

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539.12

**РАДИАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ МАГНИТОТОРМОЗНОГО ТИПА
В КРИСТАЛЛАХ И СОПРОВОЖДАЮЩИЕ ИХ
ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ****В. Г. Барышевский, В. В. Тихомиров**(Институт ядерных проблем
при Белорусском государственном университете им. В. И. Ленина)**СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	529
2. Оптические эффекты в жестком γ -диапазоне, сопровождающие процесс магнитотормозного образования пар в кристаллах	530
2.1. Локальная магнитотормозная природа процесса образования пар в кристаллах при высоких энергиях. 2.2. Магнитотормозной дихроизм кристаллов. 2.3. Магнитотормозное двулучепреломление γ -квантов в кристаллах. 2.4. Области применимости борновского и магнитотормозного приближений.	
3. Эффекты с участием поляризованных $e^\pm$	548
3.1. Радиационная самополяризация $e^\pm$ в интенсивных полях кристаллов. 3.2. Рождение γ -квантами поперечно поляризованных $e^\pm$. 3.3. Эффекты, связанные с поворотом спина.	
4. Заключение	559
Приложение. Связь теории образования пар в кристаллах с квантовой электродинамикой однородного интенсивного поля	560
Список литературы	563

1. Введение. Подводя итоги обширного цикла исследований влияния среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, М. Л. Тер-Микаэлян писал [1]: «На первый взгляд, постановка вопроса о влиянии среды на электромагнитные процессы при высоких и сверхвысоких энергиях (когда длина волн всех участвующих в процессе частиц в 10^4 — 10^6 раз меньше межуатомных расстояний) кажется парадоксальной... Однако, в целом ряде работ было показано, что и при высоких энергиях, когда длины волн всех частиц пренебрежимо малы по сравнению с межуатомными расстояниями, учет среды в некоторых процессах является необходимым». В частности, выяснилось [1, 2], что упорядоченное расположение атомов в кристалле приводит к существенному изменению сечений тормозного излучения и рождения пар по сравнению с таковыми в аморфной среде. Долгое время при теоретическом анализе реакций, возбуждаемых частицами больших энергий в кристаллах, влияние периодического расположения атомов на движение частиц учитывалось в рамках первого порядка теории возмущений. Однако в начале 70-х годов было показано, что условие применимости этого приближения нарушается с уменьшением угла между падающим пучком и кристаллографической осью или плоскостью [3].

Дальнейшее исследование вопроса показало, что в этом случае не просто видоизменяется теоретическое описание проблемы, но возникают качественно новые физические явления. Первым из них стало изучаться излучение γ -квантов каналированными электронами (e^-) и позитронами (e^+). Результаты его исследований в области энергий $e^\pm$ $\varepsilon_\pm \lesssim 10$ ГэВ освещены, например, в монографиях [4–6] и обзорах [7, 8]. На протяжении всего развития квантовой электродинамики (КЭД) прослеживалась четкая параллель в изучении процессов излучения и образования пар (ОП), являющихся кросс-каналами одной реакции. Однако исследование излучения при каналировании вначале не сопровождалось изучением родственного ему процесса ОП. Поиск последнего привел к достаточно неожиданным результатам. Был предсказан [9–11] (см. также [12, 13]) эффект ОП, тесно связанный с аналогичным процессом в интенсивном однородном поле и проявляющийся одинаковым образом как в условиях каналированного движения рождающихся частиц, так и при значительном отклонении от них. В кросс-канале этот процесс связан с квантовым магнитотормозным излучением [5, 14–17] (излучением в однородном поле, для которого существенна отдача), по аналогии с которым процесс ОП в кристаллах также был назван магнитотормозным (синхротронным). В соответствии с предсказаниями [15, 16] *) значительная величина напряженности усредненных полей кристаллических осей (десятки и сотни ГВ/см) позволила наблюдать процессы квантового магнитотормозного излучения [20–26] и ОП [27–30] при энергиях $e^\pm$, γ , превышающих несколько десятков ГэВ.

Магнитотормозные процессы излучения и ОП сопровождаются рядом поляризационных явлений, которые и являются основной темой нашего обзора. Эффекты дихроизма и двулучепреломления γ -квантов в кристаллах в жестком диапазоне ($\hbar\omega \gtrsim 1$ ГэВ) были обнаружены еще при исследовании процесса ОП в борновском приближении [31, 32]. Проявление квантовой магнитотормозной природы процессов излучения и ОП в области еще более высоких энергий не только изменило характер этих явлений, но и привело к появлению принципиально новых явлений с участием поляризованных $e^\pm$ [5, 9], таких как эффекты радиационной самополяризации $e^\pm$ в кристаллах [33–35] и рождения поперечно поляризованных e^+e^- -пар [11, 36]. Данные эффекты открывают широкие возможности получения поляризованных $e^\pm$ - и γ -пучков на наиболее мощных существующих и строящихся протонных ускорителях. В обзоре также обсуждается эффект поворота спина в изогнутых кристаллах [33, 37]. Помимо измерения магнитных моментов короткоживущих частиц [9] он позволяет наблюдать проявление важнейшего квантово-электродинамического эффекта изменения аномального магнитного момента $e^\pm$ в интенсивном кристаллическом поле [38, 39].

2. Оптические эффекты в жестком γ -диапазоне, сопровождающие процесс магнитотормозного образования пар в кристаллах. Возможность исследования эффектов КЭД однородного интенсивного поля [40–45] при прохождении $e^\pm$, γ через кристаллы впервые обсуждалась в [38], где было указано на возможность наблюдения изменения аномального магнитного момента $e^\pm$, а также магнитотормозного дихроизма и двулучепреломления γ -квантов кристаллами. Обоснование использования КЭД однородного интенсивного поля для описания процесса ОП, приводящего к двум последним эффектам, было проведено в [10]. Теория процесса ОП, не опирающаяся на теорию возмущений [10, 46] по взаимодействию с кристаллом, была построена по аналогии с теорией излучения [47], в которой взаимодействие $e^\pm$ с кристаллом учитывается точно. На ее ос-

*) Сильно завышенные оценки энергии $e^\pm$, γ приводились также в [18, 19].

нове впервые было показано, что при малых углах падения γ -квантов на кристаллические плоскости формула для вероятности ОП в кристалле сводится к проинтегрированной по его объему вероятности ОП в интенсивном однородном поле (см. приложение). Формулы теории [10,46,47] учитывают квантовые эффекты, связанные с движением $e^\pm$. В то же время хорошо известно [4—8], что в интересующей нас области энергий $e^\pm$,

Некоторые параметры усредненных потенциалов главных осей и плоскостей ряда кристаллов

Элемент	Z	(Плоскость) <ось>	d_{pl} (d_{ax}), Å	T, К	u_1 , Å	V_{max} , эВ	$\mathcal{E}_{max}$, ГэВ/см	$\frac{\omega_{\chi=1}}{=e\mathcal{E}_{max}} = \frac{m^2}{e\mathcal{E}_{max}}$, ГэВ
Алмаз	6	(110)	1,26	293	0,04	20,8	7,7	890
		<110>	2,52	293	0,04	137	68	100
Si	14	(110)	1,92	293	0,075	21,5	5,7	1193
		<110>	3,84	293	0,075	133	46	145
Ge	32	(110)	2,00	293	0,085	37,7	9,9	684
		(110)	2,00	0	0,036	44,0	14,9	454
		<110>	4,00	293	0,085	229	78	87
		<110>	4,00	100	0,054	309	144	47
W	74	(110)	2,24	293	0,05	127	43	158
		(110)	2,24	0	0,025	142	57	119
		<111>	2,74	293	0,05	931	500	13,6
		<111>	2,74	0	0,025	1367	1160	5,8

Z — атомный номер, d_{pl} — межплоскостное расстояние, d_{ax} — межатомное расстояние на оси, T — температура кристалла, u_1 — среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атомных ядер, V_{max} — амплитуда изменения усредненного потенциала оси или суммарного потенциала плоскостей, $\mathcal{E}_{max}$ — максимальная напряженность поля оси (суммарного поля плоскостей), $\epsilon_{\chi=1} = \omega_{\chi=1} = m^2/e\mathcal{E}_{max}$ — энергия γ , $e^\pm$, при которой квантово-электродинамические параметры $\chi = e\mathcal{E}e/m^2$, $\kappa = e\mathcal{E}\omega/m^2$ достигают единицы в поле напряженности $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{max}$

γ в десятки ГэВ и более движение $e^\pm$ вполне можно считать классическим.

Разработанный Байером и Катковым квазиклассический метод [44, 48] явным образом учитывает классический характер движения $e^\pm$ и квантовый эффект отдачи в излучении, что позволяет легко перейти к описанию процесса ОП, а также включить в рассмотрение спинные эффекты. Несмотря на то, что этот метод разрабатывался для описания процессов, имеющих место в макроскопических внешних полях, он применим также и для описания процессов в микроскопических полях кристаллов [49]. Используя квазиклассичность движения $e^\pm$, важнейшие особенности процесса ОП в кристаллах при высоких энергиях можно установить, исходя из простых физических соображений.

2.1. Локальная магнитотормозная природа процесса образования пар в кристаллах при высоких энергиях. Напомним, что движение заряженных частиц под малыми углами к кристаллическим плоскостям (осям) описывается полем плоскостей (осей), усредненным по координатам атомов в плоскости (оси), а также по тепловым смещениям атомов из положений равновесия. Методы расчета потенциалов усредненных полей подробно описаны в [6, 50—52]. Необходимые в дальнейшем параметры усредненных полей плоскостей и осей некоторых кристаллов, рассчитанные с использованием аппроксимации атомного потенциала по Мольеру, приведены в таблице.

При движении под малым углом к плоскости (оси) частица чувствует действие усредненного поля $\vec{\mathcal{E}}$, практически перпендикулярного ее ско-

рости. Следуя [1], длину l_Φ формирования e^+e^- -пары в таком поле можно согласованным образом определить из соотношения *)

$$\frac{1}{l_\Phi} \sim k - p_{+z}(l_\Phi) - p_{-z}(l_\Phi) \approx \frac{1}{l_\Phi} (1 + \theta_\pm^2(l_\Phi) \gamma_\pm^2), \quad (2.1)$$

связывающего неопределенность $\Delta z \sim l_\Phi$ z -координаты места ОП с величиной z -компоненты импульса, переданного полю (кристаллу) в направлении, параллельном импульсу γ -кванта (ось z). $p_\pm(l_\Phi)$ — взятые при $z = l_\Phi$ импульсы $e^\pm$, начавших движение в точке $z=0$ в направлении оси z . ω и $\varepsilon_\pm = \gamma_\pm m$ — энергии γ -квантов и $e^\pm$, m — масса $e^\pm$. $\theta_\pm(l) = \mathbf{w}_\pm l$ — углы поворота $e^\pm$ на длине l под действием электрического поля, сообщающего им поперечные ускорения $\mathbf{w}_\pm = \pm e\vec{\mathcal{E}}/\varepsilon_\pm$, где $e = |e|$ — заряд e^+ , $l_0 \sim \sim \varepsilon_+ \varepsilon_- / m^2 \omega$ — когерентная длина, введенная в [1]. Используя (2.1), в случае достаточно сильного поля $\theta_\pm(l_0) = 1/\gamma_\pm \xi^{1/2} > 1/\gamma_\pm$ получаем для длины формирования и углов отклонения на ней $e^\pm$

$$l_\Phi = l_0 \xi = \frac{m}{e\mathcal{E}\xi^{1/2}}, \quad (2.2)$$

$$\theta_\pm(l_\Phi) = \omega_\pm l_\Phi = \frac{1}{\gamma_\pm \xi^{1/2}}, \quad \xi < 1,$$

где введен параметр

$$\xi = \left(\frac{m^3 \omega}{e\mathcal{E}\varepsilon_+ \varepsilon_-} \right)^{2/3} = (\theta_\pm(l_0) \gamma_\pm)^{-2/3}, \quad (2.3)$$

Играющий существенную роль в определении вероятности ОП в поперечном электрическом поле [40—45, 48, 53]

$$W = \frac{\alpha m^2}{V \pi \omega^2} \int_0^\omega d\varepsilon_+ \left[\int_{\xi}^\infty \Phi(y) dy + \left(2 - \frac{\omega^2}{\varepsilon_+ \varepsilon_-} \right) \frac{\Phi'(\xi)}{\xi} \right], \quad (2.4)$$

где

$$\Phi(\xi) = \frac{1}{V \pi} \int_0^\infty \cos \left(\xi t + \frac{t^3}{3} \right) dt \quad (2.5)$$

— функция Эйри. Поскольку при $\xi > 1$ она убывает пропорционально $\exp(-2/3 \xi^{3/2})/\xi^{1/4}$, процесс ОП в этом случае оказывается подавленным. Воспользовавшись (2.2), для поперечного смещения $e^\pm$ на длине l_Φ при $\xi \ll 1$ получаем $\Delta p_\pm \sim l_\Phi \theta(l_\Phi)/2 \approx \gamma_\pm \xi^{1/2}/\omega \ll \lambda_e = 3,86 \cdot 10^{-11}$ см. С другой стороны, усредненные поля плоскостей (осей) существенно изменяются при поперечных смещениях $\Delta p > u$, где u — среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний ядер (см. таблицу). Поскольку $u \sim 0,1 \text{ \AA} \gg \lambda_e$, при падении γ -кванта параллельно плоскостям (осям) в процессе формирования пары $e^\pm$ «чувствуют» действие практически постоянного поля, что и позволяет использовать вероятность ОП в однородном поле (2.4) для локального описания процесса ОП в кристаллах.

Как было установлено в [40], многие характеристики радиационных процессов в однородном поле, например вероятность (2.4), определяются лишь величиной $\omega_\pm$ поперечного ускорения $e^\pm$ и не зависят от природы поля (электрической либо магнитной). Поэтому мы не только пользуемся результатами, впервые полученными для магнитного поля при описании процессов излучения, ОП и поляризационных явлений в электриче-

*) Используется система единиц $\hbar = c = 1$.

ских полях кристаллов, но и называем их процессами (явлениями) магнитотормозного типа.

Поскольку основной вклад в вероятность (2.4) дают энергии $\epsilon^\pm$ $\epsilon_+ \sim \epsilon_- \sim \omega$, условие интенсивного магнитотормозного ОП $\xi \lesssim 1$ можно переписать в виде

$$\kappa = \frac{\omega \mathcal{E}}{\mathcal{E}_0 m} \gtrsim 1, \quad (2.6)$$

не зависящем от распределения энергии в паре ($\mathcal{E}_0 = 1,32 \cdot 10^{16}$ В/см — характерная напряженность поля, способного интенсивно рождать e^+e^- -пары из вакуума [41, 48]). Именно возможность выполнения условия (2.6) за счет весьма значительных величин напряженностей усредненных полей кристаллических осей при доступных ныне энергиях γ -квантов в десятки ГэВ и явилось обстоятельством, предопределившим интерес к исследованию эффектов КЭД интенсивного поля при прохождении через кристаллы $e^\pm$, γ . Оценим максимальную величину напряженности усредненного электрического поля оси, достигающуюся на расстоянии $\rho \approx u$ от нее. Для наглядности рассмотрим с этой целью действие ядер атомов на пробную частицу. Пролетая от ядра на расстоянии $\rho \approx u$, она испытывает действие поля $\mathcal{E}_u \approx Ze/u^2$ на длине $\Delta z \approx 2u$. Усредняя его по положениям атомов на оси, получаем $\mathcal{E}_{\max} \approx (\Delta z/d_{\text{ax}}) \mathcal{E}_u \approx 2Ze/ud_{\text{ax}} \approx 3 \cdot 10^{10} Z$ (В/см) $\lesssim 10^{12}$ В/см, где d_{ax} — межатомное расстояние на оси. В случае плоскостей аналогичным образом получаем примерно на порядок меньшую оценку $\mathcal{E}_{\max} \approx \pi Z e n_0 d_{\text{pl}}$, где d_{pl} — межплоскостное расстояние. Величины $\mathcal{E}_{\max}$, рассчитанные с использованием аппроксимации Мольера для атомного потенциала, приведены в таблице. По способности отклонять $e^\pm$ усредненные кристаллические поля эквивалентны магнитным полям с напряженностями, превышающими напряженности, получаемые во взрывомагнитных генераторах и фокусе лазерного луча [54] и достигающими 0,2—3 ГГс для осей и 20—200 МГс для плоскостей. При этом напряженность поля $\mathcal{E}' = \gamma \mathcal{E}$ в собственной системе $e^\pm$ превышает критическую напряженность $\mathcal{E}_0 = 1,32 \cdot 10^{16}$ В/см уже при энергиях $\epsilon_\pm \approx 10$ ГэВ. В качестве характерной энергии γ -квантов, начиная с которой в кристалле интенсивно проявляется процесс магнитотормозного ОП, естественно выбрать энергию $\omega_{\kappa=1} = m \mathcal{E}_0 / \mathcal{E}_{\max}$, при которой в поле максимальной напряженности плоскости (оси) выполняется условие $\kappa = 1$. Эти энергии также приведены в таблице. Нетрудно видеть, что для осей $\omega_{\kappa=1} \sim 10$ —100 ГэВ, для плоскостей — $\omega_{\kappa=1} \sim 100$ —1000 ГэВ. Поскольку энергия γ -пучков ЦЕРН не превышает 150 ГэВ, исследования процесса магнитотормозного ОП ведутся там в полях кристаллических осей. Локальный магнитотормозной характер процесса ОП позволяет получить его вероятность на единице длины кристалла простым усреднением вероятности (2.4) по его поперечнику (см. приложение).

Рассчитанная таким образом вероятность находится в хорошем согласии с результатами двух экспериментов [28, 29] по наблюдению магнитотормозного ОП (первый эксперимент [27] был неудачным). На рис. 1 представлены результаты экспериментального исследования увеличения скорости ОП с ростом энергии γ -квантов, согласующиеся с предсказаниями [55, 56] и результатами расчетов авторов [29]. В эксперименте [28] наблюдалось примерно на 10% большее возрастание скорости ОП, лучше согласующееся с предсказаниями [57]. Ориентационная зависимость вероятности ОП, наблюдавшаяся в обоих экспериментах [28, 29], также находится в хорошем согласии с предсказаниями [55—57] (см. ниже). Сказанное позволяет утверждать, что справедливость локального описания процесса ОП на основе вероятности ОП в однородном поле является твердо установленным фактом.

