

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ В ИНТЕНСИВНЫХ ВНУТРИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

В. В. Тихомиров

Эффекты, вызываемые интенсивными электромагнитными полями, позволяют исследовать основы физики электромагнитного поля и его взаимодействий [1–5]. Они также играют существенную роль в процессах эволюции вещества во Вселенной.

Длительное время исследование эффектов квантовой электродинамики (КЭД) интенсивного поля в земных условиях не представлялось возможным. Рекордные эксперименты П. Л. Капицы и А. Д. Сахарова позволяли с большими трудностями генерировать лишь поля, во многие миллионы раз меньшие полей

$$H_0 = m^2 c^3 / |e| \hbar = 4,4 \cdot 10^{13} \text{ Гс}, \quad E_0 = m^2 c^3 / |e| \hbar = 1,32 \cdot 10^{13} \text{ В / см}, \quad (1)$$

характерных для нейтронных звезд и позволяющих наблюдать принципиально новые эффекты образования электрон-позитронных пар, преломления и расщепления фотонов, изменения магнитного момента электрона [1–5]. С созданием в 60-х годах лазеров стало очевидным, что поля подобного масштаба могут быть получены с их помощью после преодоления определенных технических сложностей. Тем не менее эффекты квантовой электродинамики однородного интенсивного поля впервые удалось наблюдать не в лазерных, а в кристаллических полях [6–9].

1. Наблюдение эффектов КЭД однородного интенсивного поля в кристаллах

На первый взгляд, возможность наблюдения в кристаллах аналогов эффектов, порождаемых интенсивными макроскопическими полями, выглядит парадоксально, поскольку интенсивные поля атомных ядер простираются на доли ангстрема и по определению являются микроскопическими. И действительно, путь к осознанию этой возможности занял несколько десятилетий.

Известно [2, 3], что ультрарелятивистские электроны (e^-), позитроны (e^+) и гамма-кванты (γ), участвующие в процессах излучения и образования e^+e^- пар, распространяются под малыми углами к направлению движения исходной частицы ($e^\pm$ или γ). Еще в начале 50-х М. Л. Тер-Микаэлян обратил внимание [10] на то, что, поскольку в этом случае продольные компоненты импульса частиц почти не отличаются от их энергий (в системе единиц $c = 1$), при выражающем закон сохранения энергии равенстве сумм последних будет весьма малой величина продольной компоненты импульса, передаваемого среде. Из соотношения Гейзенберга при этом следует весьма значительная длина области формирования рассматриваемых процессов, в которой исходные частицы превращаются в конечные и дополнительное внешнее воздействие может оказать влияние на ход процесса.

Уже при доступных в 50-е годы энергиях $e^{\pm}$, γ в несколько ГэВ длины областей формирования процессов излучения и образования e^+e^- пар существенно превышали межатомные расстояния конденсированного вещества, способного, таким образом, оказывать влияние на рассматриваемые процессы. Эта идея была сразу воспринята Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчуком [11], показавшими, что неупорядоченное расположение атомов в области формирования может вызвать уменьшение вероятностей процессов излучения и образования e^+e^- пар при очень высоких энергиях (эффект Ландау – Померанчука).

При упорядоченном же расположении атомов в этой области их воздействие на процесс формирования будет коррелированным и может привести к росту вероятностей процессов излучения и образования e^+e^- пар. Данное соображение помогло М. Л. Тер-Микаэлян предсказать процессы когерентного тормозного излучения и образования γ -квантами e^+e^- пар в кристаллах, последний из которых сопровождается эффектами дихроизма [12] и двулучепреломления [13] в области энергий γ -квантов от одного до нескольких десятков ГэВ.

Теория Тер-Микаэляна [10] основывалась на борновском приближении. В 70-х годах было выяснено [14], что указанное приближение теряет применимость при малых углах падения частиц на кристаллические оси и плоскости, поскольку оно не описывает возникающего при этом осциллирующего поперечного движения заряженных частиц [15], наиболее ярко проявляющегося в виде эффекта каналирования положительно заряженных частиц между кристаллическими плоскостями. Специфические эффекты в движении частиц не могли не сказаться на идущих с их участием процессах излучения и образования пар в условиях каналирования. Эффект излучения при каналировании был вскоре предсказан В. Г. Барышевским, И. Я. Дубовской [16, 17] и М. А. Кумаховым [18], обнаружен и подробно исследован экспериментально [17, 7–9].

На протяжении всего развития КЭД прослеживалась четкая параллель в изучении процессов излучения и образования пар [1–5], которые могут рассматриваться как кросс-каналы одной реакции. Однако исследование излучения при каналировании долго не сопровождалось изучением родственного ему процесса образования e^+e^- пар. Существование этого эффекта было предсказано нами [19, 20] при энергиях, существенно превышающих энергии, при которых начинает проявляться эффект излучения при каналировании. Оказалось, что этот эффект может наблюдаться в значительно более широкой угловой области, чем эффект каналирования, и, что более важно, его природа совпадает с природой процессов в интенсивном однородном электромагнитном поле. Тем самым не только был впервые описан кросс-канал процесса излучения при каналировании, но и обнаружена возможность экспериментального исследования эффектов КЭД интенсивного однородного поля в земных условиях.

Поясним подробнее, почему становится возможным исследование эффектов КЭД интенсивного поля в кристаллах. Оценим сначала напряженность эффективного поля, действующего на частицу, быстро движущуюся параллельно кристаллической оси (цепочке атомов). В соответствии с моделью непрерывного потенциала Линдхарда [15] действие на такую частицу продольных составляю-

щих полей атомных ядер компенсируется и ее взаимодействие с атомами кристаллической оси описывается эффективным полем (потенциалом), получающимся путем усреднения внутриатомного поля вдоль оси.

Напомним, что вследствие квантовых и тепловых колебаний ядра атомов кристалла случайно смещаются относительно положений равновесия на типичные расстояния $u \sim 0,05-0,1 \text{ \AA}$. Вследствие этого максимальная напряженность $E_{\max}$ усредненного поля оси достигается на расстоянии $\rho \sim u$ от прямой, проходящей через средние положения ядер. Оценка величины этого поля (в системе СГС) $E_{\max} \sim 2Ze/ud_{ax}$, где Z – атомный номер вещества кристалла, d_{ax} – межатомное расстояние на оси, получается усреднением вдоль оси поперечной составляющей кулоновского поля ядра. Для главных кристаллографических осей ($d_{ax} = 2-3 \text{ \AA}$) эта величина составляет $E_{\max} \sim 3 \cdot 10^{10} Z \sim 10^{11}-10^{12} \text{ В/см}$. В случае кристаллических плоскостей аналогично получаем примерно на порядок меньшую оценку. Эти оценки демонстрируют, что по способности ускорять быстрые заряженные частицы в поперечном направлении усредненные кристаллические поля эквивалентны магнитным полям с напряженностями, на порядки величины превышающими напряженности, получаемые во взрывомагнитных генераторах [21], и достигающими $(0,2-3,0) \cdot 10^9 \text{ Гс}$ для осей и $(20-200) \cdot 10^6 \text{ Гс}$ для плоскостей. Не менее важным, чем величина внутрикристаллических полей, для практического осуществления исследований КЭД интенсивного поля оказалась их стационарность, абсолютно недостижимая как в случае взрывных, так и интенсивных лазерных полей.

Помимо высокой напряженности внутрикристаллических полей, возможность изучения эффектов в полях (1) обеспечивается релятивистским усилением поля в собственной системе $e^{\pm}$. В случае поперечных полей, каковыми являются усредненные поля кристаллических осей и плоскостей, степень этого усиления определяется величиной лоренц-фактора $\gamma = \varepsilon/m$, где m и ε – масса и энергия $e^{\pm}$. При доступных энергиях $\varepsilon \sim 100 \text{ ГэВ}$ она составляет $\gamma \sim 10^5$. Благодаря столь значительному усилению как электрическое, так и возникающее в системе покоя $e^{\pm}$ магнитное поля $H \approx E \approx \gamma E_{\max}$ достигают характерных значений (1) при энергиях $\varepsilon_0 = mE_0/E_{\max}$, составляющих порядка 10 ГэВ в кристалле вольфрама и 50–150 ГэВ в кристаллах полупроводников, используемых в обсуждаемых исследованиях вследствие их высокого качества.

Хорошо известно [1–5], что при ультрарелятивистских энергиях процессы излучения и образования пар формируются за время поворота $e^{\pm}$ на характерный угол $\vartheta_0 = m/\varepsilon$, за которое $e^{\pm}$ приобретают поперечный импульс $p_{\perp} = mc$. В поле напряженности $E_{\max}$ это отклонение происходит на длине формирования $l_f \sim m/eE_{\max}$ и сопровождается поперечным смещением $e^{\pm}$ $l_f \vartheta_0$, сравнимым с комптоновской длиной волны электрона $\lambda_C = \hbar/mc = 3,861 \cdot 10^{-11} \text{ см}$, много меньшей характерного пространственного масштаба $u \sim 0,05-0,10 \text{ \AA}$ изменения

усредненного поля. Это означает, что формирование процессов излучения и образования пар протекает в полях, мало отличающихся от однородных. Сказанное остается справедливым и при отклонении направления движения начальных частиц на углы $\psi < u/l_f \sim (0,1-1,0)$ мрад, существенно превышающие при рассматриваемых энергиях угол каналирования. Малое отклонение усредненного поля кристаллических осей и плоскостей от однородного в областях формирования процессов излучения и образования пар означает возможность использования КЭД однородного интенсивного поля [1–5] для описания излучения, образования пар и других радиационных процессов при высоких энергиях и малых углах падения частиц на кристаллические оси и плоскости. По аналогии с процессом излучения в однородном магнитном поле мы будем называть все эти процессы и сопровождающие их поляризационные явления *магнитотормозными*.

Проиллюстрируем простоту использования КЭД однородного интенсивного поля на примере описания процесса магнитотормозного образования e^+e^- пар γ -квантами в кристаллах. В соответствии с [1–5] вероятность этого процесса в поперечном поле напряженности E равна (используется система единиц $\hbar = c = 1$)

$$W_{coh}(E) = \frac{\alpha m^2}{\sqrt{\pi} \omega^2} \int_0^\omega \left[\int_\xi^\infty \Phi(y) dy + \left(2 - \frac{\omega^2}{\varepsilon(\omega - \varepsilon)} \right) \frac{\Phi'(\xi)}{\xi} \right] d\varepsilon, \quad (2)$$

где

$$\xi = \xi(E, \omega, \varepsilon) = \left(\frac{m^3 \omega}{eE\varepsilon(\omega - \varepsilon)} \right)^{2/3}, \quad \Phi(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \cos(\xi t - t^3/3) dt - \quad (3)$$

функция Эйри. Выражение (2) описывает образование e^+e^- пар лишь в усредненном кристаллическом потенциале. Помимо него необходимо учитывать процессы некогерентного образования пар, индуцируемые интенсивными полями, создаваемыми ядрами на расстояниях $r < u$.

Следует заметить, что помимо эффектов КЭД интенсивного поля ориентированные кристаллы дают возможность исследовать эффекты в сверхплотном веществе. Речь идет о том, что при движении параллельно кристаллической оси на расстоянии $\rho \leq u$ от линии, образуемой положениями равновесия составляющих ее атомов, частицы пребывают в области, объемная концентрация электронов и ядер в которой в сотни раз превышает величины, свойственные самым плотным конденсированным веществам. Нетрудно было бы предположить, что в этом случае существенно улучшаются возможности наблюдения эффекта Ландау – Померанчука [11]. Однако, подробно исследовав этот вопрос [22], мы обнаружили, что действие квазиоднородного поля оси приводит к подавлению влияния многократного рассеяния на радиационные процессы. При этом нами была развита теория [22], описывающая процессы излучения и образования пар в однородном поле в присутствии плотного вещества. Эта теория описывает со-

ответствующие процессы в атмосферах нейтронных звезд и в определенном смысле обобщает основные формулы КЭД интенсивного поля [1–5] и теории эффекта Ландау – Померанчука, построенной А. Б. Мигдалом [23].

В силу подавления эффекта Ландау – Померанчука процессы некогерентного образования пар (как и излучения), индуцируемые интенсивными полями ядер, принципиально не отличаются от бете-гайтлеровского процесса в аморфном веществе [2, § 94], характеризуемого слабо зависящей от энергии вероятностью W_{BH} . И все же из-за того, что в область формирования попадает значительное число упорядоченно расположенных ядер атомов кристалла, эти процессы будут испытывать некоторую модификацию и описываться вероятностью [24]

$$W_{inc}(E, n) = \frac{2\alpha^3 Z^2 n}{15m^2 \omega^3} \int_0^{\omega} \times \\ \times \left[(\xi^4 Y(\xi) - 3\xi^2 Y(\xi) - \xi^3) \omega^2 + (\xi^4 Y(\xi) + 3\xi Y(\xi) - 5\xi^2 Y'(\xi) - \xi^3) \times \right. \\ \left. \times (\omega^2 + (\omega - \varepsilon)^2) \right] d\varepsilon, \quad (4)$$

где n – локальная концентрация ядер кристалла на прямой, вдоль которой распространяется гамма-квант; $Y(\xi) = \int_0^{\infty} \sin(\xi t + t^3/3) dt$ – ипсилон-функция аргумента $\xi = \xi(E, \omega, \varepsilon)$, определенного в выражении (3). Полная локальная (на определенном расстоянии от оси или плоскости) вероятность образования пар равна $W_{loc}(E, n) = W_{coh}(E) + W_{inc}(E, n)$. Для определения вероятности образования пар, например в поле кристаллических осей, эту вероятность следует усреднить по поперечной площади $S = 1/d_{ax} n_0$, приходящейся на одну ось (n_0 – концентрация атомов кристалла):

$$W = \int_S W_{loc}(E(\rho), n(\rho)) \frac{d\vec{\rho}}{S}, \quad (5)$$

где $\vec{\rho}$ – двумерный вектор нормальный оси. Вероятность (5) описывает проявление в кристалле механизма образования γ -квантами e^+e^- пар в однородном поле, приводящего к значительному росту вероятности этого процесса в кристаллах, наблюдавшемся в экспериментах [25, 26] и иллюстрируемому рис. 1.

