

ХАРЬКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ АН УССР

ХФТИ 77-25

В.И.ВИТЬКО, И.А.ГРИШАЕВ, Б.И.ШРАМЕНКО

О ВОЗМОЖНОМ ИНТЕНСИВНОМ ИСТОЧНИКЕ
 γ - КВАНТОВ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ
10 кэВ - 10 МэВ

Харьков 1977

ХАРЬКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ АН УССР

ХФТИ 77-25

В.И.ВИТЬКО, И.А.ГРИШАЕВ, Б.И.ШРАМЕНКО

О ВОЗМОЖНОМ ИНТЕНСИВНОМ ИСТОЧНИКЕ
УД - КВАНТОВ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ
10 кэВ - 10 МэВ

Харьков 1977

УДК 539.12:539.2:621.384

В работе проведен обзор возможных видов излучений в энергетическом диапазоне 10 кэВ - 10 МэВ при генерации их на линейном ускорителе. Рассматривается переходное, черенковское, модуляторное и тормозное излучения электронов и позитронов в монокристаллах. Указано на энергетические области преобладания отдельных видов излучений и на возможность использования их в различных областях физики.

© Харьковський фізико-технічний інститут (ХФТИ), 1977.

З В Е Д Е Н И Е

1. Широкое внедрение ускорителей в народное хозяйство требует дальнейшей работы по улучшению их параметров. Одной из важных задач, стоящих перед физиками в настоящее время является создание электронных ускорителей малых размеров. В этой связи представляются перспективными усилия, направленные на создание сверхминиатюрных ускорителей в кристаллических средах. При некоторых условиях кристаллическую ячейку можно рассматривать как естественный резонатор. Характерные длины волн в кристалле около 10^{-3} см. При использовании этих волн для ускорения электронов на расстоянии примерно 10^{-8} см частица может приобрести энергию около 10 кэВ, а на расстояниях приблизительно в 1 см можно мыслить о приросте энергии до 1 ГэВ.

Одну из возможных схем ускорения позитронов при взаимодействии с высокоэнергетическими квантами предложил Динамбрини [1]. Это процесс, обратный тормозному излучению. В поле атома позитрон может поглотить фотон и приобрести дополнительную энергию. Для этого процесса ускорения необходима хорошая параллельность пучков фотонов и позитронов. Лучшие параллельные пучки позитронов получены на линейных ускорителях. При использовании эффекта каналирования можно в центре канала и на больших толщинах (~ 1 см) создать нужную плотность [2].

После открытия и объяснения эффекта Бормана стало ясно, что в кристалле можно создать бегущую вдоль атомных цепочек рентгеновскую волну [3]. Создавая необходимые условия, можно возбудить такую волну, у которой пучности будут находиться между атомными цепочками, как раз там, где максимальна плотность позитронного пучка, а узлы придутся на цепочки. С атом-

ными цепочками волна будет взаимодействовать слабо, а с позитронами взаимодействие будет максимальным. Характерные частоты этих волн около 10 кэВ.

2. Сейчас в литературе широко обсуждаются наиболее важные задачи, стоящие перед современной физикой. Так, В.Л. Гинзбург [4] указывает на важность создания газеров (γ - лазеров). Для получения газера необходимо создать активную среду за счет накачки. Предложены схемы накачки нейтронами [5, 6], а также электромагнитным излучением [7, 8]. При этом наиболее целесообразно использовать γ - кванты с энергией меньшей или равной 1 МэВ [9].

Одним из вариантов накачки может послужить интенсивное излучение в указанной области, возникающее в кристалле при прохождении через него ультрарелятивистских электронов (позитронов).

3. Источники электромагнитного излучения в рентгеновском диапазоне ($\omega \sim 10 + 100$ кэВ) могут служить для самых разнообразных целей. В.И. Гольданский, выступая на заседании президиума Академии Наук СССР, посвященном использованию ядерных и радиационных процессов, в частности, заметил, что излучение с длинами волн $\lambda \gg 1 \text{ \AA}$ скрывает совершенно поразительные возможности для исследования состояний атомов, молекул, твердых тел [10]. Он отметил, что лучший из известных в настоящее время источников электромагнитного излучения (синхротронное излучение) по интенсивности, остронаправленности и поляризации превосходит на несколько порядков все то, чем до сих пор располагали ученые.

Создание сильных и интенсивных источников позволит начать работы по радиационному материаловедению. Рентгеноструктурные исследования активных материалов, связанных с реакторостроением и разработкой материалов для термоядерных установок нуждаются в источниках излучения в указанной области.

Очень многообещающи работы по определению фазы рассеяния при рентгеноструктурных исследованиях, когда благодаря непрерывной перестройке длин волн можно определить фазы и числительным методом восстановить атомную структуру образца.

Излучение с длинами волн $\sim 1\text{\AA}$ широко используется для рентгеноструктурного анализа кристаллических белков и неорганических кристаллов.

Сокращение времени экспозиции за счет подъема интенсивности позволит изучать структуры, меняющиеся во времени. Пока недоступны для исследований процессы, длительность которых составляет 2 мкс и меньше: фазовые переходы в конденсированных телах, конформационные переходы в макромолекулах белков и нуклеиновых кислот, перестройки в сложных биологических объектах [11].

Большая плотность излучений позволит исследовать структуру образцов малых размеров. В настоящее время экспозиция белкового кристалла размером $0,1 \times 0,1 \times 0,1 \text{ мм}^3$ недоступна ввиду ее большой длительности [11]. Существуют биологические объекты, которые вообще не кристаллизуются.

Малая угловая расходимость позволит использовать излучение в исследованиях, где необходимы параллельные пучки: определение областей повышенной плотности или внутриклеточной структуры. Поднятие контраста при рентгенодиагностике обещает открыть новые возможности в медицине.

Совершенно особые возможности открываются для молекулярной голографии при создании когерентного источника рентгеновских волн.

4. Изложенное выше указывает на важность изучения физики генерации рентгеновских волн ультрарелятивистскими частицами в кристаллах. По нашим оценкам и опубликованным работам (см. далее) жесткое рентгеновское излучение в кристаллах по интенсивности, монохроматичности и др., может превзойти все существующие в настоящее время источники излучений в указанном частотном диапазоне. Одна из лучших расходимостей пучка в мире на ускорителе, и опыт работы с кристаллами позволяют нам сказать, что на ускорителе ЛУ-2 ГэВ ХФТИ [56] существуют оптимальные условия для выполнения этих работ.

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

1.1. Формулы Бете-Гайтлера [12] тормозного излучения для мягких квантов неприменимы. Длина волны, соответствующая продольно передаваемому импульсу в процессе излучения, становится больше расстояний между атомами. Без учета влияния среды длина когерентности, то есть расстояние, на котором формируется квант, определяется формулой [13]:

$$\ell_{\text{ког}} \sim \delta^{-1} = 2 \epsilon_0 (\epsilon_0 - \omega) / m^2 \omega, \quad (1.1)$$

где δ - минимальный продольно передаваемый импульс; ϵ_0 - начальная энергия электрона; m - масса электрона; ω - энергия фотона; $c = \hbar$ - здесь и далее.

Если длина когерентности превышает расстояние между атомами, то последние искажают процесс тормозного излучения на одном атоме. Два главных процесса, которые необходимо учесть - поляризация среды и многократное рассеяние.