2.2. Магнитотормозной дихроизм кристаллов. Понимание локальной природы процессов излучения и ОП позволило, воспользовавшись результатами КЭД однородного поля, предсказать ряд поляризационных явлений, сопровождающих прохождение $e^\pm$, γ через кристаллы. Остановимся вначале на эффектах двойного лучепреломления и дихроизма [9, 10, 38]. Согласно [38] для описания этих явлений можно воспользоваться выражением для диэлектрической проницаемости

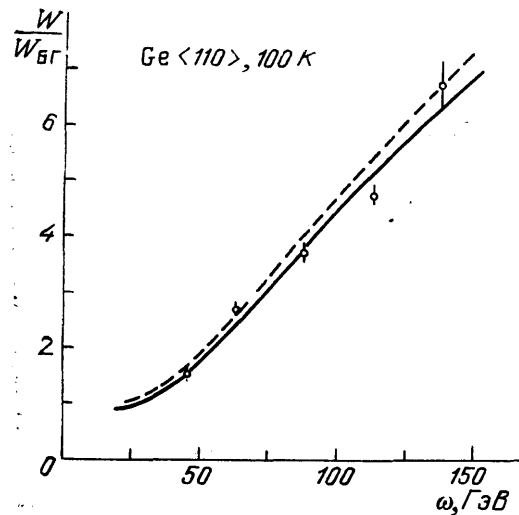


Рис. 1. Энергетическая зависимость вероятности ОП в поле оси $\langle 110 \rangle$ кристалла Ge при $T=100\text{K}$, выраженной в единицах вероятности Бете — Гайтлера $W_{\text{БГ}}$. Точки — экспериментальные данные [29]. Сплошная и штриховая кривые рассчитаны соответственно с учетом и без учета энергетической зависимости вероятности некогерентного ОП [55, 56]

ти, описывающим аналогичные эффекты в макроскопическом внешнем поле. Известно [40—45, 58], что область вакуума, занятая поперечным однородным электрическим полем $\vec{\mathcal{E}} = \mathbf{n}_x \mathcal{E}$, характеризуется тензором поперечной диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + \varepsilon_x \delta_{xi} \delta_{xj} + \varepsilon_y \delta_{yi} \delta_{yj}, \quad (2.7)$$

где $i, j = x, y$, ось $x(y)$ параллельна (перпендикулярна) полю. Причем как мнимые, так и действительные части главных значений тензора (2.7) различаются, что, как известно, приводит к эффектам дихроизма и двулучепреломления. В обычной ситуации взаимодействие γ -квантов с кристаллом описывается диэлектрической проницаемостью (2.7), усредненной по поперечнику кристалла (см., однако, [59]). Поскольку поле кристаллической оси большинства кристаллов обладает цилиндрической симметрией (за исключением некоторых кристаллов, например, сегнетозлектролитов), усреднение (2.7) приведет к почти полному исчезновению этих эффектов. Частичное их сохранение возможно лишь благодаря нарушению цилиндрической симметрии за счет влияния соседних осей. В то же время геометрия усредненного поля кристаллических плоскостей (рис. 2) позволяет в полной мере проявиться поляризующим свойствам однородного поля, поскольку направления главных осей двумерного тензора (2.7) во всем кристалле и в каждой его точке при этом одинаковы. Одна из них параллельна, а другая перпендикулярна плоскостям.

Перейдем к количественному рассмотрению. Начнем с эффекта дихроизма, описываемого мнимыми частями диэлектрической проницаемости. Последние определяются вероятностями ОП в кристаллах линейно поляризованными γ -квантами. Согласно [10, 38] их можно рассчитать, исходя из вероятностей ОП γ -квантами, поляризованными параллельно и перпендикулярно однородному поперечному электрическому полю

$\vec{\mathcal{E}} = n_x \mathcal{E}$ [40–45]:

$$W_{x,y}(\kappa) = \frac{\alpha m^2}{\sqrt{\pi \omega^2}} \int_0^{\omega} d\varepsilon_+ \left[\int_{\xi}^{\infty} \Phi(y) dy + \left(2 \pm 1 - \frac{\omega^2}{\varepsilon_+ \varepsilon_-} \right) \frac{\Phi'(\xi)}{\xi} \right], \quad (2.8)$$

где $\xi = (\omega^2/\varepsilon_+ \varepsilon_- \kappa)^{2/3}$, верхний (нижний) знак соответствует поляризации параллельной оси $x(y)$. Выражение (2.8) указывает на весьма сильную поляризационную зависимость вероятности ОП в однородном поле: отношение W_y/W_x изменяется от двух при $\kappa = \omega \mathcal{E}/\mathcal{E}_0 m \ll 1$ до 1,5 при $\kappa \gg 1$.

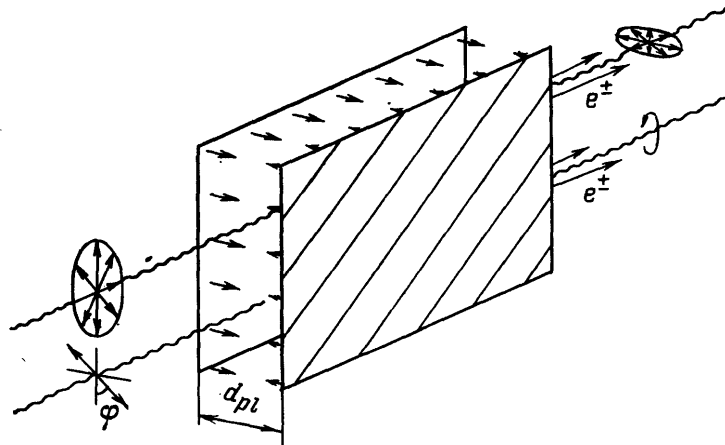


Рис. 2. Усредненное поле кристаллических плоскостей во всем кристалле параллельно нормали к ним, вследствие чего кристалл, подобно области пространства, занятой однородным электрическим полем, обладает свойствами дихроизма и двулучепреломления γ -квантов. φ — угол, образуемый линейной поляризацией и кристаллическими плоскостями

При не слишком малых углах падения γ -квантов на кристаллические плоскости $\psi > 0,1$ мкрад, когда вероятность поглощения γ -кванта в поле одной плоскости мала и не приводит к перераспределению их потока (подробнее см. [59]), вероятность ОП на единице длины кристалла γ -квантами, поляризованными параллельно ($\parallel$) и перпендикулярно ($\perp$) плоскостям, получается усреднением (2.8) по межплоскостному промежутку $0 < x < d_{pl}$

$$W_{\parallel, \perp}^{oh} = \int_0^{d_{pl}} W_{y,x}(\kappa(\mathcal{E}(x))) \frac{dx}{d_{pl}}. \quad (2.9)$$

Однако выражение (2.9) описывает лишь процессы ОП в усредненном потенциале. По аналогии с теорией когерентного ОП, основанной на борновском приближении. [1, 7], процессы в усредненном потенциале плоскостей (осей) естественно называть когерентными. Строго говоря, процессы с дискретной передачей импульса в направлениях, параллельных плоскостям (осям), также относятся к когерентным. Однако при рассматриваемых энергиях ими можно пренебречь.

Уже при рассмотрении процесса ОП в борновском приближении было установлено, что помимо когерентных процессов в кристаллах существуют некогерентные, сопровождающиеся передачей импульса отдельным ядрам (и электронам) вещества. Вероятность некогерентного ОП в этом приближении оказалась не зависящей от энергий и углов падения γ -квантов, а по величине — на 10–20% меньшей вероятности

Бете — Гайтлера $W_{\text{БГ}}$. Изучение процессов ОП в условиях проявления магнитотормозного механизма показало [56, 60], что в логарифмическом приближении они также могут быть естественным образом разбиты на описываемые (2.9) когерентные и некогерентные. Последние описываются локальной вероятностью, рассчитанной для плотности ядер, усредненной вдоль плоскостей (осей) с использованием полученного в [61, 62] и уточненного в [56] сечения процесса ОП на отдельном ядре, находящемся в однородном поле. В качестве напряженности последнего следует, естественно, взять напряженность усредненного поля в рассматриваемой точке. Вероятность некогерентного ОП на единице длины кристалла получается усреднением локальной вероятности по его поперечнику. Подобно вероятности Бете — Гайтлера, она пропорциональна Z^2 . В то же время в области интенсивного ОП $\omega \sim (1-10)\omega_{\kappa=1}$ локальная вероятность когерентного ОП пропорциональна $1/\omega \propto 1/\omega_{\kappa=1} \propto \mathcal{E}_{\text{max}} \propto Z$, что приводит к пропорциональности Z и вероятности когерентного ОП во всем кристалле. Поэтому относительная величина вклада некогерентных процессов в полную вероятность ОП в кристалле пропорциональна Z и, следовательно, максимальна в кристаллах тяжелых элементов. По этой причине для иллюстрации роли некогерентных процессов мы будем обращаться в п. 2.2 и 2.3 к случаю кристалла вольфрама, у которого $Z=74$. Главным

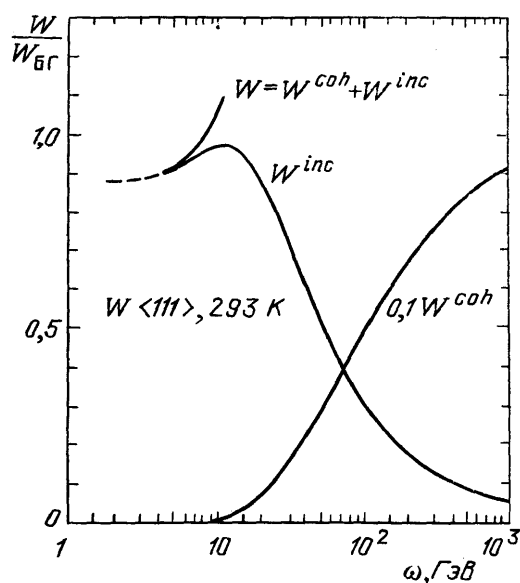


Рис. 3. Энергетическая зависимость выраженных в единицах вероятности Бете — Гайтлера $W_{\text{БГ}} = 2,35 \text{ см}^{-1}$ когерентного (W^{coh}) и некогерентного (W^{inc}) вкладов в вероятность ОП γ -квантами, распространяющимися параллельно оси $\langle 111 \rangle$ кристалла вольфрама при $T = 293 \text{ К}$

отличием некогерентных процессов ОП в условиях применимости магнитотормозного приближения от аналогичных процессов в области действия борновского приближения является пропорциональное $\omega^{-2/3}$ убывание вероятности этих процессов W^{inc} при $\omega > \omega_{\kappa=1}$ (рис. 3). Отличие полной вероятности ОП $W = W^{\text{coh}} + W^{\text{inc}}$ от вероятности $W^{\text{coh}} + W_{\text{БГ}}$, использовавшейся до построения теории некогерентных процессов, достигает в вольфраме 13—15% при $\omega = 50-100 \text{ ГэВ}$ и 6—7% в германии при $\omega = 150 \text{ ГэВ}$ (см. рис. 1), что, например, превышает неопределенность вычисления полной вероятности ОП, связанную с использованием различных приближений для усредненного потенциала оси.

Для описания дихроизма кристаллов также необходимо учесть вклады некогерентных процессов в вероятности ОП γ -квантами, поляризованными параллельно и перпендикулярно кристаллическим плоскостям. В случае распространения γ -квантов вдоль последних эти вклады вычис-

ляют, следуя [56]; они имеют вид (ср. с [61, 62])

$$W_{\parallel(\perp)}^{\text{inc}} = \frac{1}{15L_{\text{рад}}\omega^3} \int_0^{d_{\text{пл}}} \frac{n(x)}{n_0} \frac{dx}{d_{\text{пл}}} \int_0^\omega d\varepsilon_+ \left[1 - \theta(1-\xi) \frac{\ln \xi}{2 \ln(183Z^{-1/3})} \right] \times \\ \times \{ \omega^2 [(1 \pm 1) \xi^4 \Upsilon \mp 6\xi \Upsilon - (3 \pm 4) \xi^2 \Upsilon' - (1 \pm 1) \xi^3] + \\ + (\varepsilon_+^2 + \varepsilon_-^2) [(1 \mp 1) \xi^4 \Upsilon + (3 \pm 6) \xi \Upsilon - (5 \mp 4) \xi^2 \Upsilon' - (1 \mp 1) \xi^3] \}, \quad (2.10)$$

где

$$\Upsilon = \Upsilon(\xi) = \int_0^\infty \sin\left(\xi t + \frac{t^3}{3}\right) dt \quad (2.11)$$

— ипсилон-функция, $\Upsilon' = d\Upsilon(\xi)/d\xi$, $\xi = \xi(x) = (\omega^2/\kappa(x) \varepsilon_+ \varepsilon_-)^{2/3}$, $L_{\text{рад}}$ — радиационная длина, которая задается соотношением

$$\frac{1}{L_{\text{рад}}} = 4\alpha n_0 \left(\frac{Z\alpha}{m} \right)^2 \ln(183Z^{-1/3}), \quad (2.12)$$

где $\alpha = 1/137$, n_0 — средняя концентрация атомов в кристалле,

$$n(x) = \frac{n_0 d_{\text{пл}}}{|V \sqrt{2\pi u}} \exp\left(-\frac{x^2}{2u^2}\right) \quad (2.13)$$

— локальная концентрация ядер, усредненная по плоскости. Первый интеграл в (2.10) описывает процедуру усреднения по межплоскостному промежутку локальной вероятности ОП на ядрах, распределенных с

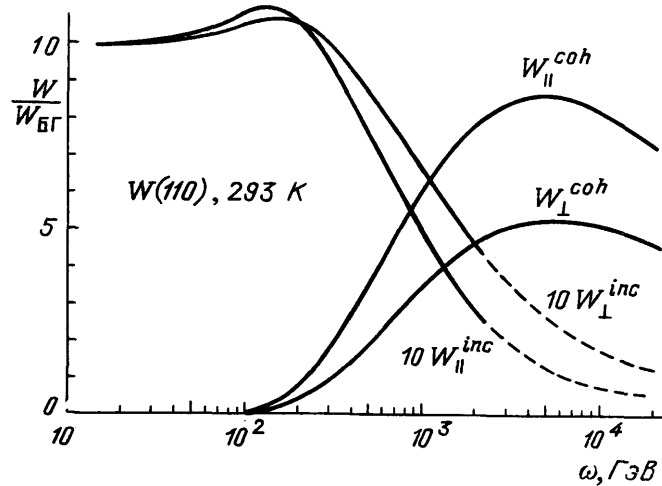


Рис. 4. Энергетическая зависимость выраженных в единицах $W_{\text{БГ}}^{\text{coh}}$ когерентных ($W_{\parallel, \perp}^{\text{coh}}$) и некогерентных ($W_{\parallel, \perp}^{\text{inc}}$) вкладов в вероятности ОП γ -квантами, поляризованными параллельно ($\parallel$) и перпендикулярно ($\perp$) плоскостям (110) вольфрама, вдоль которых распространяются γ -кванты

плотностью (2.13). Во избежание излишних усложнений мы несколько упростили выражение (2.10). А именно, пользуясь свойственной логарифмическому приближению некоторой свободой выбора параметров, стоящих под знаком логарифма, мы выписали (2.10) в виде, обеспечивающем переход к $W_{\text{БГ}}$ при $\omega \ll \omega_{\kappa=1}$, и пренебрегли незначительной асимметрией некогерентного рассеяния, обсуждавшейся в [63]. Рис. 4 позволяет сравнить когерентные и некогерентные вклады в вероятность ОП линейно поляризованными γ -квантами, распространяющимися параллельно плоскости (110) кристалла W.

Теперь мы можем выписать мнимые части главных значений тензора поперечной диэлектрической проницаемости:

$$\operatorname{Im} \varepsilon_{\parallel(\perp)} = \frac{W_{\parallel(\perp)}}{\omega} = \frac{W_{\parallel(\perp)}^{\text{coh}} + W_{\parallel(\perp)}^{\text{inc}}}{\omega}, \quad (2.14)$$

диагонализующегося в системе координат, одна ось которой параллельна, а другая — перпендикулярна плоскостям кристалла. Отличие $\operatorname{Im} \varepsilon_{\parallel}$ от $\operatorname{Im} \varepsilon_{\perp}$, как известно, приводит к возникновению линейной поляризации у первоначально неполяризованного пучка γ -квантов. Действительно, последний может быть представлен как смесь двух пучков поляризованных параллельно и перпендикулярно плоскостям. Преимущественное поглощение первого из них приведет к возникновению у всего пучка на глубине L линейной поляризации $P_i = \tanh[(W_{\parallel} - W_{\perp})L/2]$ перпендикулярной кристаллическим плоскостям. Путем выбора толщины L степень поляризации может быть сделана весьма высокой. Однако в эксперименте существенна не только величина получающейся поляризации, но и интенсивность, которая тоже должна быть достаточно высока, чтобы обеспечить уверенное наблюдение эффектов, сопровождающих взаимодействие

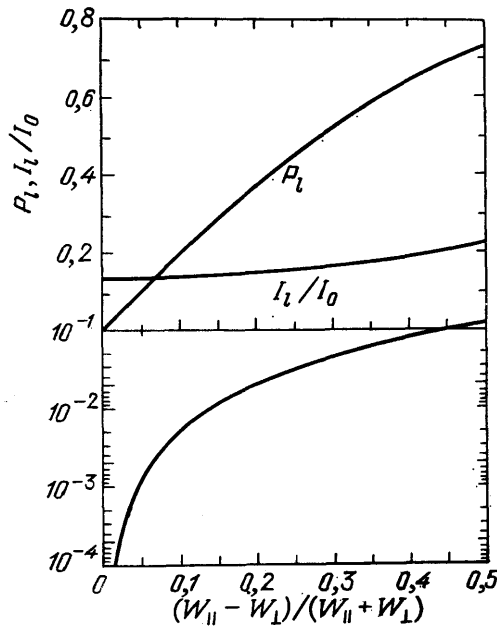


Рис. 5. Зависимость от коэффициента асимметрии ОП (2.15) оптимальных величин линейной поляризации P_i и интенсивности I_i , а также соответствующего им максимального значения приведенной интенсивности $P_i^2 I_i$ первоначально неполяризованного пучка, прошедшего через дихроичный кристалл. Интенсивность и приведенная интенсивность выражены в единицах интенсивности неполяризованного пучка I_0 . На оси ординат в нижней части рисунка отложено $P_i^2 I_i/I_0$.

поляризованного пучка. Поэтому об эффективности процесса получения последнего обычно судят [64] по величине приведенной интенсивности поляризованного пучка $P_i^2 I_i$, где $I_i = I_0 [\exp(-W_{\parallel}L) + \exp(-W_{\perp}L)]/2$ — конечная интенсивность пучка, получаемого из неполяризованного пучка интенсивности I_0 . Выразив длину кристалла через степень поляризации $L(P_i) = \ln[(1+P_i)/(1-P_i)]/(W_{\parallel} - W_{\perp})$, приведенную интенсивность можно представить в виде функции поляризации и коэффициента асимметрии образования пар

$$R = \frac{W_{\parallel} - W_{\perp}}{W_{\parallel} + W_{\perp}}. \quad (2.15)$$

Условие максимальности приведенной интенсивности позволяет представить оптимальные значения поляризации P_i^{opt} и интенсивности I_i^{opt} в виде функций этого коэффициента [65]. Их графики представлены на рис. 5.