Нетрудно видеть, что проявление обсуждаемого механизма образования пар приводит к семикратному увеличению вероятности этого процесса. При более высоких энергиях данное увеличение может достигать в кристаллах кремния и алмаза двух порядков величины. Эксперименты [25, 26] также подтвердили предсказания работ [27, 19, 20] о том, что угловая зависимость обсуждаемого процесса образования пар характеризуется углом, существенно превышающим угол каналирования. Ниже мы убедимся, что описанный механизм образования γ -квантами e^+e^- пар сопровождается такими эффектами, как дихроизм и двулучепреломление кристаллов в области чрезвычайно высоких частот электромагнитного спектра, а также эффектом образования поперечно поляризованных e^+e^- пар.

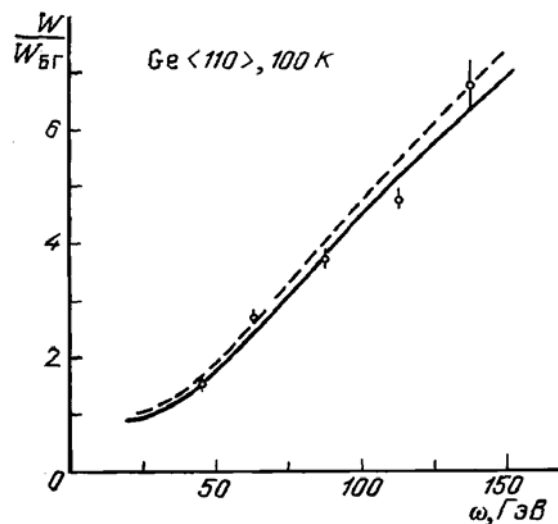


Рис. 1. Энергетическая зависимость вероятности образования γ -квантами e^+e^- пар в поле оси $\langle 110 \rangle$ кристалла германия при $T=100$ К, выраженной в единицах вероятности Бете – Гайтлера. Точки – экспериментальные данные [26], сплошная и штриховая кривые рассчитаны соответственно с учетом и без учета энергетической зависимости вероятности некогерентных процессов (4)

В рассмотренной области энергий и углов падения на кристаллические оси и плоскости процесс излучения γ -квантов электронами и позитронами также приобретает новые особенности благодаря проявлению магнитотормозного механизма излучения в кристаллах, аналогичного механизму излучения в интенсивном однородном поле. Так, при энергиях $e^\pm$ $\varepsilon_0 = mE_0 / E_{\max}$, составляющих от 10 ГэВ до сотен ГэВ, характерная энергия γ -квантов, излучаемых в полях кристаллических осей, достигает величин, сравнимых с ε_0 . Это означает, что становится существен эффект отдачи, на что впервые было указано в [28]. Важность этого эффекта состоит в том, что вместе с ним оказываются важны спиновые эффекты в излучении, которые, с одной стороны, открывают разнообразные возможности получения и анализа поляризованных $e^\pm$ -пучков, а с другой – приводят к такому фундаментальному эффекту, как изменение аномального магнитного момента $e^\pm$.

Указанные эффекты будут рассмотрены в специальном разделе, а сейчас мы остановимся на другой принципиальной особенности процесса излучения, сопровождающей проявление обсуждаемого механизма излучения. Эта особенность была неожиданно обнаружена в ходе экспериментальных исследований [29] и объяснена в работах [30–32]. Начнем с того, что одним из последствий проявления обсуждаемого механизма излучения $e^\pm$ в кристаллах является значительное уменьшение характерной длины радиационных потерь энергии $e^\pm$. Действительно, исходя из того, что интенсивность взаимодействия $e^\pm$ с полем излу-

чения характеризуется параметром $\alpha = 1/137$, и того, что квазиоднородное усредненное кристаллическое поле напряженности $E_{\max}$ поворачивает $e^{\pm}$ на характерный угол излучения $\vartheta_0 = m/\varepsilon$ на длине формирования $l_f \approx m/eE_{\max}$, характерную длину радиационных потерь можно оценить по формуле $l_{\text{rad}} \sim l_f / \alpha \sim m/\alpha eE_{\max}$. При $E_{\max} \sim 10^{11} - 10^{12}$ В/см эта длина составляет всего $10^{-4} - 10^{-5}$ см (напомним, что радиационная длина в самых плотных аморфных веществах превышает несколько миллиметров).

Однако столь интенсивные радиационные потери имеют место лишь в достаточно узких областях наибольшей напряженности усредненного поля на малых расстояниях от осей и плоскостей. В этих же областях происходит весьма интенсивное многократное рассеяние на атомных ядрах, обычно вызывающее быстрый уход заряженных частиц из этих областей. Поэтому, несмотря на притяжение отрицательно заряженных частиц к ядрам, многократное рассеяние препятствует их длительному нахождению в областях наиболее интенсивного поля, не позволяя в полной мере проявиться высокой локальной интенсивности излучения.

И все же значительный рост последней способен принципиально изменить эту ситуацию. Действительно, быстрое уменьшение энергии электронов при излучении вызовет также уменьшение импульса и энергии поперечного (нормального

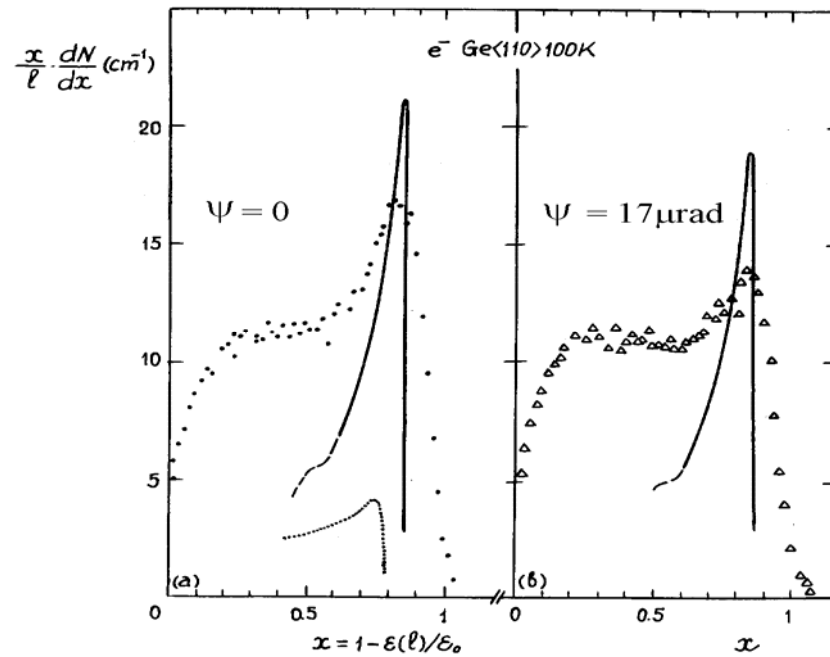


Рис. 2. Средняя энергия излучения электрона на единице длины, выраженная в единицах его начальной энергии 150 ГэВ, при углах падения $\psi = 0$ и 17 мкрад на ось $\langle 110 \rangle$ охлажденного до 100 К кристалла германия толщиной 0,185 мм. Сплошные (пунктирные) кривые рассчитаны [30, 31] с учетом (без учета) радиационного охлаждения

оси) движения, известное как эффект радиационного охлаждения [33]. Благодаря особенно высокой интенсивности излучения в областях максимального поля оси уменьшение энергии поперечного движения может противостоять ее увеличению под действием рассеяния, предотвращая выход электронов из областей максимального поля. Продолжая двигаться в этих областях, электроны будут интенсивно излучать, испытывая при этом аномально высокие радиационные потери энергии. Данный эффект был неожиданно обнаружен [29] (рис. 2) по появлению пика в жесткой части спектра энергетических потерь электронов в кристалле германия и вначале интерпретировался как проявление существования новой частицы (бозона Хиггса, а затем «дармштадтона»). Правильная интерпретация этого эффекта на основе эффекта радиационного охлаждения [33] была дана в работах [30–32] и подтверждена в [34–36]. Отметим, что при увеличении энергии излучающих $e^{\pm}$ роль процесса радиационного охлаждения будет постоянно возрастать, что сделает невозможным описание прохождения этих частиц через кристаллы без его учета.

Таким образом, выполненные в CERN эксперименты [25, 26, 29] и другие [7, 8] позволили обнаружить и исследовать основные черты процессов магнитотормозного излучения и образования пар в кристаллах. Помимо них эти процессы сопровождаются значительным количеством не имеющих аналогов поляризационных явлений, которые могут быть исследованы на строящихся ускорителях.

2. Оптическая анизотропия в сверхжестком электромагнитном диапазоне

Понимание локальной магнитотормозной природы процессов образования γ -квантами e^+e^- пар позволило нам [19, 6] впервые предсказать существование оптической анизотропии кристаллов при частотах 10^{25} Гц и более. В основе этих эффектов лежат аналогичные эффекты, проявляющиеся в однородном макроскопическом интенсивном электромагнитном поле. Известно, в частности [37, 1–5], что область вакуума, занятая поперечным однородным электрическим полем $\vec{E} = \vec{n}_x E$, характеризуется тензором поперечной диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + \varepsilon_x \delta_{xi} \delta_{xj} + \varepsilon_y \delta_{yi} \delta_{yj}, \quad (6)$$

где $i, j = x, y$, ось x (y) параллельна (перпендикулярна) полю. При этом как действительные, так и мнимые части главных значений $\varepsilon_{x,y}$ тензора (6) различаются, что, как известно с первой половины XIX в., приводит к эффектам дихроизма и двулучепреломления.

При не очень малых углах падения γ -квантов на кристаллические оси и плоскости (при углах $\sim 10^{-6}$ рад возможно нарушение однородности потока электромагнитного излучения [38]) взаимодействие поляризованных γ -квантов рассматриваемых энергий с кристаллами описывается диэлектрической проницаемостью (6), усредненной по поперечнику кристалла. При этом, поскольку поле

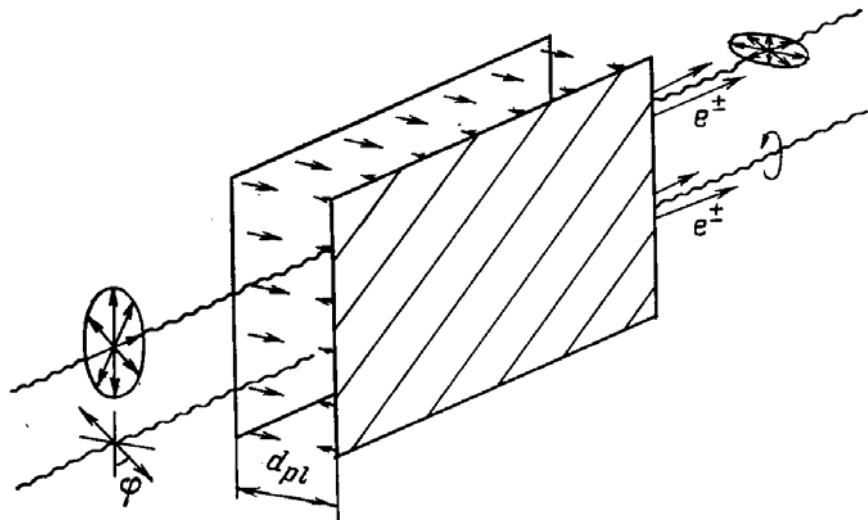


Рис. 3. Усредненное поле кристаллических плоскостей

осей большинства кристаллов обладает цилиндрической симметрией, усреднение (6) приведет к почти полному исчезновению эффектов анизотропии. В то же время геометрия усредненного поля кристаллических плоскостей (рис. 3) позволяет в полной мере проявиться свойствам анизотропии, присущим области пространства, занятой однородным полем, поскольку направления главных осей тензора (6) во всем кристалле одинаковы в каждой его точке: одна из них параллельна, а другая перпендикулярна плоскостям.

