

К. 90

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ ИЯФ 77-11

Г.Н.Кулипанов, А.Н.Скринский

ПОЛЬЗОВАНИЕ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ I
(ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ)

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
Физики СО РАН
ИНБ. № 2214

Новосибирск

1977

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ -
СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ I
(ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ)

Г.Н.Кулипанов, А.Н.Скринский

А Н Н О Т А Ц И Я

В обзоре обсуждается исследовательский и технологический потенциал современных источников синхротронного излучения. Проведено сравнение различных источников ультрафиолетового и рентгеновского излучения, дана характеристика современных накопителей электронов - основных источников синхротронного излучения, рассмотрены пути и пределы их дальнейшего совершенствования.

В удобной для практических расчётов форме приведены основные формулы, характеризующие свойства синхротронного излучения.

Обсуждаются особенности проведения экспериментов с синхротронным излучением на накопителях.

Введение

Синхротронное, или магнитотормозное излучение (СИ), возникает при движении высокоэнергичных заряженных частиц (электронов и позитронов) в магнитном поле, уже давно и плодотворно используется в физике высоких энергий. С помощью синхротронного излучения очень удобно измерять характеристики пучков в ускорителях и накопителях. При этом чувствительность такого способа предельно высока - легко наблюдаемо излучение уже одного электрона или позитрона, "живущего" в накопителе. Особенно важно использование вызываемого синхротронным излучением радиационного трения, позволяющего сжимать пучки до очень малых размеров и многократно накапливать все новые порции частиц, что принципиально при получении интенсивных позитронных пучков. Синхротронное излучение приводит к возникновению поляризации электронов и позитронов, движущихся в накопителе, что позволяет получать интенсивные поляризованные пучки электронов и позитронов (в том числе, и встречные). Начинает использоваться синхротронное излучение для идентификации электронов большой энергии (~ 100 ГэВ) и их сепарирования из общего потока вторичных частиц высокой энергии, получаемых на больших протонных ускорителях. Регистрация синхротронного излучения быстрых электронов в полях космических объектов позволяет получать важную информацию об этих образованиях.

В последние годы синхротронное излучение все шире используется в различных экспериментах, где требуются интенсивные потоки вакуумного ультрафиолета и рентгеновского излучения. ^{2 на 1} ₄₁ До резко возрос интерес к синхротронному излучению у физиков разных специальностей, биологов и химиков после создания электронных накопителей на высокие энергии (порядка и выше 1 ГэВ) для экспериментов со встречными электрон-позитронными пучками. Полезная интенсивность синхротронного излучения уже существующих накопителей на много порядков превосходит интенсивность любых других источников в диапазоне длин волн от 1000 Å до 0,1 Å (диапазон энергий квантов от 10 эВ до 100 МэВ). В ближайшее время возможно многократное увеличение интенсивности синхротронного излучения и повышение энергий генерируемых квантов.

Развитие теории синхротронного излучения было стимулировано изучением различных моделей атомов [1], физикой космических лучей [2], созданием ускорителей заряженных частиц [3,4]. Подробные исследования по теории синхротронного излучения (полная интенсивность, угловое и спектральное распределение, поляризационные свойства) проведены в работах [5-8]. В настоящее время теория синхротронного излучения хорошо развита и довольно полно описана в учебниках [9-12].

Подробное экспериментальное исследование свойств синхротронного излучения было проведено в 50-60 годах и изложено в обзорах [13-14].

Применения синхротронного излучения уже рассматривались в нескольких монографиях и обзорах [15-16]. Наша цель - дать "потребительскую" характеристику современных возможностей источников СИ и рассмотреть пути и пределы их дальнейшего совершенствования. Кроме того, будут рассмотрены основные области применения этого класса источников излучения. Каждый раз основное внимание будет уделяться тем вопросам, в которых применение СИ открывает принципиально новые возможности. Наше обсуждение этих вопросов будет неизбежно фрагментарным. Оно преследует цель заинтересовать возможно более широкий круг потенциальных пользователей синхротронного излучения и "подтолкнуть" их перейти к практической работе в этом направлении. Чем раньше и активнее начнут действовать заинтересованные, тем больше шансов успеть за быстро развивающимися национальными программами по использованию СИ в других странах. А сегодня еще есть практическая возможность быть в авангарде направления, которое может иметь революционное значение для многих отраслей науки и технологии.

I. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

I.1. Качественные характеристики синхротронного излучения одиночного электрона

Рассмотрим излучение ультрарелятивистского электрона ($\gamma = E/mc^2 \gg 1$, а в интересующем нас случае даже $\gamma > 100$, где E - энергия электрона, $mc^2 \approx 0,5$ МэВ - его энергия покоя),

движущегося в некотором магнитном поле (пусть сложной конфигурации) вблизи одной замкнутой траектории. Именно такая ситуация характерна для интересующих нас циклических ускорителей и накопителей.

Пусть на достаточно длинном участке траектория электрона близка к окружности радиуса R (см. рис. 1). Тогда излучение будет сконцентрировано вблизи плоскости орбиты (основная мощность сконцентрирована в угле порядка $\psi_{x,z} \sim 1/\gamma$). В точку наблюдения, расположенную в этой плоскости, излучение приходит по касательной, проведенной к траектории из этой точки. Длина участка траектории, дающего основной вклад в мощность излучения в выбранной точке наблюдения - длина формирования излучения - будет порядка

$$L_{\text{фop}} \approx \frac{R}{\gamma} = \frac{mc^2}{eH}$$

где e - заряд электрона, H - магнитное поле в точке излучения.

Электромагнитная волна, излученная электроном при однократном прохождении, будет приходить в точку наблюдения в виде всплеска электрического и магнитного поля, причем длина всплеска будет порядка

$$l_{\text{имп}} \approx \frac{R}{\gamma^3} = \frac{mc^2}{\gamma^2 eH}$$

Соответственно спектр излучения будет иметь максимум при длине волны

$$\lambda_{\text{max}} \sim \frac{R}{\gamma^3}$$

Отметим, что угловой расходимости излучения $\psi \sim 1/\gamma$ на длине волны $\lambda \sim R/\gamma^3$ соответствует "эффективный" поперечный размер источника, равный по порядку величины

$$\Delta_{iz} \sim \Delta_{ix} \sim \frac{R}{\gamma^2}$$

Электрическое и магнитное поле в максимуме всплеска будет

$$E_{\text{max}} \approx \frac{\gamma^2 e}{RL}$$

где L - расстояние от точки наблюдения до точки излучения.

Соответственно, плотность потока энергии излучения одного электрона при периодическом движении, оцениваемая как среднее по времени от $cE^2/4\pi$ (c - скорость света), будет равна

$$I_1 \sim \frac{e^4}{m^2 c^3} \cdot \frac{H^2 \gamma^3}{L^2}$$

Плотность потока энергии I_1 определяет освещенность образца на расстоянии L от точки излучения.

Полная интенсивность излучения по всем направлениям

$$P_1 = I_1 S \sim \frac{e^4 H^2}{m^2 c^3} \cdot \gamma^2$$

где $S = L \cdot \frac{1}{\gamma} \cdot 2\pi L$ - суммарная площадь участков, освещаемых синхротронным излучением, находящихся на расстоянии L от точки излучения.

Важной характеристикой является также величина, определяющая потери энергии электрона, за один оборот. Если магнитное поле на участках излучения постоянно, потери энергии за оборот равны

$$W_{05} \approx \frac{e^4 H^2 \gamma^2}{m^2 c^4} \cdot R \approx \frac{e^2}{R} \cdot \gamma^4$$

Полное число квантов всех энергий, излучаемых одним электроном за оборот, равно

$$N_{12} \sim \frac{W_{05} \cdot \lambda_c}{\hbar c} \sim \frac{e^2}{\hbar c} = \alpha \gamma^2$$

где \hbar - постоянная Планка, $\alpha \approx 1/137$ - постоянная тонкой структуры.

При однократном пролете электрона спектр излучения в точке наблюдения будет, естественно, сплошным. Для интересующей нас области длин волн $\lambda \ll R$ последовательные прохождения электрона в практических ситуациях являются нескоррелированными и спектр в этой области длин волн при "периодическом" движении излучающего электрона останется сплошным. Интенсивность излучения в длинноволновой части спектра при $\lambda > \lambda_c$ медленно падает как $(\lambda_c/\lambda)^{1/3}$, в коротковолновой части спектра при $\lambda < \lambda_c$ наблюдается быстрый экспоненциальный спад $\sim (\lambda_c/\lambda)^{1/2} \cdot \exp[-(\lambda_c/\lambda)]$.