Коэффициент (2.15) весьма удобен для описания поляризующих свойств кристаллов, поскольку он отражает как их поглощающие свойства, так и поляризационную зависимость вероятности ОП. Энергетическая зависимость (2.15) для ряда кристаллов представлена на рис. 6. На нем же приведены графики оптимальных толщин кристаллов $L_i^{\text{opt}} = L(P_i^{\text{opt}})$, позволяющих достичь оптимальных значений степени поляризации, определяемых величиной коэффициента асимметрии. Из данных, представленных на рис. 5, 6, нетрудно заключить, что при максимальной энергии

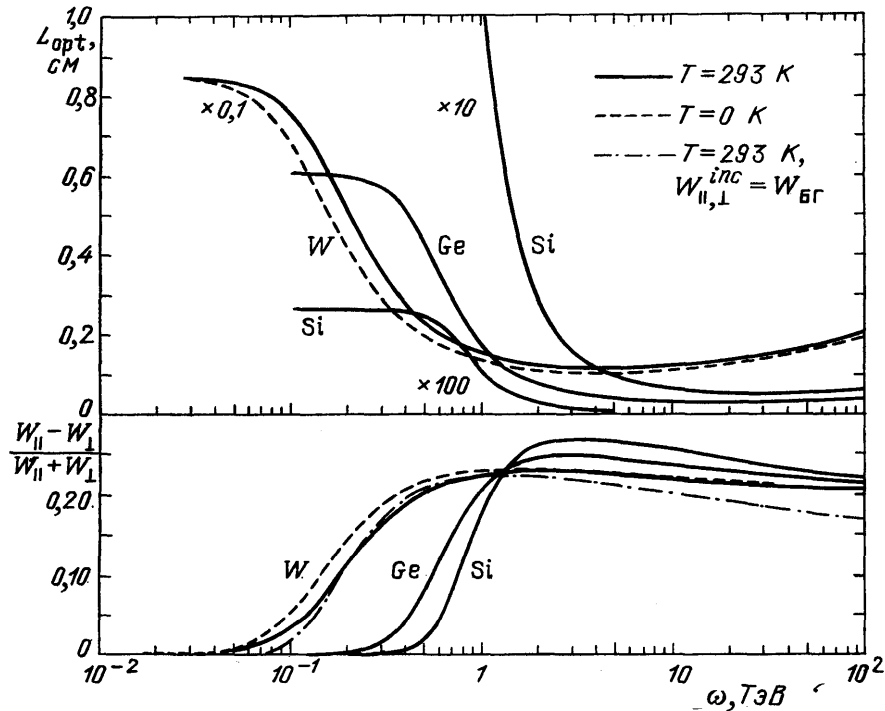


Рис. 6. Энергетическая зависимость толщин кристаллов, необходимых для приобретения оптимальной степени поляризации (вверху) (см. рис. 5) и коэффициента асимметрии ОП для плоскостей (ПО) кристаллов Si, Ge и W при $T=293$ К (внизу). Штриховые кривые — для W при $T=0$ К, штрихпунктирная — также для W, но в пренебрежении энергетической и поляризационной зависимости некогерентного вклада в вероятность ОП при $T=293$ К

γ -пучка ЦЕРН $\omega=150$ ТэВ для кристалла W при $T=293$ К $R=0,07$, $P_i^{\text{opt}}=14\%$, $L_i^{\text{opt}}=0,63$ мм, а при $T=0$ К $R=0,105$, $P_i^{\text{opt}}=20,5\%$ и $L_i^{\text{opt}}=0,53$ мм. В обоих случаях $I_i^{\text{opt}} \approx 0,14 I_0$. Энергия γ -пучка Тэватрона $\omega=400$ ТэВ уже находится на границе области энергий, оптимальных для использования кристалла W. При этой энергии и $T=293$ К $R=0,187$, $P_i^{\text{opt}}=35\%$, $I_i^{\text{opt}}=0,15 I_0$ и $L_i^{\text{opt}}=0,28$ мм.

Использование кристаллов Si и Ge при нулевом угле падения γ -квантов на плоскости становится более оптимальным, чем использование кристаллов W при $\omega \gtrsim 1,05-1,1$ ТэВ. В наиболее благоприятной области энергий $\omega=3-4$ ТэВ для кристалла Si при $T=293$ К $R=0,278$, $P_i^{\text{opt}}=49\%$, $I_i^{\text{opt}}=0,17 I_0$, $L_i^{\text{opt}}=1,5 \div 1,2$ см.

Рис. 4 позволяет заключить, что в наиболее практически важной области энергий $\omega=(1-10)\omega_{\kappa=1}$ вклады поляризационной и энергетической зависимости вероятности некогерентных процессов (2.10) в изменение числителя и знаменателя выражения (2.15) в определенной степени компенсируются. Это обеспечивает неплохую точность упрощенного описания некогерентных процессов ОП в этой области вероятностью Бете —

Гайтлера. Однако точность этого приближения ухудшается как при уменьшении, так и при значительном увеличении энергии γ -квантов (см. рис. 6). Благодаря исчезающе малой вероятности некогерентного ОП при $\omega \gg \omega_{\kappa=1}$ [56] значение коэффициента (2.15) приближается сверху к равному 0,2 предельному значению аналогичного коэффициента в случае однородного поля при $\kappa \gg 1$.

Поскольку используемая нами теория ОП в однородном поле применима при [40] $\kappa < \alpha^{-3/2} \approx 10^3$, приведенное выше описание эффекта дихроизма кристаллов справедливо вплоть до энергий γ -квантов $\omega \approx 10^3 \omega_{\kappa=1}$, достигающих в случае плоскости (ПО) Si 10^3 ТэВ. Эта величина может быть дополнительно увеличена на один — два порядка при переходе к кристаллам наиболее легких элементов и использовании высокоиндексных кристаллических плоскостей, обладающих меньшими значениями напряженности усредненного поля. Таким образом, явление дихроизма может проявляться в кристаллах при частотах, более чем на пятнадцать порядков превышающих частоты видимого света.

2.3. Магнитотормозное двулучепреломление γ -квантов в кристаллах. Возможность использования диэлектрической проницаемости однородного поля (2.7) для локального описания взаимодействия γ -квантов с ориентированными кристаллами позволила также предсказать [9, 10, 38] эффект магнитотормозного двулучепреломления γ -квантов, распространяющихся параллельно кристаллическим плоскостям. Созданная на основе этого эффекта четвертьволновая пластинка позволяет конвертировать в циркулярно поляризованные линейно поляризованные пучки γ -квантов с энергиями в сотни и тысячи ГэВ. Для количественного описания эффекта воспользуемся выражением [40—45, 58] для показателя преломления γ -квантов, линейно поляризованных параллельно и перпендикулярно полю $\vec{\mathcal{E}} = \mathbf{n}_x \mathcal{E}$

$$n_{x(y)}(\kappa) = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \varepsilon_{x(y)} = 1 - \frac{\alpha}{3\pi} \left(\frac{\mathcal{E}}{\kappa \mathcal{E}_0} \right)^2 \int_0^{\omega} \frac{\gamma'(\xi)}{\xi} \left(\frac{\omega^2}{\varepsilon_+ \varepsilon_-} + \frac{1 \mp 3}{2} \right) \frac{d\varepsilon_+}{\omega}. \quad (2.16)$$

При не слишком малых углах падения γ -квантов на кристаллические плоскости $\psi > 0,1$ мкрад, когда мала вероятность ОП γ -квантом в поле одной плоскости (см. [59]), а направление его движения пересекается с большим числом плоскостей, для нахождения вклада выражения (2.16) в показатели преломления γ -квантов его достаточно усреднить по поперечнику кристалла:

$$n_{\parallel(\perp)}^{\text{coh}}(\omega) = \int_0^{d_{\text{pl}}} n_{y(x)}(\kappa(x)) \frac{dx}{d_{\text{pl}}}. \quad (2.17)$$

Заметим, что выражения (2.16), (2.17) можно получить [40—45], воспользовавшись дисперсионным соотношением, связывающим действительные и мнимые части главных значений тензоров диэлектрической проницаемости поля и кристалла. Последние легко находятся благодаря их связи (2.14) с вероятностями ОП (2.8) и (2.9). Поскольку выражение (2.9) описывает процесс когерентного ОП, связанный с ним дисперсионным соотношением вклад (2.17) в показатели преломления γ -квантов также естественно назвать когерентным. Используя вероятность (2.10) некогерентных процессов ОП, при помощи того же дисперсионного соотношения можно найти и вклады некогерентных процессов

ОП в показателе преломления линейно поляризованных γ -квантов:

$$n_{\parallel(\perp)}^{\text{inc}} = n_{\omega \ll \omega_{\kappa=1}} - \frac{V\pi}{30L_{\text{рад}}\omega^4} \int_0^{\text{dp1}} \frac{n(x)}{n_0} \frac{dx}{\text{dp1}} \int_0^{\omega} d\varepsilon_+ \{ \omega^2 [(1 \pm 1) \xi^1 \Phi \mp 6\xi \Phi - (3 \pm 4) \xi^2 \Phi'] + (\varepsilon_+^2 + \varepsilon_-^2) [(1 \mp 1) \xi^4 \Phi + (3 \pm 6) \xi \Phi - (5 \mp 4) \xi^2 \Phi'] \}, \quad (2.18)$$

где $\Phi = \Phi(\xi)$, величины $L_{\text{рад}}$ и $n(x)$ определены соотношениями (2.12), (2.13), $n_{\omega \ll \omega_{\kappa=1}}$ — не зависящее от поляризации γ -квантов и поэтому не дающее вклада в эффект двулучепреломления значение показателя преломления при $\omega \ll \omega_{\kappa=1}$. При подстановке в дисперсионное соотношение мы пренебрегли в (2.10) членом, содержащим логарифмы, что вполне допустимо в наиболее важной области энергий $\omega \sim \omega_{\kappa=1}$ (см. ниже). Благодаря поляризационной зависимости вероятности некогерентных процессов ОП они дают различные вклады в показатели преломления линейно поляризованных γ -квантов

$$n_{\parallel(\perp)} = n_{\parallel(\perp)}^{\text{coh}} + n_{\parallel(\perp)}^{\text{inc}},$$

разница которых и приводит к существованию эффекта двулучепреломления. Энергетическая зависимость когерентных и некогерентных вкладов в показатели преломления поляризованных γ -квантов представлена

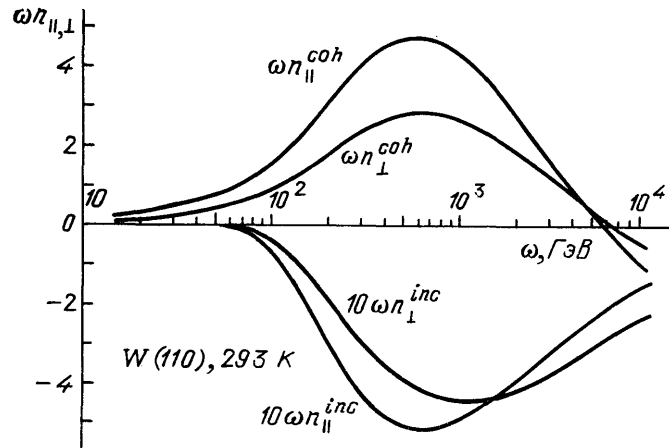


Рис. 7. Домноженные на энергию когерентные $n_{\parallel, \perp}^{\text{coh}}$ и некогерентные $n_{\parallel, \perp}^{\text{inc}}$ вклады в показатели преломления γ -квантов, линейно поляризованных параллельно и перпендикулярно плоскостям (110) кристалла вольфрама при $T = 293$ К

на рис. 7 для случая кристалла W , позволяющего получить представление о максимальной относительной величине вклада некогерентных процессов.

Двулучепреломляющий кристалл будет играть роль четвертьволновой пластинки, если приобретаемая в нем разность фаз составляющих γ -пучка, поляризованных параллельно и перпендикулярно плоскостям, равна $\pi/2$. Толщина $L_{\lambda/4}$ такого кристалла определяется известным соотношением

$$\omega(n_{\parallel} - n_{\perp})L_{\lambda/4} = \frac{\pi}{2}. \quad (2.19)$$

Энергетическая зависимость толщин четвертьволновых пластинок из Si, Ge и W представлена на рис. 8. Для того чтобы при прохождении кри-

сталлической четвертьволновой пластинки полностью линейно поляризованный пучок превратился в циркулярно поляризованный, на выходе из нее интенсивности составляющих пучка линейно поляризованных параллельно и перпендикулярно плоскостям должны быть равны. Это условие фиксирует угол $\varphi = \arctg \exp [-(W_{\parallel} - W_{\perp}) L_{\lambda/4} / 2]$, образуемый плос-

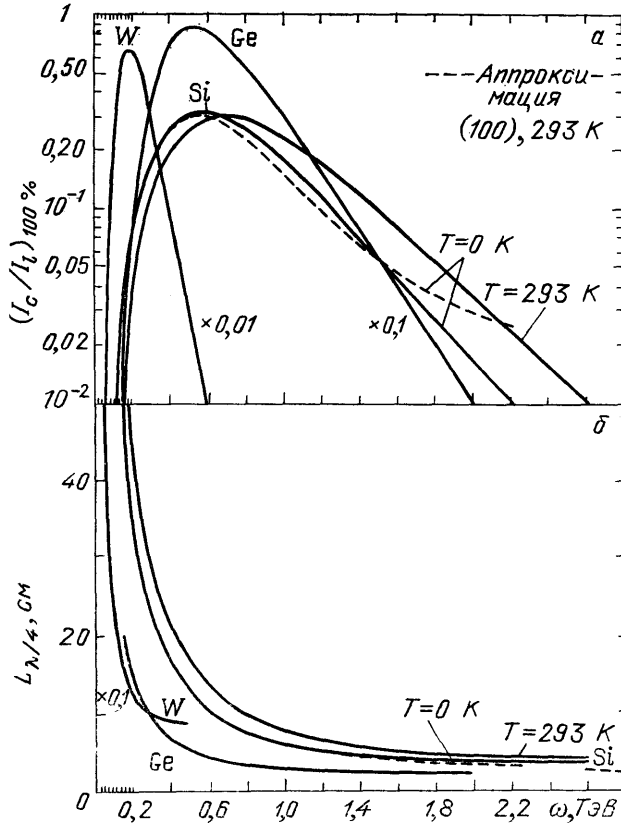


Рис. 8. Энергетическая зависимость коэффициентов ослабления полностью линейно поляризованного пучка в четвертьволновых пластинках (а) и длин этих пластинок, основанных на использовании двулучепреломляющих свойств полей плоскостей (110) кристаллов Ge и W при $T=293$ К, а также Si при $T=0, 293$ К (б). Штриховые кривые рассчитаны при использовании упрощенного описания преломления выражением (2.20) и поглощения — вероятностью Бете — Гайтлера

костью поляризации исходного пучка с кристаллическими плоскостями (см. рис. 2). При определении эффективности четвертьволновой пластинки естественно исходить из величины коэффициента ослабления в ней полностью поляризованного пучка $(I_c/I_l)_{100\%} = 2 / [\exp(W_{\parallel} L_{\lambda/4}) + \exp(W_{\perp} L_{\lambda/4})]$. Нетрудно видеть (см. рис. 8), что при энергиях $\omega \sim \omega_{\kappa=1}$ она имеет максимум, на происхождении которого следует остановиться. Начнем с того, что при $\omega < \omega_{\kappa=1}$ во всем кристалле $\kappa < 1$ и $\xi \gg (4/\kappa)^{2/3} > 1$, в результате чего некогерентные вклады в показатели преломления (2.18) оказываются подавленными, а выражение для когерентных существенно упрощается. Действительно, поскольку при $\xi > 1$ $\Upsilon(\xi) \approx 1/\xi$, (2.16) принимает вид

$$n_{\kappa(y)} = 1 + \frac{\alpha}{180\pi} \left(\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0} \right)^2 (11 \mp 3). \quad (2.20)$$

Подставляя (2.20) в (2.17) и используя параболическую аппроксимацию усредненного потенциала, при которой $\mathcal{E}(x) = 2\mathcal{E}_{\max} x/d_{p1}$, получаем из (2.19) $L_{\lambda/4} \approx (45\pi^2/\alpha\omega) (\mathcal{E}_0/\mathcal{E}_{\max})^2$. Воспользовавшись далее оценкой $\mathcal{E}_{\max} \approx \pi Z e n_0 d_{p1}$ и тем, что при $\omega < \omega_{\kappa=1}$ $W_{\parallel} \approx W_{\perp} \approx W_{\text{БГ}} = 7/9 L_{\text{рад}}$ (см. рис. 4), для коэффициента ослабления полностью поляризованного пучка в четвертьволновой пластинке получаем оценку (I_l и I_c — интенсивности линейно и циркулярно поляризованных начального и конечного

пучков)

$$\left(\frac{I_c}{I_l}\right)_{100\%} \approx \exp(-W_{\text{БГ}} L_{\lambda/4}) \approx \exp\left(-\frac{0,16Z}{d_{\text{pl}}(\text{\AA})} \frac{\omega_{\kappa=1}}{\omega}\right), \quad \omega < \omega_{\kappa=1}, \quad (2.21)$$

подтверждающую уменьшение потерь γ -квантов с ростом их энергии вплоть до $\omega \simeq \omega_{\kappa=1}$. Однако при $\omega \gtrsim \omega_{\kappa=1}$ оно сменяется резким увеличением, связанным с ростом интенсивности когерентного ОП и замедлением убывания, а при $\omega \gg \omega_{\kappa=1}$ — и возрастанием $L_{\lambda/4}$. Пренебрегая вкладами некогерентных процессов в поглощение и преломление при $\omega \gg \omega_{\kappa=1}$ (см. рис. 4, 7) и воспользовавшись асимптотикой диэлектрической проницаемости однородного поля при $\kappa \gg 1$ [40–45], нетрудно убедиться, что коэффициент ослабления полностью поляризованного пучка в четвертьволновой пластинке стремится при $\omega \gg \omega_{\kappa=1}$ к 10^{-7} и не оставляет надежд на ее практическое использование. На практике линейно поляризованные γ -пучки, используемые для преобразования в циркулярно поляризованные, будут обладать лишь частичной поляризацией (см. рис. 5, 6). Циркулярная поляризация и коэффициент ослабления пучка в этом случае окажутся равными

$$P_c = \frac{(\sin^2 2\varphi) P_l}{1 - P_l \cos^2 2\varphi} < P_l, \quad \frac{I_c}{I_l} = \frac{P_l}{P_c} \left(\frac{I_c}{I_l}\right)_{100\%} > \left(\frac{I_c}{I_l}\right)_{100\%}, \quad (2.22)$$

где P_l — линейная поляризация исходного пучка, φ — угол ее наклона (см. рис. 2), $(I_c/I_l)_{100\%}$ — коэффициент ослабления в четвертьволновой пластинке полностью поляризованного пучка (см. рис. 8, а). Воспользовавшись (2.22) и результатами, представленными на рис. 5, 6, 8, мы рассчитали циркулярную поляризацию и коэффициент ослабления (I_c/I_0) пучка, приобретшего линейную поляризацию в кристалле W оптимальной толщины, а затем прошедшего через кремниевую четвертьволновую пластинку. Результаты показывают (рис. 9), что получение циркулярно поляризованных γ -пучков из неполяризованных при доступных на Тэватроне энергиях будет сопровождаться 20–30-кратным ослаблением интенсивности. Степени циркулярной и линейной (см. рис. 5, 6) поляризации практически не отличаются. Максимальные величины интенсивности конечного пучка и характеризующей его эффективность при введенной интенсивности $P_c^2 I_c/I_0$ достигаются при энергиях $\omega \simeq 0,7$ ТэВ $\sim \omega_{\kappa=1}$, оптимальных для использования четвертьволновой пластинки (см. рис. 8, а).