Перейдем к количественному рассмотрению. Начнем с эффекта дихроизма, описываемого мнимыми частями диэлектрической проницаемости. В каждой точке кристалла последние определяются полученными в работе [6] вероятностями (формула (2.8)) образования пар γ -квантами, линейно поляризованными параллельно и перпендикулярно однородному поперечному полю $W_{\parallel}$, $W_{\perp}$. Не выписывая выражений для этих вероятностей, имеющих вид, аналогичный (2), заметим, что характеризующее анизотропию поглощения отношение этих вероятностей изменяется от двух при энергиях γ -квантов $\hbar\omega \ll \omega_0 = mE_0 / E_{\max}$ до 1,5 при $\hbar\omega \gg \omega_0 = mE_0 / E_{\max}$. Для полного локального описания процесса образования пар в кристалле к вероятностям образования пар в его квазиоднородном поле необходимо добавить аналогичные (4) вероятности некогерентного образования пар в полях отдельных атомных ядер (см. формулу (2.10) в работе [6]). Для описания дихроизма кристалла как целого полученные таким образом вероятности $W_{\parallel,\perp}(x)$ образования пар поляризованными γ -квантами, движущимися на расстоянии x от кристаллической оси, остается усреднить по межплоскостному промежутку d_{pl} :

$$W_{\parallel,\perp} = \int_0^d W_{\parallel,\perp}(x) \frac{dx}{d_{pl}}. \quad (7)$$

Вероятности (7) определяют мнимые части главных значений тензора поперечной диэлектрической проницаемости кристалла $\Im \varepsilon_{\parallel, \perp} = W_{\parallel, \perp} / \omega$, интенсивность $I(L)$ и степень линейной поляризации $P_{lin} = th[(W_{\parallel} - W_{\perp})L/2]$, приобретаемой первоначально неполяризованным пучком после прохождения кристалла толщиной L . Поскольку эффективность поляризационных экспериментов определяется величиной параметра IP^2 [39], максимизируя эту комбинацию, можно определить оптимальную толщину кристалла L_{opt} и соответствующую ей оптимальную поляризацию P_{opt} получаемого пучка γ -квантов. Представленные на рис. 5 и рис. 6 в работе [5] результаты численных расчетов показывают, что при энергиях γ -квантов от нескольких сотен ГэВ до нескольких сотен ТэВ величина P_{opt} достигает 40 %, а длина L_{opt} для различных кристаллов составляет от долей миллиметра до нескольких сантиметров.

Столь ярко выраженный эффект магнитотормозного дихроизма проявляется в достаточно узкой области углов падения γ -квантов на кристаллические плоскости. Детальные расчеты, проведенные нами методом [40], разработанным на основе алгоритма быстрого преобразования Фурье, позволяют описать достаточно быстрый спад вероятностей процессов рождения пар в кристаллах с ростом угла падения γ -квантов. По этой причине следует упомянуть еще об одном предсказанном нами [41, 42] механизме оптической анизотропии кристаллов, проявляющемся при сверхвысоких энергиях γ -квантов. Этот механизм сопровождает процесс образования γ -квантами e^+e^- пар в полях кристаллических осей. Источником анизотропии является асимметрия рассеяния заряженных частиц кристаллическими осями. Возникает она благодаря тому, что отклонение частицы в плоскости ее падения (плоскости, параллельной скорости частицы и самой оси) является знакопеременной величиной с нулевым средним значением. Как следствие, отклонение происходит перпендикулярно плоскости падения. Эффекты оптической анизотропии в полях кристаллических осей оказываются менее сильно выраженными, но проявляются в существенно более широком угловом интервале, чем эффекты магнитотормозной анизотропии в поле плоскостей.

Обоснование возможности использования диэлектрической проницаемости однородного поля (6) для локального описания взаимодействия γ -квантов с ориентированными кристаллами позволило также предсказать [19, 43, 6] эффект магнитотормозного двулучепреломления жестких γ -квантов, распространяющихся параллельно кристаллическим плоскостям. Созданная на основе этого эффекта четвертьволновая пластинка открывает возможность преобразования линейно поляризованных пучков γ -квантов с энергиями в сотни, тысячи ГэВ и выше в циркулярно поляризованные.

Теоретическое описание магнитотормозного двулучепреломления строится по той же схеме, что и в случае дихроизма. Исходным является выражение [37, 1, 3, 4]

$$n_{x(y)}(E) = \frac{1}{2} \Re \varepsilon_{x(y)}(E) = 1 - \frac{\alpha}{3\pi} \left(\frac{m}{\omega} \right)^2 \int_0^{\omega} \frac{Y'(\xi)}{\xi} \left(\frac{\omega^2}{\varepsilon(\omega - \varepsilon)} + \frac{1 \mp 3}{2} \right) \frac{d\varepsilon}{\omega} \quad (8)$$

для коэффициентов преломления γ -квантов, поляризованных параллельно и перпендикулярно однородному поперечному электрическому полю $\vec{E} = \vec{n}_x E$ (пара-

метр ξ определен в формуле (3)). Это выражение описывает преломление поляризованных γ -квантов, распространяющихся на определенном расстоянии от кристаллической плоскости. Добавив к (8) вклады некогерентных процессов (см. формулу (2.18) в работе [6]) и усреднив, аналогично (7), по межплоскостному промежутку, можно получить показатели преломления $n_{\perp}$ и $n_{\parallel}$ кристаллом γ -квантов, линейно поляризованных перпендикулярно и параллельно его плоскостям. Разница этих показателей позволяет рассчитать по известной формуле

$$\omega(n_{\parallel} - n_{\perp})L_{\lambda/4} = \pi/2 \quad (9)$$

толщину четвертьволновой пластинки $L_{\lambda/4}$, преобразующей, как хорошо известно, линейно поляризованное излучение в циркулярно поляризованное. Графики зависимости этой величины от энергии γ -квантов представлены на рис. 4 для нескольких кристаллов. Ослабление интенсивности пучка γ -квантов при прохождении через четвертьволновую пластинку достигает минимума при энергии $\hbar\omega \sim mE_0/E_{\max} \sim 0,5-2,0$ ТэВ и составляет в кристалле Si несколько раз, а в кристалле Ge – чуть более десяти раз. При больших энергиях поглощение γ -квантов в этих кристаллах резко возрастает. В случае же использования кристаллов наиболее легких элементов четвертьволновые пластинки можно создавать и для энергий, достигающих нескольких десятков ТэВ.

Пропуская неполяризованный пучок γ -квантов сначала через дихроичный поляризатор, а затем через четвертьволновую пластинку, можно получать циркулярно поляризованные пучки γ -квантов из неполяризованных. При использовании вольфрамового поляризатора и кремниевой четвертьволновой пластинки степень поляризации будет близка к 40 %, а потери интенсивности пучка составят несколько десятков раз при энергии в несколько сотен ГэВ. Продольная поляризация γ -квантов легко может быть передана e^- и e^+ при образовании пар в аморфном веществе [44]. Однако это не единственный способ получения поляризованных $e^{\pm}$ высоких энергий при помощи кристаллов.

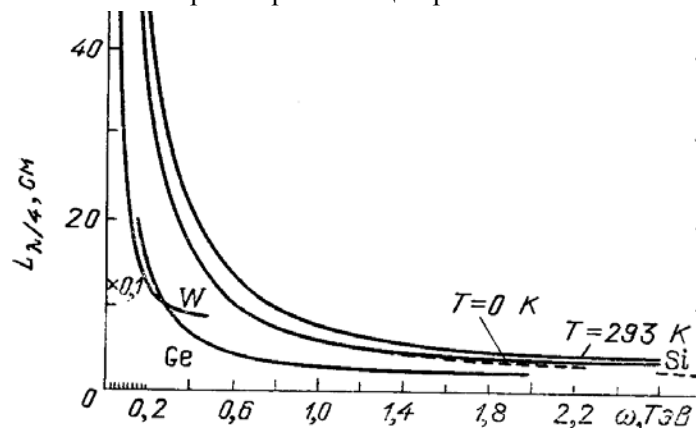


Рис. 4. Энергетическая зависимость длин четвертьволновых пластинок, основанных на использовании двулучепреломляющих свойств полей плоскостей (110) кристаллов Ge и W при $T = 293$ К и Si при $T = 0, 293$ К

3. Эффекты с участием поляризованных электронов и позитронов

Выяснение магнитотормозной природы процессов излучения и образования пар в ориентированных кристаллах при высоких энергиях привело также к предсказанию эффектов радиационной самополяризации [45] и образования γ -квантами поперечно поляризованных $e^\pm$ [20, 46]. Эти эффекты позволяют различными способами получать пучки поляризованных $e^\pm$ и измерять их поляризацию. Кроме того, поскольку спиновая зависимость процесса излучения в однородном поле связана с эффектом изменения магнитного момента $e^\pm$ [3–5], обоснование действия магнитотормозного механизма излучения позволило предсказать возможность наблюдения этого фундаментального эффекта в кристаллах [47]. В отличие от магнитотормозного дихроизма и двулучепреломления, указанные эффекты не имеют аналогов в теории [10] когерентного тормозного излучения и образования пар.

На принципиальную возможность существования в однородном поперечном электрическом поле $\vec{E}$ эффектов с участием спина $e^\pm$ указывает наличие псевдовектора

$$[\vec{E} \vec{v}], \quad (10)$$

где $\vec{v}$ – скорость $e^\pm$. Будем описывать поляризационные состояния $e^\pm$ классическим вектором спина $\vec{\zeta}$ [2, 3, 5], равным удвоенному среднему значению оператора спина в системе покоя $e^\pm$. Зависимость вероятностей излучения и образования пар от Р-четного произведения $[\vec{E} \vec{v}] \vec{\zeta}$, как известно [1, 3, 4], приводит к возникновению поперечной поляризации $e^\pm$ при излучении и рождении γ -квантами в однородном поле. Помимо этого, при движении в электрическом поле возникает прецессия спина вокруг вектора (10) [2].

Однако всего этого еще недостаточно для возникновения аналогичных поляризационных эффектов в кристаллах. Дело в том, что по разные стороны от кристаллической плоскости (оси) электрическое поле, а следовательно, и вектор (10) имеют противоположные направления. Поэтому средняя поляризация всех излучающих и рождающихся в кристалле $e^\pm$, так же, как и угол поворота спина, будет практически равна нулю.

Получить поляризованные $e^\pm$ или достичь поворота вектора $\vec{\zeta}$ можно лишь выделив $e^\pm$, двигавшиеся либо родившиеся в областях с преобладающим направлением поля и вектора (10). В случае тонких кристаллов подобное выделение может быть проведено путем отбора $e^\pm$ по направлениям их вылета из кристалла [20, 48].

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 [45, 46]. Действительно, при движении в изогнутом кристалле траектории каналированных $e^\pm$ смещаются из симметричных положений в каналах, в результате чего большую часть времени

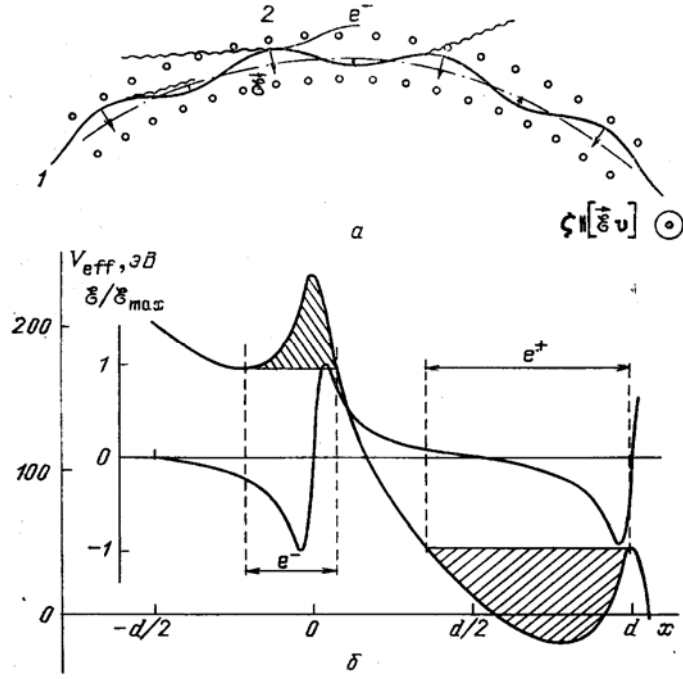


Рис. 5. Траектории e^+ (e^-), каналированных в изогнутом кристалле, (а) и потенциал изогнутых кристаллических плоскостей (б)

e^+ (e^-) движутся в усредненном поле плоскостей, направленном внутрь (наружу) окружности, образуемой изогнутыми плоскостями (рис. 5). Поскольку изогнутые кристаллы сохраняют возможность выделения частиц, рождающиеся и движущиеся в областях с определенным направлением поля, при значительно больших толщинах, позволяют достичь больших вероятностей используемых процессов и облегчить разделение частиц с разной поляризацией по направлениям движения.

4. Радиационная самополяризация $e^\pm$

Рассмотрение самополяризации в кристаллах естественно провести в сопоставлении с известным эффектом самополяризации $e^\pm$ в накопителях [49, 5]. При описании существа этого эффекта магнитное поле накопителя можно считать однородным и поперечным, используя параметр

$$\chi = \varepsilon H / mH_0 = 0,44 \cdot 10^{-7} H(\text{кЭ}) \varepsilon(\text{ГэВ}) \quad (11)$$

(см. (1)), позволяющий записать характерную энергию рентгеновских фотонов, излучаемых в поле накопителей, в виде $\omega_{\text{хар}} \sim \chi \varepsilon / (1 + \chi)$. При типичных значениях $H \sim 20$ кЭ и $\varepsilon \sim 1$ ГэВ из (11) следует, что $\chi \sim 10^{-6}$ и $\omega_{\text{хар}} \sim 10^{-6} \varepsilon$. Первоначально неполяризованный пучок $e^\pm$ поляризуется благодаря отличию вероятностей излучения $w_{\uparrow\downarrow}$, $w_{\downarrow\uparrow}$ «с переворотом спина» – изменением знака его проекции на направление магнитного поля. При этом медленное перераспределение

$e^\pm$ по спиновым состояниям происходит на фоне интенсивного магнитотормозного излучения, характеризуемого вероятностью w . При $\chi \ll 1$ справедливы оценки [49, 5] $|w_{\uparrow\downarrow} - w_{\downarrow\uparrow}| \sim w_{\uparrow\downarrow} \sim w_{\downarrow\uparrow} \sim \chi^2 w$, позволяющие убедиться, что за время самополяризации $\tau \sim 1/|w_{\uparrow\downarrow} - w_{\downarrow\uparrow}| \sim 1/\chi^2 w$ имеющее интенсивность $I \sim w\omega_{\text{хар}}$ магнитотормозное излучение уносит энергию $I\tau \sim \varepsilon/\chi$, в $1/\chi \sim 10^6$ раз превышающую энергию поляризующихся $e^\pm$. Поэтому самополяризация $e^\pm$ в накопителях протекает в условиях непрерывного восполнения радиационных потерь практически при постоянной энергии $e^\pm$ за время, достигающее десятков минут. Величина же поляризации, приобретаемая $e^\pm$ без пополнения энергии за время полной ее потери $\tau \sim \varepsilon/I \sim 1/\chi w$, не превышает $|w_{\uparrow\downarrow} - w_{\downarrow\uparrow}| \tau \sim \chi \sim 10^{-6}$ (рис. 6). Из-за того, что последняя определяется параметром (11), значительной величины поляризации, получаемой без пополнения энергии, можно достичь при условии $\chi \geq 1$, которое может быть выполнено только в интенсивных полях кристаллов.

