

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Радиационные электромагнитные процессы при высоких энергиях в периодических средах

М.Л. Тер-Микаелян

В обзоре рассмотрены проблемы радиационных явлений, сопровождающих прохождение заряженных релятивистских частиц и фотонов высоких энергий через периодические среды. Обсуждаются процессы излучения при равномерном движении и при кулоновском рассеянии релятивистских частиц. Полученные в этих областях результаты широко используются в современных физических исследованиях (физика высоких энергий, физика твердого тела, создание новых технологий и аппаратуры).

PACS numbers: 29.40.Wk, 41.60. – m, 61.80.Fe, 61.85. + p

Содержание

1. Введение (597).
 2. Дифрагированное рентгеновское излучение (599).
 3. Переходное излучение. Резонансное переходное излучение (601).
 4. Излучение равномерно движущихся частиц в более сложных структурах, ДРИ + РПИ (603).
 5. Когерентное тормозное излучение и границы его применимости (604).
 6. Радиационные эффекты при учете каналирования (эксперимент) (608).
 - 6.1. Высокие энергии. 6.2. Низкие энергии.
 7. Ориентационные эффекты и каналирование заряженных частиц в кристаллических средах (612).
 - 7.1. Сечения кулоновского рассеяния. 7.2. Длина когерентности. 7.3. Когерентное рассеяние в кубическом кристалле (ориентационные эффекты) и осевое каналирование.
 8. Теоретические проблемы радиационных электромагнитных процессов при низких энергиях (617).
 - 8.1. Осевое и плоскостное каналирование. 8.2. Каналирование и радиационные процессы в кристалле.
 9. Теоретические проблемы радиационных процессов при высоких энергиях (620).
 - 9.1. Введение. 9.2. Классическая теория. 9.3. Приближение постоянного поля.
 10. Заключение (622).
- Список литературы (622).

1. Введение

В последние годы наблюдается значительный рост числа исследований электромагнитных процессов при высоких энергиях в кристаллических и аморфных средах. Эксперименты проводятся, в основном, в области частот фотонов, значительно превышающих атомные частоты, и в области энергий релятивистских заряженных частиц, достигающих сотен гигаэлектронвольт. Этим вопросам посвящены уже ставшие традиционными специальные конференции и совещания во многих странах мира, например Международные конференции по излучению релятивистских электронов в периодических средах в России (Томск, 1993 – 1999), Международные совещания по радиационной физике релятивистских электронов в Германии (Табарц, 1998) и т.д. Материалы последних указанных совещаний, которые мы будем использовать в обзоре, дают представление о современном уровне этих исследований и тенденциях их дальнейшего развития.

Автор начал заниматься этими вопросами, будучи аспирантом Теоретического отдела им. И.Е. Тамма Физического института им. П.Н. Лебедева АН СССР в пятидесятые годы, под руководством Е.Л. Фейнберга. Результаты исследований, выполненные до 1970 г., изложены в монографии [1], которая в настоящее время еще широко используется¹. Мы опустим проблемы, связанные с излучением оптических и более низких частот, отсылая интересующихся к известным обзорам и монографии В.Л. Гинзбурга [2], а также к материалам указанных выше конференций.

Круг вопросов, излагаемых ниже, связан одной общей основополагающей идеей, заключающейся в том, что при высоких энергиях область пространства в направлении движения частиц, т.е. длина траектории, на которой когерентно формируется процесс, растет с

М.Л. Тер-Микаелян. Институт физических исследований
АН Армении,
378410 Аштарак-2, Армения
Тел. (374) 28-81-50
Факс (374) 323-11-72
E-mail: mikhael@ipr.sci.am

Статья поступила 13 ноября 2000 г.

¹ Нумерация глав, параграфов, формул английского варианта и остальной текст (за исключением нескольких дополнений, связанных с публикациями в 1969 – 1972 гг.) идентичны русскому варианту.

