, 0,68 *Гэв*	15	0	0
ФИАН, 1,3 *Гэв*	4	$7\cdot10^4$	$1{,}5\cdot10^5$
ФИАН, 1,3 *Гэв* со специальными магнитами	0,5	10^7	10^6
ТПИ	5,8	10^3	$2\cdot10^3$
ВЭПП-2	10	$4\cdot10^3$	$6\cdot10^5$
ВЭПП-3	0,5	$3\cdot10^8$	10^8

в этой области спектра. Следует иметь в виду, что на выходе монохроматоров, необходимость использования которых возникает при работе с СИ, интенсивность ослабляется в несколько раз.

2) Хотя ширина линии характеристического излучения у́же, чем 10^{-3} Å, в экспериментах с СИ, как правило, можно работать с гораздо более широким интервалом длин волн вплоть до 0,1 Å.

3) При использовании рентгеновских трубок для рентгеноструктурного анализа объектов малой площади ($\sim 10^{-2}$ *мм*^{2}) экспериментатора интересует не полный поток излучения в данном направлении, а яркость части анодного пятна, на которую юстируется коллиматор установки. Часто экспериментатор предпочитает работать с менее мощной трубкой,

но дающей более высокую яркость в центре пятна. При работе с трубками на выходе коллиматоров удается достичь расходимости пучка в несколько миллирадиан. Расстояния от анода трубки до облучаемого объекта порой составляют лишь несколько сантиметров.

Ситуация при работе на ускорителях другая. В этом случае естественно получается в несколько раз меньшая расходимость, а вопрос о яркости источника играет роль лишь при работе на экстремально малых расстояниях ($\sim$2—3 *м*) от орбиты ускорителя. Для иллюстрации этого утверждения можно рассмотреть худший случай: ускоритель со слабой фокусировкой, где электронный пучок имеет большие размеры (например, на синхротроне ФИАНа на 680 *Мэв* его размеры составляют 2×10 *мм*^{2}) и, следовательно, яркость пучка меньше, чем в ускорителях или накопителях с жесткой фокусировкой. Из конструктивных соображений реально проводить эксперимент на расстояниях от используемой точки орбиты порядка или больше радиуса орбиты. На таких расстояниях объект, помещенный в центре за непротяженным коллиматором с угловой апертурой больше 10 *мрад*, будет освещаться всем пучком, циркулирующим в ускорителе, причем угловая расходимость пучка, пронизывающего образец, не будет превышать несколько миллирадиан.

Из изложенного видно, что дополнительное преимущество сильнофокусирующих ускорителей и накопителей, имеющих более высокую яркость пучка из-за меньших его поперечных размеров, можно реализовать в редких случаях, лишь если работать практически вплотную к камере самого ускорителя. Заметим, что, работая с СИ ускорителя или накопителя с сильной фокусировкой, необходимо помнить, что угловое распределение СИ, и (что более существенно) угловое распределение поляризации этого излучения, может быть сильно искажено бетатронными колебаниями электронов в пучке.

Из табл. III видно, что серьезными конкурентами рентгеновской трубки являются ускорители типа ДЕЗИ и АРУС, накопитель ВЭПП-3. Однако если оборудовать ускоритель на 1,3 *Гэв* специальными магнитами, увеличивающими кривизну траектории электронов на небольших участках орбиты в десять раз, то можно в выделенных направлениях существенно увеличить интенсивность в этой области спектра, что показано в пятой строке таблицы.

Установка более сложных систем типа ондуляторов с сильными полями, в которых, как уже отмечалось, каждый «горб» будет работать независимо, позволит еще повысить интенсивность излучения этого синхротрона.

Безусловно, что для ряда задач этих интенсивностей может оказаться недостаточно. По-видимому, для решения задач молекулярной биологии в ближайшие годы потребуются источники рентгена максимальной интенсивности в диапазоне 10 *кэв*. Имеется опасение, что даже накопитель ВЭПП-3 и накопительное кольцо ДОРИС с энергией 3 *Гэв* и интенсивностью, более чем в десять раз превышающей интенсивность ускорителя ДЕЗИ (ФРГ), рядом с которым оно строится, не обеспечат растущих запросов биологов. В этой связи интересно рассмотреть возможности использования еще более мощных источников ультрафиолетового и рентгеновского излучения, в частности специальных накопителей [24]. Годвин [9] и Комитет Национальной академии наук США [32] считают, что постройку ускорителя или накопительного кольца специально для спектроскопических целей трудно обосновать экономически. Однако это мнение ни в коем случае не является бесспорным [9].