Оценка (2.21) позволяет найти параметры кристаллов (Z , d_{pl}) и соответствующие им области энергий, при которых использование четвертьволновых пластинок сопровождается приемлемым ослаблением пучка. Естественно считать эти области оптимальными и определять их, сравнивая показатель экспоненты в (2.21) с единицей. Нетрудно убедиться, что при $\omega \lesssim \omega_{\kappa=1}$ условие его малости может быть выполнено лишь при $Z \lesssim Z^* \approx 6d_{\text{pl}}(\text{\AA}) = 10\text{--}20$ (быстрый рост ослабления пучка при $Z > Z^*$ иллюстрируется рис. 8, а). В этом случае существует оптимальная для использования четвертьволновой пластинки область энергий $0,16Z/d_{\text{pl}}(\text{\AA}) \lesssim \omega/\omega_{\kappa=1} \lesssim 1$, в которой ослабление пучка не превышает нескольких раз. Условие малости показателя экспоненты в (2.21) позволяет вместе с атомным номером уменьшать до величины порядка $0,15Z$ Å и межплоскостное расстояние d_{pl} , что достигается переходом к соответствующему семейству плоскостей. Поэтому при использовании кристаллов более легких элементов оптимальные энергии $\omega \sim \omega_{\kappa=1} \propto 1/\mathcal{E}_{\text{max}} \propto 1/Zd_{\text{pl}}$ могут быть увеличены пропорционально Z^{-2} (а не Z^{-1}). Так, переходя от кристалла Si с $Z=14 \approx Z^*$, например, к кристаллу LiH ($Z=1; 3$), путем выбора

семейства плоскостей энергии $\omega_{\kappa=1}$ можно повысить с 1,2 ТэВ до $\omega_{\kappa=1} \approx 1,2 (Z^*/Z)^2 \approx 25$ ТэВ.

Заметим, что неполяризованная составляющая линейно поляризованного пучка при прохождении через четвертьволновую пластинку, обладающую при $\omega \sim \omega_{\kappa=1}$ заметным дихроизмом, приобретает линейную поляризацию $P_l' = \cos 2\varphi$. В ряде случаев, как, например, при конверсии циркулярно поляризованных γ -пучков в продольно поляризованные $e^\pm$ -пучки (см. ниже), появление этой поляризации оказывается

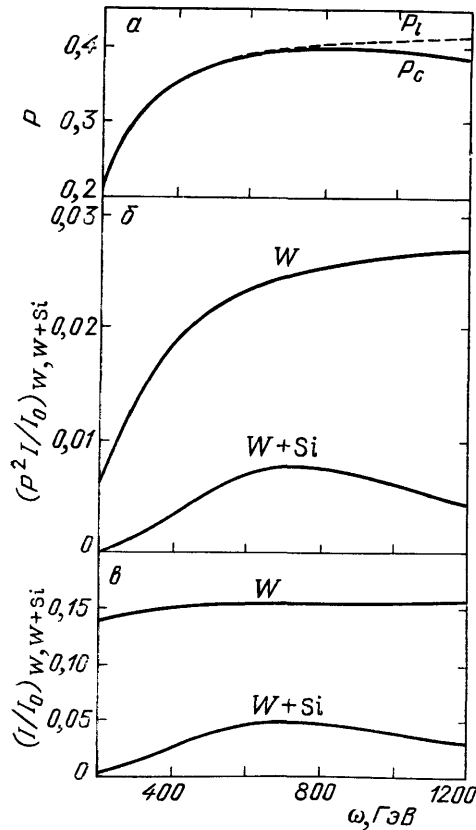


Рис. 9. Энергетическая зависимость линейной поляризации P_l , приобретаемой неполяризованным пучком интенсивности I_0 в кристалле W оптимальной толщины (см. рис. 6) и циркулярной поляризации P_c , приобретаемой этим пучком при последующем прохождении кремниевой четвертьволновой пластинки (а). Энергетические зависимости приведенной интенсивности (б) и интенсивности (в) пучка после прохождения кристалла W, $(P^2 I/I_0)_W = P_l^2 I/I_0 \cdot (I/I_0)_W = I/I_0$ (верхние кривые), а также после его последующего прохождения через кремниевую четвертьволновую пластинку $(P^2 I/I_0)_{W+Si} = P_c^2 I_c/I_0$, $(I/I_0)_{W+Si} = I_c/I_0$ (нижние кривые)

несущественным. В противном случае ее можно устранить, собирая четвертьволновую пластинку из нескольких различных кристаллов.

Циркулярно поляризованный пучок легко может быть преобразован в пучки продольно поляризованных $e^\pm$ [65–67]. Действительно, при ОП в аморфном веществе степень продольной поляризации $e^\pm$ с энергией $\epsilon_\pm = x\omega$ связана со степенью циркулярной поляризации γ -квантов соотношением [68]

$$\zeta_\pm (\epsilon_\pm = x\omega) = \frac{4x - 1}{4x(x - 1) + 3} P_c, \quad (2.23)$$

из которого нетрудно установить, что при $\epsilon_\pm \gtrsim 0,7\omega$ степень поляризации γ -квантов почти полностью передается $e^\pm$. Это приводит к тому, что продольно поляризованные $e^\pm$ можно получать без всякого отбора по энергии [66]. Действительно, в условиях сохранения при прохождении через поляризующие кристаллы характерного для вторичных пучков протонных ускорителей [69, 70] быстрого спада спектра с ростом энергии γ -квантов основной вклад в образование $e^\pm$ будут давать γ -кванты, энергии которых незначительно превышают энергии $e^\pm$, что, в соответствии с (2.23), и обеспечит эффективную передачу поляризации.

2.4. Области применимости борновского и магнитотормозного приближений. Двулучепреломление и дихроизм кристаллов в жестком γ -диапазоне ($\omega \gg 1$ ГэВ) впервые были рассмотрены [31, 32] (см. также [1, 64]) в рамках основанной на борновском приближении теории когерентного тормозного ОП [1, 2, 71]. Исследования последних лет показали, что борновское и широко используемое нами магнитотормозное приближение (приближение однородного поля) являются двумя основными пределами общих теорий ОП в кристаллах [10, 46, 57]. Оказалось [72], что вся совокупность энергий и углов падения γ -квантов на плоскости (оси), при которых кристалл оказывает существенное влияние на процесс ОП, естественным образом разбивается на две области, вдали от общей границы которых процесс ОП сохраняет качественные особенности, описываемые одним из этих приближений. Для нахождения этих областей начнем с определения угловой ширины области действия магнитотормозного приближения. Будем исходить из требования малости относительного изменения усредненного поля $\mathcal{E}$, отклоняющего $e^\pm$ на длине формирования пары (2.2) $l_\phi \approx m\kappa^{1/3}\mathcal{E}$ (считаем $\kappa = e\mathcal{E}\omega/m^3 = \omega\mathcal{E}/\mathcal{E}_0 m \gg 1$ и $\epsilon_\pm \approx \omega/2$). Для типичных значений напряженности воспользуемся оценкой $\mathcal{E} \sim V_{\max}/\Delta\rho_{\text{хар}}$, где $\Delta\rho_{\text{хар}} \sim 0,1-0,3 \text{ \AA}$ —характерный пространственный масштаб изменения усредненного потенциала оси (плоскости) по направлению нормали к ней. При движении $e^\pm$ под углами $\psi > \theta_\pm(l_\phi)$ к оси (плоскости) (см. (2.2)) изменение поля на длине l_ϕ определяется уже не отклонением $e^\pm$ от прямой, а поступательным движением вдоль нее. Это позволяет считать их траектории параллельными импульсу γ -кванта и записать условие применимости приближения однородного поля в виде неравенства $l_\phi\psi \approx m\psi\kappa^{1/3}\Delta\rho_{\text{хар}}/V_{\max} \ll \Delta\rho_{\text{хар}}$, накладывающего ограничение на угол падения γ -квантов на оси (плоскости) [10, 73]

$$\psi \ll \tilde{\psi} = \frac{V_{\max}}{m\kappa^{1/3}}. \quad (2.24)$$

При выполнении этого условия процесс ОП локально описывается суммой вероятности ОП в однородном поле (2.4) и пропорциональной $(l_\phi\psi/\Delta\rho_{\text{хар}})^2 = (\psi/\tilde{\psi})^2$ поправки к ней, учитывающей неоднородность поля и непараллельность импульса γ -квантов кристаллическим плоскостям (осям) [55, 57]. Поскольку в дающих основной вклад в вероятность ОП в кристалле областях наиболее интенсивного усредненного поля $\mathcal{E} \sim \mathcal{E}_{\max}$ относительная величина вклада поправки сравнивается с единицей при $\psi \approx \tilde{\psi}$, характерные черты процесса магнитотормозного ОП должны сохраняться вплоть до этих углов [10, 73, 74]. Обсудим в связи с этим возможность влияния каналированного движения рождающихся $e^\pm$ на процесс магнитотормозного ОП. Уместно напомнить, что модель усредненного потенциала применима для описания процессов излучения и ОП вплоть до углов падения $\psi \sim \psi_{\max}$, существенно превосходящих как θ_c , так и $\tilde{\psi}$ [7, 75, 76] (см. рис. 10). Действительно, усредненный потенциал осей (плоскостей) получается из разложения в ряд Фурье усредненного по тепловым колебаниям трехмерного потенциала кристалла путем отбрасывания всех членов ряда, осциллирующих при смещении вдоль оси (плоскости). Эти члены описывают дискретную передачу импульса, параллельного осям (плоскостям) и имеющего минимальную величину, равную, например, в осевом случае $2\pi/d_{\text{ак}}$. Однако такая большая передача импульса невозможна при движении частиц под достаточно малыми углами ψ к оси (плоскости), что и оправдывает отбрасывание осциллирующих членов в разложении потенциала. Действительно в рассматриваемой области энергий величина $2\pi/d_{\text{ак}}$ существенно превосходит характерный импульс $q_\parallel$, передаваемый кристаллу в направлении движения

γ -кванта, рождающего пару ($q_{\parallel} \sim m^2 \omega / \varepsilon_+ \varepsilon_-$) или излучающих γ -квант $e^{\pm}$ ($q_{\parallel} \sim m^2 \omega / \varepsilon \varepsilon'$). Сравнивая же с $2\pi/d_{ax}$ равную $q_z = \psi q_{\perp}$ проекцию поперечного передаваемого импульса $q_{\perp} \lesssim m$ на ось, убеждаемся, что передача импульса вдоль осей в процессах излучения и ОП будет подавлена, по крайней мере, при углах $\psi < 2\pi/md_{ax} \approx 10$ мрад. В действительности когерентные процессы излучения и ОП при достаточно больших углах ψ сопровождаются передачами поперечного импульса заметно меньшими m . Поэтому область применимости модели усредненного потенциала характеризуется даже несколько большими углами ψ_{max} (см. рис. 10). Не опа-

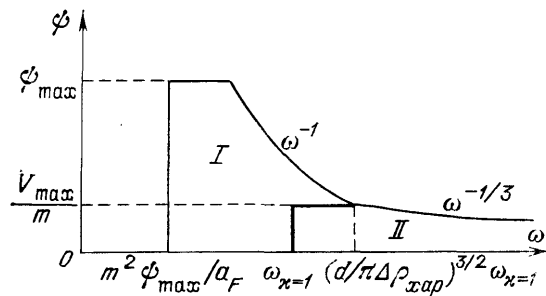


Рис. 10. Области энергий и углов падения γ -квантов, в которых процесс ОП в первом приближении описывается борновским (I) и магнитотормозным (II) пределами. При падении на оси $\psi_{max} = a_F/d_0$, на плоскости — $\psi_{max} = (a_F/d_0)^2$, где d_0 — характерное межатомное расстояние, a_F — радиус экранировки атома. См. также формулу (2.25)

саясь за применимость модели усредненного потенциала, нетрудно убедиться, что при $\varepsilon_{\pm} = \omega/2$ $\tilde{\psi}/\theta_c \approx 0,5\chi^{1/6} (m\Delta\rho_{хар})^{1/2} \approx (2-5) (\omega/\omega_{\kappa=1})^{1/6} > 1$, т. е. процесс магнитотормозного ОП должен проявляться в более широком угловом интервале, чем каналирование рождающихся $e^{\pm}$. Отсутствие жесткой связи этих процессов объясняется малостью длины формирования пары (2.2) по сравнению с длиной характерного периода поперечных осцилляции каналированных $e^{\pm}$ [55]. В связи с этим напомним, что первоначально в работах [12, 14] магнитотормозной механизм излучений и ОП связывался с эффектом каналирования $e^{\pm}$. Более того, на (определенном этапе исследований авторам [27] казалось, что эта связь нашла экспериментальное подтверждение. Однако вскоре на ошибочность результатов [27] было указано в работах [55, 57, 77], предсказания которых были количественно подтверждены последующими экспериментами [28, 29] (см. рис. 11).

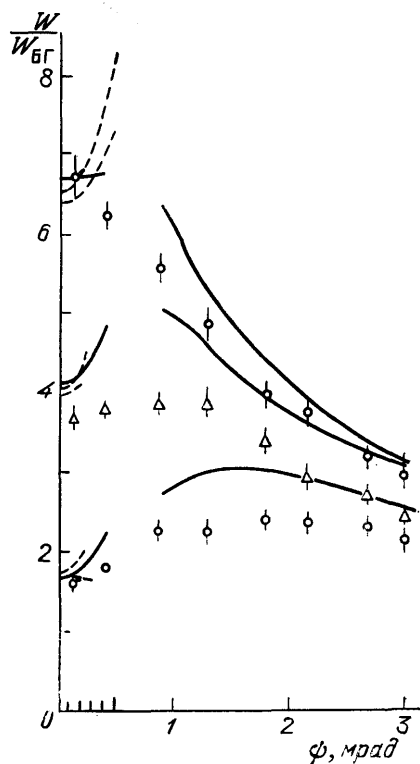
Установим теперь область, в которой сохраняются черты процесса когерентного тормозного ОП. Наиболее существенно в борновском приближении влияние кристаллической решетки проявляется при выполнении условия конструктивной интерференции амплитуд процессов, инициируемых различными плоскостями (осями). В случае ОП это условие принимает вид [1, 2] $m^2 \omega d / 2\varepsilon_+ \varepsilon_- \psi_j = 2\pi j$ ($j=1, 2, \dots$) либо, при $\varepsilon_{\pm} = \omega/2$, $\psi_j = m^2 d / \pi \omega j$, где d — расстояние между плоскостями, либо осями, образующими плоскость, параллельную импульсу γ -квантов. Не учитываемое борновским приближением отклонение $e^{\pm}$ усредненным полем будет существенно влиять на процесс ОП при $\psi < \tilde{\psi}$ [72]. Поэтому для наблюдения хотя бы одного когерентного пика должно выполняться условие $\psi_{j=1} > \tilde{\psi}$ или

$$\frac{\omega}{\omega_{\kappa=1}} \lesssim \left(\frac{d}{\pi \Delta \rho_{хар}} \right)^{3/2}. \quad (2.25)$$

В осевом случае правая часть (2.25) может достигать десяти — двадцати. В плоскостном — нескольких единиц. Таким образом, характерные черты процесса когерентного тормозного ОП [1, 2] могут проявляться лишь при энергиях, не слишком существенно превосходящих энергии псевдопорога процесса магнитотормозного ОП $\omega_{\kappa=1}$. Области применимости борновского и магнитотормозного приближений для описания процес-

са ОП и сопровождающих его эффектов дихроизма и двулучепреломления схематически представлены на рис. 10. Нетрудно видеть, что сужение интервала углов проявления этих эффектов с ростом энергии γ -квантов существенно замедляется при переходе от области применимости бор-

Рис. 11. Ориентационная зависимость выраженной в единицах $W_{БГ} \approx 0,33 \text{ см}^{-1}$ вероятности ОП γ -квантами в поле осей $\langle 110 \rangle$ Ge при $T=100 \text{ К}$. Экспериментальные данные [29] усреднены по указанным интервалам энергий. Расчеты проводились при энергиях $\omega=47, 90$ и 138 ГэВ . Сплошные кривые взяты из [29]. Рассчитанные по формулам [55, 57] штриховые кривые попарно ограничивают области возможного хода ориентационных зависимостей вероятности ОП в условиях эксперимента [29]. Нижние светлые кружки — для 40–50 ГэВ, треугольники — для 70–100 ГэВ, верхние светлые кружки — для 125–150 ГэВ



невского приближения к области применимости магнитотормозного приближения. Это приводит к смягчению требований на качество кристаллов и точность взаимной ориентации их плоскостей и направлений падения γ -квантов при получении линейно поляризованных пучков.