1.2. Поляризация среды приводит к экранированию поля частицы в веществе. Поле частицы на расстоянии радиуса экранирования резко падает. Взаимодействие на далеких расстояниях уменьшается, и это ведет к подавлению излучения мягких квантов. Поляризацию среды можно учесть, введя диэлектрическую проницаемость. В среде импульс фотона

$$\vec{p} = \sqrt{\epsilon} \omega \vec{n} \quad (1.2)$$

$$\epsilon = 1 - \omega_0^2 / \omega^2; \quad \omega_0^2 = 4\pi N Z e^2 / m; \quad (1.3)$$

\vec{n} - единичный вектор вдоль направления вылета фотона;

N - число атомов в единице объема; Z - заряд ядра.

Продольно передаваемый импульс [14];

$$q_{\parallel} = p_1 - p_2 \cos \Theta_3 - \omega \sqrt{\epsilon} \cos \Theta_1; \quad \delta = q_{\parallel \text{ min}},$$

а длина когерентности:

$$\ell_{\text{ког}} \sim q_{\parallel \text{ min}}^{-1} = (m \omega^2 / 2 \epsilon_0 (\epsilon_0 - \omega) + \omega_0^2 / 2 \omega)^{-1}. \quad (1.4)$$

С уменьшением частоты длина когерентности растет, достигает максимума и снова падает, см. (1.4). Спектр излучения, пропорционален квадрату когерентной длины [13, 15].

Обрезание начинается с частот

$$\omega_{кр} = \omega_0 \varepsilon_0 / m. \quad (1.5)$$

Этот результат предсказан Тер-Микаеляном [16, 17]. Для малых частот $\omega_0 < \omega < \omega_{кр}$

$$d\sigma \sim \omega d\omega. \quad (1.6)$$

Поляризация среды приводит к подавлению излучения малых частот. Для малых частот устраняется расходимость. При

$$\omega \rightarrow 0 \quad d\sigma/d\omega \rightarrow 0.$$

1.3. Многократное расстояние на когерентной длине ведет к деструктивной интерференции (разрушению) образующегося фотона. Электрон излучает меньше. Продольная скорость электрона меньше, вследствие многократного рассеяния

$$v_{||} = v \cos \Theta_5 \approx v(1 - \Theta_5^2/2),$$

$P_{||} = P_1(1 - \Theta_5^2/2)$, Θ_5^2 - среднеквадратичный угол многократного рассеяния. Продольно передаваемый импульс, см работу [14].

$$q_{||} = P_1 - P_1 \frac{\Theta_5^2}{2} - P_2 + P_2 \frac{\Theta_5^2}{2} - \omega \sqrt{\varepsilon};$$

$$\delta_2 = q_{2min} = \delta + \frac{\omega_0^2}{2\omega} + \frac{\delta E_5^2}{m^2 L \delta_2};$$

$$\delta_2 = \frac{1}{2} \left(\delta + \frac{\omega_0^2}{2\omega} \right) + \sqrt{\left(\delta + \frac{\omega_0^2}{2\omega} \right)^2 / 4 + \frac{E_5^2 \delta}{m^2 L}}. \quad (1.7)$$

Если многократное рассеяние велико:

$$\frac{E_5^2 \delta}{m^2 L} \gg \left(\delta + \frac{\omega_0^2}{2\omega} \right)^2$$

$$\begin{aligned} \delta_2 &\sim \sqrt{\delta} \sim \sqrt{\omega}, \\ d\sigma &\sim d\omega / \sqrt{\omega}. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Эффект влияния многократного рассеяния на тормозное излучение был предсказан Ландау и Померанчуком [18]. Анализ качественной формулы (1.7) показывает, что многократное рассеяние превалирует над поляризацией при энергиях

$$\varepsilon_0 \gg \left(\frac{m}{E_5} \right)^2 m L \omega = \varepsilon_{mn}$$

Для электронов с $\xi_0 = 1$ ГэВ влиянием многократного рассеяния можно пренебречь. Все рассмотренное ранее относилось к аморфным веществам. Выполненные эксперименты подтверждают теорию, см работы [21, 22].

1.4. В квантомеханическом подходе, развитом Мигдалом [19, 20], получены формулы для вероятности тормозного излучения с учетом многократного рассеяния и поляризации среды для произвольных энергий фотонов. Результаты Ландау-Померанчука (1.8) и Тер-Микоеяна (1.6) получаются из формул Мигдала. Для малых энергий γ - квантов Мигдалом получена следующая формула [19, 20]:

$$\frac{dG}{d\omega} = \frac{16}{3} \frac{Z^2 \mathcal{L} r_0^2 \Phi(s) \ln(190 \bar{z}^{-1/3} \bar{s}^{-1/2})}{\omega (1 + \omega_{kr}^2 / \omega^2)}, \quad (1.9)$$

где r_0 - классический радиус электрона, $\mathcal{L} = \frac{1}{137}$ постоянная тонкой структуры. При $\omega \gg \omega_{kr}$ формула (1.9) переходит в формулу Бете-Гайтлера [12]. Расчеты, выполненные по формуле (1.9) для пластинок Si, Ge, LiF, NaCl толщиной 200 мкм показаны на рис. 1 - 4 (кривые 2).

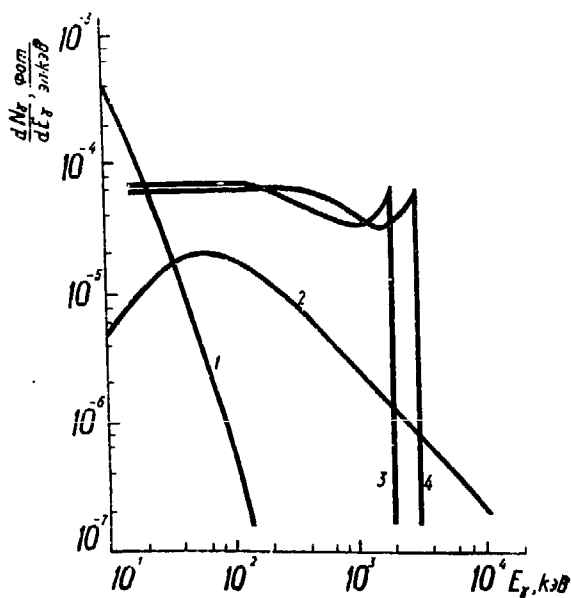


Рис. 1. Выход фотонов из пластинки кремния толщиной 200 мкм от 1 ГэВ позитрона для переходного 1, тормозного 2 и ондуляторного 3, 4 излучений (каналы [110] и [111])