Следует заметить, что угловая расходимость излучения с $\lambda_1 > \lambda_c$ определяется значением энергии, при которой спектр излучения имел максимум на этой длине волны $\psi_{21} \sim 1/\gamma_1$, где $\gamma_1 = (R/\lambda_1)^{1/3}$, поэтому $\psi_{21} \sim (\lambda/R)^{1/3}$.

Интервал углов, с которыми излучение от одного электрона приходит в точку наблюдения, после усреднения во времени может быть охарактеризован введением "эффективного" радиального размера, равного

$$\Delta l_x \sim R \psi_\lambda^2.$$

По вертикальному направлению ситуация более сложная: если точка наблюдения находится в плоскости орбиты — интервал углов прихода излучения в точку наблюдения ноль; при отклонении от этой плоскости он линейно возрастает. Поэтому "эффективный" вертикальный размер равен

$$\Delta l_z \sim R \psi_\lambda (\xi/L),$$

где ξ — отклонение от плоскости орбиты, L — расстояние от точки излучения до точки наблюдения, ψ_λ — угловая расходимость СИ на длине волны λ .

Вектор напряженности электрического поля в точке наблюдения, лежащей в плоскости орбиты (см. рис. 1), перпендикулярен касательной, проведенной из точки наблюдения к траектории электрона, и лежит в плоскости орбиты, магнитное поле волны перпендикулярно этой плоскости, — т.е. излучение в плоскости орбиты линейно поляризовано. Если точка наблюдения выходит из плоскости орбиты, излучения становится эллиптически поляризованным. Направление вращения векторов поля излучения совпадает с видимым из точки наблюдения направлением вращения электрона. Поэтому по разные стороны плоскости орбиты излучение имеет левую и правую эллиптическую поляризацию.

Если в накопителе движется N электронов, то, независимо от сгруппированности их в сгустки, для интересующего нас коротковолнового излучения относительно положения электронов можно считать нескоррелированными. Излучение при этом некогерентно и потоки энергии отдельных электронов просто складываются, т.е. $I_N = N \cdot I_1$.

Магнитное поле в районе излучения может и не быть постоянным вдоль траектории. Весьма эффективным способом повышения интенсивности СИ является постановка на участке орбиты накопителя магнитных "змеек", создающих знакопеременное периодическое магнитное поле с пространственным периодом d . Независимо от

параметров "змейки" (величина магнитного поля, период d , длина "змейки" L_{zm}) и энергии электронов полные потери энергии в "змеяке"

$$P_{zm} \sim E^2 \cdot H^2 \cdot L_{zm}$$

Спектральное и угловое распределение синхротронного излучения зависят от параметров "змейки" [19, 20].

а) Если длина формирования излучения $L_f = R \psi_\lambda$ много меньше d , то характеристики СИ с данного участка траектории определяются локальной кривизной траектории; характеристики потока СИ в точке наблюдения получаются за счёт суммирования потоков с разных участков траектории.

б) В так называемом "ондуляторном" режиме, когда $d \ll R \psi_\lambda = \frac{v m c^2}{e H} \cdot \psi_\lambda \approx \frac{m c^2}{e H}$, требуемое магнитное поле должно быть не больше сотен эрстед ($d \cdot H \ll 1700 \text{ Э} \cdot \text{см}$). При этом полная мощность излучения ($P_\Sigma \sim H^2$) сильно падает, однако в спектре излучения подчеркивается длина волны $\lambda_{\text{онд}} \sim d / \gamma^2 \gg \lambda_c (H \text{ онд})$ с относительной шириной линии, пропорциональной обратному числу периодов в ондуляторе. Ондуляторный режим позволяет убрать коротковолновую часть излучения и получить полностью линейно или циркулярно поляризованное излучение при использовании ондулятора с поперечным или спиральным полем.

1.2. Количественные сведения о свойствах синхротронного излучения

В этом разделе мы приведем в удобной для практических расчетов форме основные формулы, характеризующие свойства синхротронного излучения электронов, движущихся на некотором участке по круговой орбите с радиусом R_M . В формулах будут использоваться следующие основные параметры накопителя E (ГэВ) — энергия частиц, $I(A) = 1,6 \cdot 10^{-19} N_e \cdot f_0$ (сек⁻¹) — ток в накопителе (N_e — число частиц, f_0 — частота обращения); $H(\text{Кэ})$, $R = \frac{100}{3} \cdot \frac{E(\text{ГэВ})}{H(\text{Кэ})}$ — магнитное поле и радиус кривизны траектории в месте излучения, L_M — расстояние от точки излучения до точки наблюдения.

а) Освещённость - мощность пучка синхротронного излучения, просуммированная по всем длинам волн, приходящаяся на площадку 1 мм^2 , расположенную в плоскости орбиты на расстоянии L от точки излучения

$$I_{\Sigma} \left(\frac{\text{Вт}}{\text{мм}^2} \right) = 14 \frac{E^5(\text{ГэВ}) \cdot I(A)}{R(\text{М}) \cdot L^2(\text{М})} = 0,42 \frac{H(\text{кЭ}) \cdot E^4(\text{ГэВ}) \cdot I(A)}{L^2(\text{М})}$$

б) Мощность пучка СИ - мощность синхротронного излучения, просуммированная по всем длинам волн, проинтегрированная по вертикальному углу, в миллиардиан радиального угла

$$P_{\Sigma} \left(\frac{\text{Вт}}{\text{мрад}} \right) = 14 \frac{E^4(\text{ГэВ}) \cdot I(A)}{R(\text{М})} = 0,42 \cdot H(\text{кЭ}) \cdot E^3(\text{ГэВ}) \cdot I(A)$$

в) Поток квантов - полное число квантов всех энергий, излучаемых электронами в миллиардиан радиального угла:

$$N_{\Sigma} \left(\frac{\text{Фот}}{\text{сек} \cdot \text{мрад}} \right) = 1,3 \cdot 10^{17} \cdot E(\text{ГэВ}) \cdot I(A)$$

г) Спектральная освещённость - освещённость на данной длине волны в относительном интервале длин волн $\Delta\lambda/\lambda$:

$$I_{\lambda} \left(\frac{\text{Вт}}{\text{мм}^2} \right) = 59 \frac{E^2(\text{ГэВ}) \cdot I(A)}{\lambda(\text{А}) \cdot L^2(\text{М})} \cdot \eta \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right) \cdot \xi^{-1} \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right) \cdot \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right),$$

где

$$\lambda_{c(\text{А})} = \frac{5,59 \cdot R(\text{М})}{E^3(\text{ГэВ})} = \frac{186}{H(\text{кЭ}) \cdot E^2(\text{ГэВ})} *$$

$\eta(\lambda/\lambda_c)$ - универсальная спектральная функция, график которой показан на рис.2, $\xi(\lambda/\lambda_c)$ - универсальная угловая функция, график которой показан на рис.3 (см. угловое распределение).

д) Спектральная мощность - мощность пучка СИ на данной длине волны в относительном интервале длин волн $\Delta\lambda/\lambda$

е) Следует отметить, что в I_0 и I_2 , в отличие от общепринятого значения, используют другие определения λ_c :

$$\lambda_{c[I_0]} = \frac{1}{2} \lambda_c ; \quad \lambda_{c[I_2]} = \frac{3}{4} \lambda_c$$

$$P_{\lambda} \left(\frac{\text{Вт}}{\text{мрад}} \right) = 48,6 \cdot \frac{I(A) \cdot E(\text{ГэВ})}{\lambda(\text{А})} \cdot \eta \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right) \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 0,62 \cdot \frac{P_{\Sigma}}{(\lambda/\lambda_c)} \cdot \eta \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right) \cdot \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)$$

е) Спектральный поток фотонов - поток фотонов на данной длине волны в относительном интервале длин волн $\Delta\lambda/\lambda$

$$\dot{N}(\lambda) \left(\frac{\text{Фотон}}{\text{сек} \cdot \text{мрад}} \right) = 2,46 \cdot 10^{16} \cdot I(A) \cdot E(\text{ГэВ}) \cdot \eta \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right) \cdot \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right) = 0,19 \cdot N_{\Sigma} \cdot \eta \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right) \cdot \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)$$