энергией и может достигать макроскопических размеров. Впоследствии за ней сохранилось название когерентной длины либо зоны формирования. История ее открытия и широкого использования в физике высоких энергий изложена в известной работе и в воспоминаниях Е.Л. Фейнберга о Л.Д. Ландау [3]. Не входя в детальное рассмотрение этого вопроса, обратим внимание на то, что в процессе тормозного излучения релятивистской частицы когерентная длина [1, 3–6]

$$L_{\text{coh}} \approx \frac{2E_1 E_2}{\omega m^2 c^3}, \quad (1)$$

где E_1 и E_2 — энергии частицы до и после излучения, ω — частота излученного фотона, c — скорость света, m — масса излучающей частицы.

Аналогичные выражения справедливы и для других радиационных процессов, которые при высоких энергиях обладают высокой направленностью, в частности для кулоновского рассеяния, рождения электрон-позитронных пар и т.д. Чтобы убедиться в этом, необходимо, исходя из законов сохранения энергии и импульса, рассчитать изменение импульса вдоль движения инициирующей процесс частицы. Легко видеть, что продольно передаваемый среде импульс будет уменьшаться с увеличением энергий участвующих в процессе частиц и их направленности. Это будет приводить согласно принципу неопределенности к росту продольных расстояний, и если они вносят существенный вклад в рассматриваемый процесс, то обычные выражения должны быть пересмотрены (подробнее см. раздел 7.2).

Эта идея была использована при исследованиях радиационных процессов двух различных классов: 1) для заряженных частиц, испытывающих кулоновское рассеяние, 2) для частиц, движущихся с постоянной скоростью.

Остановимся вначале на первых процессах. Впервые указанная выше физическая идея была использована для процессов кулоновского рассеяния и интерференционного тормозного излучения электронов высоких энергий в кристаллах, которое позднее, по предложению Л.Д. Ландау, получило название когерентного тормозного излучения (КТИ). Вслед за этим были опубликованы работы Ландау – Померанчука – Мигдала по влиянию многократного кулоновского рассеяния на тормозное излучение в аморфных средах (в дальнейшем именуемому эффектом ЛПМ) и влиянию поляризации среды, которое в отличие от известного эффекта Э. Ферми наблюдается в продольных направлениях движения частиц и поэтому его называют продольным эффектом плотности, либо эффектом поляризации среды, либо просто эффектом ТМ². Продольный эффект плотности переносится сейчас в физику сильных взаимодействий, квантовую хромодинамику (см., например, публикации [7] и ссылки на них).

Параллельно с теоретическими данными появились первые экспериментальные подтверждения указанных

эффектов, полученные, в основном, при исследовании космических лучей. Результаты работ этого периода изложены в многочисленных публикациях, ссылки на которые можно найти в [1, 5, 6].

Количество работ в этих областях значительно возросло, когда было выяснено [8], что при рассмотрении радиационных процессов в кристаллических образцах необходимо учитывать эффекты каналирования заряженных частиц, которые в ядерной физике низких энергий к тому времени были хорошо исследованы [9, 10].

В предлагаемом обзоре для частиц низких энергий используется общепринятый термин — излучение при каналировании (ИК). При высоких энергиях наряду с термином КТИ используется термин КТИК, чтобы подчеркнуть важность процессов каналирования, хотя и КТИ, и КТИК являются по существу одним и тем же процессом когерентного излучения при кулоновском взаимодействии с кристаллом, рассматриваемым в различных приближениях.

Параллельно проводились интенсивные исследования процессов второго направления, связанные с изучением электромагнитных радиационных процессов, инициируемых равномерно движущимися релятивистскими частицами при их прохождении через неоднородные (в том числе периодические) среды. Их связь с процессами первого направления установлена в 1972 г. в работах [6].

Успехи в практическом использовании резонансного (когерентного) переходного излучения [1] (это название, принятое в литературе, в дальнейшем сокращенно обозначается РПИ) для создания нового класса детекторов в области сверхвысоких энергий, а также новых источников жесткого γ -излучения стимулировали большой цикл исследований радиационных процессов, инициируемых равномерно движущимися заряженными частицами в периодических и аморфных средах.