Эффект радиационной самополяризации в накопителях уже давно позволяет получать поляризованные пучки $e^\pm$ с энергиями, достигающими десятков ГэВ. Однако из-за быстрого роста радиационных потерь строительство накопителей $e^\pm$ на энергии в сотни ГэВ и более признано нецелесообразным. Возможности получения поляризованных $e^\pm$ столь высоких энергий открывают поляризационные эффекты в кристаллах, первым из которых был предсказан эффект радиационной самополяризации [45].

При движении $e^\pm$ в кристалле вместо магнитного поля роль оси квантования спина играет псевдовектор (10), определяющий направление возможной поляризации $e^\pm$. Роль параметра (11) играет отношение

$$\chi = \varepsilon E / mE_0 \quad (12)$$

напряженности электрического поля в собственной системе $e^\pm$ к характерной напряженности (1).

Как и в случае магнитного поля, величина этого параметра определяет максимальную поляризацию, приобретаемую $e^\pm$ в отсутствие потерь энергии. Поэтому при имеющем место в кристалле отсутствии реальной возможности пополнения энергии $e^\pm$ заметной их поляризации можно достичь только в области $\chi \geq 1$ проявления квантовых эффектов в магнитотормозном излучении (см. рис. 6).

Вероятности излучения с переворотом спина $|w_{\uparrow\downarrow} - w_{\downarrow\uparrow}| \sim w_{\uparrow\downarrow} \sim w_{\downarrow\uparrow} \sim \chi^2 w$, как и их разность, сравниваются по порядку величины с полной вероятностью излучения w . В этих условиях испускание одного (см. рис. 6, б), максимум нескольких γ -квантов с энергией $\omega_{\text{хар}} \sim \chi\varepsilon/(1+\chi)$, сравнимой с энергией $e^\pm$, приводит к возникновению поляризации, достигающей нескольких десятков процентов. Длина кристалла, необходимая для достижения такой поляризации, составляет в разных кристаллах от долей до нескольких миллиметров [6].

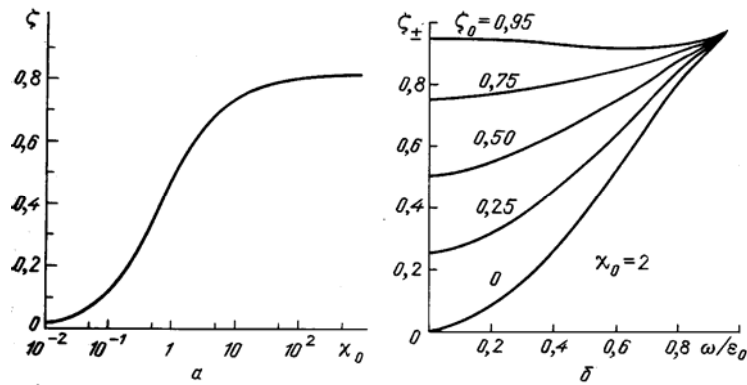


Рис. 6. Зависимость от начальной величины квантового параметра (12) максимальной поляризации, приобретаемой $e^{\pm}$ при полной потере энергии на излучение в однородном поле (а). Зависимость величины конечной поляризации $\zeta_{\pm}$ от энергии испущенного γ -кванта при различных начальных поляризациях ζ_0 и $\chi_0 = 2$ (б)

Оптимальные величины радиусов изгиба кристаллов составляют несколько десятков сантиметров. Однако описание процесса приобретения поляризации излучающими e^+ , и особенно e^- , является весьма сложной, до конца еще не решенной задачей, требующей учета эволюции кинематических характеристик $e^{\pm}$ при многократном рассеянии и радиационном охлаждении. Кроме того, специфика усредненного потенциала кристаллических плоскостей и высокая интенсивность многократного рассеяния в областях связанного поперечного движения e^- (см. рис. 5, б) не позволяют достичь столь же высокой поляризации, как в случае e^+ , которая реально может быть близка к представленной на рис. 6 поляризации $e^{\pm}$ в однородном поле. Эти недостатки удастся преодолеть, используя эффект рождения γ -квантами поперечно поляризованных $e^{\pm}$.

5. Рождение γ -квантами поперечно поляризованных $e^{\pm}$

Напомним, что имеющие самые высокие энергии вторичные $e^{\pm}$ -пучки протонных ускорителей [50, 51] получают конверсией γ -квантов в аморфном веществе. Эти пучки, естественно, являются неполяризованными. Возникновение же поляризации в обсуждавшемся выше процессе самополяризации сопровождается в кристаллах понижением энергии и интенсивности $e^{\pm}$ -пучков. Возможность приобретения поляризации в момент образования e^+e^- пары позволила бы не только совместить неизбежную стадию образования $e^{\pm}$ и процесс сообщения им поляризации, но и избежать значительных потерь энергии, сопутствующих этому процессу. Такая возможность непосредственно реализуется при использовании процесса магнитотормозного образования e^+e^- пар в тонких [20] или изогнутых толстых [46] кристаллах.

Существование в однородном электрическом поле псевдовектора (10) говорит о возможности появления у $e^{\pm}$ поперечной поляризации, достигающей 80 % и более при энергиях $e^{\pm}$, сравнимых с энергиями γ -квантов ω в сотни ГэВ и

выше. При этом направление поляризации e^+ (e^-) параллельно (антипараллельно) псевдовектору (10).

Как показано на рис. 5, изгиб кристалла приводит к возникновению преобладания в областях связанного поперечного движения e^- (e^+) сильного электрического поля, направленного вдоль внешней (внутренней) нормали к изогнутым плоскостям. Вследствие локальной природы процесса магнитотормозного образования пар области связанного движения совпадают с областями образования γ -квантами связанных $e^\pm$, которые оказываются поляризованными при рождении благодаря преобладанию в этих областях электрических полей указанных направлений.

Получающиеся путем усреднения локальной вероятности образования пар по областям связанного движения графики чисел и поляризации e^+ и e^- , рождаемых с энергией $\varepsilon = \omega/2$ в поле плоскостей (110) кристалла Ge при $T = 0$ К γ -квантами доступной энергии $\omega = mE_0 / E_{\max} = 454$ ГэВ, представлены на рис. 7. Последний отражает общие особенности рассматриваемого эффекта, одной из которых является существенно более низкая эффективность рождения и поляризация e^- . Кроме того, выделение рождающихся в каналированном состоянии поляризованных e^- будет существенно осложняться их более быстрым деканализацией. Как и в случае эффекта радиационной самополяризации, все эти недостатки связаны со спецификой формы усредненного потенциала кристаллических плоскостей в областях связанного поперечного движения e^- (см. рис.5). Независимо от этого, рассматриваемый эффект делает возможным получение поляризованных e^- с той же эффективностью и поляризацией, что и e^+ . Сделать это позволяет электронный отбор e^- , рождающихся

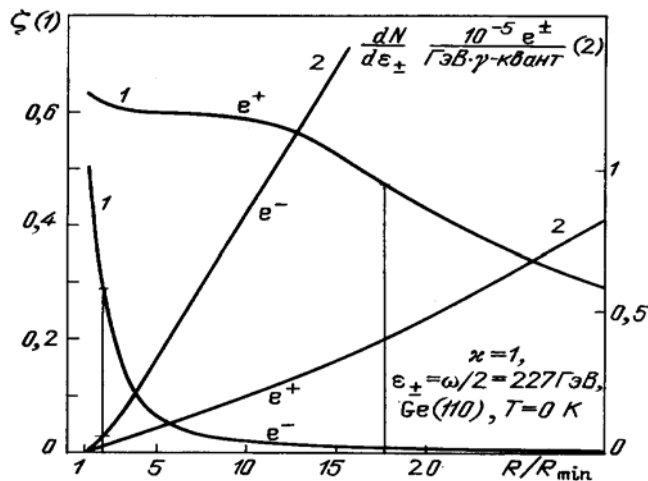


Рис. 7. Зависимость от радиуса изгиба кристалла Ge (плоскость (110), $T = 0$ К) дифференциального числа и степени поляризации $e^\pm$, рождающихся с энергиями $\varepsilon = \omega/2 = mE_0 / 2E_{\max} = 227$ ГэВ. Вертикальными линиями выделены оптимальные значения радиуса кристалла

в паре с каналированным e^+ . Поляризации этих частиц, естественно, будут одинаковы, а электронный отбор позволит получать пучки поляризованных e^+ и e^- одинаковой интенсивности сразу на стадии их генерации γ -квантами.

Хотя рассмотренная нами реализация эффектов радиационной самополяризации и рождения γ -квантами поляризованных $e^\pm$ в поле кристаллических плоскостей является наиболее простой и естественной, ее недостатком является высокая требуемая энергия $mE_0 / E_{\max}$ исходных $e^\pm$ и γ , которая, как минимум, должна превышать несколько сотен ГэВ. Поскольку эта энергия обратно пропорциональна максимальной напряженности усредненного поля $E_{\max}$, ее, очевидно, можно было бы понизить, если бы обсуждаемые эффекты удалось реализовать в поле кристаллических осей, примерно на порядок более сильном.

Это действительно удастся сделать в специальной геометрии падения $e^\pm$ и γ на кристаллические оси и образуемую ими кристаллическую плоскость (рис. 8) [52, 53]. А именно, угол падения исходных частиц на плоскость не должен превышать угла плоскостного каналирования. При выполнении этого условия падающие на кристалл и рождаемые γ -квантами $e^\pm$ будут двигаться в режиме плоскостного каналирования.

На самом деле в этом случае остается значительная свобода в выборе относительной ориентации скорости частиц и направлений кристаллических осей, лежащих в плоскостях выбранного семейства. Понятно, что для того, чтобы плоскостное каналирование не превратилось в осевое, угол ψ между

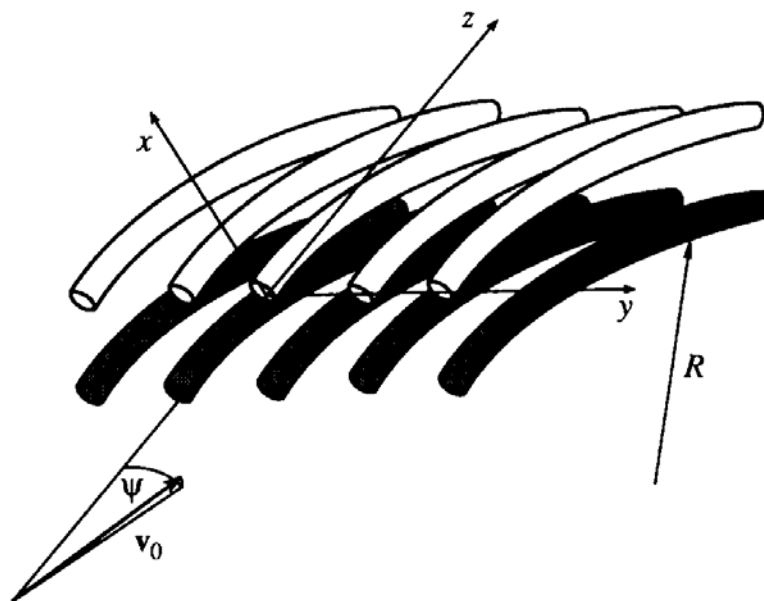


Рис. 8. Геометрия падения $e^\pm$, γ на кристаллические оси и плоскости, позволяющая наблюдать эффекты радиационной самополяризации, рождения поляризованных $e^\pm$ и изменения магнитного момента e^+ при наиболее низких энергиях

скоростью частиц и кристаллическими осями должен заметно (хотя бы в 1,5–2,0 раза) превышать угол осевого каналирования. В этом случае столкновения с различными осями будут коррелированными и среднее движение $e^{\pm}$ будет по-прежнему определяться потенциалом плоскостей. Если при этом длина пробега $e^{\pm}$ между соседними осями $d_{\text{int ax}} / \psi$ ($d_{\text{int ax}}$ – расстояние между соседними осями) превысит длину формирования процесса излучения или образования пары $l_f \approx m / eE_{\text{max}}$ в поле оси, процессы формирования будут определяться осевым полем, несмотря на движение $e^{\pm}$ в режиме плоскостного каналирования.

Подобным образом удастся совместить преимущества, которыми обладают поля кристаллических осей и плоскостей. А именно, радиационные процессы будут формироваться в более интенсивных полях осей, а управление движением частиц будет осуществляться более «упорядоченным» полем плоскостей. В частности, изгибая последние, можно добиться смещения траекторий каналированных $e^{\pm}$ в области с выделенным направлением полей кристаллических осей, что позволит реализоваться эффектам радиационной самополяризации и рождения γ -квантами поляризованных $e^{\pm}$ в поле осей точно так же, как в поле плоскостей. Однако более интенсивные поля осей позволят достичь понижения энергии, необходимой для реализации указанных эффектов.