При $\lambda/\lambda_c \gg 1$ и $\lambda/\lambda_c \ll 1$ можно пользоваться простыми формулами:

$$\dot{N}(\lambda) \left(\frac{\text{Фотон}}{\text{сек} \cdot \text{мрад}} \right) = 9,35 \cdot 10^{16} \cdot I(A) \cdot \left(\frac{R(\text{М})}{\lambda(\text{А})} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right) \gg 1;$$

$$\dot{N}(\lambda) \left(\frac{\text{Фотон}}{\text{сек} \cdot \text{мрад}} \right) = 3,08 \cdot 10^{16} \cdot I(A) \cdot E(\text{ГэВ}) \cdot \left(\frac{\lambda_c}{\lambda} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \exp \left(-\frac{\lambda_c}{\lambda} \right) \cdot \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right), \quad \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right) \ll 1$$

ж) Угловое распределение. Ширина углового распределения излучения с $\lambda \sim \lambda_c$ (угол, на котором интенсивность излучения уменьшается в два раза по сравнению с интенсивностью в орбитальной плоскости) равна:

$$\psi_{\lambda_c}(\text{мрад}) = \frac{0,82}{E(\text{ГэВ})}, \quad (\lambda \approx \lambda_c)$$

При $\lambda \gg \lambda_c$ этот угол больше ψ_{λ_c} , величина его не зависит от энергии электронов, определяется только длиной волны и радиусом кривизны в месте излучения

$$\psi_{\lambda}(\text{мрад}) = 0,66 \cdot \left(\frac{\lambda(\text{А})}{R(\text{М})} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (\lambda \gg \lambda_c)$$

В случае, когда $\lambda \ll \lambda_c$, ширина углового распределения меньше $\psi_{\lambda c}$, величина его определяется длиной волны и магнитным полем в точке излучения.

$$\psi_{\lambda} (\text{град}) = 5 \cdot 10^{-2} \sqrt{\lambda (\text{А}) \cdot H (\text{кЭ})}, \quad (\lambda \ll \lambda_c).$$

Отношение $\psi_{\lambda} / \psi_{\lambda c}$ является универсальной функцией от λ / λ_c , график $\xi(\lambda / \lambda_c) = \psi_{\lambda} / \psi_{\lambda c}$ позволяющий определять ψ_{λ} для любой длины волны, приведён на рис.3. При $\lambda / \lambda_c > 7$ и $\lambda / \lambda_c < 0,2$ для определения ψ_{λ} с 10% точностью можно пользоваться асимптотическими формулами. Вид зависимости интенсивности излучения от угла также зависит от параметра λ / λ_c , три характерные зависимости для $\lambda / \lambda_c = (0, I; I; IO)$ приведены на рис.4.

в) Поляризация. Степени линейной и круговой поляризации, определяемые обычным образом $\rho = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}$, $q = \frac{2(I_{\parallel} \cdot I_{\perp})^{1/2}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}$, (где I_{\parallel} и I_{\perp} - интенсивности излучения поляризованного параллельно и перпендикулярно плоскости орбиты, между которыми существует сдвиг фаз, равный $\pm \pi/2$), является функцией длины волны и вертикального угла. На рис.4 показана угловая зависимость I_{\parallel} , I_{\perp} , ρ и q для трёх значений $\lambda / \lambda_c = (0, I; I; IO)$. В плоскости орбиты ($\psi = 0$) излучение полностью линейно поляризовано ($\rho = 1$, $q = 0$); в том случае, когда $\psi > \psi_{\lambda}$ излучение имеет эллиптическую поляризацию ($\rho < 1$, $q > 0$). Средняя по вертикальному углу степень линейной поляризации излучения на данной длине волны

$$\bar{\rho}(\lambda) = \frac{\int \rho(\lambda, \psi) \cdot N(\lambda, \psi) d\psi}{\int N(\lambda, \psi) d\psi}$$

является универсальной функцией от λ / λ_c , график которой приведен на рис.5. В случае $\lambda \gg \lambda_c$ $\bar{\rho} = 50\%$, в другом предельном случае $\lambda \ll \lambda_c$ $\bar{\rho} = 100\%$. Если проинтегрировать интенсивность излучения по всем длинам волн и всем вертикальным углам, то оказывается, что интенсивность излучения с по-

ляризацией, параллельной орбитальной плоскости, в 7 раз больше интенсивности излучения с перпендикулярной поляризацией. Поэтому усредненная по всем длинам волн и углам степень линейной поляризации составляет 75%.

1.3. Влияние параметров электронных пучков на характеристики потоков синхротронного излучения

Эффективность использования СИ в различных экспериментах зависит не только от интенсивности СИ, определяемой количеством излучающих частиц, их энергией и величиной магнитного поля в точке излучения. Весьма существенное влияние оказывают поперечные размеры электронного пучка в точке излучения, угловой разброс электронов в пучке, длина сгустка, минимально допустимое расстояние от точки излучения до места проведения эксперимента. Эти параметры во многом определяют "потребительские" качества источника излучения.

Рассматривая влияние основных параметров пучка излучающих частиц на характеристики СИ, в качестве источника СИ будем подразумевать электронные накопители с постоянными (во время эксперимента) энергией, магнитным полем, размерами пучка и числом частиц в нем. Установившиеся размеры ($\sigma_{x,z}$) и угловой разброс ($\Delta \theta_{x,z}$) электронного пучка в накопителе зависят от фазового объема электронного пучка и локальной жесткости магнитной фокусирующей структуры накопителя

$$\sigma_{x,z} = \sqrt{\epsilon_{x,z} \beta_{x,z}}, \quad \theta_{x,z} = \sqrt{\epsilon_{x,z} / \beta_{x,z}},$$

где $\beta_{x,z}$ - эффективное фокусное расстояние магнитной системы в точке излучения; ϵ_x - радиальный фазовый объем пучка электронов, определяемый равновесием между квантовым возбуждением и радиационным затуханием; ϵ_z - вертикальный фазовый объем пучка электронов, определяемый радиальным фазовым объемом и коэффициентом связи X и Z - колебаний, обычно $\epsilon_z = \frac{1}{100} + \frac{1}{400} \epsilon_x$

"Потребительские" характеристики получаются соответствующим усреднением излучения электронов с заданной траектории по распределению электронов по координатам и углам в пучке. Неизмен-

ной при этом остается проинтегрированная по вертикальным углам интенсивность излучения в единицу радиального угла (напомним, что мы пока считаем орбиту круговой на всем существенном участке). Слабо меняется и спектральное распределение проинтегрированной интенсивности. Остальные характеристики меняются существенно, причём тем сильнее, чем больше поперечные размеры пучков и чем больше угловой разброс электронов.

Угловая расходимость пучка СИ (ψ_{cu}), определяемая угловой расходимостью синхротронного излучения (ψ_λ) и угловым разбросом электронов в пучке ($\Delta\theta$), увеличивается

$$\psi_{cu} = \sqrt{\psi_\lambda^2 + (\Delta\theta)^2}.$$

Освещённость образца, расположенного, как это часто бывает, достаточно далеко от точки излучения ($L \gg b_z / \psi_\lambda$), уменьшается

$$I_{cu} = I_\lambda \cdot \frac{\psi_\lambda}{\psi_{cu}} = I_\lambda \cdot \frac{\psi_\lambda}{\sqrt{\psi_\lambda^2 + (\Delta\theta)^2}}$$

Яркость источника (B_λ) в данном участке спектра, равная числу фотонов, излучаемых в единицу времени с единицы площади источника в единицу телесного угла, является для многих приложений основной "потребительской" характеристикой СИ. Яркость существенно определяется размерами и угловым разбросом электронного пучка

$$B_\lambda = \frac{N(\lambda)}{\Delta x \cdot \Delta z \cdot \sqrt{\psi_\lambda^2 + (\Delta\theta)^2}},$$

где $\Delta x, z$ — эффективный радиальный и вертикальный размер источника;

$$\Delta x, z = \sqrt{4b_{x,z}^2 + R^2(\psi_\lambda^2 + (\Delta\theta)^2)}$$

Степень поляризации излучения под данным углом к направлению излучения падает при $\Delta\theta \approx \psi_\lambda$, поэтому только для длин волн у которых $\psi_\lambda > \Delta\theta$ имеется возможность выделять излучение с повышенной степенью линейной или циркулярной поляризации, используя диафрагмирование пучка СИ под данным углом.

Временная модуляция синхротронного излучения, повторяющего временную структуру сгруппированных в ступки электронов в нако-

пители, является важным обстоятельством для некоторых экспериментов. Длина ступков электронов при заданной энергии определяется как самим синхротронным излучением (вносимое радиационное трение и квантованность излучаемой энергии), так и характеристиками накопителя — магнитной структурой, частотой ускоряющего напряжения, компенсирующего радиационные потери энергии, и его амплитудой. Минимальная длительность ступков существующих накопителей — несколько сантиметров (возможно и дальнейшее укорочение).