В обзоре были рассмотрены главным образом действующие отечественные ускорители и накопители. Видно, что синхротронное излучение, которое в свое время причинило столько хлопот создателям этих

установок [11], может быть эффективно использовано как инструмент исследования в смежных отраслях знаний.

В заключение автор считает своим долгом выразить благодарность В. Л. Гинзбургу, М. А. Маркову, Л. Е. Лазаревой, В. А. Петухову, В. В. Михайлину и Р. В. Федорчуку за постоянную помощь и интерес к работе и А. И. Волянской за помощь в оформлении рукописи.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Цукерман, Л. В. Тарасова, С. И. Лобов, УФН 103, 319 (1971).
2. А. Н. Зайдель, Е. Я. Шрейдер, Спектроскопия вакуумного ультрафиолета, М., «Наука», 1967.
3. A. Lionard, L'Éclair. Électr. 16, 5 (1898); C. A. Schott, Ann. d. Phys. 24, 625 (1907); Electromagnetic Radiation, Cambridge, 1912; Д. Д. Иваненко, И. Я. Померанчук, ДАН СССР 44, 343 (1945); L. A. Artzimovich, I. J. Pomeranchuk, J. Phys. USSR 9, 267 (1945); В. В. Владимирский, ЖЭТФ 18, 392 (1948); Д. Д. Иваненко, А. А. Соколов, ДАН СССР 59, 1551 (1948); J. Schwinger, Phys. Rev. 75, 1912 (1949).
4. *а*) F. R. Elder, A. M. Gurowitsch, R. V. Langmuir, H. C. Pollack, ibid. 71, 829 (1947); F. R. Elder, R. V. Langmuir, H. C. Pollack, ibid. 74, 52 (1948); А. М. Прохоров, Радиотехн. и электрон. 1, 71 (1956); Ю. М. Адо, П. А. Черенков, ДАН СССР 110, 35 (1956); Ю. М. Адо, В. В. Елян, АЭ 9, 455 (1960); Ф. А. Королев, В. С. Марков, Е. М. Акимов, О. Ф. Куликов, ДАН СССР 110, 542 (1956); C. Bathov, E. Freytag, R. Haensel, J. Appl. Phys. 37, 3449 (1966) (см. перевод в сборнике «Синхротронное излучение в исследовании твердых тел», М., «Мир», 1970, стр. 203); G. Rosenbaum, B. Fouerbacher, R. P. Godwin, M. Skibowski, Appl. Optics 7, 1917 (1968); *б*) D. H. Tombunlian, R. L. Hartman, Phys. Rev. 102, 1423 (1956) (см. перевод там же, стр. 15).
5. О. Ф. Куликов, Изв. вузов (Физика), № 3, 95 (1959); Ф. А. Королев, О. Ф. Куликов, А. С. Яров, ЖЭТФ 43, 1653 (1962); Успехи научн. фотографии 9, 192 (1965); Ф. А. Королев, О. Ф. Куликов, Опт. и спектр. 8, 3 (1960); R. Joos, Phys. Rev. Lett. 4, 558 (1960); K. Codling, R. P. Madden, J. Appl. Phys. 36, 380 (1965).
6. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, УФН 87, 65 (1965).
7. Сборник «Синхротронное излучение», под ред. А. А. Соколова и И. М. Тернова, М., Изд-во Московск. ун-та, 1966.
8. R. Haensel, C. Kunz, Zs. angew. Pnys. 23, 276 (1967) (см. перевод, как [4б], стр. 75).
9. R. P. Godwin, Springer Tracts Mod. Phys. 51, 1 (1969) (см. перевод: УФН 101, 493, 6971 (1970), а также как [4б], стр. 125).
10. V. L. Ginzburg, S. I. Syrovatskii, Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 7, 375 (1969).
11. А. А. Соколов, ДАН СССР 67, 1013 (1949); А. А. Соколов, И. М. Тернов, ЖЭТФ 25, 698 (1953); ДАН СССР 153, 1053 (1963); M. Sands, Phys. Rev. 97, 470 (1955); А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев, ДАН СССР 106, 807 (1956); ЖЭТФ 30, 207, 1161 (1956); Proc. of the CERN Conference on High Energy Accelerators and Instruments, Geneva, 1959; F. A. Korolev, O. F. Kulikov, A. G. Ershov, Nuovo Cimento 18, 1033 (1960); Ф. А. Королев, А. Г. Ершов, О. Ф. Куликов, ДАН СССР 134, 314 (1960); F. Gutbrod, Zs. Phys. 168, 177 (1962); И. М. Тернов, В. Г. Багров, Р. А. Рзаев, Изв. вузов (Физика), № 5, 127 (1963); О. Ф. Куликов, Е. М. Морозов, В. А. Петухов, К. М. Шорин, А. С. Яров, ПТЭ, № 6, 20 (1966); О. Ф. Куликов, Ю. М. Лоскутов, А. С. Яров, ЯФ 5, 810 (1967); Ю. А. Белик, А. А. Воробьев, А. Н. Диденко, А. В. Кожевников, АЭ 24, 25 (1968); J. Le Duff, P. C. Marin, J. L. Masnon, M. Sonner, Orsay Techn. Reports S-72 (1972).
12. Сборник «Ускоритель электронов на 680 *Мэв*», М., Госатомиздат, 1962.
13. Д. Ф. Алферов, К. А. Беловинцев, Л. В. Келдыш, В. В. Михайлин, И. Е. Тамм, П. А. Черенков, Препринт ФИАН СССР № 32, Москва, 1972.
14. В. Л. Гинзбург, ДАН СССР 56, 145 (1947); Изв. АН СССР, сер. физ. 11, 165 (1947)