Поскольку из-за необходимости обеспечения устойчивости движения e^+ в условиях плоскостного каналирования угол падения на оси не должен быть слишком мал, точность приближения однородного поля будет невысока, что делает необходимым проведение численных расчетов по общим квазиклассическим формулам, полученным методом [3, 9]. Для проведения таких расчетов нами был разработан новый метод численного интегрирования быстро осциллирующих функций [52, 53].

На рис. 9 представлены полученные этим методом спектральная зависимость интенсивности излучения и поляризации, приобретаемой при испускании одного γ -кванта каналированными e^+ , имеющими энергию 150 ГэВ и падающими под углами 0,1 (кривая 1) и 0,3 мрад (кривая 2) на ось $\langle 110 \rangle$ Ge при $T = 100$ К, а также зависимость от угла падения γ -кванта на ту же ось поляризации и дифференциальной вероятности образования γ -квантом с энергией 150 ГэВ каналированного e^+ и рождающегося с ним в паре e^- равной энергии.

Описанная возможность использования полей кристаллических осей не только позволяет реализовать при доступных ныне энергиях $e^{\pm}$, γ в 100—200 ГэВ эффекты радиационной самополяризации и образования γ -квантами поляризованных $e^{\pm}$, но и делает вполне реальным наблюдение эффекта изменения аномального магнитного момента e^+ в кристаллах.

6. Изменение аномального магнитного момента e^+ в кристаллах

Исследования процессов в интенсивных электромагнитных полях [1–5] показали, что при напряженностях (1) происходит существенное изменение аномального магнитного момента (АММ) $e^{\pm}$ – см. рис. 10. Поскольку напряженности (1) достигаются в собственной системе $e^{\pm}$ при движении в кристаллических

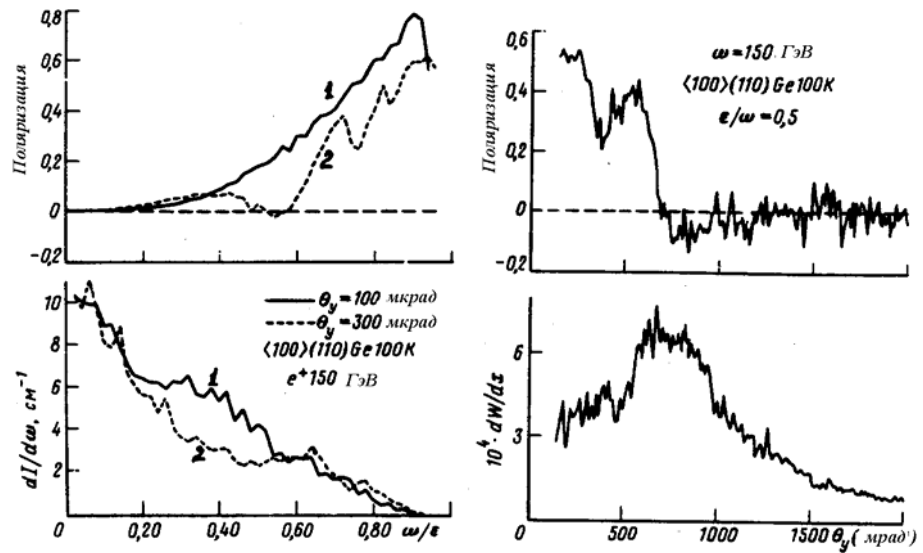


Рис. 9. Спектральная зависимость интенсивности излучения и поляризации, приобретаемой при испускании одного γ -кванта каналированными e^+ с энергией 150 ГэВ (слева). Ориентационная зависимость поляризации и дифференциальной вероятности образования γ -квантом с энергией 150 ГэВ каналированного e^+ и рождающегося с ним в паре e^- (справа)

полях, изменение в них АММ может достигать нескольких десятков процентов. Наблюдение этого изменения становится возможным [47] при использовании эффекта вращения спина в изогнутом кристалле [45]. Действительно, при рассматриваемых энергиях уравнение эволюции вектора спина $e^\pm$, движущихся со скоростью $\vec{v}$ в квазиоднородном поле напряженности $\vec{E}$, принимает вид $d\vec{\zeta}/dt = 2\mu'[\vec{\zeta}[\vec{E}\vec{v}]]$. Поэтому уменьшение μ' может быть обнаружено по уменьшению угла поворота спина. Заметим, что эффект вращения спина в изогнутом кристалле [45] уже наблюдался во FNAL [54] на примере Σ^+ гиперонов и открывает возможность измерения магнитных моментов очарованных гиперонов.

Как и в случае эффектов радиационной самополяризации и рождения поляризованных $e^\pm$, оптимальные условия наблюдения изменения АММ реализуются в иллюстрируемой рис. 8 геометрии падения e^+ на кристаллические оси и плоскости. Эта геометрия позволяет совместить воздействие на АММ наиболее интенсивного поля осей с использованием эффекта плоскостного каналирования для обеспечения действия на e^+ электрического поля выделенного направления.

Подобно случаю радиационной самополяризации и рождения поляризованных $e^\pm$, при использовании геометрии, представленной на рис. 8, точность приближения однородного поля будет невысока. Это делает необходимым проведение численных расчетов по общим квазиклассическим выражениям с использованием разработанного в [52, 53] метода численного интегрирования быстро осциллирующих функций. Результатом этого расчета является угол φ поворота

спина e^+ в изогнутом кристалле. Сравнивая этот угол с аналогичным углом φ_0 , рассчитанным в пределе $\mu' = \mu_{Schw}$, можно судить о величине изменения АММ.

График зависимости разности $-\Delta\varphi = \varphi_0 - \varphi > 0$ от угла падения e^+ на кристаллическую ось $\langle 110 \rangle$ кристалла Ge при $T = 77$ К представлен на рис. 11. Позитроны движутся в режиме каналирования в поле плоскостей (100) с энергией поперечного движения, равной полувысоте потенциальной ямы, образуемой усредненным потенциалом плоскостей (см. рис. 4, б). Полная энергия e^+ равна 90 ГэВ, радиус изгиба кристалла $R = 20$ см, длина – 1 мм. Штриховая линия соответствует пределу больших ψ , в котором изменение АММ определяется усредненным полем плоскостей. Соответствующее изменение угла поворота спина $-\Delta\varphi \sim 0,06$ рад может быть уверенно обнаружено по изменению продольной составляющей спина e^+ с точностью в несколько процентов. Подобные измерения

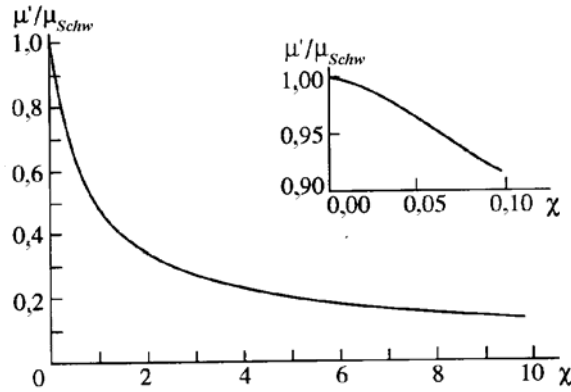


Рис. 10. Зависимость АММ $e^\pm$ от отношения $\chi = E' / E_0$ поля в их собственной системе к величине (1). АММ выражен в единицах

$$\mu_{Schw} = (\alpha / 2\pi) \mu_0, \text{ где } \mu_0 - \text{магнетон Бора}$$

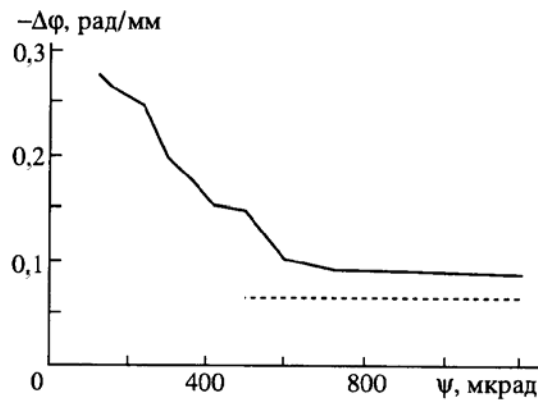


Рис. 11. Зависимость изменения угла поворота спина e^+ , связанного с уменьшением его АММ, от угла падения на кристаллическую ось

могут, в частности, быть проведены при использовании рассеяния поляризованных e^+ на продольно поляризованных электронах ферромагнетиков либо на интенсивном циркулярно поляризованном лазерном излучении.

Возможности наблюдения изменения АММ многократно возрастают при уменьшении угла падения e^+ на кристаллические оси. Увеличение в несколько раз разности $-\Delta\varphi = \varphi_0 - \varphi$ при углах $\psi < 0,5$ мрад свидетельствует об увеличении изменения АММ в более интенсивном поле кристаллических осей. При величине изменения угла поворота спина $-\Delta\varphi \sim 0,2$ рад точность его измерения легко может быть доведена до 10 %. Это делает реальным в настоящее время детальное исследование изменения АММ e^+ в кристаллах.

Однако требование устойчивости движения e^+ в режиме плоскостного каналирования не позволяет уменьшить их угол падения на оси до величин, позволяющих говорить о высокой точности приближения однородного поля в применении к полю осей. При промежуточных же углах $\psi \sim 0,5$ мрад падения на ось влияние их поля на изменение АММ вообще имеет природу, отличную от его изменения под действием однородного поля. Действительно, как уже говорилось, природа процесса излучения в поле кристаллической оси и связанного с ним процесса изменения АММ определяется соотношением между характерным углом излучения $\vartheta_0 = m/\varepsilon$ и углом поворота в поле оси. При углах ψ падения на ось, заметно превышающих угол осевого каналирования, величина угла поворота в поле оси составляет [55] $\vartheta_{ax} \approx eE_{\max}^{pl} d_{\text{int } ax} / \psi\varepsilon$, где $E_{\max}^{pl}$ – максимальная напряженность усредненного поля плоскости, на которую падают e^+ . При выполнении условия $\vartheta_{ax} \gg \vartheta_0$ обсуждаемые процессы формируются в поле одной оси и хорошо описываются приближением однородного поля. В обратном случае $\vartheta_{ax} \leq \vartheta_0$, реализующемся в кристаллах Si и Ge [55] при

$$\psi \geq eE_{\max}^{pl} d_{\text{int } ax} / m \sim 0,3\text{--}0,5 \text{ мрад}, \quad (13)$$

процесс формирования, напротив, протекает в поле нескольких или даже многих осей, принадлежащих одной плоскости. При этом движение e^+ в области формирования представляет собой «дрожание» в поле отдельных осей, происходящее на фоне более медленного и плавного отклонения в среднем поле плоскости. «Дрожание» в поле отдельных осей вызывается гармониками фурье-разложения

$$\bar{E}(x, y) = \sum_{q_y \neq 0} [\bar{n}_x E_x(q_y, x) \cos(q_y y) + \bar{n}_y E_y(q_y, x) \sin(q_y y)] \quad (14)$$

поля кристалла, усредненного по тепловым колебаниям. Ось x нормальна плоскости, а ось y – параллельна ей и нормальна лежащим в ней на расстояниях $d_{\text{int } ax}$ кристаллическим осям, $q_y = 2\pi n_y / d_{\text{int } ax}$, $n_y = \pm 1, \pm 2, \dots$ – номер гармоники. Усредненный потенциал плоскости соответствует $q_y = n_y = 0$ и не включен в сумму (14). При таком выборе осей x и y e^+ движутся под углом $\psi \sim 1$ мрад к

третьей декартовой оси z в плоскости, образующей очень малый (меньший угла плоскостного каналирования) угол с плоскостью xy .

В рассматриваемой области энергий $e^\pm$ и углов их падения (13) на оси описание радиационных процессов и эффекта изменения АММ существенно упрощается сразу по двум причинам [55]. Во-первых, малость угла отклонения $e^\pm$ в поле одной оси при условии (13) позволяет считать зависимость $y(t)$ линейной: $y(t) - y_0 = v_y t \approx \psi t$. Во-вторых, при (13), а точнее, при выполнении становящегося при высоких энергиях еще более мягким ограничения $\psi > 1 \text{ мрад} / \sqrt{\varepsilon(\text{ГэВ})}$ можно пренебречь изменением амплитуд $E_{x,y}(q_y, x)$ за время формирования. В результате оказывается, что процесс формирования протекает в условиях действия постоянного поля плоскостей и гармонически изменяющихся со временем в точке нахождения $e^\pm$ компонент электростатического поля. Если учесть, что при ультрарелятивистском движении в поперечном электрическом поле в системе покоя частиц преобразуется в скрещенное, можно заключить, что при углах падения (13) процессы излучения, образования пар и эффект изменения АММ в кристаллах локально не отличаются от аналогичных процессов в суперпозиции однородного поля и поля электромагнитных волн, имеющих эффективные частоты $\omega_{\text{eff}} = q_y \psi / 2$, которым соответствуют длины волн

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{2d_{\text{int ax}}}{\psi n_y} = 0,2 \text{ мкм} \frac{d_{\text{int ax}}(A)}{\psi(\text{мрад})n_y}, \quad (15)$$

попадающие при $d_{\text{int ax}} \approx 2 \text{ \AA}$ и $\psi \approx 0,5 \text{ мрад}$ в случае основных (имеющих наибольшую интенсивность) гармоник $|n_y| = 1, 2, 3$ в ближний ультрафиолетовый диапазон. Величина же амплитуд напряженности электрического поля этих гармоник сравнима с максимальной напряженностью усредненного электрического поля плоскости $E_{\text{max}}^{\text{pl}} \sim 10^{10} \text{ В/см}$, что соответствует уровню интенсивности лазерного излучения $I \sim 10^{17} - 10^{18} \text{ Вт/см}^2$. Принципиальное преимущество использования внутрикристаллических полей состоит в том, что подобные интенсивности доступны лишь в пикосекундных лазерных импульсах, в то время как в кристаллах эквивалентные поля существуют стационарно. Возможность же одновременной генерации в одной области волнового и однородного полей с напряженностью $\sim 10^{10} \text{ В/см}$ без использования кристаллов вообще не представляется реальной.