II. ВОЗМОЖНОСТИ НАКОПИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ — ОСНОВНЫХ ИСТОЧНИКОВ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

2.1. Сравнение существующих накопителей электронов с другими источниками ультрафиолетового и рентгеновского излучения

В качестве источников синхротронного излучения первоначально использовались электронные синхротроны [21-23], однако, уже в настоящее время большая часть экспериментов с СИ проводится на электронных накопителях [24-30], так как:

- в накопителях, как правило, больше средний ток;
- благодаря радиационному затуханию поперечные размеры и угловой разброс электронов пучка в накопителях существенно меньше, чем в ускорителях;
- стабильность орбиты, постоянство энергии и интенсивности пучка в накопителе существенно упрощают постановку экспериментов;
- большое время жизни пучка в накопителе (1-100 часов) обеспечивает низкий уровень радиационного фона вокруг установки, что позволяет работать на малом расстоянии от накопителя с коротким каналом СИ.

В таблице I приведены основные параметры существующих и проектируемых накопителей, используемых как источники СИ.

Таблица 1

№ пп	Накопитель, город, страна	E, ГэВ	I, а	τ , час	R, м	λ_c , Å	$N_{эл}$, кэ	$\lambda_{доп}$, Å	L, км	Примечание
1.	PETRA Гамбург, ФРГ	19	0,09		197	0,16	20	0,93		Проект 1979
2.	FEP Стенфорд, США	15	0,1	12	170	0,28				Проект 1980
3.	ВЭПП-4 Новосибирск, СССР	7	0,1		33	0,54	20		5	Проект 1977
4.	DORIS Гамбург, ФРГ	4	0,3		12,1	1			32	
5.	SPEAR Стенфорд, США	4	0,09		12,7	1,4				
6.	ВЭПП-3 Новосибирск, СССР	2,2	0,12	4-100	6,15	3			2,5	
7.	Дарсбери, Англия	2,0	1,0		5,55	4	45	0,93		Проект 1980
8.	ДС1 Орсе, Франция	1,8	0,4		3,82	4				
9.	ADONE Фраскати, Италия	1,5	0,06	15	5	8,35				
10.	ВЭПП-2М Новосибирск, СССР	0,67	0,1	10-1	1,22	23			2	
11.	АСО Орсе, Франция	0,56	0,1	40-6	1,11	35			15	
12.	INSOR Токио, Япония	0,3	0,1		1,1	228				
13.	SURF Вашингтон, США	0,24	0,06		0,83	336				
14.	TANTALUS-1 Висконсин, США	0,24	0,06	1-10	0,64	260				
15.	Н-100 Карьков, СССР	0,1	0,25	0,1	0,5	2300			6	

Очевидные качественные преимущества СИ перед другими источниками вакуумного ультрафиолета и рентгеновского излучения (возможность выделения любой длины волны в диапазоне λ ($10^4 + 0,1$) Å; наличие поляризации; хорошая естественная коллимация; временная модуляция с разрешением $\leq 0,1$ нсек; точно рассчитываемые характеристики) дополнены в таблице 2 количественным сравнением яркости СИ накопителей с источниками другого типа: газоразрядной HeI лампой ($\lambda \sim 500$ Å), острофокусной рентгеновской трубкой с вращающимся анодом мощностью 30 кВт ($\lambda \sim 1,5$ Å), гипотетическим линейным ускорителем на E=10 МэВ мощностью 1 Мвт с оптимальным тяжелым жидко-металлическим или вращающимся конвертором, пересекающим пучок электронов с предельно возможной скоростью.

Некоторые наглядные представления о пучке синхротронного излучения можно получить по фотографиям, представленным на рис. 6, на которых виден светящийся след пучка рентгеновского синхротронного излучения, выпущенного из накопителя ВЭПП-3 через бериллиевую фольгу в атмосферу. Светящаяся полоса ионизованного рентгеновским излучением воздуха видна на расстоянии более десяти метров.

Таблица 2

Источник	λ , Å	Размер источника мм ²	Расходимость излучения	β сек. см ² стер. фот.
ВЭПП-2М	(10-10 ³)	0.5x0.05	10 ⁻³	(10 ²³ -10 ²⁴). $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$
Газоразрядная HeI лампа	500		4	$\sim 10^{20} \cdot (\frac{\Delta\lambda}{\lambda})_{HeI}$
ВЭПП-3	(5-0,5)	2 x 0,2	2 · 10 ⁻⁴	(10 ²³ -10 ²⁴). $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$
Рентгеновская трубка P=30 кВт	1,54	0,5x0,5	2	4 · 10 ²⁰ . $(\frac{\Delta\lambda}{\lambda})_{CuK\alpha}$
PETRA	10 ⁻¹ -10 ⁻²	8 x 0,8	5 · 10 ⁻⁵	(10 ²³ -10 ²⁴). $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$
Линейный ускоритель 10 МэВ 1 МВт	10 ⁻³	0,5x0,5	0,2стер	3 · 10 ²⁰ . $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$

2.2. Пути дальнейшего улучшения накопителей —
 специализированных источников синхро-
 тронного излучения

Практически все накопители, используемые в настоящее время для экспериментов с синхротронным излучением, разрабатывались, прежде всего, как установки со встречными электрон-позитронными пучками. Поэтому, несмотря на свои высокие качества, эти накопители заведомо не являются оптимальными генераторами коротковолнового излучения.

Изменение магнитной структуры и введение дополнительных устройств в уже существующих накопителях позволит существенно улучшить их характеристики как источников синхротронного излучения.

Для анализа возможностей увеличения яркости источников СИ будем считать, что размеры источника определяются только размерами электронного пучка, а расходимость пучка СИ — только расходимостью синхротронного излучения. Размеры электронного пучка определяются энергией и характеристиками магнитной структуры накопителя [31]:

$$\sigma_x^2 = \text{const} \cdot \frac{E^2 \beta_x}{\nu_x^3} \cdot \frac{R_{cp}}{R}, \quad \sigma_z = K_{cb} \cdot \sigma_x \cdot \sqrt{\beta_z / \beta_x},$$

где K_{cb} — коэффициент X-Z связи; ν_x — параметр, характеризующий жесткость магнитной системы ($\nu_x \sim R_{cp} / \beta_x$); $R_{cp} = \pi / 2\pi$ — средний радиус накопителя.

С учетом сделанных выше допущений формулу, определяющую яркость СИ (см. разд. I.3), удобно переписать в виде

$$B_\lambda = \text{const} \cdot \frac{1.7 (\lambda/\lambda_c) \cdot \nu_x^3}{K_{cb} \cdot E \cdot \psi_\lambda \sqrt{\beta_x \beta_z}} \cdot \frac{R}{R_{cp}} \cdot \frac{\Delta \lambda}{\lambda}$$

Для генерации СИ на орбите накопителя желательно установить специальные магниты, величина магнитного поля в которых может изменяться независимо от основной магнитной системы. Для получения излучения с нужной длиной волны λ , магнитное поле

в этих магнитах должно быть таким, чтобы при имеющейся энергии $\lambda_c \sim \lambda$. При этом $\psi_\lambda \sim 1/E \cdot \frac{a}{\nu_x^3}$

$$B_\lambda = \text{const} \cdot \frac{R}{K_{cb} \sqrt{\beta_x \beta_z}} \cdot \frac{R}{R_{cp}} \cdot \frac{\Delta \lambda}{\lambda}$$

Поэтому яркость источника можно увеличить, используя несколько различных способов, независимо изменяющих параметры магнитной системы:

- поставить специальные корректирующие системы для уменьшения связи X-Z колебаний;
- повысить жесткость фокусирующей системы в радиальном направлении;
- сжать размеры электронного пучка ($\sigma_{x,z} = \sqrt{\epsilon_{x,z} \beta_{x,z}}$) в районе излучения за счет уменьшения эффективного фокусного расстояния магнитной системы ($\beta_{x,z}$) в точке излучения, аналогично тому, как это делается в местах взаимодействия для увеличения светимости встречных пучков (промежутки с малой β -функцией); имеет смысл уменьшать размер до тех пор, пока угловой разброс в пучке электронов не превзойдет угловую расходимость синхротронного излучения.

Другой возможностью повышения яркости источника СИ является использование специальных участков с большим знакопеременным полем ("змейкой"), установленных в прямолинейных промежутках накопителя. Среднее значение поля в такой змейке следует выбирать нулевым. Для коротковолновой "змейки", у которой расстояние между соседними магнитами d порядка зазора между полюсами магнита, магнитное поле на оси пучка с хорошей точностью можно представить в виде

$$H(S) = H_{max} \cdot \cos\left(\frac{\pi S}{d}\right),$$

где S — координата вдоль траектории, H_{max} — поле между полюсами, d — расстояние между соседними магнитами.