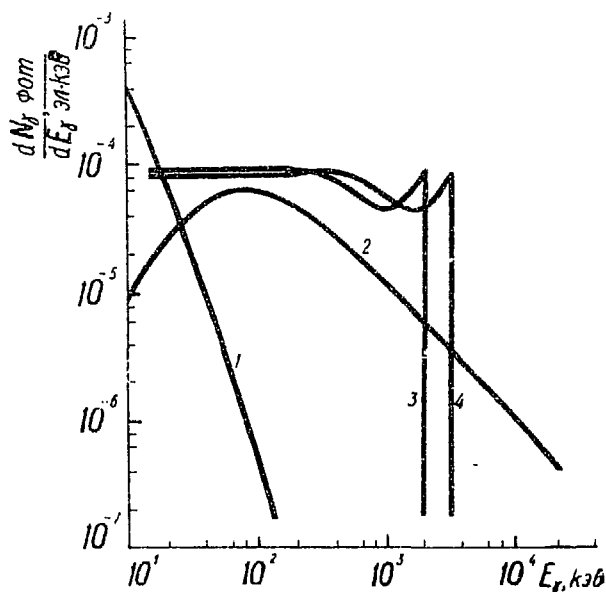


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для германия

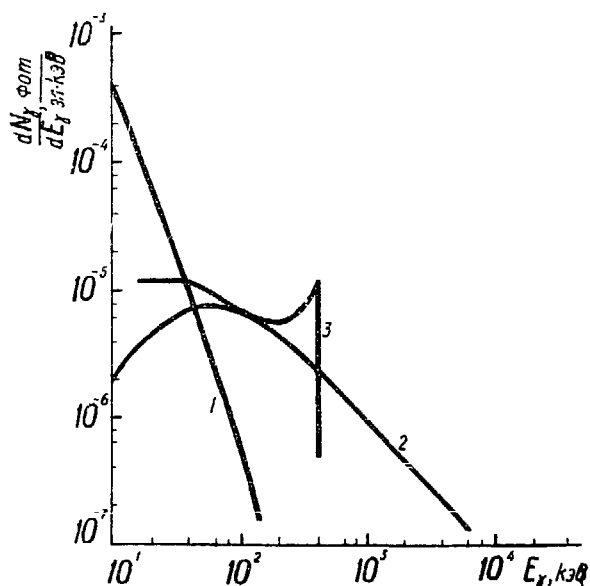


Рис. 3. Выход фотонов из пластинки LiF толщиной 200 мкм от 1 ГэВ позитрона для переходного 1, тормозного 2 и ондуляторного 3 (канал [100]) - излучений

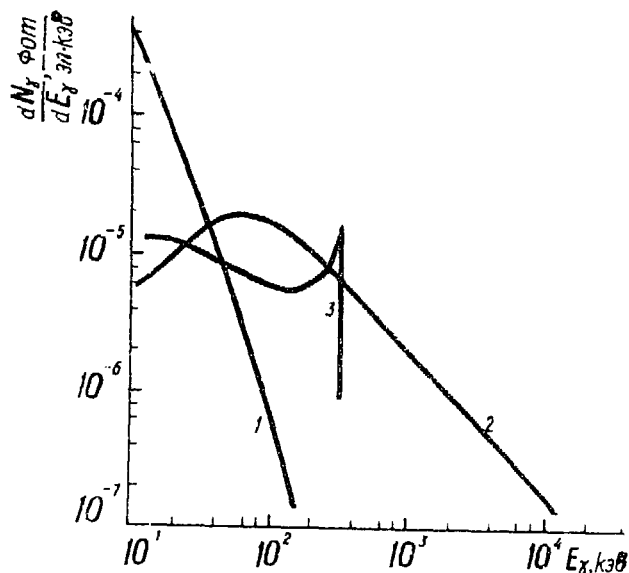


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, для пластины NaCl

1.5. В кристаллах ситуация совершенно меняется. Здесь даже при высоких энергиях фотонов возникают когерентные эффекты. Периодичность структуры кристалла меняет рассмотренные ранее эффекты. Последовательной теории для излучения фотонов с энергиями $\omega \sim 10 \cdot 10^4$ кэВ ультрарелятивистскими частицами пока не создано.

ОНДУЛЯТОРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Под ондулятором понимается устройство, создающее условия для периодического движения по траектории, близкой к прямой [23]. Возможность генерации очень коротких волн с помощью ондулятора [24] сейчас реализована [25].

2.1. Частица, пролетая через периодическую среду, испытывает толчки и излучает волны с частотой, зависящей от частоты толчков. Рассмотрим ондулятор с длиной периодичности ℓ_0 . Для ультрарелятивистской частицы в ее системе отсчета этот период сократится в m/ε_0 раз $\ell = \ell_0 m/\varepsilon_0$.

Излучение частицы будет содержать гармоники, зависящие от ℓ в сопутствующей системе отсчета. В лабораторной системе для излучения вперед за счет эффекта Доплера частота увеличивается в ε_0/m раз. Так как

$$\ell_0 \sim \omega_0^{-1}, \text{ то } \omega \sim \omega_0 (\varepsilon_0/m)^2. \quad (2.1)$$

Спектр излучения содержит множитель, см. работу [23] $(1 - \beta \cos \theta)^{-n}$, θ - угол излучения.

$$n > 1.$$

Для малых углов множитель переходит в

$$(\theta^2/2 + m^2/2\varepsilon_0^2)^{-n}. \quad (2.2)$$

Из формулы (2.2) видно, что характерные углы излучения

$$\theta \sim m/\varepsilon_0$$

2.2. Рассмотрим ондуляторное излучение [26]. В дипольном приближении $\alpha_0/\lambda_0 \ll \gamma^{-1}$, α_0 - отклонение в поперечном направлении,

$$\lambda_0 - \text{период ондулятора,} \\ \gamma = \varepsilon_0/m$$

Фотоны килоэлектронвольтных энергий описываются классической теорией. Согласно работе [26], энергия, излученная в элемент телесного угла $d\Omega$ в интервале частот $d\omega$, равна

$$\frac{d\varepsilon}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \left| \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \pi N [\omega(1-n_z\beta) - k\omega_0]/\omega_0}{\omega(1-n_z\beta) - k\omega_0} \vec{a}_k \right|^2 \quad (2.3)$$

Под углом Θ наблюдается линейчатый спектр частот

$$\omega_k = k \omega_0 (1 - \beta \cos \Theta)^{-1} \quad (2.4)$$

2.3. В кристаллах для применимости формул дипольного излучения необходимо выполнить условие:

$\omega/\epsilon_0 \ll 1$; $\omega \sim \omega_0 \gamma^2$. См. выражение (2.1). Отсюда $\ell_0 \gg \gamma m^{-1}$. Если период ондулятора превышает эти расстояния, то можно пользоваться дипольным приближением. Считая движение в кристалле периодическим с периодом ℓ_0 для интенсивности излучения в интервале $d\omega$, нормированной на единицу, согласно работе [26] имеем:

$$\frac{dI}{d\omega} = 24 \left(\frac{d}{a}\right)^3 \frac{1}{\omega_m} F\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right) \quad (2.5)$$

$$F\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right) = \sum_{k=\frac{\omega}{\omega_m}}^{\infty} \frac{1}{k} \left(\frac{\omega}{k}\right) \left[1 - 2\left(\frac{\omega}{k}\right) + 2\left(\frac{\omega}{k}\right)^2\right] \quad (2.6)$$

d - радиус экранирования; a - расстояние между атомами вдоль движения электрона. Спектр, представленный формулой (2.6), состоит из отдельных линий, частоты которых кратны основной частоте. Сама частота определяется движением частицы в кристалле. По положению пиков в спектре можно сделать вывод о характере движения.