Особенно следует отметить исследование излучения, природа которого связана с дифракцией рентгеновских лучей в кристаллах. В дальнейшем мы будем использовать термин дифрагированное рентгеновское или X-излучение или сокращенно ДРИ³. Оно в настоящее время интенсивно исследуется с целью получения компактного и монохроматического источника рентгеновского излучения с плавно перестраиваемой частотой излучения.

Кроме основной идеи, объединяющей рассматриваемые ниже процессы, необходимо учитывать также аналогию между процессами рассеяния света и излучения заряженных частиц. Рассеяние электромагнитных волн в неоднородных средах изучалось на протяжении многих лет, и полученные результаты необходимо использовать при исследовании процессов излучения. Можно утверждать, что любой процесс рассеяния света имеет своего

² Впервые продольный эффект плотности был экспериментально обнаружен в работах группы Ф. Арутюняна в Институте физических исследований (Ереван) в Армении при исследовании космических лучей [1]. Недавно он подтвержден исследованиями большой группы физиков на SLACe в Стэнфордском университете (Perl M L et al. *Phys. Rev. Lett.* 7 (19) 3550 (1996), см. также [3]). Однако еще не сделано попыток использовать этот эффект для создания детекторов нового поколения в области сверхвысоких энергий.

³ Поскольку § 28 в работе [1], в котором впервые рассмотрено ДРИ, посвящен резонансному излучению, то и новый тип излучения также иногда называли резонансным. Кроме того его называли параметрическим, квазичеренковским и даже поляризационным. Чтобы избежать существующей путаницы, в дальнейшем будем пользоваться термином дифрагированное рентгеновское излучение (ДРИ) (в английском — DXR), соответствующим и кинематической, и динамической теории. Это соответствует аналогичной терминологии, принятой в теории рассеяния света. Я признателен проф. Нитте, обратившему на это внимание. Необходимо отметить, что в работах [15, 26] приведены ссылки на публикации результатов исследований того периода и использована аналогичная терминология.

двойника в процессе излучения заряженной частицы. В связи с этим мы будем именовать процессы излучения, используя, когда это возможно, терминологию, принятую в процессах рассеяния света. Чтобы подчеркнуть аналогию между процессами излучения и соответствующими процессами рассеяния света в неоднородных средах, в обзоре (см. раздел 5) дана краткая сводка метода псевдофотонов, на основании которого можно легко уяснить многие сложности радиационных процессов при высоких энергиях.

Теоретическое и экспериментальное рассмотрение радиационных процессов в кристаллических и аморфных веществах, начиная с первых работ, выполнено в 50-е годы, в основном, физиками бывшего СССР. Для ознакомления с работами советских ученых, проведенными в годы холодной войны, издательство журнала *Nouvo Cimento* предложило некоторым известным физикам написать обзорные статьи. В результате были написаны и опубликованы обзоры Е.Л. Фейнберга и Е.Л. Фейнберга совместно с И.Я. Померанчуком [5]. Мне было предложено написать монографию [1] для издательства Wiley&Sons, что также способствовало развитию этих исследований в зарубежных научных центрах. Тем не менее еще в течение нескольких десятков лет, вплоть до последнего времени, уровень наших теоретических и экспериментальных исследований был значительно выше зарубежных. Можно указать список обзорных статей, напечатанных только в *УФН* [2, 5, 11–19], и монографий [20–31], изданных в этот период авторами бывшего СССР, которые фактически и определяли научный уровень исследований в этих областях.

Тут нужно также отметить серию важных исследований в физике высоких энергий, связанных с обнаружением того факта, что ультрарелятивистская частица может при определенных условиях находиться в состояниях, когда она лишена значительной части своего поля ("полуголая" частица), начало которым положили работы Е.Л. Фейнберга [13]. В этих исследованиях существенную роль играет длина когерентности и время восстановления собственного поля частицы — время "одевания". В обзоре мы не будем касаться этих исследований, которые составляют отдельное направление в ядерной физике высоких энергий.