Эквивалентность взаимодействия $e^\pm$ с кристаллическим полем и суперпозицией волнового и однородного полей позволяет утверждать, что изменение угла поворота спина при углах падения $e^\pm$ $\psi \geq 0,3 \text{ мрад}$ (см. рис. 11) может быть интерпретировано как следствие изменения его АММ в поле электромагнитных волн. Выражение, описывающее это изменение, получено нами на основе квазиклассического метода [3, 9] и имеет вид

$$\Delta\mu' = -\mu'_{Schw} \xi_0^2 \left\{ 1 - \frac{1}{s^2} \left[3 - \frac{5}{2z} + \frac{1}{z^2} - \ln s \left(2 - \frac{3}{z} + \frac{3}{z^2} - \frac{1}{z^3} \right) + \frac{3 \ln s}{y} - \frac{3(\ln s + y)}{y^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\ln s + y + y^2/2}{y^3} + 2\lambda_3 \left(\int_0^1 \ln|1-tz| \frac{dt}{t} + \int_0^1 \ln|1-ty| \frac{dt}{t} + \frac{\pi^2}{3} + \frac{5}{2} - \frac{7}{4z} + \frac{1}{2z^2} - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - \ln s \left(4 - \frac{7}{2z} + \frac{2}{z^2} - \frac{1}{2z^3} \right) + \frac{7 \ln s}{2y} - \frac{2(\ln s + y)}{y^2} + \frac{\ln s + y + y^2/2}{2y^3} \right) \right] \right\}, \quad (16)$$

где λ_3 – степень линейной поляризации волны, $z = 1 + s$, $y = 1 - s$, параметр

$$s = 2\omega_{eff} \varepsilon / m^2 = 0,95 \times 10^{-2} \varepsilon (\text{ГэВ}) / \lambda_{eff} (\text{мкм}) \quad (17)$$

определяет частоту волны $\omega = sm$ в системе покоя $e^\pm$ с энергией ε , а также максимальную частоту $\omega_{max} = s\varepsilon/(1+s)$ фотонов, претерпевших в лабораторной системе комптоновское рассеяние. Вторая из асимптотик

$$\Delta\mu' = -\mu'_{Schw} \xi_0^2 \times \begin{cases} s^2 \left[3(2 + \lambda_3) \ln \frac{1}{s} - 5 - \frac{13}{4} \lambda_3 \right], & s \ll 1, \\ 1 - \frac{2\lambda_3}{s^2} \ln^2 s, & s \gg 1, \end{cases}$$

выражения (16) указывает на то, что при рассматриваемых значениях $\varepsilon \sim 100$ ГэВ и $\lambda_{eff} \sim 0,1$ мкм, которые соответствуют значениям параметра (17) $s \sim 10$, изменение АММ достигает своего максимального значения $\Delta\mu' \approx -\mu'_{Schw} \xi_0^2$. Ориентационная зависимость величины (16) в этом случае определяется ориентационной зависимостью безразмерного параметра

$$\xi_0^2 = \left(\frac{eE}{m\omega_{eff}} \right)^2 = \left(\frac{2eE}{mq_y\psi} \right)^2,$$

характеризующего интенсивности волны. Именно его увеличение с уменьшением угла ψ приводит к возрастанию роли изменения АММ (16) в поле (14) в области $\psi \sim 0,3-0,5$ мрад.

На первый взгляд, достаточно близкий эффект уже исследовался в работе [5]. Существенно, однако, что там рассматривался случай движения в продольном магнитном поле, в то время как в различных экспериментах по измерению АММ ультрарелятивистских частиц, например гиперонов и мюона, всегда используется поперечное поле. Кроме того, наиболее интенсивное из доступных в стационарных условиях поле кристаллических плоскостей и осей также является поперечным. Далее, при сопоставимых напряженностях частота прецессии в продольном поле [2, с. 185] $2(\mu' + \mu_0)H_{\parallel}/\gamma$ содержит не представляющий интереса доминирующий вклад нормальной (боровской) части магнитного момента

μ_0 , в то время как вклад АММ в эту частоту испытывает релятивистское подавление в $\gamma = \varepsilon/m \sim 10^5$ раз. По всем этим причинам предсказанный выше эффект изменения АММ в поле электромагнитной волны имеет существенно лучшие перспективы наблюдения, чем аналогичный эффект [5] в продольном поле.

Однако эффект изменения АММ e^+ в электромагнитной волне не является единственным новым спиновым эффектом, который может наблюдаться в поле гармоник кристаллического потенциала (14). Действительно, эффективное поле электромагнитных волн, в которые преобразуется электростатическое поле (14) в собственной системе ультрарелятивистских $e^\pm$, обладает богатыми поляризационными свойствами. Неудивительно, что в соответствии с симметрией отражения от плоскости гармоники поля кристаллической плоскости обладают линейной поляризацией $\lambda_3(n_y, x) = [E_x^2(q_y, x) - E_y^2(q_y, x)]/E^2(q_y, x)$, где $E^2(q_y, x) = E_x^2(q_y, x) + E_y^2(q_y, x)$. Более неожиданным является то, что эти гармоники обладают и весьма высокой (рис. 12) циркулярной поляризацией $\lambda_2(n_y, x) = 2E_x(q_y, x)E_y(q_y, x)/E^2(q_y, x)$.

Эта поляризация возникает вследствие сдвига на $\pi/2$ фаз колебаний x - и y -компонент поля гармоник усредненного поля кристалла (14). Она имеет противоположные знаки по разные стороны кристаллической плоскости, в силу чего взаимодействие e^+ с гармоникой определенной циркулярной поляризации обеспечивается либо при отражении от поверхности кристалла [55], либо при каналировании в изогнутом кристалле [53]. Как уже отмечалось, в силу применимости приближений прямолинейных траекторий и постоянных амплитуд

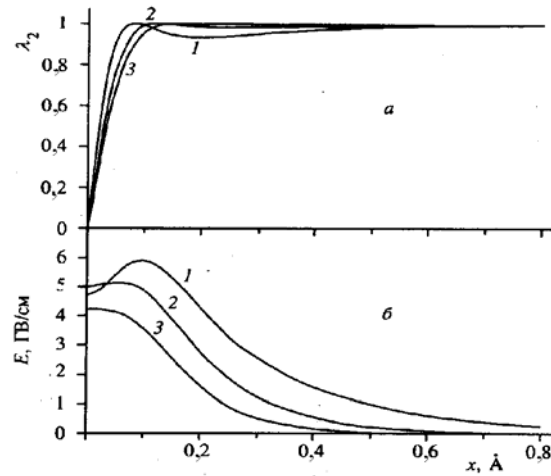


Рис. 12. Зависимость степени поляризации (а) и напряженности (б) первых трех гармоник потенциала осей $\langle 100 \rangle$ Si от расстояния до плоскости (110). Цифры у кривых соответствуют номерам гармоник n_y

гармоник разложения кристаллического поля (14) эволюция спина $e^\pm$ в кристалле локально не отличается от эволюции в поле циркулярно поляризованной электромагнитной волны (ЦПВ). Оказалось [56–58], что циркулярная поляризация приводит к принципиально новому эффекту эволюции спина $e^\pm$ в электромагнитной волне.

7. Эффект роста частоты прецессии спина $e^\pm$ в поле ЦПВ

Существует ряд причин, в силу которых электромагнитная волна, и в особенности ЦПВ, обладает особыми преимуществами для исследования принципиальных сторон взаимодействия спина ультрарелятивистских $e^\pm$ с электромагнитным полем. Во-первых, это заметная неоднородность и высокая интенсивность поля коротких лазерных импульсов в системе покоя встречных $e^\pm$. Во-вторых, в отличие от линейно поляризованной волны, ЦПВ сама вращает спин $e^\pm$, что позволяет исследовать изменение характеристик $e^\pm$ без использования дополнительного пробного поля, напряженность которого должна быть чрезвычайно высокой.

Однако существует еще одно, менее очевидное и более фундаментальное, преимущество использования ЦПВ. Действительно, обратимся к следующему из уравнения Баргмана – Мишеля – Телегди (БМТ) выражению:

$$\Omega^{(3)} = 4 \frac{\lambda_2}{\omega_0} \left[H_0^2 \left(\mu' + \frac{\mu_0}{\gamma} \right)^2 - E_0^2 \frac{\mu_0}{\gamma} \left(2\mu' + \frac{\mu_0}{\gamma} \right) \right] = 4\lambda_2 \mu'^2 \frac{H_0^2}{\omega_0} = \lambda_2 \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^2 \omega_0 \xi_0^2 \quad (18)$$

для частоты прецессии спина $e^\pm$ с энергией $\varepsilon = \gamma m$ в ЦПВ, распространяющейся в вакууме, имеющей поляризацию $\lambda_2 = \pm 1$, частоту ω_0 и напряженность $E_0 = H_0$, характеризуемую безразмерным параметром $\xi = |e| H / m \omega_0$. Первая круглая скобка выражения (18) отражает вклад вращения спина в магнитном поле самой волны, вторая – в магнитном поле, индуцируемом электрическим полем волны в системе покоя движущегося в ней электрона. Каждый из этих вкладов имеет первый порядок по $\alpha = 1/137$ и весьма значительную величину. Однако из-за сокращения слагаемых, пропорциональных как μ_0^2 , так и $\mu_0 \mu'$, частота (18) приобретает сразу два дополнительных порядка по $\alpha = 1/137$, теряя из-за этого более четырех порядков по величине. Даже малое нарушение этого сокращения должно приводить к возрастанию частоты прецессии спина сразу на несколько порядков. При этом, как нетрудно заключить из (18) и подробно разъясняется ниже, столь значительные эффекты не могут быть вызваны изменением АММ.

Следует напомнить, что уравнение БМТ, по сути, обобщающее уравнение ларморовой прецессии на случай движения частицы с произвольной скоростью, уже многие десятилетия используется для описания электронного парамагнитного и ядерного магнитного резонансов, а также многочисленных эффектов и устройств, применяемых в ускорительной технике. Сюда относятся деполяризующие резонансы, «сибирские змейки» и непосредственно сама прецессия спина различных частиц, используемая для измерения их магнитных моментов. Не-

смотря на высочайшую точность, достигнутую во многих из этих приложений, ни в одном из них не наблюдалось отклонений от уравнения БМТ. Даже рассмотренное выше изменение АММ в полях напряженности (1) (см. рис. 10) может быть учтено в рамках уравнения БМТ путем введения динамической зависимости АММ.

Чтобы понять возможную причину значительных изменений частоты прецессии спина $e^\pm \Omega$ по сравнению с выражением (18), напомним [43, 58], что определяющий Ω эффективный потенциал взаимодействия $e^\pm$ с волной, рассматриваемой как поток фотонов концентрации $\rho_\gamma = H^2 / 4\pi\omega_0$, связан соотношением

$$V_{eff} = V_{si} - \frac{1}{2}(\vec{\zeta} \cdot \vec{n})\Omega = -2\pi f(\varepsilon)\rho_\gamma \frac{1+\nu}{\varepsilon\nu} \quad (19)$$

(ε – энергия, ν – скорость $e^\pm$) с амплитудой $f(\varepsilon) = f_{si} - \lambda_2(\vec{\zeta} \cdot \vec{n})f_{sd}$ e - γ -рассеяния (рассеяния *электрона* фотоном) на нулевой угол. Эта амплитуда может быть найдена исходя из обычно используемой амплитуды $f(\omega)$ комптоновского или γ -е рассеяния (рассеяния *фотона* электроном) на нулевой угол. Так, в системе отсчета, где $e^\pm$ покоится либо движется со скоростью ν навстречу фотону частоты ω_0 , эти амплитуды связаны соотношением [57, 58]

$$f(\varepsilon) = \frac{\varepsilon\nu}{\omega} f(\omega), \quad (20)$$

где $\omega = \omega_0(1+\nu)\varepsilon/m$ – частота фотона в системе покоя электрона. Эта частота также входит в параметр

$$s = 2\omega/m, \quad (21)$$

характеризующий, в частности, виртуальность электрона после поглощения или испускания реального фотона в процессе комптоновского рассеяния (ср. с параметром (17)). Сравнение параметра s с единицей позволяет судить о классичности процесса рассеяния. В классическом пределе $s \ll 1$ не зависящая от спина часть амплитуды $f_{si}(\omega)$ равна амплитуде томсоновского рассеяния $-e^2/m$, приводящей к известному выражению $V_{si} = m^2\xi_0^2/2\varepsilon$ для не зависящего от спина эффективного потенциала взаимодействия с волной. Если при вычислении зависящей от спина части соотношения (19) $V_{sd} \equiv -0,5(\vec{\zeta} \cdot \vec{n})\Omega$ воспользоваться [58] известной амплитудой $f_{LGMG} = f_{sd}(\omega) = -2\mu'^2\omega$, впервые полученной Лоу, Гелл-Манном и Гольдбергером (ЛГМГ) [59, 60], мы придем к частоте прецессии спина $e^\pm$ (18). Заметим, что амплитуда f_{LGMG} получается из уравнения Дирака – Паули [61], из которого следует и уравнение БМТ.