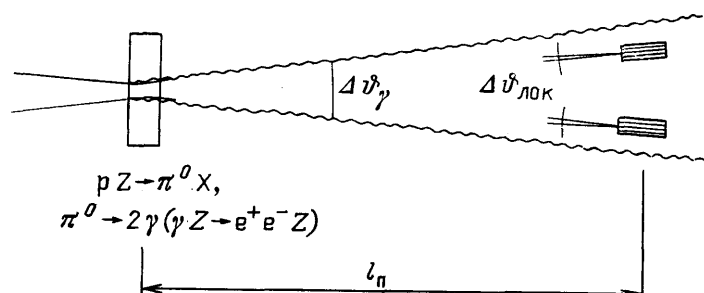


Рис. 12. Разлет вторичных γ -квантов ($e^\pm$) от места образования приводит к уменьшению их локальной расходимости $\Delta\theta_{\text{лок}}$. Это позволяет обеспечить падение $e^\pm, \gamma$ под требуемыми углами на кристаллические плоскости и оси

Хотя магнитотормозные дихроизм и двулучепреломление проявляются при углах падения γ -квантов на плоскости $\psi < \tilde{\psi}$ и могут быть описаны методом работы [55], наличие ориентационной зависимости поляризующих свойств кристалла неизбежно скажется на эффективности преобразования γ -пучка с расходимостью $\Delta\psi \sim \tilde{\psi}$. Этого можно избежать, су-

жая интервал углов падения γ -квантов на плоскости. Поскольку уменьшение расходимости пучков путем коллимации сопровождается значительным ослаблением их интенсивности, обратим в этой связи внимание на возможность использования разделения γ -квантов и $e^\pm$ по направлениям импульса при их распространении от места образования (рис. 12). Напомним, что методика получения вторичных $e^\pm$, γ -пучков на протонных ускорителях основана на идее Маркова [69, 70] об использовании γ -квантов от распада π^0 -мезонов, образующихся при столкновении протонов с ядрами. Распадаясь, они порождают γ -пучки с широким спектром и расходимостью $\Delta\vartheta_\gamma \gtrsim \vartheta_{\pi^0} = m_{\pi^0}/\omega$, где $m_{\pi^0} = 135$ МэВ — масса π^0 -мезона, ω — типичная энергия γ -квантов. Последующей конверсией γ -квантов в веществе получают $e^\pm$, которые могут быть использованы для получения пучков «меченых» γ -квантов с узким спектром. При удалении от места образования $e^\pm$, γ локальная угловая расходимость их пучков в каждой точке, в отличие от расходимости пучков в целом, убывает обратно пропорционально расстоянию l_n (см. рис. 12). Простейшие оценки показывают, что в области энергий $\epsilon_\pm$, $\omega \sim 1$ ТэВ локальная расходимость $e^\pm$ -, γ -пучков уменьшается, скажем, до значений $\Delta\theta_{\text{лок}} \sim \theta_c$ и $\Delta\theta_{\text{лок}} \sim \sim 0,1\varphi$, обеспечивающих соответственно попадание заметной части $e^\pm$ в режим каналирования (см. п. 3.1) и процентную точность приближения однородного поля, уже при удалении кристалла на десятки метров. Поперечные размеры пучков при этом достигают нескольких сантиметров. При этом, поскольку среднее локальное направление движения $e^\pm$, γ изменяется по сечению пучка (см. рис. 12), для его согласования в каждой точке с направлением кристаллических плоскостей (осей) понадобится использовать наборы различным образом ориентированных кристаллов либо соответствующим образом изогнутые монокристаллы.

Заканчивая обсуждение вопросов, связанных с ориентационной зависимостью процесса магнитотормозного ОП, обратим внимание на тесно связанный с ним эффект анизотропии поглощения γ -квантов, проявляющийся при углах падения $\psi \lesssim 10$ мкрад на кристаллические оси [59].

3. Эффекты с участием поляризованных $e^\pm$. Выяснение магнитотормозной природы взаимодействия $e^\pm$, γ с ориентированными кристаллами привело также к предсказанию эффектов радиационной самополяризации $e^\pm$ [33–35], поворота спина [33, 37], зависимости аномального магнитного момента $e^\pm$ от напряженности внутрикристаллического электрического поля [38, 39] и образования γ -квантами поперечно поляризованных $e^\pm$ [11, 36]. Эти эффекты позволяют получать пучки поперечно поляризованных $e^\pm$, измерять их поляризацию, поворачивать направление последней и по величине угла поворота определять аномальные магнитные моменты различных частиц, а в случае $e^\pm$ и их зависимость от энергии и напряженности усредненных полей кристаллов. В отличие от магнитотормозного дихроизма и двулучепреломления, указанные эффекты не имеют аналогов в теории когерентного тормозного излучения и ОП [1, 2] и проявляются лишь при $\psi < \theta_c$ в области II на рис. 10.

Как уже отмечалось, все перечисленные эффекты локально описываются электродинамикой однородного поля. На принципиальную возможность существования в однородном поперечном электрическом поле эффектов с участием спина $e^\pm$ указывает наличие псевдовектора

$$\mathbf{v} = [\vec{\mathcal{E}}\mathbf{v}], \quad (3.1)$$

где $\mathbf{v}$ — скорость $e^\pm$. Поляризационные состояния $e^\pm$ будем описывать классическим вектором спина $\boldsymbol{\zeta}$, равным удвоенному среднему значению оператора спина в системе покоя $e^\pm$. Зависимость вероятностей излучения и ОП от P -четного произведения $\mathbf{v}\boldsymbol{\zeta}$ действительно приводит к воз-

никновению поперечной поляризации $e^\pm$ при излучении или рождении в однородном поле [40, 43—45]. Кроме того, при движении в электрическом поле средний вектор спина прецессирует вокруг вектора (3.1) [48]. Этого, однако, еще недостаточно для возникновения аналогичных поляризационных явлений в кристаллах. Дело в том, что по разные стороны от кристаллической плоскости (оси) электрическое поле, а следовательно, и вектор (3.1), определяющий ориентацию поляризации или оси ее вращения, имеют противоположные направления. Поэтому средняя поляризация всех излучающих и рождающихся в кристалле $e^\pm$, так же, как и угол поворота вектора ξ , будет практически равна нулю. Получить поляризованные $e^\pm$ или достичь поворота вектора ξ можно, лишь выделив $e^\pm$, движущиеся либо рождающиеся в областях с преобладающим направлением поля и вектора (3.1). В случае тонких кристаллов

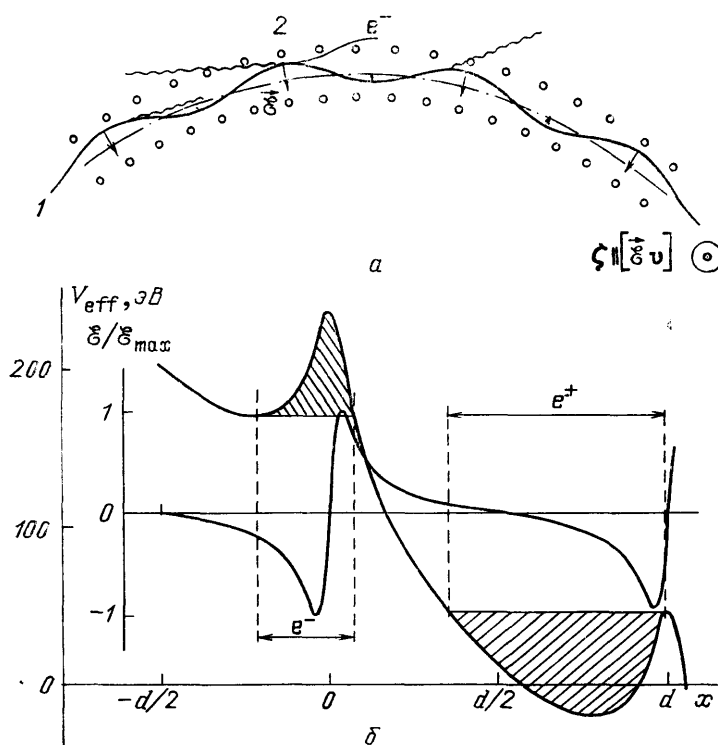


Рис. 13. В изогнутых кристаллах каналированные e^+ (e^-) движутся в областях с электрическим полем, направленным в основном или полностью внутрь (наружу) окружности, образуемой изогнутыми плоскостями (а). Это приводит к возникновению поляризации у $e^\pm$ при излучении (1) и рождении γ -квантами (2). Движение $e^\pm$ в изогнутом кристалле описывается эффективным потенциалом, изображенным для плоскости (110) W при $T=293$ К и $R=5R_{min}$ (б). В этом случае в выделенных штриховкой и вертикальными линиями областях связанного движения e^+ преобладает поле, направленное внутрь окружности, образуемой изогнутыми плоскостями. В то же время в области связанного движения e^- попадают поля противоположных направлений, препятствующие получению высокополяризованных каналированных e^-

подобное выделение может быть проведено путем отбора $e^\pm$ по направлениям их вылета из кристалла [11, 35]. Задача выделения $e^\pm$, родившихся и (или) двигавшихся в областях с преобладающим направлением электрического поля в случае более толстых кристаллов, может быть решена при помощи их изгиба. Действительно, при движении в изогнутом кристалле траектории каналированных $e^\pm$ смещаются из симметричных положений в каналах, в результате чего большую часть времени e^+ (e^-) движутся в усредненном поле плоскостей, направленном внутрь (наружу) окружности, образуемой изогнутыми плоскостями (рис. 13).

Поскольку становящееся возможным при изгибе увеличение допустимых толщин кристаллов позволяет увеличить вероятности радиационных процессов и углы поворота спина, использование изогнутых кристаллов дает наиболее широкие возможности воздействия на поляризацию частиц, рассмотрению которых и посвящена данная глава. Отметим, что описание поляризационных явлений с участием $e^\pm$ требует знания динамики их движения в условиях интенсивного магнитотормозного излучения и многократного рассеяния. В отличие от случая γ -квантов ее описание является сложной и еще окончательно не решенной проблемой, теоретические и экспериментальные исследования которой ведутся с нарастающей активностью [20–26, 78–83]. Тем не менее основные характеристики поляризационных явлений с участием $e^\pm$ могут быть установлены уже в рамках достаточно простого анализа.

3.1. Радиационная самополяризация $e^\pm$ в интенсивных полях кристаллов. Рассмотрение самополяризации в кристаллах естественно провести в сопоставлении с известным эффектом самополяризации $e^\pm$ в накопителях [43, 44, 84]. При описании существа этого эффекта магнитное поле накопителя H можно считать однородным и поперечным. Параллельная ему составляющая поляризации $e^\pm$ -пучков определяется распределением $e^\pm$ между поляризационными состояниями $\xi=1$ и $\xi=-1$ («по» и «против» поля). Первоначально неполяризованный пучок будет поляризоваться благодаря различию вероятностей $w_{\uparrow\uparrow}$ и $w_{\uparrow\downarrow}$ испускания γ -кванта с переворотом спина $e^\pm$, находящихся соответственно в состояниях $\xi=1$ и $\xi=-1$. Вызываемое этим отличием перераспределение $e^\pm$ между поляризационными состояниями происходит на фоне интенсивного магнитотормозного излучения, для характеристики которого обычно используется параметр $\chi = eH\epsilon/m^2 \approx 0,444 \cdot 10^{-7} H(\text{кЭ})\epsilon(\text{ГэВ})$, позволяющий записать для типичных энергий излучаемых квантов оценку $\omega \sim \omega_{\text{хар}} \approx \epsilon\chi/(1+\chi)$. При характерных значениях $H=20$ кЭ, $\epsilon=1$ ГэВ имеем $\chi \approx 10^{-6}$ из В. При $\chi \ll 1$ справедливы оценки [43, 44, 84] $w_{\uparrow\downarrow} \sim w_{\uparrow\uparrow} \sim \chi^2 w$, где w — слабо зависящая от поляризации $e^\pm$ полная вероятность излучения. Поскольку $w \sim I/\omega_{\text{хар}}$, где I — интенсивность магнитотормозного излучения, для характерного времени самополяризации $\tau = 1/|w_{\uparrow\downarrow} - w_{\uparrow\uparrow}| \sim 1/w_{\uparrow\uparrow}$ получаем оценку $\tau \sim 1/w\chi^2 \sim \epsilon_\pm/I\chi$, позволяющую убедиться, что потери энергии $e^\pm$ за время самополяризации составляют $I\tau \sim \epsilon_\pm/\chi$, т. е. в $1/\chi \sim 10^6$ раз превосходят энергию $e^\pm$. Эти потери постоянно пополняются высокочастотным ускоряющим полем. Характерное изменение энергии $e^\pm$ при этом определяется числом магнитотормозных квантов [85] $N_\gamma \approx 2\pi\alpha\gamma \sim 100$, испускаемых $e^\pm$ за один оборот в накопителе. Относительная величина этого изменения $N_\gamma\omega_{\text{хар}}/\epsilon_\pm \approx 2\pi\alpha\gamma\chi \sim 10^{-4}$ позволяет считать, что процесс самополяризации в накопителе происходит практически при постоянной энергии. Остается добавить, что предельное значение поляризации составляет $|w_{\uparrow\downarrow} - w_{\uparrow\uparrow}|/(w_{\uparrow\downarrow} + w_{\uparrow\uparrow}) \approx 0,924$ и направлена она по полю у e^+ и против него у e^- . Время самополяризации τ обычно достигает нескольких десятков минут.

Эффект радиационной самополяризации в накопителях уже давно позволяет получать поляризованные $e^\pm$ -пучки с энергиями, достигающими десятков ГэВ. Однако из-за быстрого роста интенсивности магнитотормозного излучения строительство накопителей $e^\pm$ на энергии, достигающие нескольких сотен ГэВ и более, признано нецелесообразным. Получение поляризованных $e^\pm$ столь высоких энергий, однако, будет возможно на протонных ускорителях при использовании поляризационных явлений в кристаллах. Первым из них был предсказан эффект радиационной самополяризации [33–35].

Несмотря на то, что $e^\pm$ в кристалле движутся не с магнитным, а в электрическом поле, причиной существования в нем эффекта самополяризации также является зависимость вероятности излучения от проекции вектора спина $e^\pm$ на направление псевдовектора, роль которого в данном случае играет векторное произведение (3.1), определяющее направление возможной поляризации $e^\pm$. Подобно случаю накопителей характер процесса самополяризации в кристаллах также определяется свойствами процесса излучения в однородном поле, существенно зависящими от величины параметра $\chi = e\mathcal{E}\hbar/m^2$, являющегося аналогом параметра $\chi = eH\hbar/m^2$ в случае магнитного поля и равного отношению напряженности электрического поля $\mathcal{E}' = \gamma\mathcal{E}$ в собственной системе $e^\pm$ к критической напряженности $\mathcal{E}_0 = m^2/e = 1,32 \cdot 10^{16}$ В/см. В то же время

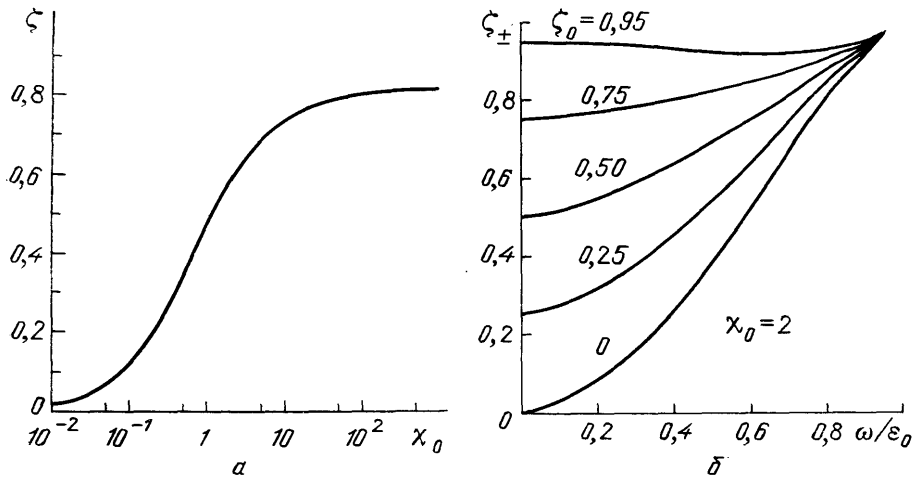


Рис. 14. Зависимость от начальной величины параметра $\chi_0 = \varepsilon_0 \hbar / \varepsilon_0 m$ максимальной поляризации, приобретаемой $e^\pm$ при полной потере энергии на излучение в однородном поле (а). Зависимость величины конечной поляризации $\zeta_\pm$ от энергии испущенного γ -кванта при $\chi_0 = 2$ (б). ζ_0 — величина начальной поляризации $e^\pm$

сам процесс радиационной самополяризации в кристаллах существенно отличается от аналогичного процесса в накопителях. Связано это с отсутствием реальной возможности пополнения энергетических потерь, при котором, даже излучая всю энергию, $e^\pm$ приобретают поляризацию, существенно не превышающую величины параметра χ (рис. 14, а). В этих условиях заметная поляризация может быть получена лишь при $\chi \gg 1$ [11, 35], когда характерные энергии магнитотормозных квантов $\omega_{\text{хар}} \sim \varepsilon_\pm \chi / (1 + \chi)$ становятся сравнимыми с энергиями $e^\pm$. Это означает существенность эффекта отдачи в излучении, тесно связанного со спиновыми эффектами, выражающимися в том, что вероятности излучения с переворотом спина $w_{\uparrow\downarrow}$, $w_{\downarrow\uparrow}$, так же, как и их разность, становятся сравнимы с полной вероятностью излучения w , вследствие чего испускание одного кванта энергии $\omega \sim \omega_{\text{хар}} \sim \varepsilon_\pm$ приводит к заметному изменению поляризации $e^\pm$ (рис. 14, б). Итак, при $\chi \gg 1$ $e^\pm$ могут приобрести поляризацию, достигающую десятков процентов, без пополнения энергетических потерь, которые по величине сравнимы с энергией самих $e^\pm$. Даже в случае однородного поля описание процесса самополяризации $e^\pm$ при $\chi \gg 1$ является достаточно сложным. Дело в том, что значительные величины энергий испускаемых γ -квантов приводят к большой ширине распределения $e^\pm$ по энергии и нетривиальному распределению в пространстве [86]. Не интересуясь последним, мы провели методом Монте-Карло моделирование процессов потерь энергии и изменения по-

ляризации $e^\pm$ при начальном значении параметра $\chi=2$. Результаты моделирования (рис. 15) демонстрируют значительную ширину спектра и высокую эффективность процесса самополяризации $e^\pm$, попадающих за счет значительных энергетических потерь в левую половину спектра. Помимо этого рис. 15 иллюстрирует появление поляризации противоположного направления у $e^\pm$, претерпевших относительно малые энергетические потери и оставшихся в правой, жесткой половине энергетического спектра. Появление этой поляризации связано не с отличием вероятностей $w_{\uparrow\uparrow}, w_{\downarrow\uparrow}$ излучения с переворотом спина, а со становящимся

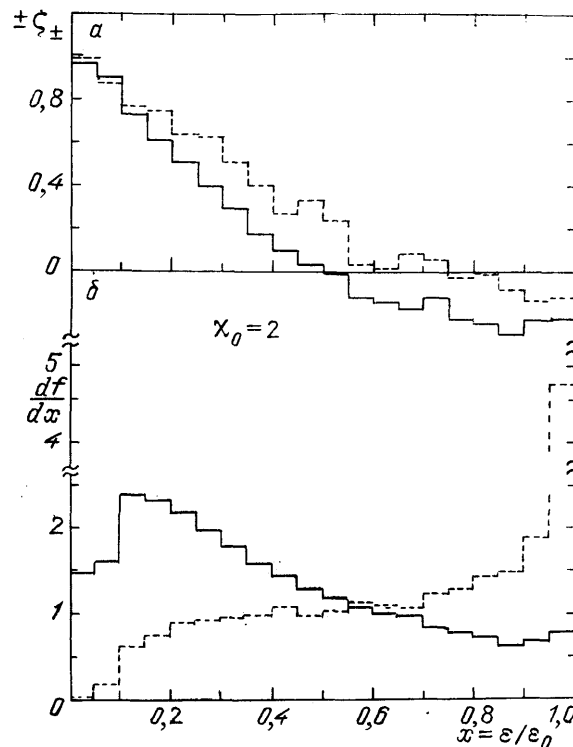


Рис. 15. Полученные моделированием методом Монте-Карло поляризация (а) и функция распределения по энергиям (б) $e^\pm$, имевших начальное значение параметра $\chi_0=2$ и прошедших в однородном поперечном направлении $\vec{g}$ путь длины $L=7L_0$ (сплошные линии) и $L=3L_0$ (штриховые линии), где $L_0=m/\alpha e \vec{g}$ (см. с. (3.3))

значительным при $\chi \gg 1$ отличием вероятностей $w_{\uparrow}$ и $w_{\downarrow}$ излучения $e^\pm$, изначально поляризованными по и против вектора (3.1). Характер спиновой зависимости этих вероятностей и приводит к появлению у слабо излучающих $e^\pm$ поляризации противоположного направления. Хотя поляризация слабо излучающих $e^\pm$ нарастает достаточно медленно (см. рис. 15), малые энергетические потери могут сделать уместным их использование в экспериментах, для которых нужны поляризованные $e^\pm$ наиболее высоких энергий.