2.4. Если частица каналирует в кристалле и ее движение можно рассматривать классически, то при большом числе периодов интенсивность излучения может быть значительной. На это обратил внимание Кумахов [27]. Согласно Кумахову, зависимость интенсивности этого излучения от частоты следующая:

$$\frac{dI}{d\omega} = \begin{cases} \frac{\omega^4 \chi m^2 \gamma^4 e^2 \omega'}{\omega_m^4 m^2} \left[1 - 2 \frac{\omega'}{\omega} + 2 \frac{\omega'^2}{\omega^2}\right]; & \omega' \leq \omega_m \\ 0 & \omega' > \omega_m \end{cases}$$

$$\omega_m = 2 \omega \gamma^2; \quad \omega^2 = 2 V_0 / m \gamma.$$

В приближении непрерывной цепочки потенциал последней может быть записан в виде [28]:

$$V(\rho) = (2Ze^2/d) f(\rho/R_{\text{кр}})$$

Используя экранировку Линдхарда для потенциала внутри канала, образованного равноотстоящими друг от друга цепочками, получим формулу [29]: $V(r) = V_0 r^2$; $V_0 = \frac{nZe^2(3R_{\text{экp}})^2}{\alpha b^4}$;

$R_{\text{экp}} = 0.88 Z \cdot \alpha_0$ - радиус экранирования в теории Томаса-Ферми; $\alpha_0 = 5,29 \times 10^{-9}$ см - боровский радиус; n - число цепочек, формирующих канал; b - расстояние от оси канала до цепочки; α - расстояние между атомами вдоль цепочки.

Входящие в формулу (2.7) неопределенные параметры не позволяют точно рассчитать место положения пика. Ориентировочно, для $E_0 = 1$ ГэВ в кристалле Si в канале $[110]$ $\omega \sim 2$ МэВ.

Интенсивность этого излучения от 1 позитрона на частоте ω_m превосходит примерно на 6 порядков интенсивность от одного электрона на самом крупном синхротроне DESY (ФРГ) [27]. Расчеты, выполненные по формуле (2.7), показаны на рис. 1-4 для позитронов с энергией 1 ГэВ, каналирующих в монокристаллах Si, Ge, LiF и NaCl соответственно. Кривые 3 и 4 на рис. 1 дают зависимость числа излученных квантов от энергии для каналирующего позитрона вдоль кристаллографических направлений $[110]$ и $[111]$ соответственно в кремнии. На рис. 2 то же для гармония. Кривые 3 на рис. 3 - 4 показывают ту же зависимость для каналирующих позитронов в канале $[100]$ для монокристаллов LiF и NaCl соответственно. Приведенные расчеты интенсивности ондуляторного излучения показывают, что ондуляторный механизм излучения частиц в кристалле является преобладающим для энергий $\omega \sim 1$ МэВ. Значительное превышение интенсивности ондуляторного излучения над тормозным дает возможность исследовать его экспериментально.

Следует отметить, что возможность экспериментального наблюдения спонтанного электромагнитного излучения (в оптической и рентгеновской частях спектра) релятивистскими электронами, каналирующими в монокристалле, показана [57] Воробьевым С.А. [57] и Барышевским В.Г. [58].

Г Л А В А 3

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

3.1. В общем случае переходное излучение возникает при пересечении заряженной частицей границы раздела двух сред с разными оптическими свойствами. В разных средах поля частицы разные. При переходе через границу часть поля, зависящая от этой разницы излучается в виде волн.

Спектральное и угловое распределение интенсивности переходного излучения при пролете заряда через пластинку толщиной дается формулой [30]:

$$\frac{dI}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \Theta^2}{\pi^2} \left[\frac{1}{r^{-2} + \Theta^2} - \frac{1}{r^{-2} + \Theta^2 + \omega_s^2/\omega^2} \right]^2 4 \sin^2 \left[\frac{\alpha \omega}{4\gamma} \left(\gamma^2 + \Theta^2 + \frac{\omega_s^2}{\omega^2} \right) \right] \quad (3.1)$$

Если толщина пластинки много больше зоны формирования переходного излучения

$$Z_{\text{пер}} = \frac{v/\omega}{1 - \beta \sqrt{\epsilon - \sin^2 \Theta}}, \quad (3.2)$$

то в формуле (3.1) квадрат синуса при усреднении по небольшому интервалу частот обратится в $1/2$.

Это означает независимость образования переходного излучения на разных гранях пластинки.

Для интенсивности рентгеновского переходного излучения из пластинки вперед получаем после интегрирования формулы (3.1)

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{4e^2}{\pi} \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{\omega^2}{\omega_{\text{кр}}^2} \right) \ln \left(1 + \frac{\omega_{\text{кр}}^2}{\omega^2} \right) - 1 \right]. \quad (3.3)$$

Вперед излучается более жесткая часть нежели назад [31, 32].

Рентгеновское излучение вперед простирается до частот

$\omega_{\text{кр}} = \omega_0 \epsilon_0 / m$, ω_0 — плазменная частота среды.

3.2. Описанные выше результаты получены в рамках макроскопической электродинамики. Для рентгеновских частот с длинами волн порядка расстояний между атомами среды и порядка размеров атомов необходимо создать микроскопическую теорию излучения. В микроскопической теории [33, 34, 35] различия с макроскопической теорией имеются только для кристаллов. Рассеяноз

в кристалле поле заряда при отражении на атомных плоскостях создает при прохождении кристалла лауэграмму. Излучение в центральном пятне совпадает во всей области частот с излучением на аморфном веществе за исключением отдельных, очень узких пиков в районе брэгговских частот. Излучение в боковых пятнах содержит одну брэгговскую частоту с двумя узкими пиками.

В аморфном теле нет боковых пятен. Рассмотрим кинематику образования боковых пятен. Падающее нормально к пластинке поле заряда при отражении на атомных плоскостях кристалла образует угол $2\theta_B$ с первоначальным направлением. Отраженные волны могут распространяться, если волновой вектор отраженной волны и падающий удовлетворяют условию Брэгга:

$$\vec{k}_h - \vec{k} = \vec{k}_h \quad (3.4)$$

Здесь \vec{k}_h - вектор обратной решетки, \vec{k} - волновой вектор отраженной волны, \vec{k} - волновой вектор падающей волны. Частоты, удовлетворяющие соотношению (3.4) называются брэгговскими. Из выражения (3.4) можно получить связь брэгговских частот с векторами обратной решетки:

$$\omega_B = K_h^2 / 2 |K_{h\perp}| \quad (3.5)$$

Для различных векторов обратной решетки получаем различные брэгговские частоты и различные брэгговские углы:

$$\theta_B = \arctg(|K_{h\perp}| / K_{h\parallel}). \quad (3.6)$$

Векторы обратной решетки направлены по нормали к кристаллографическим плоскостям для кубической решетки, а по величине равны $2\pi/d$, где d - расстояние между плоскостями.

Поля излучения выражаются через амплитуды рассеянного поля заряда E_α^P и $E_{h\alpha}^P$ [34]. Эти амплитуды содержат в знаменателе множители вида:

$$D_\alpha \sim (\nu - \nu'_\alpha - i\nu''_\alpha), \quad |\nu''_\alpha| \ll |\nu'_\alpha|,$$

ν - небольшие отклонения от брэгговской частоты.

При $\nu \simeq \nu'_\alpha$ величины рассеянных полей достигают максимумов с ширинами по ν порядка $|\nu''|$. Эти максимумы весьма узкие и весьма высокие. Так для Be с $\omega = 6-20$ кэВ высота максимума около 10^3 , а ширина порядка $10^{-4} - 10^{-5}$ эВ [34].