Однако, поскольку в случае $e^\pm \mu'^2 \propto \alpha^3$, нетрудно предположить, что подобная связь частоты прецессии спина с амплитудой ЛГМГ имеет место в весьма ограниченной области частот волны. Действительно, как эффект Комптона [2], так и e - γ рассеяние описываются диаграммами Фейнмана с двумя вершина-

ми, в соответствии с чем сечение этого процесса имеет второй порядок по α . Известно также, что это сечение существенно зависит от взаимной ориентации проекций спина электрона и фотона на вектор их относительного импульса. По этой причине второй порядок по α будет иметь и разность $\sigma_{\uparrow\uparrow} - \sigma_{\uparrow\downarrow}$ сечений комптоновского рассеяния при параллельных и антипараллельных спинах, а также в силу оптической теоремы [2] пропорциональная этой разности зависящая от спина мнимая часть амплитуды рассеяния $\Im f_{sd} = \omega[\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\uparrow\uparrow}]/8\pi$. Дисперсионное соотношение [59]

$$\Re f_{sd}(\omega) = f'_{sd}(0)\omega + \frac{2\omega^3}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\Im f_{sd}(\omega')}{\omega'^2(\omega'^2 - \omega^2)} d\omega' \quad (22)$$

показывает, что и зависящая от спина действительная часть амплитуды рассеяния имеет второй порядок по α . Поэтому амплитуда Лоу, Гелл-Манна и Гольдбергера $f'_{sd}(0)\omega = f_{LGMG} = -2\mu'^2\omega_0 \propto \alpha^3$ оказывается лишь малой поправкой, существенной при частотах $\omega \ll \alpha m$. Именно это обстоятельство в свое время легло в основу предсказания [62] эффекта поворота плоскости поляризации γ -квантов в спин-поляризованной электронной мишени [63, 64].



Рис. 13. Фейнмановские диаграммы, определяющие первую поправку к амплитуде комптоновского рассеяния и описывающие эффекты, предсказанные в работах [62–65] и [56–58]

Помимо дисперсионного соотношения (22) квадратичный по α вклад в амплитуду $f_{si}(\omega) = M/8\pi m$ можно получить, рассчитав по правилам Фейнмана амплитуду M , соответствующую диаграммам, описывающим первую поправку к комптоновскому рассеянию (рис. 13). Последующая подстановка $f_{si}(\omega)$ в (20) и (19) позволяет получить вклад второго порядка по α $\Omega^{(2)}$ в частоту прецессии спина $e^\pm$. График зависимости от параметра $s \propto \omega$ отношения $R = \Omega^{(2)}/\Omega^{(3)} = f_{sd}^{(2)}/f_{LGMG}$, иллюстрирующего эффекты увеличения углов поворота спина $e^\pm$ [57] и плоскости поляризации γ -квантов [62], представлен на рис. 14.

В случае $e^\pm$ интерес представляет не только составляющая почти $2\pi/\alpha \sim 10^3$ раз максимальная величина эффекта увеличения угла поворота спина, но и нарушение общепринятых представлений об эволюции спина электрона в электромагнитном поле в области $s \sim 0,1 - 0,01$. Рассмотрим поэтому подробнее выражение

$$\Omega^{(2)} = -\lambda_2 \frac{\alpha}{\pi} \omega_0 \xi_0^2 s^2 \left(\frac{5}{3} \ln \frac{1}{s} - \frac{37}{36} \right) \quad (23)$$

для вклада диаграмм, изображенных на рис. 13, в частоту вращения спина $e^\pm$ в пределе $s \ll 1$.

Из достаточно общих соображений [2] область применимости уравнения БМТ ограничивается требованиями малости относительного изменения напряженности поля на комптоновской длине волны частицы и частоты изменения поля по сравнению с частотой $mc^2/\hbar$ в ее системе покоя. В случае электромагнитной волны оба эти требования принимают вид ограничения $s \ll 1$, накладываемого на величину параметра (21). Однако сравнение вкладов второго (23) и третьего (18) порядков в частоту прецессии спина $e^\pm$ показывает, что их сумма, а значит, и направление вращения спина меняют знак при $s = 2\omega/m = 0,00926$ или $\omega = 2,44$ кэВ, а уже при $\omega = 0,1m$, когда можно было бы еще надеяться на качественную адекватность квазиклассического описания, модуль (23) превышает (18) в 56 раз. Таким образом, случай прецессии спина $e^\pm$ в поле ЦПВ является примером сильного нарушения предсказаний уравнения БМТ в области параметров, считающейся областью его применимости.

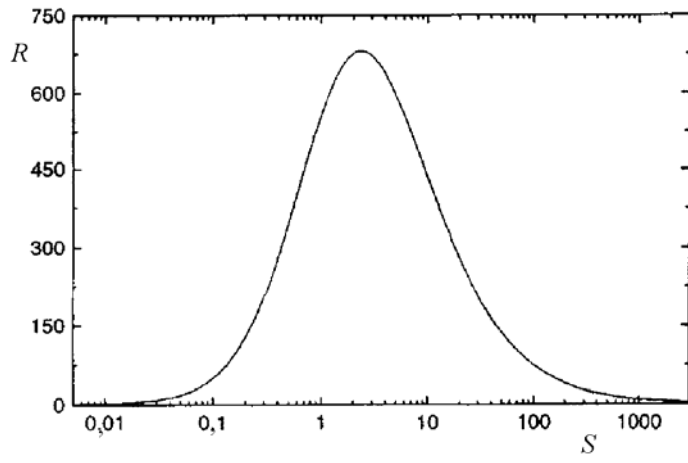


Рис. 14. Увеличение углов поворота плоскости поляризации γ -квантов [62] и спина $e^\pm$ [57]

Необычным при этом оказывается не только масштаб, но и механизм проявления этого нарушения, отличающиеся от известных примеров [1, 3, 5], в которых отклонение от предсказаний уравнения БМТ удавалось все же включить в него посредством введения динамической зависимости АММ электрона от напряженности однородного поля или поля электромагнитной волны. Предложенная в [58] процедура выделения вклада АММ в частоту прецессии спина $e^\pm$ в ЦПВ показала, что этот вклад не только значительно превосходит обсуждавшиеся выше отклонения от предсказаний уравнения БМТ, но, в отличие от них, проявляется при низких частотах ЦПВ. Полное противоречие всем наблюдательным

данным устраняется только благодаря компенсации этого вклада другим, имеющим близкую величину и обратный знак, а по природе представляющим из себя контактное взаимодействие спина с ЦПВ, связанное с так называемой «бокс-диаграммой» (последней диаграммой на рис. 13). В этих условиях вместо динамической зависимости АММ квазиклассическое описание обсуждаемого эффекта может быть дано на основе введения упомянутого чисто спинового контактного взаимодействия $e^\pm$ и динамической зависимости электрического фактора $e^\pm$ [58].

Обсуждаемый эффект роста прецессии спина может уверенно наблюдаться экспериментально. Такое наблюдение, в частности, возможно в условиях взаимодействия лазерного импульса с пучком $e^\pm$, обладающих необходимой для достижения оптимальной области $s \geq 1$ энергией в несколько десятков ГэВ. Примечательно, что все необходимые условия (энергия, интенсивность и поляризация, по крайней мере, электронного пучка, а также возможность обеспечить взаимодействие этого пучка со сфокусированным мощным лазерным импульсом) планируется реализовать на линейных e^+e^- (а возможно, и γ - e и γ - γ) коллайдерах, разрабатываемых во всех развитых странах. Другая возможность может быть реализована в циркулярно поляризованных гармониках кристаллического поля, с которыми взаимодействуют каналированные $e^\pm$, движущиеся под малым углом к кристаллическим осям (см. рис. 8 и рис. 12). Реально угол поворота спина электрона на характерной длине потерь энергии на излучение может составлять несколько десятков градусов. Заметим, что угол поворота плоскости поляризации γ -квантов в экспериментах [63, 64] был на два порядка ниже.

8. Прецессия спина «дираковского» электрона в поле электромагнитной волны

Явление прецессии спина $e^\pm$ в поле ЦПВ оказалось связанным с еще одним, не менее принципиальным, вопросом. Действительно, поведение электрона в электромагнитной волне описывается известным решением уравнения Дирака, полученным в 1935 г. Д. М. Волковым [2, § 40; 1]. О важности этого решения говорит то, что на его основе в работе [1] строятся вся КЭД интенсивного однородного поля и теория взаимодействия $e^\pm$ с интенсивным лазерным полем. Решение Волкова, в частности, говорит об отсутствии прецессии спина электрона в ЦПВ, обусловленном вырождением уровней его энергии по знаку проекции спина на волновой вектор $\vec{k}$.

Между тем из соображений симметрии наличия такого вырождения вовсе не следует. Действительно, являясь истинным скаляром, произведение $\lambda_2(\vec{k}\vec{S})$ входит в амплитуду и аналогичный (19) эффективный потенциал взаимодействия с ЦПВ квантового объекта, обладающего спином $\vec{S}$. Этим, в частности, объясняется расщепление атомных уровней в ЦПВ [66], аналогичное эффекту Зеемана в магнитном поле. Отсутствие же подобного эффекта в случае $e^\pm$ требует особого объяснения.

Это объяснение было дано в работах [57, 58] на основе формулы (18). Оно заключается в сокращении в вакууме ($E_0 = H_0$) вкладов электрического и магнитного полей сразу в двух порядках по α . Возможность нарушения этого сокращения при учете АММ $e^\pm$ [67], как и за счет рассмотренного выше эффекта [56–58], естественно, не описывается уравнением Дирака. Хотя эффекты, описанные в работах [67] и [56–58], и снимают вырождение состояний $e^\pm$ в ЦПВ, они существенно ограничены по величине, что ставит вопрос о поиске других возможностей этого снятия.

Выражение (18) делает очевидным, что этой цели можно достичь, если использовать плоскую волну, у которой $E_0 \neq H_0$ или

$$n = H_0 / E_0 = k / \omega = c / v_{ph} \neq 1, \quad (24)$$

где v_{ph} – отличная от скорости света фазовая скорость волны. Такая волна может распространяться в проводящем волноводе ($n < 1$) или в волноводе с диэлектрической вставкой ($n > 1$). При этом взаимодействие достаточно тонкого пучка $e^\pm$, распространяющегося вдоль оси цилиндрического волновода, не будет заметно отличаться от взаимодействия с плоской волной. Из (18) следует, что при условии (24) спин $e^\pm$ будет прецессировать с частотой

$$\Omega = \left(\frac{eA_0}{m} \right)^2 (1 - n^2) \frac{\omega}{2}, \quad (25)$$

где $A_0 = E_0 / \omega$ – амплитуда вектор-потенциала ЦПВ. Нетрудно видеть, что при $|n - 1| \sim 1$ частота (25), как и ожидалось, превышает (18) в $(2\pi / \alpha)^2 \sim 10^6$ раз. С целью более последовательного описания рассматриваемого эффекта нами было впервые решено уравнение Дирака в поле ЦПВ при выполнении условия (24). В случае нерелятивистской напряженности поля волны ($eA_0 \ll m$) и покоящегося до попадания в нее $e^\pm$ это решение принимает достаточно простой вид:

$$\psi = \exp \left(-imt - i \frac{e^2 A_0^2}{2m} \eta \right) \begin{pmatrix} c_+ e^{-i\frac{\Omega}{2}\eta} - c_- \frac{eA_0 n}{2m} e^{-i\lambda_2 \omega \eta + i\frac{\Omega}{2}\eta} \\ c_- e^{i\frac{\Omega}{2}\eta} + c_+ \frac{eA_0 n}{2m} e^{i\lambda_2 \omega \eta - i\frac{\Omega}{2}\eta} \\ -c_- \frac{eA_0}{2m} e^{-i\lambda_2 \omega \eta + i\frac{\Omega}{2}\eta} \\ -c_+ \frac{eA_0}{2m} e^{i\lambda_2 \omega \eta - i\frac{\Omega}{2}\eta} \end{pmatrix}, \quad (26)$$

где c_+ и c_- – амплитуды вероятности нахождения $e^\pm$ до влета в ЦПВ в состояниях, имеющих соответственно положительную и отрицательную проекции спина на вектор $\vec{k}$. Частота Ω определена соотношением (25), $\eta = t - nz$, ось z

параллельна вектору $\vec{\lambda}$. Подставляя (26) в выражение $\bar{\psi}\gamma_5\gamma_\mu\psi$ для 4-вектора спина $e^\pm$ [1, 2] ($\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma_0$, γ_μ , $\mu = 0, 1, \dots, 5$ – матрицы Дирака), нетрудно убедиться в том, что полученное решение действительно описывает прецессию нормальной вектору $\vec{k}$ составляющей спина с частотой (25). Заметим, что при $n = 1$ (26) переходит в решение Волкова в ЦПВ малой интенсивности.

Таким образом, отличие фазовой скорости волны от скорости света приводит к возникновению прецессии спина, на шесть порядков превосходящей аналогичный эффект, связанный с АММ $e^\pm$. Предложенный эффект расширяет возможности управления направлением спина $e^\pm$. Кроме того, лежащее в его основе расщепление энергий состояний электрона, имеющих противоположные проекции на направления распространения волны, открывает возможности изменения населенностей этих состояний, а также пространственного разделения находящихся в них $e^\pm$. Анализ этих возможностей ведется в настоящее время.