В течение последних лет положение значительно осложнилось, поскольку развитие экспериментальных возможностей привело к необходимости теоретического учета интерференции различных типов излучений друг с другом и проведения большого объема экспериментальных исследований, которые в странах СНГ практически были приостановлены. Последнее время эти исследования интенсивно проводятся за рубежом (США, Франция, Германия, Япония, Дания, Бельгия и т.д.), очень часто в кооперации с физиками бывшего СССР.

Предлагаемый обзор посвящен исследованиям электромагнитных явлений в периодических средах, выполненным после выхода в свет книги [1]. Причиной, побудившей меня попытаться дать обзор современного состояния этих вопросов, послужили просьбы физиков, активно работающих в этих областях и рекомендовавших мне обновить монографию [1]. Благодаря этому в настоящем обзоре сохранена преемственность в обозначениях и стиле изложения.

Фактически в течение последних 30 лет я был оторван от этих проблем, и, естественно, вряд ли мне удалось

разобраться во всех тонкостях их развития за этот период. Я заранее приношу извинение за те упущения, которые найдут специалисты в предлагаемом обзоре, и учту их предложения в следующих работах, посвященных изложению аналогичных явлений в аморфных средах.

Обзор рассчитан на широкий круг экспериментаторов и теоретиков, а также на студентов старших курсов физических специальностей и инженеров-физиков, желающих ознакомиться с последними достижениями в области исследований электромагнитных процессов при высоких энергиях в периодических средах. В связи с этим я избегал изложения сложных математических теорий и пытался осветить в первую очередь физическую картину явлений.

2. Дифрагированное рентгеновское излучение

ДРИ было рассмотрено в 1969 г. и включено в гл. 5, § 28 моей книги [1]. Теоретическое описание этого явления может быть значительно упрощено, если следовать соответствующему изложению теории рассеяния рентгеновских лучей в кристаллах. Разложив электрическое поле быстро движущейся частицы в интеграл по времени (см. раздел 5) и переменную часть диэлектрической проницаемости кристалла $\epsilon_1(\mathbf{r})$ в сумму по векторам обратной решетки кристалла \mathbf{g} , имеем

$$\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_1(\mathbf{r}); \quad \epsilon_1(\mathbf{r}) = \sum n_g \exp(i\mathbf{g}\mathbf{r}), \quad (2)$$

где ϵ_0 — постоянная часть диэлектрической проницаемости. Используя кинематическую теорию рассеяния рентгеновских лучей, получим следующее выражение для напряженности рассеянного поля на расстоянии R_0 от рассеивающего кристалла:

$$\mathbf{E}'_{\omega}(R_0) = \frac{e}{\epsilon_0 R_0} \sum_{\mathbf{g}} n_g \left[\mathbf{k}' \times \mathbf{k}' \times \left(\frac{\omega \mathbf{v}}{c^2} + \frac{\mathbf{g}}{\epsilon_0} \right) \right] \times \frac{\delta[\omega - (\mathbf{k}' - \mathbf{g})\mathbf{v}]}{(\mathbf{k}' - \mathbf{g})^2 - (\omega^2/c^2)\epsilon_0}. \quad (3)$$

Из выражения (3) следует, что поляризация рассеянного поля будет линейной. Угол излучения определяется из условия равенства нулю аргумента δ -функции:

$$\cos \theta' = \frac{c}{v\sqrt{\epsilon_0}} - \frac{(\mathbf{g}\mathbf{v})c}{\omega v\sqrt{\epsilon_0}}, \quad (4)$$

где θ' — угол между направлением скорости частицы и направлением движения излученного фотона с волновым вектором \mathbf{k}' . Равенство (4) является простым следствием законов сохранения энергии — импульса при излучении фотона заряженной частицей в кристалле (подробнее см. раздел 7.2). При этом нужно учесть, что передаваемый решетке импульс должен быть квантованным, пропорциональным постоянной Планка, деленной на период кристаллической решетки. Равенство (4), которое также легко получить, используя формулу для эффекта Доплера при излучении фотона движущимся электроном, обычно используется при измерениях зависимости угла излучения от энергии фотона и направления движения заряженной частицы относительно вектора обратной решетки.