Экспериментов по проверке изложенной выше микроскопической теории пока нет. Расчеты по формулам (3.3) для переходного излучения в аморфном веществе показаны на рис. 1 - 4. Кривые 1 показывают зависимость числа переходных квантов от энергий квантов, для пластинок Si, Ge, LiF, NaCl от одного электрона с энергией 1 ГэВ.

ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В РЕНТГЕНОВСКОЙ ОБЛАСТИ

4.1. Черенковское излучение в оптической области широко исследовано и подробно описано в обзорах и монографиях [36, 37, 38]. Для возникновения излучения необходимо выполнить условие:

$$v > n^{-1}(\omega) \quad (4.1)$$

В рентгеновской области [39]:

$$\epsilon(\omega) = n^2(\omega) = 1 - \omega_0^2 / \omega^2. \quad (4.2)$$

Вблизи линий поглощения атомов монотонное изменение ϵ с частотой нарушается. Реальная часть ϵ становится больше единицы, и создаются условия для излучения. В рентгеновской области спектр черенковского излучения занимает дискретные полосы:

$$\omega_{il} < \omega < \omega_{2i}.$$

Границы полос определяются решениями уравнения:

$$\operatorname{Re} \epsilon(\omega) = \beta^{-2}.$$

Сами полосы находятся в областях, для которых [40]:

$$\operatorname{Re} \epsilon(\omega) > \beta^{-2}.$$

В работе [41] указано на возможность черенковского излучения в районе ядерных линий поглощения. Этот вопрос далее был детально исследован [42].

По данным этой работы для ядер ^{57}Fe интенсивность черенковского излучения вблизи линий ядерных переходов сравнима с интенсивностью переходного излучения. В работе [43] указано на ^{73}Ge , в котором для мессбауэровских переходов ядер $7/2^+ - 9/2^+$ возможно возникновение излучения на частоте 67 кэВ с шириной 10^{-6} эВ.

При очень больших энергиях $E > 10^{14}$ эВ, основным механизмом потерь энергии заряженными частицами может стать переходное излучение. Рождение пар фотонами, сопровождающее передачу энергии, может дать вклад в $\operatorname{Re} \epsilon$, и могут создаваться условия для генерации черенковского излучения очень высокой энергии [44].

Недавно в работе [45] была детально проанализирована возможность черенковского излучения вблизи краев фотопогло-

дения внутренних низколетающих оболочек атомов. По известной зависимости $I_m \propto \xi$ от частоты с помощью соотношения Крамерса-Кронига рассчитывается ход с частотой $\text{Re } \xi$. Учет влияния поглощения фотонов на процесс формирования квантов позволяет авторам сделать предположение о существовании интенсивного источника излучения, частоты которого расположены в районе линий поглощения K, L и M-оболочек.

4.2. В работе [46] авторы указывают на параметрическое излучение Вавилова-Черенкова как на главный механизм когерентного излучения рентгеновских квантов ультрарелятивистскими электронами в кристаллах. В этом процессе могут быть получены монохроматические рентгеновские кванты с легко меняемой частотой. Интенсивность этого излучения в расчете на 1 электрон сравнима с интенсивностью синхротронного излучения в килоэлектронвольтном диапазоне энергий фотонов.

В работе [47] рассматривается переходное излучение на атомных плоскостях, когда частица движется в условиях каналирования. Авторы указывают на возможность возбуждения близких атомов с последующим переходным излучением на возбужденных атомах. В режиме каналирования при выполнении условий аномального прохождения испущенного излучения, авторы предсказывают увеличение интенсивности линии на 2 порядка по сравнению с обычным переходным излучением. Район частот, где возможно излучение линий, близок к линиям K-переходов в атомах.

4.3. Недавно зарегистрировано черенковское излучение от релятивистских электронов в гелии со спектральным максимумом в ультрафиолетовой области, $\omega \sim 6 + 20$ эВ [48]. Интенсивность его оказалась на три порядка выше, чем у синхротрона с энергией 5 ГэВ. В более высокоэнергетической области излучения экспериментов пока не поставлено.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ
МАЛОЙ ЭНЕРГИИ

Выбор метода регистрации излучения всецело определяется диапазоном энергии, а также характером информации, которую необходимо получить. Из всего многообразия методов регистрации гамма-излучения, включая область рентгеновского, наиболее приемлемыми являются методы, перечисленные ниже.

Для различных оценочных измерений с успехом могут быть использованы методы регистрации, основанные на интегральных характеристиках излучения: полная ионизация, оптическая плотность почернения фотоматериала, изменение окраски в дозиметрах, основанных на химических методах регистрации и т.п.

Что же касается детальных характеристик формы спектра гамма-излучения в заданном интервале энергий, то такая информация может быть получена только с применением средств прецизионной гамма-спектрометрии: сцинтилляционные гамма-спектрометры на базе NaI(Tl) или CsI(Tl) , полупроводниковые, кристалл-дифракционные гамма-спектрометры или парные магнитные спектрометры.

5.1. Классическим методом детектирования фотонов рентгеновского диапазона являются специальные фотопленки (типа РМ-5), в микрокристаллах бромистого серебра которых под действием излучения возникает скрытое изображение, проявляемое химическим путем.

Связь оптической плотности почернения фотоматериала с уровнем дозы $S = f(D)$ ($S = \lg \frac{I_0}{I}$), где I_0 и I потоки света через необлученную и облученную пленки соответственно, а также известность хода с жесткостью для большинства фотоматериалов позволяют использовать фотометод, как для определения дозы излучения, так и для измерения потока рентгеновского излучения в заданном интервале энергий.

Согласно работе [49], рентгеновские пленки типа РМ-5 обладают наибольшей чувствительностью к рентгеновскому излучению в области 30 – 100 кэВ, что может быть использовано в оценочных измерениях.

Недостатком фотометода является ограниченность линейного участка сенситометрической характеристики фотоматериалов и чувствительность его к постороннему фону, уровень которого достаточно велик в условиях ускорителя высокой энергии, что может накладывать известные ограничения на его применение.

5.2. Хорошо известен метод регистрации, основанный на измерении ионизации, производимой электронами, освобождающимися в результате воздействия на среду гамма-излучением.

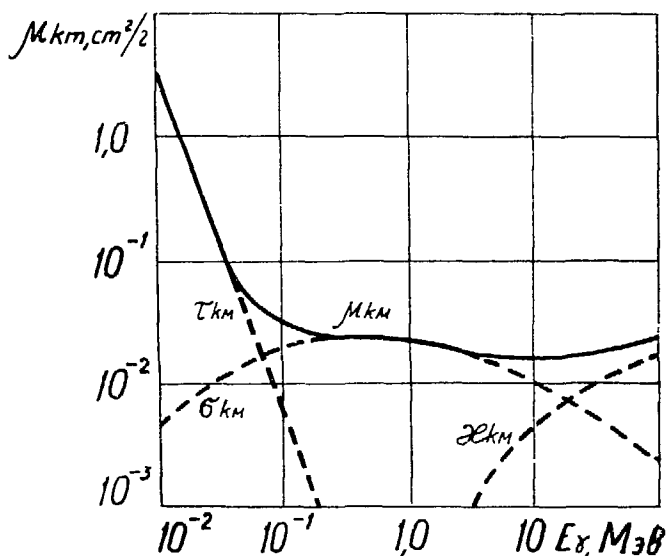


Рис. 5. Ход с энергией массового коэффициента передачи энергии

Массовый коэффициент передачи энергии [50] равен:
 $\mu_{km} = \tau_{km} + \sigma_{km} + \kappa_{km}$ где τ_{km} , σ_{km} и κ_{km} — массовые коэффициенты передачи энергии, обусловленные фотоэффектом, комптон-эффектом и образованием пар соответственно.