Последовательное описание процесса самополяризации в кристаллах должно основываться на понимании динамики движения каналированных $e^\pm$, сопровождающегося квантовым магнитотормозным излучением. Соответствующие экспериментальные исследования ведутся пока только в осевом случае [20–26]. В случае плоскостей они требуют энергий $\varepsilon_{\pm} \gg \varepsilon_{\chi=1}$, достигающих сотен ГэВ, доступных лишь на Тэватроне, где исследования взаимодействия $e^\pm$ с кристаллами пока не ведутся. Поми-

мо этого, даже в области не столь высоких энергий отсутствует понимание особенностей каналирования отрицательных частиц в изогнутых кристаллах [87]. В этих условиях нам придется ограничиться оценкой возможностей радиационной самополяризации в изогнутых кристаллах, основанной на результатах, полученных выше для случая однородного поля. Благодаря тому, что основной вклад как в энергетические потери, так и в изменение поляризации $e^\pm$ вносят области наиболее интенсивного поля $\mathcal{E} \sim \mathcal{E}_{\max}$, основные характеристики процесса самополяризации в кристалле не будут сильно отличаться от его характеристик в однородном поле напряженности $\mathcal{E}_{\max}$, если в областях связанного движения $e^\pm$ (см. рис. 13) преобладает наиболее интенсивное поле лишь одного из противоположных направлений. Поскольку максимальная степень поляризации в случае однородного поля достигает значительных величин при $\chi \gg 1$ (см. рис. 14, а), процесс радиационной самополяризации в кристаллах будет эффективным при энергиях $\epsilon_\pm \gg \epsilon_{\chi=1}$ (см. таблицу), для которых в областях максимального поля $\chi \gg 1$. Напомним, что движение заряженных частиц в изогнутом кристалле описывается эффективным потенциалом (см. рис. 13), который обладает локальными минимумами, делающими возможным каналированное движение лишь при радиусах изгиба $R > R_{\min}$, где

$$R_{\min} = \frac{p_\pm v_\pm}{e\mathcal{E}_{\max}} \approx \frac{\epsilon_\pm}{e\mathcal{E}_{\max}}, \quad (3.2)$$

или $R_{\min}(\text{см}) \approx \epsilon_\pm (\text{ГэВ}) / \mathcal{E}_{\max} (\text{ГВ/см})$. Необходимого для всех рассматриваемых нами в этой главе поляризационных эффектов преобладания в областях связанного поперечного движения интенсивного поля определенного направления всегда можно добиться по мере приближения R к $R_{\min}$.

Оптимальная длина кристалла, используемого для сообщения поляризации $e^\pm$, не должна сильно отличаться от характерной длины их энергетических потерь, величину которой легко оценить (см. ниже). Действительно, на существенно большей длине энергетические потери $e^\pm$ составят весьма значительную величину и не позволят использовать основное преимущество вторичных $e^\pm$ -пучков протонных ускорителей перед $e^\pm$ -пучками накопителей—их более высокую энергию. В то же время на характерной длине радиационных потерь будет велика вероятность испускания, по крайней мере, одного достаточно жесткого магнитотормозного γ -кванта, которого достаточно для приобретения $e^\pm$ заметной поляризации. Для оценки характерной длины энергетических потерь $e^\pm$ воспользуемся тем, что в доступной в ближайшие десятилетия при использовании плоскостей области $1 \lesssim \chi \lesssim 10$ интенсивность магнитотормозного излучения описывается формулой [88] $I = d\epsilon/dz \approx 0,13 \alpha m^2 \chi \simeq 0,13 \alpha e \mathcal{E} / m$. Усредняя ее по траекториям каналированных $e^\pm$, получаем для оптимальной толщины кристалла, используемого при радиационной самополяризации, оценку (ср. с рис. 15)

$$l_{\text{рсп}} \approx \frac{15m}{\alpha e \mathcal{E}_{\max}} \quad (3.3)$$

или $l_{\text{рсп}} \approx 1 / \mathcal{E}_{\max} (\text{ГВ/см})$, откуда используя данные таблицы, имеем $l_{\text{рсп}} \approx 0,2\text{—}2 \text{ мм}$.

Необходимое для самополяризации попадание $e^\pm$ в режим каналирования может быть обеспечено благодаря локальному разделению $e^\pm$ по направлениям движения при разлете от места генерации γ -квантов (см. рис. 12). При этом конвертер последних $e^\pm$ может находиться в любом месте на пути γ -квантов. Попадание в режим каналирования за-

меткой доли $e^\pm$ с энергиями в сотни ГэВ достигается при пролетных расстояниях в несколько десятков метров. Поперечные размеры пучков при этом будут достигать нескольких сантиметров. При использовании всех образующихся $e^\pm$ поперечные размеры поляризующих кристаллов должны достигать тех же величин, существенно превышая их толщину (3.3). В связи с этим напомним, что задача получения изогнутого кристалла большого поперечного сечения решается его разбиением на достаточно тонкие пластины. Заметим также, что неудобств работы с кристаллами толщины $l \sim l_{\text{рсп}} \sim 0,1 - 1$ мм можно избежать, срачивая их с аморфным веществом, обладающим малым атомным номером и толщиной по пучку порядка сантиметра.

Интенсивности поляризованных $e^\pm$ -пучков, получаемых путем самополяризации в изогнутых кристаллах, ограничиваются в первую очередь эффективностью захвата $e^\pm$ в режим каналирования. В областях каналированного движения e^- наиболее интенсивные поля противоположных направлений разделены весьма малым расстоянием $\sim 0,15 - 0,20$ Å (см. рис. 13). В этих условиях для создания в областях связанного движения e^- необходимого для эффективной самополяризации существенного преобладания поля определенного направления (в случае e^- оно параллельно внешней нормали к изогнутым плоскостям) радиус изгиба кристалла должен быть достаточно близок к (3.2). Наряду с узостью потенциальной ямы это приводит к тому, что при влете в кристалл в режим связанного поперечного движения будет попадать лишь малая часть e^- .

Ширина потенциальной ямы, описывающей связанное движение e^+ , заметно больше — порядка $1 - 2$ Å (см. рис. 13), что даже при заметном превышении R над R_{min} позволяет добиться достаточного для эффективной самополяризации e^+ преобладания в областях их связанного движения электрического поля, направленного к оси изгиба кристалла. Вместе со значительной шириной потенциальной ямы это открывает возможность попадания в режим связанного поперечного движения нескольких десятков процентов e^+ , падающих на кристалл.

Другим фактором, способным повлиять на интенсивность поляризованных пучков, является многократное рассеяние $e^\pm$. При интересующих нас энергиях и толщинах кристаллов оно не опасно для большинства e^+ . В то же время простейшие оценки длины деканалирования e^- показывают, что оно может оказаться существенным для всех связанных e^- , в особенности при $R \approx R_{\text{min}}$. Недостаточная изученность процесса деканалирования отрицательных частиц в изогнутых кристаллах не позволяет в настоящее время количественно рассмотреть этот вопрос. Однако следует отметить, что квантовое магнитотормозное излучение $e^\pm$ в полях плоскостей (осей) способно противостоять увеличению поперечной энергии $e^\pm$ при рассеянии [35, 79—81].

Заметим также, что связь поворота импульса частиц с поворотом их спина (см. раздел 3.3) приводит к деполяризации $e^\pm$ -пучков. Однако вызываемое ею относительное уменьшение величины радиационной поляризации на характерной длине (3.3) не превышает $10^{-4} - 10^{-5}$ (см. п. 3.3).

Подводя итог рассмотрению процесса радиационной самополяризации $e^\pm$ в изогнутых кристаллах, можно утверждать, что значительная (порядка десятков процентов) часть e^+ -пучка, будучи захваченной в режим каналирования, окажется вовлеченной в процесс радиационной самополяризации. Большинство e^+ при этом могут получить поляризацию $\geq 50\%$, уменьшив свою энергию в несколько раз. Меньшая часть e^+ ($\leq 10\%$) приобретет поляризацию $10 - 20\%$ противоположного направления без существенного уменьшения энергии. Достоверная оценка эффективности процесса радиационной самополяризации e^- -пучков тре-

бует дополнительных исследований динамики движения e^- с учетом многократного рассеяния и радиационного охлаждения. Однако даже в лучшем случае выход поляризованных e^- будет, как минимум, в несколько раз ниже выхода поляризованных e^+ .

3.2. Рождение γ -квантами поперечно поляризованных $e^\pm$. Напомним, что вторичные $e^\pm$ на протонных ускорителях получают конверсией γ -квантов в аморфном веществе [69, 70]. Эти $e^\pm$ не обладают поляризацией. Ее же возникновение в ходе обсуждавшегося в п. 3.1 процесса самополяризации в кристаллах сопровождается понижением энергии и интенсивности $e^\pm$ -пучков. Возможность приобретения поляризации электроном (позитроном) в момент образования пары γ -квантом позволила бы не только совместить стадии образования $e^\pm$ и сообщения им поляризации, но и избежать значительных потерь энергии на второй из них. Такая возможность реализуется при использовании процесса магнитотормозного ОП в тонких [11] или более толстых изогнутых кристаллах [36].

Существование в однородном электрическом поле псевдовектора (3.1) говорит о возможности появления при рождении $e^\pm$ поляризации, значительность величины которой подтверждается элементарным расчетом [36], проведенным для различных значений параметра $\kappa = \omega \mathcal{E} / \mathcal{E}_0 m$

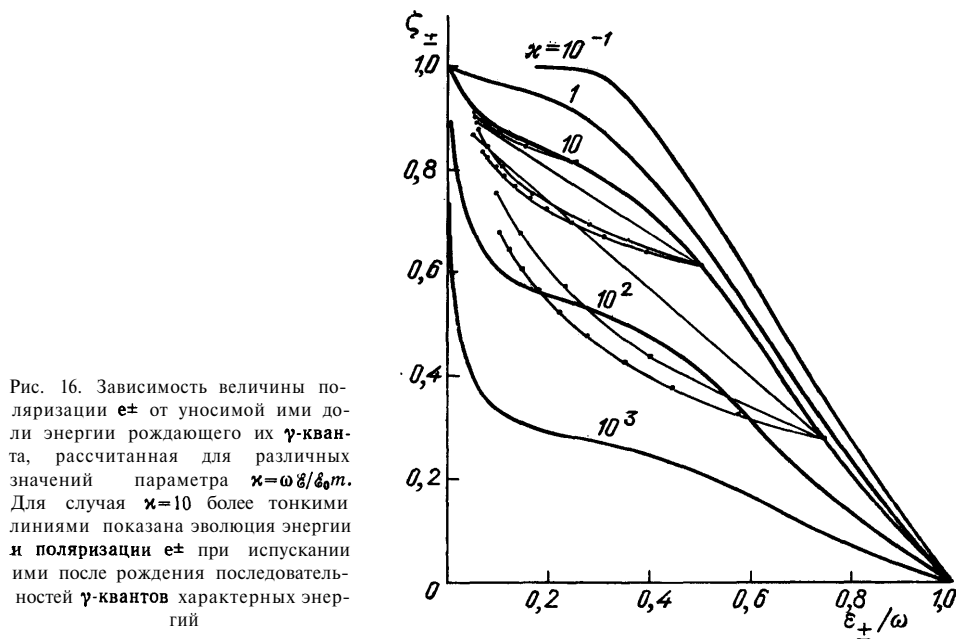


Рис. 16. Зависимость величины поляризации $e^\pm$ от уносимой ими доли энергии рождающего их γ -кванта, рассчитанная для различных значений параметра $\kappa = \omega \mathcal{E} / \mathcal{E}_0 m$. Для случая $\kappa = 10$ более тонкими линиями показана эволюция энергии и поляризации $e^\pm$ при испускании ими после рождения последовательностей γ -квантов характерных энергий

(рис. 16). При этом поляризация e^+ (e^-) параллельна (антипараллельна) вектору (3.1). Как уже отмечалось, изгиб кристалла приводит к возникновению преобладания в области движения связанных e^- (e^+) сильного электрического поля, направленного вдоль внешней (внутренней) нормали к изогнутым плоскостям. Вследствие локальной природы процесса магнитотормозного ОП области связанного движения совпадают с областями образования γ -квантами связанных $e^\pm$, которые будут рождаться поляризованными благодаря преобладанию в этих областях электрических полей определенных направлений. Процедура расчета вероятности рождения и поляризации каналированных $e^\pm$ сводится к усреднению локальной вероятности образования поляризованных $e^\pm$ по областям рождения связанных $e^\pm$. Она подробно описана в [36], где приведены графики числа и степени поляризации $e^\pm$, рождающихся

в кристалле W в широком интервале энергий γ -квантов. На рис. 17 аналогичные графики приведены для плоскости (110) Ge при $T=0$ К и энергии $\omega = \omega_{\kappa=1} = 454$ ГэВ, позволяющей поставить соответствующий эксперимент на γ -пучке Тэватрона. Остановимся на некоторых характерных чертах процесса образования связанных $e^\pm$, проявляющихся на этих графиках. Значительно более медленное спадание поляризации позитронов с ростом радиуса изгиба кристалла связано с преобладанием в областях их связанного движения электрического поля направленного

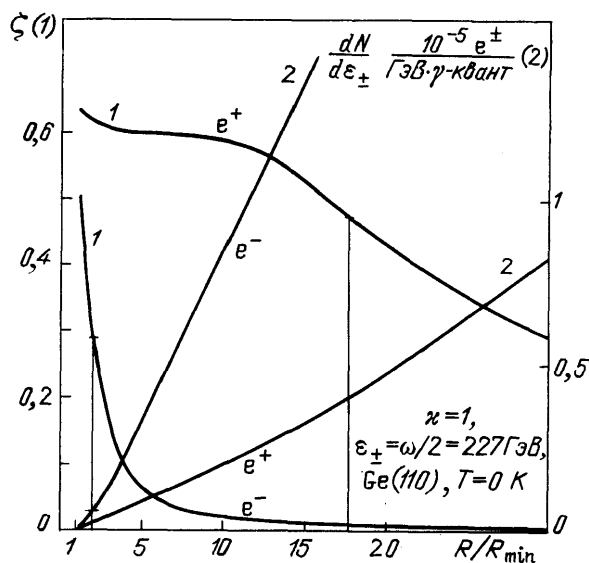


Рис. 17. Зависимость от радиуса изгиба кристалла Ge (плоскость (110), $T=0$ К) дифференциального числа и степени поляризации $e^\pm$, рождающихся с энергией $\epsilon_\pm = \omega/2 = \omega_{\kappa=1}/2 = 227$ ГэВ. Вертикальными линиями выделены радиусы, при которых достигаются максимумы приведенных дифференциальных чисел $\epsilon_\pm^2 dN/d\epsilon_\pm$ e^+ и e^-

к оси изгиба кристалла (см. п. 3.1 и рис. 13, б). Поскольку электронов рождается ровно столько же, сколько и позитронов, а области интенсивного ОП лежат вблизи минимумов потенциальной энергии e^- , что расширяет диапазон углов падения γ -квантов, рождающих каналированные e^- , число последних превышает число e^+ (подробнее см. [36]). Этого все же оказывается недостаточно для получения значительного выхода высокополяризованных e^- из-за слишком быстрого спадания поляризации e^- с ростом радиуса изгиба кристалла. Убедиться в этом можно, сравнивая дифференциальные числа e^+ и e^- , рождающихся при радиусах изгиба кристалла $R=17,6 R_{\min}$ и $R=2 R_{\min}$ (они отмечены на рис. 17 вертикальными линиями, $R_{\min} \approx 15$ см), обеспечивающих максимальность приведенных чисел $\epsilon_\pm^2 dN/d\epsilon_\pm$. Кроме того, описанный метод выделения поляризованных e^- будет осложняться их деканализированием. В связи с этим следует обратить внимание на альтернативные возможности выделения поляризованных e^- , открываемые использованием быстродействующей электроники. Так, пучки e^- , обладающие той же интенсивностью и поляризацией, что и пучки каналированных e^+ , можно получать, отбирая уже необязательно каналированные e^- по признаку одновременного с ними рождения каналированных e^+ , которые легко могут быть идентифицированы либо по направлению вылета из кристалла, либо по величине ионизационных потерь [89]. Совпадение степеней поляризации пучков e^- и e^+ при этом следует из равенства величин противоположно направленных поляризаций e^- и e^+ , рождаемых одним γ -квантом. Использование электронных методов отбора является желательным также и по другой причине. Дело в том, что $e^\pm$, уносящие значительную часть энергии γ -кванта ($\epsilon_\pm \approx \omega$), обладают невысокой поляризацией (см. рис. 16). Однако в условиях экспоненциально спадающе-

го спектра вторичных γ -квантов такие $e^\pm$ играют существенную роль в формировании всего спектра $e^\pm$ (см. п. 2.4). В этих условиях отбор высокополяризованных $e^\pm$, уносящих не слишком большую долю энергии γ -квантов ($\epsilon_\pm \ll \omega/2$), легко может быть осуществлен с помощью быстродействующей электроники.