Энергия, излученная в интервале частот $d\omega$ и в интервале телесного угла $d\Omega$ при прохождении расстояния vT на расстоянии R_0 от рассеивающего объема, дается выражением

$$dI_{\omega, \mathbf{n}} = c\sqrt{\varepsilon_0} |E'_\omega|^2 R_0^2 d\omega d\Omega, \quad (5)$$

$$dI_{\omega, \mathbf{n}} = \frac{e^2 \omega^2 T}{2\pi \varepsilon_0^{5/2} c} \sum_g n_g^2 \left| \mathbf{k}' \times \left(\frac{\omega \varepsilon}{c^2} \mathbf{v} + \mathbf{g} \right) \right|^2 \times \frac{\delta[\omega - (\mathbf{k}' - \mathbf{g})\mathbf{v}]}{[(\mathbf{k}' - \mathbf{g})^2 - (\omega^2/c^2)\varepsilon_0]^2} d\omega d\Omega. \quad (6)$$

Формулы для поляризации (3), углового распределения (4) и энергии излучения (6) составляют основу кинематической теории ДРИ и их справедливость подтверждена в многочисленных теоретических и экспериментальных исследованиях.

Первые экспериментальные исследования ДРИ были осуществлены в Томске [32, 33], вторые — в Ереване [34], третьи — в Харькове [35]. В работе [36] впервые наблюдалось ДРИ, инициированное протонами. В работах [37–39] показано, что кинематическая теория ДРИ достаточна для объяснения полученных к тому времени результатов экспериментов⁴. В работах [40] разработана квантовая теория ДРИ и показано, что, если можно пренебречь отдаленностью излученного фотона, квантовая теория переходит в классическую, изложенную в [1]. Я хочу отметить, что по аналогии с динамической теорией рассеяния рентгеновских лучей соответствующая динамическая теория ДРИ была разработана рядом исследователей и освещена в учебном пособии [26] и в монографиях [24, 23].

В течение последних лет выполнено много экспериментальных исследований, которые расширили наши сведения о ДРИ. Важнейшие свойства ДРИ (монохроматичность и возможность плавно перестраивать частоту, направление излучения, легко отделяемое от направления движения излучающей частицы, узкое энергетическое и угловое распределение излучения и, наконец, малые размеры установки) указывают на то, что в будущем оно может стать важным источником рентгеновского излучения.

Серия работ [41, 42] выполнена недавно объединенной группой исследователей из Дармштадта, Харькова, Россендорфа и Иоганнесбурга на сверхпроводящем линейном ускорителе Института ядерной физики в Дармштадте S-DALINAC с энергией электронов ниже 10 МэВ. Ширина линии ДРИ измерялась с помощью абсорбционной техники с использованием медной фольги. Пик излучения ДРИ сканировался вдоль К-края линии поглощения атомов меди. Спектральная плотность излучения в пике, определенная из эксперимента, составила $I = 0,95 \times 10^{-7}$ фотон (электрон ср эВ)⁻¹, а измеренная ширина линии равнялась 48 эВ. На рисунке 1, взятом из работы [41], представлен спектр ДРИ в районе линии с энергией 9 кэВ при облучении монокристалла алмаза толщиной 55 мкм электронами с энергией 6,8 МэВ. Кристалл был смонтирован в гониометр вдоль кристаллографической плоскости (111) перпендикулярно