В этом случае полная мощность пучка СИ (проинтегрированная по всем длинам волн, по вертикальным и радиальным углам) из змейки длиной L_{zm} будет равна

$$P_{L_{zm}}(Вт) = 6,3 \cdot E^2 (ГэВ) \cdot H^2 (кЭ) \cdot I (А) \cdot L_{zm} (м).$$

Угловая расходимость пучка СИ из змейки в вертикальном направлении определяется так же, как и для случая круговой траектории; в радиальном направлении

$$\psi_{zm} = \sqrt{\psi_\lambda^2 + (\Delta\theta_x)^2 + \varphi^2(\lambda)},$$

где ψ_λ - угловая расходимость синхротронного излучения;
 $\Delta\theta_x$ - угловой разброс электронов в пучке; $\varphi(\lambda) = \varphi_{max} f(\lambda/\lambda_m)$,
 $\varphi_{max} \approx 10^{-4} H_{max}(\kappaЭ) d(\text{см})/E(\text{ГэВ})$ - угол поворота электронного пучка в "змейке".

$$f(\lambda/\lambda_m) \sim \sqrt{1 - (\lambda_m/\lambda)^2}.$$

Максимальное радиальное отклонение электронного пучка в змейке в реальных ситуациях выгодно делать малым, чтобы $\delta x_{zm} \approx \frac{1}{2} d \varphi_{max} \ll \Delta z$. Тогда, эффективный вертикальный и радиальный размер источника связан с его протяженностью (длиной "змейки")

$$\Delta z = \sqrt{4\delta_z^2 + L_{zm}^2 (\Delta\theta_z)^2},$$

$$\Delta x = \sqrt{4\delta_x^2 + L_{zm}^2 [(\Delta\theta_x)^2 + \varphi^2(\lambda)]}.$$

При оптимизации параметров "змейки" на максимум яркости в области какой-либо длины волны λ , основные параметры "змейки" разумно выбрать из условия $\lambda \sim \lambda_m$, $\varphi(\lambda) \ll \Delta\theta_x$, $L_{zm} \leq \beta_x$ (β_x - значение β -функции в месте постановки змейки). Такая змейка принципиально позволяет увеличить яркость пучка СИ примерно в (20-1000) раз. Следует однако заметить, что постановка "змейки" может существенно влиять на параметры магнитной системы накопи-

теля (изменение декремента затухания, сдвиг частот бетатронных колебаний, появление сильной нелинейности). Поэтому необходимо аккуратное рассмотрение вопроса о влиянии "змейки" на движение частиц в накопителе.

При создании специализированных электронных накопителей можно сосредоточить основную долю радиационных потерь в такого рода прямолинейных "змейках", выбрав магнитное поле в "змейках" и поворотных магнитах накопителя так, чтобы интеграл от квадрата магнитного поля по "змейкам" был больше, чем интеграл по остальным участкам накопителя. Проблема эффективности преобразования высокочастотной энергии в полезное синхротронное излучение актуальна для исследовательских накопителей - ведь речь идёт о десятках о сотнях киловатт рентгеновского излучения. Проблема станет определяющей, когда для синхротронного излучения будут найдены технологические применения.

В качестве примера рассмотрим три накопителя с длинными прямолинейными промежутками ВЭШ-3, ВЭШ-4 и PETRA. В таблице 3 приведены параметры пучков СИ, которые можно получить при использовании "змейки".

Таблица 3

	$H(\kappaЭ)$	$L_{zm}(m)$	$\lambda(\text{Å})$	$h\nu(\kappaэВ)$	$I(A)$	$\bar{P}(\kappaВт)$
ВЭШ-3 E=2,2 ГэВ	50	1 м	0,8 Å	15	0,1	5
ВЭШ-4 E=7 ГэВ	50	5 м	0,076 Å	160	0,1	400
PETRA E=19 ГэВ	50	5 м	0,01 Å	$1,2 \times 10^3$	0,1	2500

В накопителях - специализированных источниках СИ кроме решения задач увеличения яркости источника, повышения мощности пучков СИ и повышения кпд следует предусмотреть возможность более полного использования и других особенностей СИ.

Например, в накопителе полезно предусмотреть промежуток, где вертикальный размер расширен, а угловой разброс в пучке электронов уменьшен до величины, существенно меньшей расходимости синхротронного излучения (промежуток с большой β -функцией). Вывод пучка синхротронного излучения из этого района позволит, используя геометрическое диафрагмирование пучка СИ, выделять излучение с высокой степенью линейной и круговой поляризации не только в области вакуумного ультрафиолета, но и в жесткой рентгеновской области.

Для получения временной модуляции интенсивности СИ в широком диапазоне времен (10^{-11} сек до 1 сек) в специализированном накопителе - источнике СИ следует предусмотреть:

- высокочастотную систему, позволяющую иметь ступки длиной 0,1-1 см;
- специальную систему синхронизации для обеспечения работы накопителя в режиме одного ступка, либо в режиме N ступков, следующих с интервалом времени $\Delta T = T_{обр} / N$ ($T_{обр}$ - время обращения частиц в накопителе);
- в районе места излучения иметь возможность введения локального импульсного искажения орбиты, позволяющего с помощью диафрагмирования пучка СИ иметь любую дополнительную временную модуляцию интенсивности СИ.

При разработке электронных накопителей - специализированных источников синхротронного излучения очень существенными аспектами становятся простота, надежность и сравнительная дешевизна. И, несомненно, такие накопители могут быть много проще существующих накопителей, разработанных для экспериментов со встречными электрон-позитронными пучками. Правда, источники рентгеновского диапазона (длины волн порядка ангстрема и короче) останутся крупными установками, которые рационально сооружать для крупных научных центров. Источник же с верхней границей излучаемого спектра в десятки ангстрем может быть сделан вполне доступным для отдельных институтов и больших лабораторий.

2.3. Особенности проведения экспериментов с синхротронным излучением на накопителях

Несмотря на различие накопителей, определяемое, в основном, энергией, размерами накопителя, расположением помещений, используемых для экспериментов с СИ; несмотря на большое разнообразие самих экспериментов, можно сделать несколько общих замечаний, существенных для экспериментаторов, планирующих использование синхротронного излучения.

а) Стяжка экспериментального оборудования с вакуумной системой накопителя

Электронные накопители для успешной работы требуют высокого вакуума в камере установки (не хуже 1×10^{-9} торр) и полного предотвращения попадания в камеру органических соединений (масел и смазок, ещё используемых в низковакуумной технике и т.д.). Поэтому практически обязательно хорошее разделение по вакууму экспериментальных объемов и камеры накопителя.

Для излучения с длиной волны короче 5 \AA рационально полное разделение с использованием бериллиевой фольги толщиной (0,1-0,3 мм). На рис.7 приведена схема канала для вывода СИ с $\lambda < 5 \text{ \AA}$ из накопителя ВЭП-3 [25]. Канал содержит штиревые приемники излучения, которые могут полностью его перекрыть, высоковакуумный клапан, после которого подсоединяется выходной отсек канала, магниторазрядный насос и выходное окно из бериллия толщиной 0,15 мм. Выходной отсек канала заканчивается форвакуумным объемом и второй выходной фольгой из бериллия той же толщины. Назначение этого объема - обеспечить дополнительную защиту вакуумной камеры накопителя от атмосферного воздуха при механическом, радиационном или химическом повреждении одной из выходных фольг. Кроме того при больших интенсивностях перед выходной фольгой вводится дополнительный бериллиевый фильтр меньшей толщины, который хорошо поглощает длинноволновую часть излучения, как раз и создающую тепловую нагрузку внешней фольги.

Для излучения с длиной волны $\lambda > 5 \text{ \AA}$ необходимо непосредственное соединение вакуумной камеры накопителя (рабочий

вакуум $\sim 10^{-9}$ Торр) с вакуумными камерами различного экспериментального оборудования (рабочий вакуум $\sim 10^{-6}$ Торр). В этом случае наиболее эффективно применение дифференциальной откачки, осуществление которой облегчается малыми размерами пучков СИ с длиной волны короче 1000 Å. На рис. 8 приведена схема вакуумного канала для вывода СИ из накопителя ВЭШ-2М [28]. В канале установлены три секции дифференциальной откачки, каждая из которых включает в себя участок канала с малой проводимостью, буферный объем, азотную ловушку со сроком хранения азота в течение 3 суток, магнитоэлектрический насос. Кроме того, в канале установлено два высоковакуумных шибера и два аварийных с временем срабатывания 0,1 сек.