Попав при рождении в состояние связанного поперечного движения, $e^\pm$, естественно, будут излучать и изменять степень поляризации. Авторы [90] учитывали это, пренебрегая, однако, поляризацией, приобретаемой $e^\pm$ сразу при рождении. Графики рис. 16, однако, убеждают, что последний источник поляризации $e^\pm$ является основным. Действительно, кривые, описывающие изменение поляризации и энергии $e^\pm$ при испускании последовательностей γ -квантов характерных энергий, беря начало на графике энергетической зависимости поляризации рождающихся $e^\pm$, лежат ниже него. Это говорит о том, что $e^\pm$, рождающиеся с более низкими энергиями, обладают большей поляризацией, чем $e^\pm$, рождающиеся с более высокими энергиями и подвергающиеся затем процессу гомополяризации. Поэтому не следует надеяться повысить поляризующую эффективность процесса образования γ -квантами поляризованных $e^\pm$ путем дополнительного использования эффекта самополяризации рождающихся $e^\pm$. В результате основным фактором влияния излучения $e^\pm$ на процесс образования поперечно поляризованных $e^\pm$ в изогнутых кристаллах оказываются энергетические потери $e^\pm$, ограничивающие длину (3.3) и угол изгиба кристалла $\varphi \simeq l_{\text{срп}}/R$. Оценивая отношение последнего к углу $2\vartheta_{\pi^0}$, характеризующему расходимость пучка неколлимированных распадных γ -квантов, для $\epsilon_\pm = \omega/2$ получаем

$$\varphi/2\vartheta_{\pi^0} = \frac{15m}{\alpha m_{\pi^0}} \frac{R_{\min}}{R} \approx \frac{7,8R_{\min}}{R}, \quad (3.4)$$

откуда видно, что углы изгиба кристаллов могут превышать полную расходимость пучка γ -квантов. Поскольку каналированные $e^\pm$ рождаются лишь в областях, где кристаллические плоскости образуют с импульсами γ -квантов углы $\theta < \theta_c = (2V_{\max}/\epsilon_\pm)^{1/2} \ll \vartheta_{\pi^0}$, это превышение означает возможность рождения каждым распадным γ -квантом каналированных $e^\pm$ в соответствующей области объема кристалла. Кроме этого, при $\varphi > 2\vartheta_{\pi^0}$, выбирая соответствующим образом зависимость толщины изогнутых кристаллов от поперечной координаты, можно управлять потоком всех поляризованных $e^\pm$ за кристаллом (фокусировать его либо делать траектории $e^\pm$ почти параллельными, что позволяет условие $\vartheta_c \ll \varphi$).

Однако при $\varphi \sim \vartheta_{\pi^0} \gg \theta_c$ γ -кванты могут рождать каналированные и поляризованные $e^\pm$ лишь на малой части $(\theta_c/\vartheta_{\pi^0})L$ всей длины кристалла L . Образование пар на остальной длине кристалла ведет лишь к бесполезным потерям интенсивности γ -пучка. По этой причине использование кристаллов с углом изгиба $\varphi \approx \vartheta_{\pi^0}$ позволяет получить лишь 10^{-3} – 10^{-2} поляризованных $e^\pm$ в расчете на один γ -квант. Непродуктивные потери γ -квантов можно существенно понизить, выбрав угол изгиба кристалла сравнимым с θ_c . При этом значительная доля всех рождающихся e^- будет попадать в режим каналирования, если направления импульсов большинства γ -квантов будут являться касательными к изогнутым плоскостям внутри кристалла. Расходимость пучков γ -квантов при этом не должна существенно превышать $2\theta_c$. Требования к длине пролетного расстояния и поперечнику кристалла при этом совпадают с обсуждавшимися в п. 3.1.

Рождение в изогнутых кристаллах остается эффективным методом получения поперечно поляризованных $e^\pm$ -пучков в широком диапазоне энергий γ -квантов $\omega = (1-100)\omega_{\text{кн}}$, [36]. Рост последних приводит к увеличению числа и ускорению спада поляризации каналированных $e^\pm$

и рождающихся с ними в паре e^- при увеличении отношения $R/R_{\min}$ [36].

Таким образом, эффект рождения в изогнутых кристаллах поперечно поляризованных $e^\pm$ позволит получать порядка 10^{-3} – 10^{-2} , а возможно, и больше, поляризованных $e^\pm$ в расчете на один γ -квант. Энергии высокополяризованных $e^\pm$ не могут быть слишком близки к энергии γ -квантов. При использовании электронного отбора возможности получения поляризованных e^- не уступают аналогичным возможностям для случая e^+ .

3.3. Эффекты, связанные с поворотом спина. Помимо процессов магнитотормозного излучения и ОП, в последние годы активно обсуждаются возможности проявления в кристаллах более экзотических эффектов КЭД интенсивного поля [38, 39, 91–93]. Мы остановимся на эффекте изменения аномального магнитного момента $e^\pm$ [38, 39], по нашему мнению, в наилучшей степени сочетающем фундаментальный характер с реальной возможностью наблюдения. Напомним [40–45], что в области проявления квантового магнитотормозного излучения $\chi = \gamma \mathcal{E} / \mathcal{E}_0 \gg 1$ ($\gamma = e_\pm / m$) начинает убывать аномальная часть магнитного момента μ' , в отсутствие поля равная известному швингеровскому значению $\mu_{\text{ш}} = \alpha \mu_B / 2\pi$, где μ_B — магнетон Бора. При $\chi = 0,5, 1$ и 2 соответственно $\mu' = 0,66\mu_{\text{ш}}, 0,47\mu_{\text{ш}}$ и $0,30\mu_{\text{ш}}$ [44]. Наблюдение изменения μ' в усредненном кристаллическом поле становится возможным при использовании эффекта вращения спина каналированных e^+ в изогнутом кристалле [33, 37]. Напомним [48], что релятивистские эффекты приводят к прецессии среднего вектора спина вокруг вектора (3.1). Поскольку в электрическом поле поворачивается и вектор скорости заряженных частиц, можно ожидать существования связи углов поворота φ_Σ и φ их спина и скорости. Такая связь действительно существует [94] и в случае плоских траекторий, каковыми являются невозмущенные траектории частиц, движущихся в поле плоскостей изогнутого кристалла, имеет вид

$$\varphi_\Sigma = \varphi_\Sigma(\varphi) = \left(\frac{\mu'}{\mu_B} \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma} + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) \varphi. \quad (3.5)$$

Как для ультрарелятивистских гиперонов ($\mu' \sim \mu_B$), так и для $e^\pm$ в интересующей нас области энергий $e_\pm \gg \mathcal{E}_{\chi=1}$, где $\gamma \gg \mu_B / \mu_{\text{ш}} = 2\pi / \alpha \approx 861$, основной вклад в круглую скобку дает первое слагаемое, в силу чего $\varphi_\Sigma \approx \gamma (\mu' / \mu_B) \varphi$. Рост угла φ_Σ с энергией приводит к тому, что, например, при энергиях в несколько сот ГэВ величина этого угла на также растущей с энергией распадной длине очарованных или прелестных гиперонов достигнет радиана. Благодаря пропорциональности угла поворота спина магнитному моменту это открывает уникальную возможность измерения последнего для частиц со временем жизни $\tau \gg 10^{-13}$ с [9, 95–97]. Предварительные эксперименты предполагается начать с измерения μ' странных частиц [98].

Поскольку при энергиях $e^\pm$ $e_\pm \gg \mathcal{E}_{\chi=1}$ радиационные потери существенно усложняют эксперимент с использованием кристалла, толщина которого превышает длину (3.3), угол его изгиба $\varphi = l/R$ не будет превышать $l_{\text{рсп}} / R_{\min}$. Подставляя в (3.5) $\mu' = \mu_{\text{ш}}$ и $\varphi = l_{\text{рсп}} / 2R_{\min}$, получаем $\varphi_\Sigma \approx 15/4\pi \approx 1,2$ рад. Поэтому поскольку $\varphi_\Sigma \propto \mu'$, уменьшение μ' в интенсивном кристаллическом поле на десятки процентов приведет к изменению угла φ_Σ на величину порядка радиана, что создаст оптимальные условия для его обнаружения. Наиболее реальна возможность наблюдения изменения μ' при движении e^+ в поле плоскостей изогнутого кристалла при $e_+ \approx \mathcal{E}_{\chi=1} \gtrsim 100$ ГэВ.

Необходимо коснуться еще одного аспекта проявления связи эволюции спина частиц с их движением. Из-за того, что в веществе и, в частности, в кристалле заряженные частицы испытывают случайные отклонения, эта связь приводит к повороту их спина, вызывающему уменьшение степени поляризации пучка частиц (подробнее см. [5, 94]). При движении каналированных частиц в поле плоскостей, изогнутых на угол φ_0 , углы их поворота в плоскости изгиба попадают в интервал $\varphi_0 - \theta_c < \varphi < \varphi_0 + \theta_c$. Различия в углах отклонения могут уменьшить составляющую поляризации, лежащую в плоскости изгиба, измерение угла поворота которой и позволяет измерять μ' . Пользуясь (3.5), для характерного угла отклонения этой составляющей от среднего угла ее поворота получаем $|\Delta\varphi_\pm| = |\varphi_\pm(\varphi) - \varphi_\pm(\varphi_0)| \leq (\mu'/\mu_B) \gamma \theta_c$. Для прелестных гиперонов с энергией 1 ТэВ $|\Delta\varphi_\pm| \leq 3$ мрад. Для $e^\pm$ $|\Delta\varphi_\pm| \approx 0,01 (\epsilon_\pm/\epsilon_{\chi=1})^{1/2}$. Поскольку во всех случаях $|\Delta\varphi_\pm| \ll 1$ рад, вызываемым различием в углах поворота спина частиц пучка относительным изменением проекции поляризации частиц на плоскость изгиба кристалла, равным [5, 94] $|\Delta\varphi_\pm|^2/2$, можно пренебречь.

Параллельная кристаллическим плоскостям поперечная поляризация $e^\pm$, возникающая при самополяризации (п. 3.1) и ОП (п. 3.2), испытывает воздействие только отклонений $e^\pm$, также параллельных плоскостям и вызываемых некогерентным рассеянием. При $|\varphi_\pm|, |\varphi| \ll 1$ это воздействие также может быть описано выражением (3.5). Напомним, что интенсивности многократного рассеяния в плоскостях — параллельной и перпендикулярной кристаллическим — отличаются незначительно [63]. Поэтому на длине деканалирования, на которой угол некогерентного рассеяния в плоскости, перпендикулярной кристаллической, не превышает θ_c , угол рассеяния в плоскости, параллельной кристаллической, также близок к θ_c . Поскольку этот же угол определяет рассмотренную выше деполяризацию $e^\pm$, поляризованных перпендикулярно кристаллическим плоскостям, степень деполяризации $e^\pm$, поперечно поляризованных параллельно плоскостям, также будет равна $|\Delta\varphi_\pm|^2/2 \approx (\gamma \theta_c \mu'/\mu_B)^2/2 \approx 10^{-4} \epsilon_{\chi=1}$. Поэтому в интересующей нас области энергий $\epsilon \sim (1-10) \epsilon_{\chi=1}$ влиянием деполяризации также можно пренебречь. Таким образом, деполяризация не угрожает проявлению ни одного из рассмотренных нами поляризационных явлений. Заметим, однако, что в определенных случаях пользу можно извлечь и из существования эффекта деполяризации, открывающего еще одну возможность измерения магнитных моментов короткоживущих частиц [99].

Некогерентное рассеяние может также сузить возможности использования поляризационных явлений в изогнутых кристаллах, ограничивая время движения частиц в канале. Выполненные в последнее время экспериментальные исследования деканалирования протонов интересующих нас энергий $\epsilon \gtrsim 100$ ГэВ, движущихся в изогнутом кристалле постоянной кривизны, показали, что в случае положительных частиц такого сужения возможностей можно не опасаться. Недостаточная же изученность движения отрицательно заряженных частиц в изогнутых кристаллах пока не позволяет оценить перспективы использования поляризационных явлений в этом случае.

4. Заключение. Нашей целью было обрисовать возможности наблюдения и использования разнообразных поляризационных явлений, возникающих в ориентированных кристаллах при энергиях частиц, достигающих сотен ГэВ и более. Все обсуждаемые явления тесно связаны с локальностью природы излучения и образования пар, позволяющей использовать для их описания квантовую электродинамику интенсивного однородного поля. Присущие последнему поляризационные явления наилучшим образом проявляются в полях кристаллических плоскостей,

усредненные напряженности которых и определяют необходимые энергии частиц, позволяющие наблюдать и использовать эти явления на вторичных $e^\pm$, γ -пучках Тэватрона уже в настоящее время, а также на любом более мощном создающемся протонном ускорителе — Ускорительно-накопительном комплексе (УНК), Большом адронном коллайдере (LHC) и Сверхпроводящем суперколлайдере (SSC)—при наличии на двух последних вывода пучка. Энергии получаемых $e^\pm$, γ -пучков при этом будут превышать энергии, доступные электронным ускорителям. Эффекты дихроизма и двулучепреломления позволят получать линейно и циркулярно поляризованные γ -пучки, последние из которых могут к тому же быть конвертированы в продольно поляризованные $e^\pm$ -пучки. Эффекты радиационной самополяризации и образования γ -квантами поперечно поляризованных $e^\pm$ в изогнутых кристаллах позволят получать поперечно поляризованные $e^\pm$ -пучки. Таким образом, вторичные $e^\pm$, γ -пучки (или только одни γ -пучки) протонных ускорителей могут быть конвертированы в $e^\pm$, γ -пучки с нужным типом поляризации. Получение поляризованных пучков не исчерпывает всех возможностей применения поляризационных эффектов в кристаллах. Эффект поворота спина частиц в изогнутых кристаллах позволит наблюдать предсказываемое квантовой электродинамикой интенсивного поля изменение аномального магнитного момента $e^\pm$, а также измерять магнитные моменты короткоживущих гиперонов.

Авторы благодарны А. О. Грубичу за полезное обсуждение вопросов, рассмотренных в статье, А. Я. Силенко за помощь в численных расчетах и А. В. Зега за чтение рукописи.

Приложение. Связь теории образования пар в кристаллах с квантовой электродинамикой однородного интенсивного поля. Возможность использования квантовой электродинамики однородного поля для описания процесса ОП в кристаллах была обоснована в рамках теории процесса ОП [10, 46], не опирающейся на теорию возмущений по взаимодействию $e^\pm$ с кристаллом и построенной по аналогии с теорией излучения [47]. Сечение ОП (и сечение излучения) в поле отдельного ядра без использования теории возмущений было найдено Ольсеном и Максимоном на основе приближения Зоммерфельда — Мауэ [48, 68]. В работе Барышевского и Дубовской [47] было показано, что это приближение применимо и для расчета вероятностей радиационных процессов в кристаллах при наличии каналирования. Согласно [10, 46] (см. [48], далее полагаем $\hbar=c=1$)

$$d\omega = 2\pi\delta(\omega - \varepsilon_+ - \varepsilon_-) \left| e \frac{\sqrt{4\pi}}{\sqrt{2}\omega^{1/2}} M_{fi} \right|^2 \frac{d^3p_+ d^3p_-}{(2\pi)^6}, \quad (\text{П.1})$$

где

$$M_{fi} = \int d^3r \Psi_{\varepsilon_+}^{(-)*}(\mathbf{r}) \alpha \mathbf{e} \exp(i \mathbf{k} \mathbf{r}) \Psi_{-\varepsilon_+ - \mathbf{p}_+}^{(+)}(\mathbf{r}), \quad (\text{П.2})$$

α — матрицы Дирака, ω — энергия γ -кванта, e — заряд e^+ ,

$$\Psi_{\mp \varepsilon_\pm \mp \mathbf{p}_\pm}^{(\pm)}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon_\pm}} \exp(\mp i \mathbf{p}_\pm \mathbf{r}) \left(1 \pm \frac{i \alpha \nabla}{2\varepsilon_\pm} \right) u^\pm \varphi^\pm(\mathbf{r}) \quad (\text{П.3})$$

— найденные на основании приближения Зоммерфельда — Мауэ волновые функции e^+ и e^- усредненном потенциале плоскостей или осей, содержащие в своей асимптотике наряду с плоской волной соответственно сходящуюся и расходящуюся сферические волны. Здесь и далее верхний (нижний) знак относится к e^+ (e^-), $u^\pm$ — биспиноры, $\mathbf{p}_\pm$ и $\varepsilon_\pm$ — импульсы и энергии $e^\pm$, покинувших кристалл.

Мы рассмотрим ОП в усредненном потенциале плоскостей, зависящем лишь от x -координаты, измеряемой вдоль нормали к плоскостям. В этом случае функции $\psi_n^\pm$ можно разложить по собственным функциям одномерных уравнений Шрёдингера

$$\left[-\frac{\Delta}{2\varepsilon_\pm} \pm V(x) \right] \psi_n^\pm(x) = \varepsilon_{\perp n}^\pm \psi_n^\pm(x), \quad (\text{П.4})$$

описывающих поперечное движение $e^\pm$ с энергией $\varepsilon_{\perp n}^\pm$. При интересующих нас энергиях последнее является квазиклассическим, что позволяет рассматривать лишь движение $e^\pm$ в пределах одной потенциальной ямы. Связанное поперечное движение $e^\pm$ в этом случае обладает дискретным спектром уровней, нумеруемых целыми числами $n=0, 1, \dots$. Для установления связи рассматриваемой теории с КЭД однородного интенсивного поля [40–45] достаточно рассмотреть случай нулевого угла падения γ -квантов на плоскости кристалла толщины $L \gg 1/|\varepsilon_{\perp n}^\pm - \varepsilon_{\perp n-1}^\pm|$. Усреднив (П. 1) по поляризациям γ -квантов и просуммировав по поляризациям $e^\pm$, получаем в этом случае [10] после интегрирования по импульсам e^-

$$\frac{d\omega}{d^3p_+} = \frac{\alpha L}{\pi\omega} \sum_{i,f} Q_i(-p_x) \delta \left[\varepsilon_{\perp i}^+ + \varepsilon_{\perp f}^- + \frac{\omega m^2}{2\varepsilon_+ \varepsilon_-} \left(1 + \frac{p_y^2}{m^2} \right) \right] \times \\ \times \left\{ \frac{m^2}{2\varepsilon_+ \varepsilon_-} |J_{if}|^2 + \frac{(\varepsilon_+^2 + \varepsilon_-^2)}{4\varepsilon_+^2 \varepsilon_-^2} [|I_{if}|^2 + (m^2 + p_y^2) |J_{if}|^2] \right\}, \quad (\text{П.5})$$

где

$$\begin{Bmatrix} J_{if} \\ I_{if} \end{Bmatrix} = \int \psi_f^*(x) \begin{Bmatrix} 1 \\ i d/dx \end{Bmatrix} \psi_i^+(x) dx, \quad (\text{П.6})$$

Q_i — коэффициенты населенности, индексы $i, f=0, 1, \dots$ нумеруют соответственно уровни поперечной энергии e^+ и e^- . Проанализируем равенство

$$\varepsilon_{\perp i}^+ + \varepsilon_{\perp f}^- = -\frac{\omega m^2}{2\varepsilon_+ \varepsilon_-} \left(1 + \frac{p_y^2}{m^2} \right), \quad (\text{П.7})$$

отражающее сохранение проекции импульса на ось z , параллельную плоскостям. При отсчете потенциала и энергий $\varepsilon_\perp^\pm$ от середины межплоскостного промежутка (рис. 18) $\varepsilon_{\perp i}^+ > 0$ и $\varepsilon_{\perp f}^- > -V_{\max}$, где $V_{\max} = V(0)$. Поэтому равенство (П. 7) может быть выполнено лишь при $\varepsilon_{\perp i}^+ < V_{\max}$ и $\varepsilon_{\perp f}^- < 0$, т. е. только для подбарьерных состояний. Из (П. 7) и неравенства $\varepsilon_{\perp i}^+ + \varepsilon_{\perp f}^- > -V_{\max}$ следует, что $\omega > \tilde{\omega} = 2m^2/V_{\max}$, однако крайне малая вероятность ОП делает призрачной возможность наблюдения пороговых явлений при энергиях $\omega \approx \tilde{\omega}$. Далее, из условия $\varepsilon_{\perp i}^+ + \varepsilon_{\perp f}^- < 0$ (см. (П. 7)) следует, что области классического движения e^+ $x_i^+ < x < d_{p1} - x_i^+$ и e^- $0 < x < x_f^-$, $d_{p1} - x_f^- < x < d_{p1}$ (см. рис. 18) не перекрываются. Поэтому значительного роста вероятности ОП можно ожидать при сближении границ областей классического движения e^+ и e^- с ростом их энергии (см. (П. 7)). Основной вклад в интегралы (П. 6) при этом будет давать окружающая отрезок (x_f^-, x_i^+) область межплоскостного расстояния шириной $\Delta x \sim \lambda_e = 3,861 \cdot 10^{-3} \text{ \AA} \ll d_{p1}$, в которой электрическое поле можно считать постоянным: $\mathcal{E} \approx \mathcal{E}(x_i^+) \simeq \mathcal{E}(x_f^-)$. При квазиклассическом описании процесса ОП отрезку $\Delta x \sim \lambda_e$ соответствует поперечное смещение $e^\pm$ на длине формирования пары (см. п. 2.1). Введенное таким образом приближение однородного поля [10–13] (см. также [14–

17]) позволяет использовать волновые функции

$$\psi_n^\pm(x) = \frac{c_n^\pm}{(2e\mathcal{E}\varepsilon_\pm)^{1/6}} \Phi[\pm(2e\mathcal{E}\varepsilon_\pm)^{1/3}(x_n^\pm - x)], \quad (\text{П.8})$$

где $x_n^\pm$ — граница областей классического движения $e^\pm$, лежащая в области $0 < x_n^\pm < d_{pl}/2$ ($\pm V(x_n^\pm) = \varepsilon_\pm$), $\Phi(x)$ — функция Эйри (см. (2.5)).