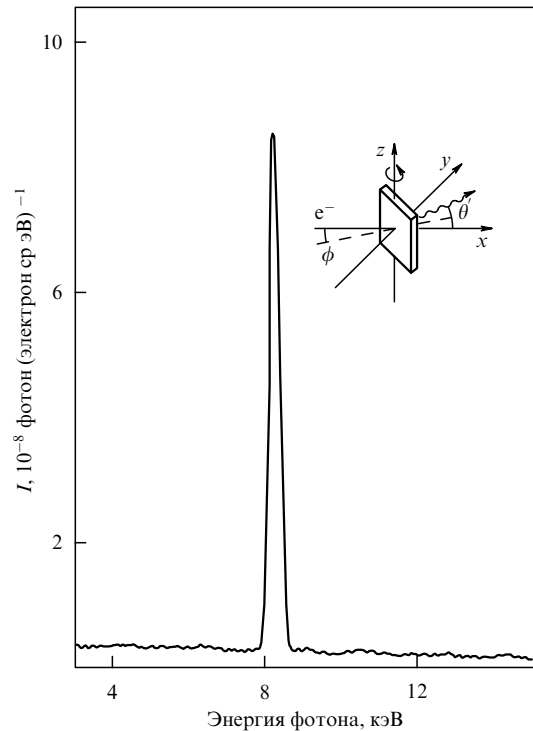


Рис. 1. Спектр ДРИ от электронов с энергией 6,8 МэВ под углом наблюдения $\theta' = 42,9^\circ$ относительно направления скорости электронов. Вставка на рис. 1 показывает, что можно изменять энергию фотона, изменяя угол наклона ϕ [41].

плоскости, содержащей \mathbf{p} и направление излучения θ' . Изменяя угол наклона ϕ , можно в соответствии с формулой (5) изменять энергию излученного фотона. Угловое расхождение пучка электронов было меньше 3 мрад, разброс энергии составлял 40 кэВ, размер пятна на кристалле ~ 1 мм. Авторы утверждают, что если учесть все эффекты уширения линии (многократное рассеяние, геометрические размеры детектора), то ширина линии будет порядка 1 эВ. Авторам впервые удалось достичь интенсивности ДРИ $\sim 10^{-7}$ фотон \times (электрон ср эВ)⁻¹.

В работах [43, 44] определены ширины линий ДРИ в кристалле кремния, которые оказались равными 1,2 и 3,5 эВ при отражении от плоскостей (111) и (022) фотонов с энергией 4966 и 8332 эВ. Исследования ширины линий ДРИ на микротроне МАМ1 в Майнце должны привести к относительной ширине $\Delta E/E = 10^{-5}$ при отражении от плоскости (333) в кристалле кремния. Спектральные и угловые характеристики ДРИ, исследованные в широком интервале энергий (от нескольких мегаэлектронвольт до нескольких гигаэлектронвольт) согласуются с теорией [1].

Последние эксперименты, выполненные физиками Германии (Институт им. В. Гейзенберга в Мюнхене и Институт ядерной физики в Дармштадте) [46, 47], показали, что ДРИ обладает 100%-ной поляризацией в согласии с теорией [1]. В этих работах был впервые применен поляриметр, основанный на новом методе, в котором используется ориентационная зависимость фотоэффекта от поляризации ДРИ [47]. Он дает возможность для создания универсального детектора в рентгеновской области для спектроскопии, поляриметрии и получения изображений.

⁴ На Международном совещании по радиационной физике в Табартце (Германия) В.И. Барышевский указал, что для объяснения эксперимента [53] необходимо использовать динамическую теорию ДРИ.

Распределение направлений поляризаций фотонов ДРИ в зависимости от угла излучения, недавно рассчитанное на основе теории [1] в работе [48], согласуется с экспериментальными и расчетными данными, опубликованными в работах [45, 46], при направлении ДРИ в переднюю и заднюю полусферу. Однако расчеты [48] находятся в противоречии с расчетами, представленными в [45, 46], при излучении под прямым углом. По-видимому, это связано с пренебрежением в работах [45, 46] эффектом плотности [49] (частное сообщение А. Шагина). Противоречие теоретических [45, 46, 48] расчетов эксперименту [50] по излучению в переднюю полусферу остается неразрешенным и требует дополнительных исследований (частное сообщение Р. Котгауза).