Полный коэффициент ослабления излучения $\mu = \mu_k + \mu_s$, где μ_k и μ_s — соответственно части коэффициента ослабления, определяющие преобразование энергии γ — квантов в кинетическую энергию электронов и энергии вторичного квантового излучения (характеристическое излучение, рассеяние γ — кванты, аннигиляционное излучение). На рис. 5 показана зависи-

мость массового коэффициента передачи энергии μ_{km} от энергии γ -квантов для воздуха.

Используя сильную зависимость массового коэффициента передачи энергии от энергии можно выделить ионизацию, обусловленную низкоэнергетичной компонентой γ - излучения.

Это хорошо иллюстрируется энергетическими зависимостями чувствительности тонкостенных ионизационных камер. В качестве примера на рис. 6 показана такая зависимость.

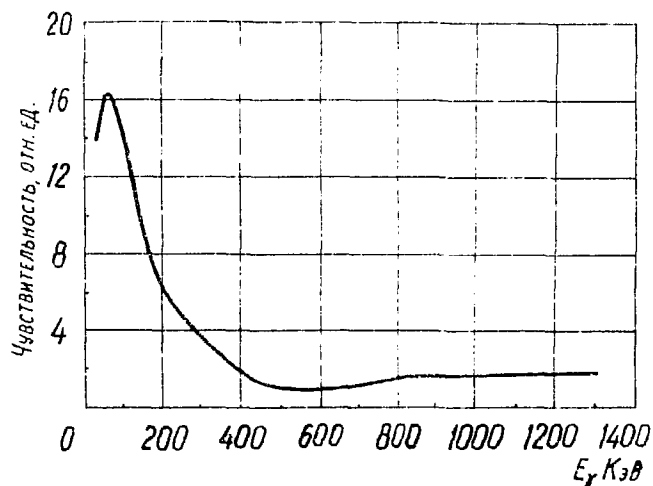


Рис. 6. Характерная зависимость чувствительности тонкостенной ионизационной камеры от энергии

Варьируя толщину стенки и $Z_{\text{эфф.}}^{\text{стенки}}$ по отношению к $Z_{\text{эфф.}}^{\text{воздуха}}$ можно управлять ходом с жесткостью ионизационной камеры, которая определяется отношением коэффициентов передачи энергии. Зависимость хода с жесткостью от соотношения $Z_{\text{эфф.ст.}}$ и $Z_{\text{эфф.возд.}}$ показана на рис. 7.

5.3. Для измерения интенсивности рентгеновского излучения в узкой области длин волн может быть использован рентгеновский монохроматор, основанный на принципе монохроматизации, предложенном Роуландом.

Дифрагирующий кристалл с радиусом кривизны равен $2R$, располагается на круге диаметром R , на котором располагается также источник рентгеновского излучения и детектор. 21

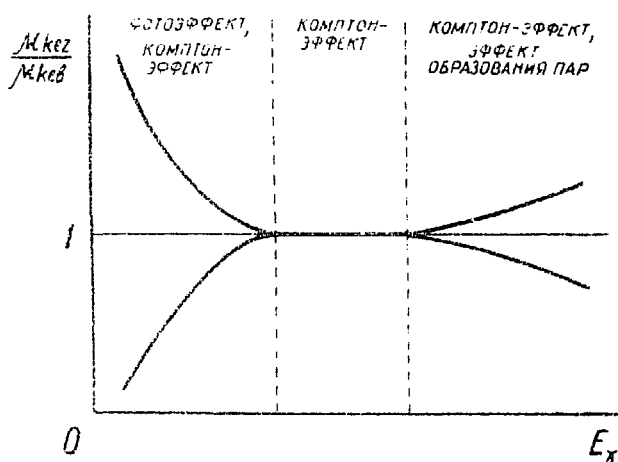


Рис. 7. "Ход с жесткостью" в зависимости от Z эфф

Если источник и детектор расположены таким образом, что оба направления от источника и от детектора составляют угол Θ с поверхностью кристалла, то излучение, отраженное от поверхности кристалла и удовлетворяющее закону Вульфа-Брэгга, будет фокусироваться на детекторе. Закон Вульфа-Брэгга связывает длину излучения λ с характеристикой кристалла - расстоянием между параллельными кристаллическими плоскостями: $n\lambda = 2d \sin \Theta$, где n произвольное целое число. Излучение, длины волны которого не будет удовлетворять этому соотношению, не будет попадать на детектор.

Используя дополнительные меры монохроматизации (щелевая фильтрация и метод тонкой фокусировки первичного пучка [51], можно значительно улучшить степень монохроматичности рентгеновского излучения. Монохроматизация по принципу тонкой фокусировки с использованием сферически изогнутого монокристалла кварца толщиной 0,1 мм, диаметром 60 мм и радиусом Роуленда - 389 мм позволила монохроматизировать характеристическую K_{α} -линию алюминия с энергией 1486 эВ и шириной 0,83 эВ до 0,21 эВ [51]. При этом использовалось отражение от плоскости (010), угол Вульфа-Брэгга для этой линии равен $78,5^{\circ}$.

Используя принципы фокусировки γ - излучения по Кошуа и Дю-Монду, ставшие теперь классическими, а также двухкристалльные дифракционные спектрометры с плоскими кристаллами можно получить высокую разрешающую способность ($10^{-1} + 10^{-2}$)% в диапазоне (0,05 + 5) МэВ [31] .

В качестве монохроматора могут быть использованы различные приборы, принцип работы которых основан на отражении рентгеновского излучения заданной длины волны на соответствующий угол.

5.4. Одним из наиболее распространенных сцинтилляционных спектрометров является гамма-спектрометр на базе кристалла NaJ (Tl). Простота и надежность этого метода измерения γ - квантов в сочетании с хорошим энергетическим разрешением обеспечивает широкое использование его в различных спектрометрических исследованиях.

Используя кристаллы NaJ (Tl) достаточно больших размеров, чтобы обеспечить полное поглощение энергии исследуемого излучения, можно добиться высокого энергетического разрешения в широкой области энергии [53] .

Хотя энергетическое разрешение γ -спектрометра на базе NaJ (Tl) определяется в основном параметрами кристалла NaJ (Tl), немаловажное значение имеет собственное разрешение используемого в спектрометре ФЭУ.

Сравнительно просто достигаемое энергетическое разрешение системы кристалл-спектрометрический ФЭУ около 10 - 12 % дает возможность вести надежные спектрометрические измерения в интервале энергий фотонов от долей до нескольких десятков Мегаэлектронвольт.

Самым большим недостатком сцинтилляционного γ - спектрометра в условиях ускорителя высокой энергии является высокая чувствительность его к постороннему фону, что требует применения специальных мер защиты.