б) Радиационные условия

Благодаря большому времени жизни пучка в накопителе (1-100 час) потери частиц в единицу времени на много порядков (10^7-10^5) меньше, чем в обычных ускорителях. Поэтому вокруг накопителя практически полностью отсутствует наведенная активность, а радиационный фон из-за высокоэнергетичных электронов, γ - квантов и нейтронов весьма мал. Это позволяет размещать аппаратуру для экспериментов с синхротронным излучением в непосредственной близости от накопителя, используя короткие каналы СИ длиной (1-10) м.

Для обеспечения безопасности экспериментаторов, присутствие которых у аппаратуры желательно в момент наладок и испытаний, необходимо локализовать место гибели частиц в различных аварийных ситуациях (выключение высокочастотной системы, неисправности в магнитной системе и т.д.) постановкой пробников, ограничивающих апертуру в месте, далеком от канала СИ. Возможно также использование быстро вводимого пробника (время 1-10 мсек), срабатывающего в аварийных ситуациях, или аварийных дефлекторов, сбрасывающих пучок за время, меньшее периода обращения.

Кроме того перед аппаратурой, используемой в экспериментах с СИ, требуется постановка защиты, которая все же в случае сброса пучка "распушила" бы пучок вторичного излучения и исключила возможность получения большой локальной дозы при весьма малове-

роятном случае прямого попадания пучка в район размещения экспериментальной аппаратуры.

Гораздо большую опасность представляет сам пучок СИ. Например, на выходе канала СИ накопителя ВЭШ-3 локальная мощность дозы может достигать $\sim 10^5$ р/сек. Уровни рассеянного излучения вблизи открытого пучка составляет 10^2-10^3 р/час (на расстоянии 0,5 м). Однако из-за малой энергии квантов синхротронного излучения ($h\nu < 40$ КэВ), практически оказывается достаточной радиационная защита из свинца, толщиной 2-5 мм.

в) Использование экспериментальной аппаратуры, адекватной источнику излучения

Большое значение для эффективного использования новых источников синхротронного излучения имеет выбор схемы постановки эксперимента, учитывающий специфику СИ, а также применение оптимальных систем для монохроматизации и фокусировки пучка СИ, применение современных методов регистрации квантов и обработки получаемой информации.

Некоторые примеры, иллюстрирующие эффективность оптимального выбора схемы постановки эксперимента, будут приведены в дальнейшем при рассмотрении различных экспериментов с использованием СИ. Сейчас только заметим, что оптимальным выбором схемы эксперимента, учитывающим специфику СИ, можно не только увеличить поток полезных фотонов для данного эксперимента (см., например, обсуждение вопроса о размещении монохроматора в экспериментах по малоугловой дифракции и голографии), но и существенно улучшить отношение эффект/фон (см. пример уменьшения комптоновского фона за счет использования поляризации излучения при рентгенофлуоресцентном анализе, пример использования временной модуляции излучения в мессбауэровских экспериментах).

Весьма существенным является также выбор монохроматоров, необходимых для выделения рабочей длины волны из непрерывного спектра СИ. С одной стороны всегда желательно иметь монохроматор, пропускающий максимально допустимую для данного эксперимента величину $\Delta\lambda$, так как полное число полезных фотонов пропорционально $\Delta\lambda$. С другой стороны встает острая проблема "порчи"

фазовой плотности пучка квантов кристаллическими монохроматорами, для которых $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ равна вносимому в поток квантов разбросу углов $\Delta\lambda/\lambda \sim \Delta\theta_M$. Поэтому в экспериментах, где требуется хорошее угловое разрешение (рентгеновская голография, малоугловая дифракция, различного рода рентгеновские микроскопии и т.д.), следует использовать два наиболее эффективных положения монохроматора: либо предельно близко к источнику, либо перед регистратором.

При положении кристалла-монокроматора вблизи источника $\Delta\theta_M$ должно быть меньше углов излучения ψ_1 , т.е. $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} < \psi_1$. Для рентгеновской области это соответствует $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} < 10^{-3}$. Если близко к источнику по техническим причинам поставить монокроматор нельзя, или желательнее использовать предельно широкий спектральный диапазон, монокроматор следует расположить вблизи регистратора.

В этом случае допустимая величина $\Delta\theta_M = \delta\theta \cdot (L_0/L_M)$, где $\delta\theta$ — требуемое угловое разрешение, L_0 — расстояние от образца до детектора, L_M — расстояние от монохроматора до детектора. Минимальная величина L_M определяется необходимостью пространственного разведения различных рефлексов, одновременно отражающихся от кристалла. Кристалл-монокроматор должен выдерживать большую тепловую нагрузку за счёт пучка СИ, поглощённого в кристалле (уже на существующих накопителях до 100 Вт/см²), иметь необходимую временную стабильность и радиационную стойкость.

Нужно помнить также, что спектр излучения практически неограничен простирается в коротковолновую область, спадая для длин волн короче λ_{max} только экспоненциально. Поэтому приходится при монохроматизации синхротронного излучения постоянно заботиться о подавлении коротковолновых гармоник (спектров высших порядков). Эта задача решается несколькими путями:

- работой на краю спектра СИ;
- выбором кристалла или специально исполненной дифракционной решетки, у которых наблюдается погасание некоторых порядков отражений;
- использованием двух последовательных отражений от кристаллов, для которых поправка к брегговскому углу за счёт пока-

затая предомления различна для основной длины волны и для гармоник;

- применением регистраторов с энергетическим разрешением, достаточным хотя бы для дискриминации квантов с вдвое большей энергией;

- использованием зеркала полного внешнего отражения, которое не отражает излучение с $\lambda < \lambda_i$ при $\theta > \theta_i$ ($\theta_i = f(\lambda)$ — критический угол полного внешнего отражения).

Зеркало полного внешнего отражения с успехом может использоваться и для фокусировки пучка, при условии, что величина шероховатостей зеркала $\delta h < \lambda/\theta_i$. Для обеспечения фокусировки зеркало должно иметь радиус кривизны

$$R = \frac{2L_3 \cdot L_a}{(L_3 + L_a) \cdot \theta_i}$$

где L_3 — расстояние от точки излучения до зеркала,
 L_a — расстояние от зеркала до детектора.

Длина зеркала должна быть такой, чтобы отражать поток фотонов, идущий в нужном угловом интервале $\Delta\psi$:

$$l \geq L_3 \cdot \frac{\Delta\psi}{\theta_i}$$

Для фокусировки пучка СИ с успехом применяются также фокусирующие монохроматоры (плоский монохроматор с косым срезом либо изогнутые кристаллы).

Использование синхротронного излучения в качестве принципиально нового мощного источника ультрафиолетового и рентгеновского излучения требует адекватной аппаратуры для постановки экспериментов: полупроводниковых детекторов с хорошим энергетическим разрешением, координатных проводочных пропорциональных камер, прецизионных монохроматоров, фотоэлектронных спектрометров. Большой поток информации требует непрерывного ввода ее в ЭВМ с обработкой в процессе проведения эксперимента, что широко используется в современной физике высоких энергий. Применение этой аппаратуры и методик полезно и при работе с обычными источниками излучения. Сотрудничество же в экспериментах с использованием СИ с лабораториями, концентрирующимися вокруг электрон-позитронных накопителей, делает этот шаг гораздо более естественным, безболезненным и быстрым [18,32,33].