На нахождении нормировочных коэффициентов $c_n^\pm$ мы останавливаться не будем. Пользуясь далее известной формулой для свертки функций

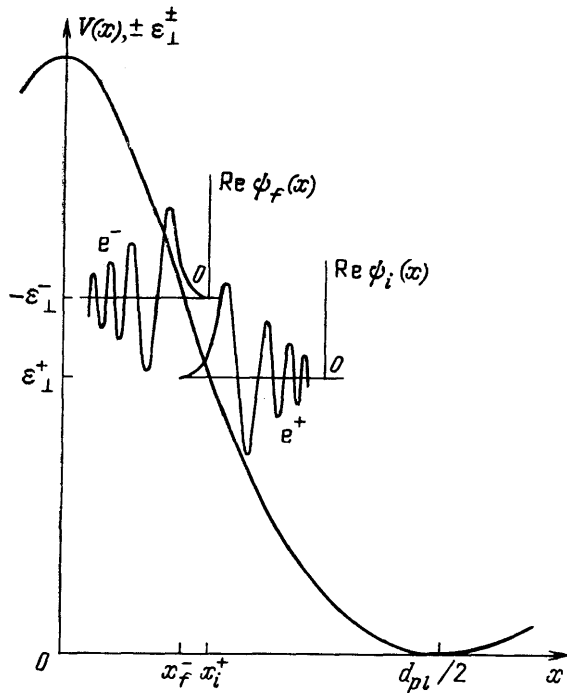


Рис. 18. Волновые функции поперечного движения e^+ и e^- в области их перекрытия x_i^+ и x_f^- — точки поворота их классического движения. При нулевом угле падения γ -квантов на плоскости (оси) области классического движения не перекрываются. В этом случае при квазиклассическом описании процесса ОП область, окружающая точки x_i^+ и x_f^- и имеющая размеры $\Delta x \sim x_i^+ - x_f^- \approx \lambda_e = 3,861 \cdot 10^{-11}$ см, является проекцией на ось x области формирования пары (см. п. 2.1)

Эйри и считая потенциал $V(x)$ симметричным, легко получаем для (П. 6)

$$\left\{ \begin{array}{l} |J_{if}| \\ |I_{if+1}| \end{array} \right\} = \frac{V \pi c_i^+ [1 \pm (-1)^{i+f}]}{(2e\mathcal{E})^{2/3} (\varepsilon_+ \varepsilon_-)^{1/6} \omega^{1/3}} \left\{ -\frac{c_f^- \Phi(y)}{\omega^{1/3}} c_{f+1}^- \Phi'(y) \right\}, \quad (\text{П.9})$$

$$y = \left(\frac{2e\mathcal{E}\varepsilon_+\varepsilon_-}{\omega} \right)^{1/3} (x_i^+ - x_f^-) = \frac{\xi}{2^{2/3}} \left(1 + \frac{p_y^2}{m^2} \right), \quad \xi = \left(\frac{m^3 \omega}{e\mathcal{E}\varepsilon_+\varepsilon_-} \right)^{2/3}. \quad (\text{П.10})$$

Благодаря квазиклассическому характеру поперечного движения, можно перейти в (П. 5) от суммирования к интегрированию по непрерывным переменным $\varepsilon_\pm$. Интегрирование по одной из них легко выполняется при помощи дельта функции. При помощи соотношения $\varepsilon_\pm = \pm V(x^\pm)$ интегрирование по второй из них представим в форме интегрирования по межплоскостному расстоянию. Подставляя затем (П. 9) в (П. 5) и интегрируя по p_y , получаем выражение

$$\frac{d^2 \omega}{d\varepsilon_+ dp_y} = \frac{L}{d_{pl}} \int_0^{d_{pl}} dx \frac{2^{2/3} \alpha m^2 \xi^{1/2}(x)}{\pi \omega^2} \left[\Phi^2(\xi(x)) + \frac{\varepsilon_+^2 + \varepsilon_-^2}{2^{1/3} \xi(x) \varepsilon_+ \varepsilon_-} (\Phi^2(\xi(x)) + \xi(x) \Phi^2(\xi(x))) \right], \quad (\text{П.11})$$

позволяющее, наконец, увидеть связь с КЭД интенсивного однородного поля. А именно, под знаком интегрирования по межплоскостному расстоянию в (П. 11) стоит выражение, совпадающее, с точностью до обозначений, с дважды дифференциальным выражением для вероятности ОП в однородном поле (см. формулу (56) на с. 82 [40]). Воспользовавшись стандартными преобразованиями (см. с. 82—83 [40]), получаем из (П. 11)

$$w = WL = L \int_0^{d_{pl}} W(\mathcal{E}(x)) \frac{dx}{d_{pl}}, \quad (\text{П.12})$$

где $W(\mathcal{E}(x))$ — задаваемая (2.4) вероятность ОП в поперечном однородном поле (см. [53] и [40—45, 48]). Поскольку при выводе выражения (П. 12) использовалась волновая функция фотона

$$\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})/\sqrt{2}\omega^{1/2},$$

не учитывающая поглощения, оно справедливо лишь при $w \ll 1$. При этом полная вероятность ОП в кристалле w равна произведению толщины кристалла L на вероятность ОП на его единичной длине, получаемую из (2.4) усреднением по межплоскостному расстоянию (ср. с. [59]). Главным итогом проведенного рассмотрения является демонстрация того, что теория ОП в кристаллах [10, 46] в случае нулевого угла падения γ -квантов на кристаллические плоскости (оси) приводит к результатам, согласующимся с формулами КЭД интенсивного однородного поля.

Обнаруженный при выводе (П. 12) локальный характер процесса ОП позволяет легко записать и выражение для вероятности ОП на единице длины кристалла γ -квантами, падающими под нулевым углом на кристаллическую ось (все цепочки атомов считаются эквивалентными):

$$W = \int W(\mathcal{E}(\rho)) \frac{d^2\rho}{S_{ax}}. \quad (\text{П.13})$$

Интегрирование в (П. 13) проводится по элементарной ячейке, лежащей в плоскости, перпендикулярной оси и обладающей площадью $S_{ax} = 1/n_0 d_{ax}$, где d_{ax} — межатомное расстояние на оси, n_0 — число атомов кристалла в кубическом сантиметре. Впервые формула (П. 13) была использована в [100] (см. формулу (7)). Позднее она была приведена в [74].

Отметим, что первые попытки выхода за рамки борновского приближения при рассмотрении процесса ОП в кристаллах были предприняты в [101, 102]. Рассмотрение процесса ОП в [12, 13] основывалось на подходе, по сути не отличающемся от описанного выше. Авторы [12, 13] также обнаружили возможность существенного упрощения своих формул на основе приближения однородного поля. Однако согласующейся с результатами КЭД однородного поля аналога формулы (П. 13) им получить не удалось, на что было указано в [74].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Тер-Микаэлян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. — Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969.
- [2] Фейнберг Е. Л. // УФН. 1956. Т. 28. С. 193.
- [3] Ахизер А. И., Фомин П. И., Шульга Н. Ф. // Письма ЖЭТФ. 1971. Т. 13. С. 713.
- [4] Калашников Н. П. Когерентные взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. — М.: Атомиздат, 1981.
- [5] Барышевский В. Г. Канализование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. — Минск: Изд-во Бел. ун-та, 1982.

6. Базылев В. А., Жеваго Н. К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях.— М.: Наука, 1987.
7. Ахиезер А. И., Шульга Н. Ф.//УФН. 1982. Т. 137. С. 561.
8. Sørensen A. H., Uggerhøj E.//Nature. 1987. V. 325. P. 311.
9. Барышевский В. Г.//Материалы XIV Зимней школы ЛИЯФ.— Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1979.— С. 158.
10. Барышевский В. Г., Тихомиров В. В.//ЯФ. 1982. Т. 36. С. 697; Phys. Lett. Ser. A. 1982. V. 90. P. 153.
- [11] Барышевский В. Г., Тихомиров В. В.//ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 232; Phys. Lett. Ser. A. 1983. V. 96. P. 215.
12. Kimball J. C., Cue N., Roth L. M., Marsh B. B.//Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 950.
13. Kimball J. C., Cue N.//Nucl. Instr. and Meth. 1984. V. B2. P. 25.
14. Байер В. Н., Катков В. М., Страховенко В. М.//ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 1348.
15. Тихомиров В. В.//Вестн. Бел. ун-та. Сер. I. 1983. № 2. С. 6.
16. Kimball J. C., Cue N.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 1747.
17. Шульга Н. Ф.//Письма ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 179.
18. Wedell R.//Rad. Eff. 1981. V. 56. P. 17.
19. Baier V. N., Katkov V. M., Strakhovenko V. M.//Phys. Lett. Ser. A. 1983. V. 95A. P. 403.
20. Cue N. et al.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 972.
- [21] Belkacem A. et al.//Ibidem. 1985. V. 54. P. 2667.
22. Belkacem A. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 177. P. 211.
23. Belkacem A. et al.//Ibidem. 1988. V. 206. P. 561.
24. Belkacem A. et al.//Europhys. Lett. 1988. V. 5. P. 589.
25. Bak J. F. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1988. V. 213. P. 242.
26. Baskov V. A. et al.— Preprint 144.— Moscow, FIAN, 1988.
27. Belkacem A. et al.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 2371; 1985. V. 54. P. 852 (E).
28. Belkacem A. et al.//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1196.
29. Bak J. F. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1988. V. 202. P. 615.
30. Baskov V. A. et al.— Preprint 143.— Moscow, FIAN, 1988.
- [31] Cabibbo N. et al.//Phys. Rev. Lett. 1962. V. 9. P. 270.
32. Cabibbo N. et al.//Ibidem. P. 435.
33. Барышевский В. Г.//ДАН БССР. 1979. Т. 23. С. 438.
34. Барышевский В. Г., Грубич А. О.//Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 1529.
35. Барышевский В. Г., Грубич А. О.//ЯФ. 1983. Т. 37. С. 1093.
36. Барышевский В. Г., Тихомиров В. В.//ЯФ. 1988. Т. 48. С. 670.
37. Барышевский В. Г.//Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. С. 182.
38. Барышевский В. Г., Грубич А. О., Дубовская И. Я.//Изв. АН БССР. 1980. № 4. С. 81.
39. Барышевский В. Г., Грубич А. О.//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 1114.
40. Ритус В. И.//Тр. ФИАН СССР. 1979. Т. 111. С. 3.
- [41] Никишов А. И.//Ibidem. С. 152.
42. Eber T.//Rev. Mod. Phys. 1966. V. 38. P. 626.
43. Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон.— М.: Наука, 1983.
44. Байер В. Н., Катков В. М., Фадин В. С. Излучение релятивистских электронов.— М.: Атомиздат, 1973.
45. Тернов И. М., Халилов В. Р., Родионов В. Н. Взаимодействие заряженных частиц с сильным электромагнитным полем.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1982.
46. Барышевский В. Г.//Изв. АН БССР. 1981. № 4. С. 104.
47. Baryshevskii V. G., Dubovskaya I. Ya.//Phys. Stat. Sol. Ser. b. 1977. V. 82. P. 403.
48. Берестецкий В. Г., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика.— М.: Наука, 1980.
49. Барышевский В. Г., Грубич А. О.//Труды X Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1981.— Ч. 1. С. 49.
50. Линдхард Й.//УФН. 1969. Т. 99. С. 249.
- [51] Gemmell D. G.//Rev. Mod. Phys. 1974. V. 46. P. 129.
52. Baier V. N., Katkov V. M., Strakhovenko V. M.//Nucl. Instrum. and Meth. Ser. B. 1984. V. 4. P. 246.
53. Клепиков Н. Г.//ЖЭТФ. 1954. Т. 26. С. 19.
54. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля.— М.: Мир, 1972.
55. Baryshevskii V. G., Tikhomirov V. V.//Phys. Lett. Ser. A. 1985. V. 113. P. 335.
56. Tikhomirov V. V.//J. de Phys. 1987. Т. 48. P. 1009.
57. Байер В. Н., Катков В. М., Страховенко В. М.//ЖЭТФ. 1986. Т. 90. С. 801.

58. Нарожный Н. Б.//ЖЭТФ. 1968. Т. 55. С. 714.
59. Барышевский В. Г., Тихомиров В. В., Шехтман А. Г.//Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. С. 77.
60. Барышевский В. Г., Тихомиров В. В.//ЖЭТФ. 1986. Т. 90. С. 1908.
- [61] Борисов А. В., Жуковский В. Ч.//ЯФ. 1975. Т. 21. С. 579.
62. Борисов А. В., Жуковский В. Ч., Хамид Ш. А.//Вестн. МГУ. Сер. 3 «Физика, астрономия». 1980. Т. 21. С. 17.
63. Любошиц В. Л., Подгорецкий М. И.//ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 717.
64. Потылицын А. П. Поляризованные фотонные пучки высокой энергии.— М.: Энергоиздат, 1987.
65. Frolov A. M., Maisheev V. A., Mikhajlov V. L.//Nucl. Instrum. and Meth. Ser. A. 1987. V. 254. P. 549.
66. Маишеев В. А., Михалев В. Л., Фролов А. М. Препринт ИФВЭ 84-189.— Серпухов, 1984.
67. Авакян Р. О., Искандарян А. Г.//Изв. АН АрмССР. Сер. «Физика». 1970. Т. 5. С. 275.
68. Olsen H., Maximon L. C.//Phys. Rev. 1959. V. 114. P. 887.
69. Алиханян А. И. и др.//Тр. ФИАН СССР. 1983. Т. 143. С. 5.
70. Halliwell C. et al.//Nucl. Instrum. and Meth. 1972. V. 102. P. 51.
- [71] Oberall H.//Phys. Rev. 1956. V. 103. P. 1055.
72. Baryshevskii V. G., Tikhomirov V. V.//Nucl. Instrum. and Meth. Ser. A. 1985. V. 234. P. 430.
73. Тихомиров В. В.//Вестн. Бел. ун-та. Сер. 1. 1983. № 3. С. 27.
74. Baier V. N., Katkov V. M., Strakhovenko V. M.//Phys. Lett. Ser. A. 1984. V. 104. P. 231.
75. Ахиезер А. И., Болдышев В. Ф., Шульга Н. Ф.//Физ. ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. С. 51.
76. Ахиезер А. И., Шульга Н. Ф.//УФН. 1987. Т. 151. С. 385.
77. Belkacem A., Sue N., Kimball J. C.//Phys. Lett. Ser. A. 1985. V. 111. P. 86.
78. Tikhomirov V. V.//Ibidem. 1987. V. 125. P. 411.
79. Тихомиров В. В.//ДАН БССР. 1988. Т. 32. С. 29.
80. Artur X.//Phys. Lett. Ser. A. 1988. V. 128. P. 302.
- [81] Baier V. N., Katkov V. M., Strakhovenko V. M.//Ibidem. V. 132. P. 211.
82. Кононец Ю. В., Рябов В. А.//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 48. С. 303.
83. Холомай Б. В.//Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. С. 787.
84. Тернов И. М., Михайлин В. В., Халилов В. Р. Синхротронное излучение и его применения.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1985.
85. Кулипанов Г. Н., Скринский А. Н.//Воспоминания о И. Я. Померанчуке.— М.: Наука, 1988.
86. Байер В. Н., Катков В. М., Страховенко В. М.//ЯФ. 1978. Т. 27. С. 728.
87. Carrigan R. A. Nucl. Instrum. and Meth. Ser. B. 1989. V. 33. P. 42.
88. Baier V. N., Katkov V. M., Strakhovenko V. M.//Phys. Lett. Ser. A. 1986. V. 114. P. 511.
89. Андреев В. А. и др.//Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 36. С. 340.
90. Михалев В. Л., Фролов А. М.//ЯФ. 1985. Т. 41. С. 962.
- [91] Kimball J. C., Sue N.//Phys. Rep. 1985. V. 125. P. 69.
92. Байер В. Н., Мильштейн А. И., Шайсултанов Р. Ж.//ЖЭТФ. 1986. Т. 90. С. 1141.
93. Михалев В. Л.//ЯФ. 1986. Т. 43. С. 121.
94. Любошиц В. Л.//ЯФ. 1980. Т. 31. С. 986; Т. 32. С. 702.
95. Барышевский В. Г., Грубич А. О., Дубовская И. Я.//Изв. АН БССР. 1979. № 6. С. 72.
96. Kim I. J.//Nucl. Phys. Ser. B. 1983. V. 229. P. 251.
97. Sun C. R.//Nucl. Instrum. and Meth. Ser. A. 1985. V. 235. P. 343.
98. Самсонов В. М., Ханзареев А. В.— Препринт 1476.— Л., ЛИЯФ АН СССР. 1989.
99. Барышевский В. Г., Тихомиров В. В.//Тезисы докладов XIV Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1984.— С. 70.
100. Тихомиров В. В.//Вестн. Бел. ун-та. Сер. 1. 1983. № 3. С. 27.
- [101] Ахиезер А. И., Трутень В. И., Фомин С. П.//ДАН СССР. 1979. Т. 249.
102. Калашников Н. П., Ковалев Г. В., Стриханов М. Н.//Труды X Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1981.— С. 21.