5.5. Обладая рядом существенных преимуществ перед другими детекторами γ - квантов, полупроводниковые детекторы являются в настоящее время самыми совершенными. Наиболее распространенными являются примесные полупроводниковые детекторы на базе кристаллов Ge (Li) и Si (Li) [53] . Высокая чувствитель-

ность при малых размерах (за счет большого Z) большая подвижность носителей заряда, дающая высокую временную разрешающую способность при счетно-импульсном режиме работы, а так же высокое энергетическое разрешение полупроводниковых детекторов выделяют их в приборы особого класса. С помощью Ge (Li) детектора получено разрешение 1,7 кэВ при энергии 1,33 МэВ [54]. А при энергии 6,4 кэВ с использованием Si (Li) детектор достигнуто разрешение 290 эВ [55]. Принципиальная возможность получения детекторов большого объема позволяет расширить энергетическую область исследования до нескольких десятков Мегаэлектронвольт.

Недостатками полупроводниковых детекторов являются необходимость работы и хранение их при температуре жидкого азота (из-за малой ширины запрещенной зоны) и сложность используемой электроники.

Однако, по нашему мнению, использование полупроводниковых детекторов в условиях ускорителя тем не менее представляется наиболее приемлемым.

Подводя итог сказанному, можно сделать вывод, что в условиях линейного ускорителя электронов наиболее целесообразно использовать две методики: сцинтилляционную и полупроводниковую. Для первых грубых оценок можно использовать счетчики на базе кристаллов NaJ (Te). Их необходимо защищать от постороннего фона, и использовать электронные схемы отбора полезных сигналов (схемы совпадений - антисовпадений). Следующий шаг - использование полупроводниковых Ge (Li) детекторов. Последняя схема требует более сложной электроники, а поэтому, и большого времени на наладку.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Все рассмотренное выше указывает на необходимость экспериментального изучения рентгеновского и γ -излучения, релятивистских позитронов и электронов в монокристаллах. Диапазон жесткого рентгеновского и мягкого γ -излучения в спектре излучений ультрарелятивистских частиц экспериментально исследован слабо. Даже те единичные работы, о которых известно

по публикациям, относятся к аморфным веществам. Более широко данный вопрос исследован теоретически. Но тут сравнительное обилие работ затрудняет выделение наиболее главных.

Расчет некоторых видов излучений, представленный на рис. 1 - 4, позволяет сделать некоторые выводы. Рассмотрим спектры излучений в кремнии. Примерно до 20 кэВ преобладает переходное излучение вперед. В районе 20 кэВ по сечению оно сравнивается с ондуляторным излучением каналирующих частиц. Переходное излучение быстро падает с ростом энергии, и около 30 кэВ становится сравнимым с тормозным в аморфном кремнии. Тормозное излучение при малых частотах сильно подавлено поляризацией среды. Оно имеет максимум в районе около 60 кэВ и спад обратно пропорциональный энергии при значительно больших частотах. Расчет, как и для переходного излучения, сделан для аморфной среды. Ондуляторное излучение каналирующих частиц в диапазоне 20 кэВ - 2 МэВ преобладает над тормозным и переходным. Интенсивность его примерно постоянна и имеет резкий спад в районе 2 МэВ. В районе ω_m ондуляторное излучение примерно на 2 порядка превышает тормозное. Различные каналы в монокристалле меняют незначительно выход квантов от одного каналирующего позитрона, что видно из рис. 1, где кривая 3 соответствует каналу $[110]$, а кривая 4 - $[111]$. Большая интенсивность ондуляторного излучения и резкий спад в районе ω_m позволяет надеяться на его обнаружение на линейном ускорителе электронов. Опыт работы с кристаллами указывает на существование когерентных пиков в изучаемой области. Когерентные явления могут сильно изменить форму спектра тормозного излучения.

Имеющиеся предпосылки позволяют надеяться, что в монокристаллах можно получить когерентные γ -кванты с большой интенсивностью в районе 10 кэВ - 10 МэВ на ускорителе ЛУ 2 ГэВ ХФТИ [56].

Авторы считают своим долгом выразить благодарность Э.И.Денисову, Г.Д.Коваленко, А.С.Мазманишвили и В.Б.Муфелю за полезные замечания при подготовке рукописи, и В.Л.Россу за помощь в оформлении.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Diambri G.-Palazzi. The high anergy inverse bremsstrahlung process and self-acceleration of high density electron beams grossing target-"Phys.Letts", v. 57, p. 491, 1975.
2. Кумахов М.А. Пространственное перераспределение потока заряженных частиц в кристаллической решетке. -УФН", 1975, т. 115, с. 427.
3. Batterman В., Cole Н. Dynamical diffraction of X-Rats by Perfect Crystals-"Rev.Mod.Phys"., v. 36, p. 681, 1964.
4. Гинзбург В.Л. О физике и астрофизике.М."Наука", 1974.
5. Гольданский В.И., Качан Ю.М. О принципиальных возможностях осуществления γ - лазера (газера) на ядерных переходах.-"УФН", 1973, т. 110, с. 445.
6. Ильинский Ю.А., Хохлов Р.В. О возможности наблюдения вынужденного γ - излучения.-"УФН", 1973, т. 110, с. 449.
7. Летохов В.С. К проблеме γ - лазера на ядерных переходах, "ЖЭТФ", 1973, т. 64, с. 1555.
8. Дмитриев В.Ф., Шуряк Э.В. О возможностях создания γ - лазера.-"ЖЭТФ", 1974, т. 67, с. 494.
9. Ильинский Ю.А., Хохлов Р.В. О возможности создания γ - лазера. Изв. высших уч.заведений, Радиофизика, 1976, т. 19, с. 792.
10. "Вестник АН СССР", 1976, т. 8, с. 3.
11. Мокульский М.А. Применение синхронного излучения для структурных исследований. "Природа", 1976, № 3, с.6.
12. Bethe Н., Heitler W. On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons. "Proc.Roy.Soc", v. 146, p. 83, 1934.
13. Galitakii V.M., Gurevich I.I. Coherence Effects in Ultra-Relativistic Electron Bremsstrahlung.-"Nuovo Cim"., v. 32, p. 396, 1964.

14. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, Изд. АН Арм.ССР, 1969.
15. Рязанов М.И. Тормозное излучение и образование пар при сверхвысоких энергиях в конденсированном аморфном веществе (Качественная оценка интенсивности тормозного излучения. Длина когерентности).- "УФН", 1974, т. 114, с. 393.
16. Тер-Микаелян М.Л. Спектр тормозного излучения в среде. -ДАН СССР", 1954, т. 94, с. 1033.
17. Тер-Микаелян М.Л.- "Изв. АН СССР", 1955, т. 19, с. 657.
18. Ландау Л.Д., Померанчук И.Я. Пределы применимости теории тормозного излучения электронов и образования пар при больших энергиях.- "ДАН СССР", 1953, т. 92, с. 535.
19. Migdal A.B. Bremsstrahlung and Pair Production in Condensed Media at High Energies.- "Phys.Rev.;" v. 103, p. 1811, 1956.
20. Мигдал А.Б. Тормозное излучение и образование пар при больших энергиях в конденсированной среде. - "ЖЭТФ", 1957, т. 32, с. 633.
21. Арутюнян Ф.Р., Назарян Л.А., Франгян А.А. Влияние среды на излучение релятивистских электронов. - "ЖЭТФ", 1972, т. 62, с. 2044.
22. Варфоломеев А.А., Глебов В.И., Денисов Э.И., Фролов А.М., Хлебников А.С. Исследование влияния среды на тормозной спектр электронов с энергией 40 ГэВ.- "ЖЭТФ", 1975, т. 69, с. 429.
23. Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. М., "Наука", 1975.
24. Гинзбург В.Л. Об излучении электрона, движущегося вблизи диэлектрика.- "ДАН СССР", 1947, т. 56, с. 145.
25. Миллиметровые и субмиллиметровые волны. - Сб. статей под редакцией Мириманова Р.Г., М. Изд. иностр. лит., 1959.