15. H. Motz, J. Appl. Phys. 22, 527 (1951) (см. перевод в сборнике «Миллиметровые и субмиллиметровые волны», М., ИЛ, 1959, стр. 194); Н. А. Корхмазян, С. С. Элбакян, Изв. АН Арм. СССР, сер. «Физика» 6, 7 (1971).
16. Д. Ф. Алферов, Ю. А. Башмаков, Е. Г. Бессонов, Препринт ФИАН СССР № 23, Москва, 1972.
17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, М., Физматгиз, 1960.
18. В. Л. Гинзбург, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 1, 40 (1972).
19. Ф. Р. Арутюнян, В. А. Туманян, ЖЭТФ 44, 2100 (1963); УФН 83, 5 (1964); R. H. Milburn, Phys. Rev. Lett. 10, 75 (1963); Ф. Р. Арутюнян, И. И. Гольдман, В. А. Туманян, ЖЭТФ 45, 312 (1963); О. Ф. Куликов, Ю. Я. Тельнов, Е. И. Филлипов, М. Н. Якименко, ЖЭТФ 47, 1591 (1964); 56, 115 (1969); Труды VI межвузовской конференции по ускорителям (Томск), М., Атомиздат, 1966; ПТЭ, № 4, 14 (1967); Письма ЖЭТФ 9, 519 (1969); R. H. Milburn, SLAC Report No. 41, Stanford, 1965.
20. H. H. Bingham, W. B. Fretter, et al., 15th Intern. Conference on High Energy Physics. Abstracts of Contributions, v. 1, Kiev, 1970, p. 344, 360, 364; J. Ballam, G. B. Chadwick et al., ibid., p. 354, 363.
21. CERN Courier 12, 424 (1972).
22. P. Jaegle, G. Missoni, C.R. Ac. Sci. 202, 7 (1966).
23. Y. Iguchi, T. Sagawa, Sh. Sato, M. Watanabe et al., Sol. State Comm. 6, 575 (1968).
24. С. П. Капица, Природа, № 10, 22 (1971).
25. См., например: Proc. of the IV Annual Synchrotron Radiation Users Conference, Wisconsin, USA, 1971.
26. CERN Courier 12, 130 (1972).
27. E. M. Laziev, M. L. Petrosian, High Energy Accelerators —1969, Yerevan, 1969 [VII международная конференция по ускорителям, АРУС].
28. А. А. Воробьев, И. П. Чучалин, А. Г. Власов и др., Синхротрон ТПИ на 1,5 *Гэв*, М., Атомиздат, 1968.
29. Г. А. Гурзадян, А. Б. Оганесян, Астрон. ж. 48, 1289 (1971).
30. О. Ф. Куликов, В. В. Михайлин, Всесоюзный съезд по спектроскопии (тезисы), Минск, 1971; А. А. Соколов, И. М. Тернов, Ф. А. Королев и др., Изв. вузов (Физика), № 12, 7 (1972); В. В. Михайлин, В. А. Петухов, М. Н. Якименко, А. С. Яров, Труды III всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, М., «Наука», 1973, стр. 34; С. Н. Иванов, Э. Р. Ильмас, Ч. Б. Лучик, В. В. Михайлин, ФТТ 15, 1574 (1973); В. В. Михайлин, Изв. АН СССР, сер. физ. 37, 444 (1973).
31. Е. М. Мороз, В. А. Петухов, М. Н. Якименко, Труды III всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, М., «Наука», 1973, стр. 31.
32. F. G. Brown, H. L. Hartmann, P. G. Kruger et al., Panel Report of the H.A.S., 1966.