Цитированная литература:

1. G.Schott Electromagnetic Radiation Cambridge Univ. Press (1912).
2. И.Я.Померанчук, ЖЭТФ, 9, 915 (1939).
3. Д.Д.Иваненко, И.Я.Померанчук, ДАН СССР, 44, 434 (1944).
4. J.Schwinger, Phys. Rev. 70, 798 (1946).
5. Л.А.Арцимович, И.Я.Померанчук, ЖЭТФ, 16, 379 (1946).
6. Д.Д.Иваненко, А.А.Соколов, ДАН СССР, 59, 1551 (1948).
7. J.Schwinger, Phys.Rev. 75, 1912 (1949)
8. А.А.Соколов, И.М.Тернов, ЖЭТФ, 31, 473 (1956).
9. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц "Теория поля", Москва (1961).
10. Дж.Джексон "Классическая электродинамика", М. "Мир" (1965).
11. А.А.Sokolov, I.M.Ternov "Synchrotron Radiation" Oxford, Pergamon Press (1968).
12. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.С.Фадин "Излучение релятивистских электронов", Атомиздат (1973).
13. D.Tombouljan, P.Hartman Phys. Rev. 102, 1423 (1956).
14. О.Куликов. Труды ФИАН, том 80, 3 (1975).
15. "Синхротронное излучение в исследовании твердых тел". Сборник статей, М. "Мир" (1970).
16. С.П.Капица. Магнито-тормозное излучение как новый инструмент исследования. Природа № 10, 22 (1971)
S.Kapitza SR Sources, inv. paper
Proceedings of the IX International Conf. Particle Acceler. Stanford 1974.
17. K.Codling. Applications of synchrotron radiation" Rep. Prog. Phys. 36, 541-624 (1973).
18. E.Koch, R.Haensel and C.Kunz (eds) "Vacuum Ultraviolet Radiation Physics" (Pergamon Press, New York, 1974).
19. Д.Ф.Амферов, Д.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов, ЖЭТФ, 42, 1921 (1972).
20. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко, ЖЭТФ, 63, 2121 (1972).
21. K.Codling. R.Madden Journ. Appl. Phys. 36, 380 (1965).
22. R. Haensel, C.Kunz. Zs. für angew. Phys. 23, 276 (1967).
23. Б.Н.Мележкин, В.В.Михайлин и др. Труды ФИАН, т.80, 140. (1975).
24. E.M.Rowe and F.E.Mills Particle Accelerators 4. 211 (1973).
25. Т.Д.Мокульская, М.А.Мокульский, А.А.Никитин, А.Н.Скринский, В.В.Анашин, Г.Н.Кулипанов, В.А.Лукашев, ДАН СССР, т.218, № 4, 824 (1974).
26. H.Winick Proc. IX Int. Ass. Conf. SLAC p. 685 (1974).
27. P.Dagneaux et al. Ann. Phys. t.g. p.p. 9-63 (1975).
28. Е.С.Глускин, В.А.Кочубей, А.А.Красноперова, Л.Н.Мазалов, С.И.Миннев, А.Н.Скринский, Э.М.Трахтенберг и Г.Н.Тумайкин. Известия АН СССР (серия физическая), т.40, № 2, 227 (1976).
29. А.Н.Скринский. "Состояние работ на накопителях со встречными пучками. ВЭПП-2М, ВЭПП-3 и ВЭПП-4" - доклад на У Всесоюзном совещании по ускорителям заряженных частиц, Дубна (1976).
30. E.Koch, C.Kunz, E.Weiner. The New Synchrotron Radiation Laboratory at the DESY Storage Ring DORIS, DESY SR-76/02 (1976).
31. M.Sands "The Physics of Electron Storage Rings" SLAC Report No 121 (1970).
32. С.Е.Бару, Т.Д.Мокульская, М.А.Мокульский, В.А.Сидоров, А.Г.Хасахнашев, ДАН СССР, 227, 82 (1976).
33. Г.Н.Кулипанов, И.А.Овсянникова, В.Ф.Пищорин, И.Г.Фельдман, В.Б.Хлестов, М.А.Шеромов, С.Б.Эренбург, "Исследования тонкой структуры главного края поглощения на синхротронном излучении" (в печати).
34. В.П.Коронкевич, Г.Н.Кулипанов, В.И.Надывайко, В.Ф.Пищорин, А.Н.Скринский, "Контактное проецирование микрообъектов рентгеновским синхротронным излучением" (в печати).
35. M.Hart J Appl. Crystallography 8, 436 (1975).
36. З.Г.Пинскер, "Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах", М. "Наука" (1974).

37. P. Horowitz and J.A. Howell Science, 178, 608 (1972).
38. А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский, "Использование излучения электронных накопителей в рентгеновской голографии микрообъектов", "Оптика и спектроскопия" (в печати).
39. А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский, "Рентгеновская голография микрообъектов" (в печати).
40. Дж.Струк, "Введение в когерентную оптику и голографию", М "Мир" (1967).
41. А.А.Вазина, А.М.Гаджиев, А.М.Матюшин, И.Г.Фельдман, А.Г.Хабахпашев, В.Б.Хлестов, М.А.Шеромов, "Использование однокоординатных камер в методе малосугового рассеяния синхротронного излучения на растворах биополимеров" (в печати).
42. A. Herzberg and H. Lau "Acta Cryst", v 22, p. 24, (1967).
43. С.Е.Бару, Г.Н.Кулипанов, Т.Д.Мокульская, М.А.Мокульский, А.А.Никитин, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, И.Я.Скуратовский, А.Г.Хабахпашев, "Рентгеноструктурные исследования биополимеров с применением синхротронного излучения и многоканального детектора" (в печати).
44. В.А.Брыгунов, А.А.Никитин, "Регистрация картин дифракции синхротронного излучения (рентгеновский диапазон) с помощью электронно-оптических преобразователей". (в печати)
45. А.А.Красноперова, Е.С.Глушкин, Л.Н.Мазадов, ЖСХ, т.17, № 6 (1976).
46. Г.В.Гадияк, Д.А.Кириниц, Д.Е.Лозовик, ЖЭТФ, 69, 122 (1975).
47. И.А.Овсянникова, С.Б.Эренбург, В.Б.Хлестов, И.И.Гегузин, И.А.Тополь, В.П.Саченко, А.П.Ковтун, Известия АН СССР (серия физическая), т.40, № 2, 230 (1976).
48. D.E. Sauger, E.A. Stern Phys. Rev. B11, 4825 (1975).
49. K. Ishii, S. Morita, H. Tawara, T. Chu, H. Kaji, T. Shiohawa Nucl. Instr. and met. 126, 75 (1975).
50. В.А.Ильин, Г.М.Казакевич, Г.Н.Кулипанов, Л.Н.Мазадов, А.М.Матюшин, А.Н.Скринский, М.А.Шеромов, "Рентгенофлюоресцентный элементный анализ с использованием синхротронного излучения" (в печати).
51. В.Ф.Дмитриев, Э.В.Шурик, ЖЭТФ, 67, 494 (1974).
52. А.М.Афанасьев, Ю.Каган, ЖЭТФ, 48, 327, 1965.
53. А.Н.Артёмьев и др., ЖЭТФ, т.64, I, 261 (1973).
54. E. Spiller, D. Eastman, R. Feder, W. Crobman W. Gudat, J. Topalian "Application of synchrotron radiation to X-ray lithography" DEZY SR-76/11 (1976).
55. В.Н.Корчуганов, Г.Н.Кулипанов, Н.А.Мезенцев, В.Ф.Пилдунин, А.Н.Скринский, М.А.Шеромов, В.Б.Хлестов, "Метод оперативного измерения абсолютной энергии частиц в накопителе с использованием спектральных особенностей синхротронного излучения" (в печати).
56. J. W. MeADOWAN - частное сообщение.

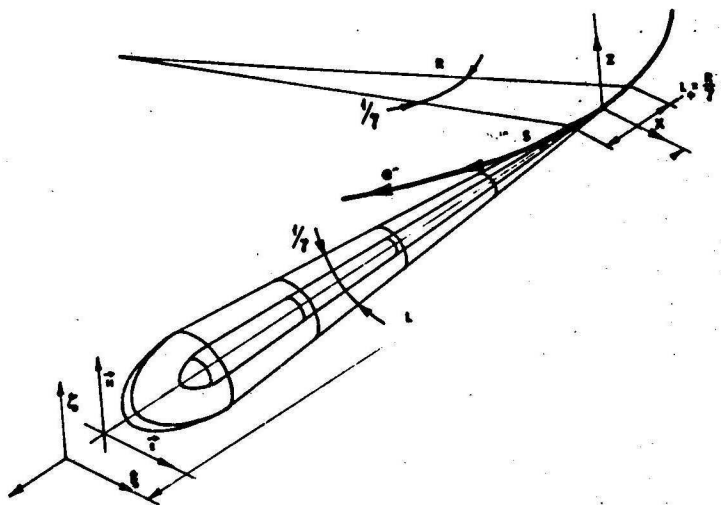


Рис.1. Синхротронное излучение - геометрическая схема, обозначения.