26. Алферов Д.Ф., Башмаков Д.А., Бессонов Е.Г. Ондюляторное излучение. Тр. ФИАН СССР, 1975, т. 80, с.100.
27. Кумахов М.А. О возможности существования эффекта спонтанного излучения γ - квантов релятивистскими каналированными частицами.- "ДАН СССР", 1976, т. 230, с. 1077.
Kumakhov M.A. On the theory of electromagnetic radiation of charge particles in a crystal.- "Phys.Letts", 57 A, p. 17, 1976.
28. Линхард И. Влияние кристаллической решетки на движение быстрых заряженных частиц.- "УФН", 1969, т. 99, с. 249.
29. Donald. Gemmell S. Channeling and related effects in the motion of charged particles through crystals. Rev. Mod. Phys., v.46, p.129, 1974.
30. Гарибян Г.М. Прохождение быстрых частиц через пластинку.- "Изв. АН СССР" сер. физ. 1962, т. 26, с. 754.
31. Гарибян Г.М. К теории переходного излучения и ионизационных потерь энергии частицами.- "ЖЭТФ", 1959, т. 37, с. 527.
32. Барсуков К.А. Переходное излучение в волноводе.- "ЖЭТФ", 1959, т. 37, с. 1106.
33. Гарибян Г.М., Ян.Ши. Квантовая микроскопическая теория излучения равномерно движущейся заряженной частицы в кристалле.- "ЖЭТФ", 1971, т. 61, с. 930.
34. Гарибян Г.М., Ян Ши. Боковые пятна рентгеновского переходного излучения в кристалле и их влияние на центральное пятно.- "ЖЭТФ", 1972, т. 63, с.1198.
35. Барышевский В.Г., Феранчук И.Д. О переходном излучении γ - квантов в кристалле.- "ЖЭТФ", 1971, т. 61, с. 944.
Поправка Барышевский В.Г., Феранчук И.Д. О переходном излучении γ - квантов в кристалле.- "ЖЭТФ", 1971, т. 64, с. 760.

36. Болотовский В.М. Теория эффекта Вавилова-Черенкова.
-"УФН", т. 62, с. 201.
37. Джелли Дж. Черенковское излучение. М., Изд. иностр.лит.,
1960.
38. Зрелов В.П. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение
в физике высоких энергий.
М., Атомиздат, 1968.
39. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред.
Гостехиздат., М, 1957.
40. Budini F. On the Energy Lost by a Relativistic Ionizing
Particle in a material medium and on the Cerenkov Radiation. "Nuovo Cim"., v. 10, p.236, 1953.
41. Перельштейн Э.А., Подгорецкий М.И. Переходное излучение
в области резонансных γ - квантов. -"ЯЭ",
1970, т. 12, с. 1149.
42. Колпаков А.В. Эффект Вавилова-Черенкова в рентгеновском
диапазоне длин волн. -"ЯЭ", 1972, т. 16, с.1003.
43. Федоров В.З., Смирнов А.И. С возможности черенковского
излучения γ - квантов электронами.
"Письма в ЖЭТФ", 1976, т. 23, с. 34.
44. Барышевский В.Г., НГО Дянь Ньан. Тормозное, переходное
и черенковское излучение γ - квантов большой энергии. -"ЯЭ", 1974, т. 20, с. 1219.
45. Вазилев В.А., Глебов В.И., Денисов С.И., Жеваго Н.К.,
Хлебников А.С. Черенковское излучение как
интенсивный рентгеновский источник.
"Письма в ЖЭТФ", 1976, т. 24, с. 406.
46. Baryshevsky V.G. and Feranchuk I.D. The x-ray radiation
of ultra relativistic electrons in a crystal.

"Письма в ЖЭТФ", 1976, т. 23, с. 562.
47. Ахманов С.А., Гришанин Б.А. Когерентное излучение характеристических линий при прохождении заряженных частиц через монокристалл. -"Письма в ЖЭТФ",
1976, т. 23, с. 562.

48. Piestrup M.A., Powell R.A., Rothbart et.al. Cerenkov radiation as a light surge for the 2000-620 Å spectral range.-"Appl.Phys.Letters", v. 28, N 2, p. 92, 1976.
49. Григорьев В.С. и др. Препринт ИЯЭ-27-71, Новосибирск, 1971.
50. Иванов В.И. Курс дозиметрии. М., Атомиздат, 1970.
51. Немошкаленко В.В., Алешин В.Г. Электронная спектроскопия кристаллов. Изд. Киев, "Наукова думка", 1976.
52. Сумбаев О.Н. Кристалл-дифракционные γ -спектрометры. М., Госатомиздат, 1963.
53. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М., Атомиздат, 1970.
54. Вылов Ц., Егосин И.Н., Орманджиев С., Осипенко Б.П., Стинка Д., Ёрковский Я. Спектрометр с Ge(Li) -детектором для гамма-квантов низких энергий. - "ИТЭ", 1973, т. 3, с. 45.
55. Страшинский А.Г., Хомяков Г.К., Скакун Н.А., Серых Н.В., Остапенко Н.Т. Элементный анализ карбида бора и исходных компонентов по рентгеновскому излучению, возбуждаемому протонами.-"Атомная энергия, 1975, т. 39, с. 263.
56. Вишняков В.А., Гришаев И.А., Добролюбов М.И., Кобезский В.М., Кондратенко В.В., Макота В.И. Линейный ускоритель электронов на энергию 2 ГэВ. ВИА АН УССР. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Москва 11-18 ноября 1970 г.) М., "Наука", 1972, т. 1, с. 66.
57. Vorobiev A.A., Kaplin V.V., Vorobiev S.A. - "Nucl. Inst. Meth.", v.147, p.465, 1975.
58. Барышевский В.Г., Дубовская И.А. Сложный и аномальный эффект Доплера для каналированного позитрона (электрона). - "ДАН СССР", 1976, т. 231, с. 1335.

Валерий Иванович Витько, Игорь Александрович Гришаев,
Борис Иванович Шраменко

О ВОЗМОЖНОМ ИНТЕНСИВНОМ ИСТОЧНИКЕ γ -КВАНТОВ В ДИАПАЗОНЕ
ЭНЕРГИЙ 10-кэВ - 10 МэВ

Ответственный за выпуск В.И.Витько

Редактор, корректор Е.Г.Белоусова

Подписано к печати 16.III-77 г., Т-01693. Сдано в набор 5.V-77 г.
Формат 60x84/16. 2,3 усл.п.л., 1,6 уч.-изд.л. Тираж 220.
Заказ 363. Цена 23 коп. Индекс 3624.

Харьков - 108, роталпринт ХФТИ АН УССР

Индекс 3624