В заключение следует подчеркнуть, что наблюдение многократного роста вероятности образования e^+e^- пар γ -квантами и вызываемого радиационным охлаждением усиления излучательных потерь энергии электронами явилось наиболее значимым результатом исследования прохождения через кристаллы $e^\pm$, γ с энергиями 100–200 ГэВ. Эти явления связаны с проявлением магнитотормозного механизма процессов излучения и образования пар в кристаллах. Их наблюдение свидетельствует о возможностях изучения эффектов КЭД интенсивного однородного поля в земных условиях. Дальнейшее увеличение в несколько раз энергии $e^\pm$, γ позволит наблюдать в поле кристаллических плоскостей эффекты магнитотормозного дихроизма и двулучепреломления вакуума, порождаемые однородным электромагнитным полем, а также эффекты радиационной самополяризации, образования γ -квантами поляризованных $e^\pm$ и изменения магнитного момента e^+ . Эти эффекты КЭД интенсивного поля не только масштабно проявляются в атмосферах нейтронных звезд и белых карликов, но также позволяют получать и анализировать поляризованные пучки $e^\pm$, γ наиболее высоких энергий. Движение e^+ в режиме плоскостного каналирования в изогнутом кристалле под малым углом к одной из кристаллических осей позволяет понизить до доступных значений энергии, делающие возможным наблюдение эффектов радиационной самополяризации, образования γ -квантами поляризованных $e^\pm$ и изменения магнитного момента e^+ , а также открывает возможности наблюдения новых эффектов изменения магнитного момента e^+ в поле электромагнитной волны и увеличения скорости прецессии спина $e^\pm$ в поле циркулярно поляризованной электромагнитной волны.

Литература

1. Ритус В. И. // Труды ФИАН им. П.Н. Лебедева. 1979. Т. 111. С. 3.
2. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. П. Квантовая электродинамика. М., 1989.
3. Байер В. Н., Катков В. М., Фадин В. С. Излучение релятивистских электронов. М., 1973.

4. *Erber T.* // *Rev. Mod. Phys.* 1966. Vol. 38. P. 626.
5. *Тернов И. М., Халилов В. Р., Родионов В. Н.* Взаимодействие заряженных частиц с сильным электромагнитным полем. М., 1982.
6. *Барышевский В. Г., Тихомиров В. В.* // *УФН.* 1989. Т. 159. С. 529.
7. *Kimball J. C., Cue N.* // *Phys. Rep.* 1985. Vol. 125. P. 69.
8. *Sörrensen A. H., Uggerhøj E.* // *Nature.* 1987. Vol. 325. P. 311; *Sci. Amer.* 1989. № 6. P. 70 (перевод: В мире науки. 1989. № 8. С. 58).
9. *Байер В. Н., Катков В. М., Страховенко В. М.* Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах. М., 1989.
10. *Тер-Микаэлян М. Л.* Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, 1969.
11. *Ландау Л. Д., Померанчук И. Я.* // *Докл. АН СССР.* 1953. Т. 92. С. 535–536; 735–738.
12. *Cabibbo N., Da Prato G., De Franceschi G., Mosco U.* // *Phys. Rev. Lett.* 1962. Vol. 9. P. 270.
13. *Cabibbo N., Da Prato G., De Franceschi G., Mosco U.* // *Phys. Rev. Lett.* 1962. Vol. 9. P. 435.
14. *Ахиезер А. И., Фомин П. И., Шульга Н. Ф.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1971. Т. 13. С. 713.
15. *Линдхард Й.* // *УФН.* 1969. Т. 99. С. 249.
16. *Барышевский В. Г., Дубовская И. Я.* // *Докл. АН СССР.* 1976. Т. 231. С. 113.
17. *Барышевский В. Г.* Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. Мн., 1982.
18. *Kutakhov M. A.* // *Phys. Lett.* 1976. Vol. A57. P. 17.
19. *Барышевский В. Г., Тихомиров В. В.* // *ЯФ.* 1982. Т. 36. С. 697; *Phys. Lett.* 1982. Vol. A90. P. 153.
20. *Барышевский В. Г., Тихомиров В. В.* // *ЖЭТФ.* 1983. Т. 85. С. 232; *Phys. Lett.* 1983. Vol. A96. P. 215.
21. *Кононфель Г.* Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., 1972.
22. *Барышевский В. Г., Тихомиров В. В.* // *ЖЭТФ.* 1986. Т. 90. С. 1908.
23. *Мигдал А. Б.* // *ЖЭТФ.* 1957. Т. 32. С. 633; *Phys. Rev.* 1956. Vol. 103. P. 1811.
24. *Tikhomirov V. V.* // *J. Physique (Paris).* 1987. Vol. 48. P. 1009.
25. *Belkacem A. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1987. Vol. 58. P. 1196.
26. *Bak J. F. et al.* // *Phys. Lett.* 1988. Vol. B202. P. 615.
27. *Baryshevskii V. G., Tikhomirov V. V.* // *Phys. Lett.* 1985. Vol. A113. P. 335.
28. *Тихомиров В. В.* // *Вестн. Белорус. ун-та. Сер. I. Физ., мат. и мех.* 1983. № 2. С. 6.
29. *Belkacem A. et al.* // *Phys. Lett.* 1986. Vol. B177. P. 211.
30. *Tikhomirov V. V.* // *Phys. Lett.* 1987. Vol. A125. P. 411.
31. *Тихомиров В. В.* // *Докл. АН БССР.* 1988. Т. XXXII, № 1. С. 29.
32. *Tikhomirov V. V.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1989. Vol. B36. P. 282.
33. *Baryshevskii V. G., Dubovskaya I. Ya.* // *Phys. Lett.* 1977. Vol. A62. P. 45.
34. *Artru X.* // *Phys. Lett.* 1988. Vol. A128. P. 302; *Nucl. Instr. Meth.* 1990. Vol. B48. P. 278.
35. *Baier V. N., Katkov V. M., Strakhovenko V. M.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1991. Vol. B62. P. 213.
36. *Kononets Yu. V.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1990. Vol. B48. P. 274.
37. *Нароожный Н. Б.* // *ЖЭТФ.* 1968. Т. 55. С. 714.
38. *Baryshevskii V. G., Tikhomirov V. V., Shekhtman A. G.* // *Nucl. Phys.* 1994. Vol. B424. P. 418.
39. *Потылицын А. П.* Поляризованные фотонные пучки высокой энергии. М., 1987.
40. *Tikhomirov V. V.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1993. Vol. B82. P. 409.
41. *Baryshevskii V. G., Tikhomirov V. V.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1985. Vol. A234. P. 430.
42. *Тихомиров В. В.* // *ЯФ.* 1991. Т. 53. С. 338.
43. *Барышевский В. Г.* Ядерная оптика поляризованных сред. М., 1995.
44. *Frolov A. M., Maishev V. A., Mikhajlov V. L.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1987. Vol. A254. P. 549.
45. *Барышевский В. Г.* // *Докл. АН БССР.* 1979. Т. XXIII. С. 438; *Письма в ЖТФ.* 1979. Т. 5. С. 182.
46. *Барышевский В. Г., Тихомиров В. В.* // *ЯФ.* 1988. Т. 48. С. 670

47. Барышевский В. Г., Грубич А. О. // ЯФ. 1986. Т. 44. С. 1114.
48. Барышевский В. Г., Грубич А. О. // ЯФ. 1983. Т. 37. С. 1093.
49. Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1983.
50. Алиханян А. И. и др. // Труды ФИАН СССР. 1983. Т. 143. С. 5.
51. Haliwel C. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1972. Vol. 102. P. 51.
52. Тихомиров В. В. // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 58. С. 168.
53. Тихомиров В. В. // ЯФ. 1994. Т. 57. С. 2302.
54. Chen D. et al // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 69. P. 3286.
55. Тихомиров В. В. // ЖЭТФ. 1996. Т. 109. С. 1188.
56. Тихомиров В. В. // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 61. С. 177.
57. Tikhomirov V. V. // Phys. Rev. 1996. Vol. D 53. P. 7213.
58. Тихомиров В. В., Мацукевич Д. Н. // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 664.
59. Low F. E. // Phys. Rev. 1954. Vol. 96. P.1428;
60. Gell-Mann M., Goldberger M. L. // Phys. Rev. 1954. Vol. 96. P.1433.
61. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. М., 1975.
62. Барышевский В. Г., Любошиц В. Л. // ЯФ. 1965. Т. 2. С. 666.
63. Барышевский В. Г., Думбрайс О. В., Любошиц В. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. С. 113.
64. Лобашов В. М. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 14. С. 373.
65. Bock P., Luksch P. // Lett. Nuovo Cim. 1972. Vol. 2. P. 1081.
66. Harper W., Mathur B. // Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 18. P. 577, 727.
67. Тернов И. М., Багров В. Г., Бордовицин В. А., Маркин Ю. А. // ЖЭТФ. 1967. Т. 52. С. 1584.

INVESTIGATION OF THE EFFECTS OF QUANTUM ELECTRODYNAMICS IN STRONG CRYSTAL FIELDS

V. V. Tikhomirov

The development of the field of high-energy crystallophysics during last twenty years is reviewed. This field of investigation unites the study of a considerable number of effects accompanying penetration of high-energy elementary particles through oriented crystals. Formation of this field began from the theoretical and experimental investigation of the coherent bremsstrahlung and pair production in 50-s and 60-s and continued by the prediction and investigation of the channeling radiation in 60-s and 70-s. The further development of the field in 80-s was pushed forward by the prediction of the so-called synchrotron-like processes of electron-positron pair creation by gamma-quanta and hard gamma-quantum radiation by electrons and positrons.

The most remarkable feature of these processes consists in their local nature, which does not principally differ from that of the electron-positron pair production and gamma-quantum emission in a uniform electromagnetic field. The semi-uniform fields of crystal axes and planes are so strong that their strength in the reference frame of relativistic particles moving nearly parallel to the crystal axes and planes reaches the well-known critical value $H_0 = E_0 = m^2 c^3 / |e| \hbar = 4.4 \cdot 10^{13} \text{ Gauss} = 1.32 \cdot 10^{13} \text{ Volt/cm}$, which is able to induce such basic effects of the strong field QED as pair production, vacuum optical anisotropy, electron magnetic moment modification, electron radiative spin polarization, etc. Thus, the particle interaction with oriented crystals allows to observe for the first time these and many others qualitatively new effects of the strong field QED.

Many examples of the strong field QED use to describe the processes accompanying electron, positron and gamma-quantum penetration through crystals are considered, in that number the theory of synchrotron-like pair creation by gamma-quanta describing a seven-fold increase of the rate of this processes in Ge crystal which was observed at CERN in 1987 at the gamma-quantum energy of 150 GeV.

At higher energies the synchrotron-like pair creation by gamma-quanta in the fields of crystal planes is accompanied by the effects of synchrotron-like dichroism and birefringence inherent to the empty space filled by the uniform electromagnetic field. Both of these effects represent considerable interest since they determine the propagation of x - and γ -radiation in the atmospheres of neutron stars and white dwarfs. These effects also make it possible to convert unpolarized γ -beams with energies exceeding several hundreds GeV to linearly and circularly polarized ones. The crystal dichroism accompanying the pair production in the field of crystal axes, which manifest themselves in a wider angular region than the synchrotron-like dichroism, can also be used for this purpose.

The synchrotron-like radiation in crystals is accompanied both by the recoil effect and a large local intensity growth. The last becomes able to withstand the electron multiple scattering, considerably increasing the radiative electron energy losses. The corresponding peak in the electron energy loss spectrum in a thin Ge crystal («the Belkacem peak») was unexpectedly observed at CERN in 1986. Our explanation of this phenomenon is discussed.

The recoil effect accompanying the synchrotron-like radiation in crystals spells out the manifestation of a considerable spin dependence of the radiation process, giving rise to the effects of electron radiative spin polarization and anomalous magnetic moment modification in bent crystals. The former, as well as the effect of polarized electron-positron pair creation by γ -quanta in bent crystals makes it possible to produce and analyze polarized electron-positron beams at proton accelerators.

The most natural scheme to implement these spin effects in crystal is based on the use of the fields of bent crystal planes which, however, is about an order less than that of the crystal axes. The special crystal orientation allowing to implement the electron radiative spin polarization, polarized electron-positron pair creation by γ -quanta and anomalous magnetic moment modification at lower energies in the field of crystal axes is described. In this geometry the positrons channeled in the field of crystal planes move at small angles with respect to the crystal axes feeling the action of the stronger fields of axes. The accompanying planar channeling allows to direct channeled positrons to the regions of defined orientation of the field of crystal axes.

At some angles between the channeled positron velocity and crystal axes the interaction of channeled positrons with the field of axes does not locally differ from that with the field of electromagnetic waves. Thus the use of crystals makes also possible to study the effects induced by the strong polarized electromagnetic waves. The principal advantage of the crystal use consists in static nature of the effective electromagnetic waves of the strength otherwise available only in the most intense subpicosecond laser pulses. The new effect of electron magnetic moment modification in the field of electromagnetic waves is described which can be observed in the effective electromagnetic wave field of a bent crystal.

The prediction of a circular polarization of the effective electromagnetic wave field of crystal axes is also discussed. The new effect of electron spin precession frequency growth in the field of a circularly polarized electromagnetic wave which also can be observed in the effective electromagnetic wave field of axes of bent crystals is discussed.

A relation of the effect of electron spin rotation in the field of a circularly polarized electromagnetic wave with the symmetry principles is discussed. The new effect of electron spin rotation in the field of circularly polarized electromagnetic wave with the phase velocity dif-