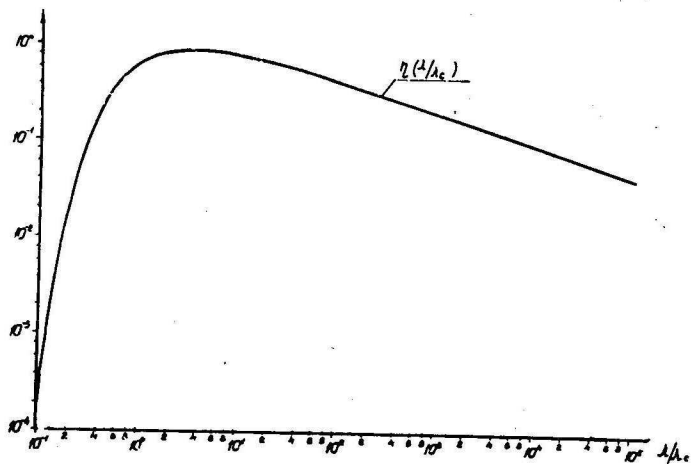


Рис.2. Универсальная функция $\eta(\lambda/\lambda_c)$, определяющая спектральные характеристики синхротронного излучения в зависимости от параметра λ/λ_c .

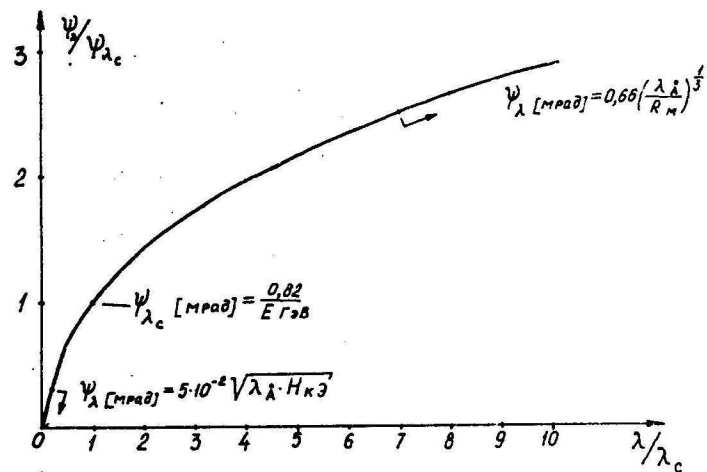


Рис.3. Универсальная функция $\xi(\lambda/\lambda_c)$, определяющая ширину углового распределения синхротронного излучения на данной длине волны (λ) от параметра λ/λ_c .

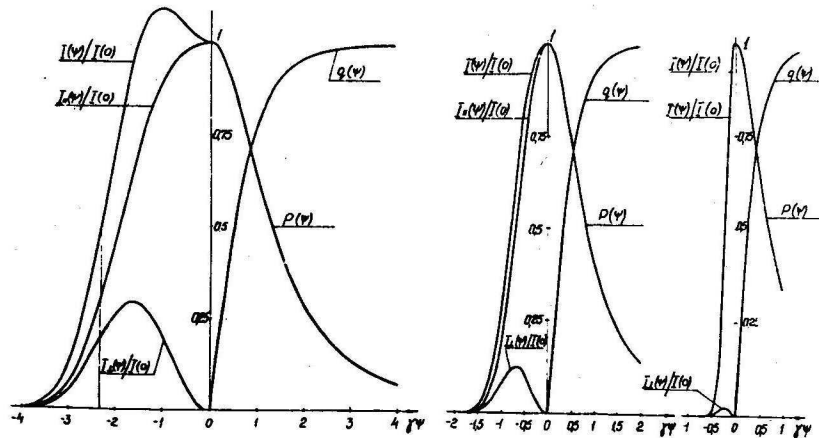


Рис.4. Зависимость основных характеристик синхротронного излучения ($I_{||}$, I_{\perp} , I , ρ , q) от вертикального угла для трёх значений параметра: $\lambda/\lambda_c = 10$, $\lambda/\lambda_c = 1$, $\lambda/\lambda_c = 0.1$.

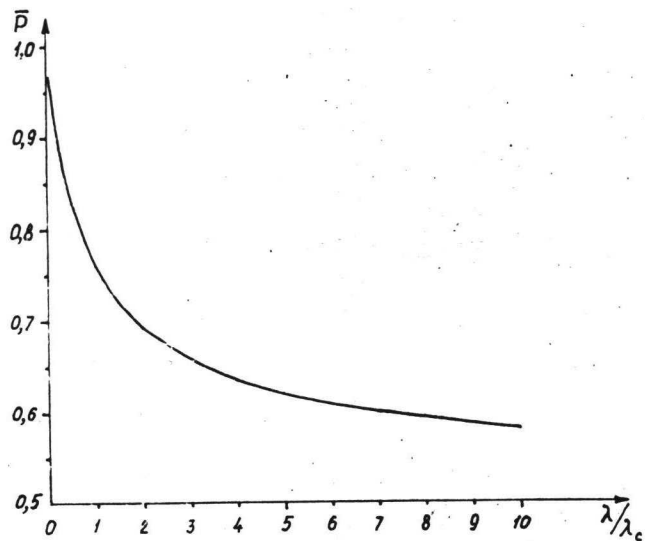


Рис.5. Зависимость усредненной по вертикальному углу линейной поляризации излучения на данной длине волны от параметра λ/λ_c .

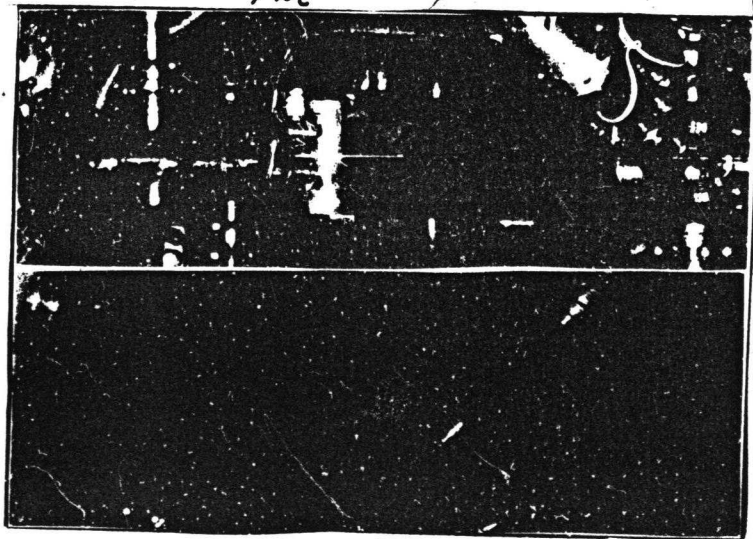


Рис.6. Фотографии светящегося следа пучка рентгеновского синхротронного излучения, выпущенного из накопителя ВЭШ-3 через бериллиевую фольгу в атмосферу: а) вид сбоку; б) вид снизу.

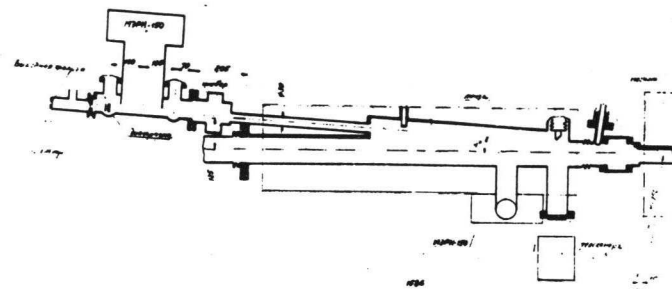


Рис.7. Схема вывода рентгеновского синхротронного излучения из накопителя ВЭШ-3.

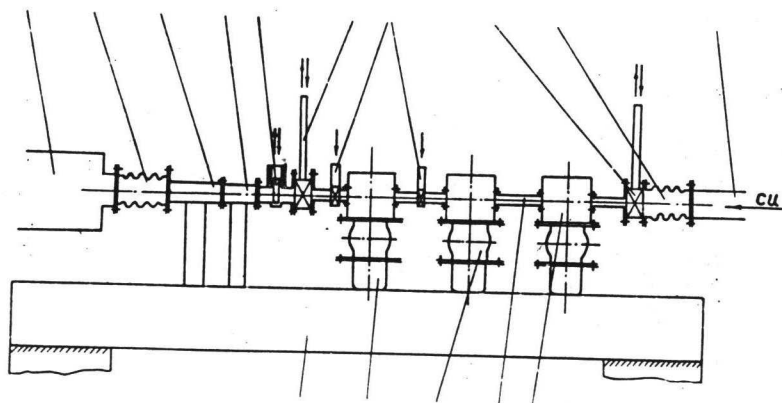


Рис.8. Схема вакуумного канала для вывода ультрафиолета и мягкого рентгеновского излучения из накопителя ВЭШ-2М.

Работа подписана - 7 декабря 1976 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ
Подписано к печати 4.П-1977г. МН 02637.

Усл. 2,0 печ.л., 1,6 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно

Заказ № II.

Отпечатано на ротапинтере ИЯФ СО АН СССР