Заканчивая краткий обзор по ДРИ, отметим, что в настоящее время еще нет окончательной ясности по целому ряду более сложных проблем как теоретических, так и экспериментальных. В частности, это относится к области применимости кинематической и динамической теорий ДРИ и связи последней с экспериментальными данными [51–53]. В работе [54] учтено влияние многократного рассеяния и поглощения фотонов на ДРИ, однако необходимо проведение более строгого рассмотрения. Влияние температуры, мозаичности, акустических волн и других факторов еще недостаточно изучено, хотя и по этим вопросам имеются публикации (см. [55, 56] и ссылки в них). В работе [55] исследовано влияние температуры кристалла на ДРИ и показано, что естественное в таких случаях введение теплового фактора Дебая–Валлера объясняет экспериментальные результаты. Здесь стоит отметить единственный пока эксперимент [56] по исследованию влияния ультразвука и градиента температуры на ДРИ, из которого следует, что под действием этих факторов интенсивность ДРИ может возрастать. Авторы работ [56] считают, что полученный ими экспериментальный результат может быть связан с искривлением плоскостей кристаллической решетки.

Тем не менее уже достигнутая интенсивность ДРИ в экваториальной области не уступает интенсивности синхротронного излучения, достигнутой на больших кольцевых ускорителях, при этом следует отметить простоту и компактность используемых при исследованиях ДРИ установок [57]. В последние годы начали появляться работы, в которых одновременно присутствуют различные типы излучений, например ДРИ и РПИ, ДРИ и КТИ, ДРИ и ИК. Мы остановимся на них в разделах 4 и 6.2. Важным мне представляется последовательное теоретическое рассмотрение ДРИ, когда в расчетах будет учитываться каналирование. Кроме того, надо выяснить границы применимости кинематической теории и необходимость использования динамической теории [23, 24, 26] ДРИ в современных экспериментах.

3. Переходное излучение. Резонансное переходное излучение

Переходное излучение (ПИ) Гинзбурга–Франка (ГФ), открытое еще в 1944 г., оказалось в центре внимания физиков, когда в 1959 г. выражение для интенсивности переходного излучения, полученное Гинзбургом–Франком, начали исследовать в рентгеновской области излучения. В то время уже были хорошо известны работы по продольному эффекту плотности в тормозном излуче-

нии [49] и когерентной длине [1, 3, 4], и перенос полученных в них результатов на переходное излучение не представлял особых трудностей [58–60].

Однако интенсивность переходного излучения при пересечении частицей одной границы раздела двух сред мала и для ее увеличения предлагалось использовать среды, состоящие из многих пластин [60], и периодические среды [61]. При этом нужно было учесть, что в произвольных периодических средах движущаяся частица может излучать только те частоты, которые (для нерелятивистских частиц) кратны частоте пролета периода среды. При произвольных энергиях это условие (которое мы в дальнейшем будем называть условием резонанса, а соответствующее излучение — резонансным переходным излучением (РПИ)) несколько усложняется и принимает следующий вид [61, 62]:

$$\cos \theta' = \frac{c}{v\sqrt{\epsilon_0}} - \frac{2\pi r c}{l\omega\sqrt{\epsilon_0}} \cos \theta, \quad (7)$$

где ω — частота излучения, v — скорость излучающей частицы, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость среды, которая для слоистой среды приводится ниже (см. (8)), θ' — угол излучения фотона, отсчитываемый от направления скорости частицы, θ — угол влета частицы в одномерную периодическую среду, l — период среды, r — номер излучающей гармоники.

РПИ складывается из излучения различных перекрывающихся гармоник, каждая из которых имеет свой порог излучения, определяемый энергией излучающей частицы и параметрами среды. Условие резонанса (7) легко получить, используя формулу Доплера, или из законов сохранения энергии–импульса при условии, что периодической среде может передаваться только квантованный импульс. Теория резонансного переходного излучения достаточно полно представлена в [1] и к настоящему времени не претерпела существенных изменений.

Наиболее удобной для эксперимента оказалась слоистая среда, состоящая из большого количества отдельных, периодически расположенных пластинок (рис. 2а). Для слоистой среды $\sqrt{\epsilon_0}$ в (7) имеет простой вид

$$\sqrt{\epsilon_0} = \frac{l_1\sqrt{\epsilon_1} + l_2\sqrt{\epsilon_2}}{l_1 + l_2}, \quad (8)$$

где l_1 и l_2 — толщины пластинок, ϵ_1 и ϵ_2 — их диэлектрические постоянные.

Для частот, значительно превышающих атомные, из условия $\cos \theta' \leq 1$ следуют условия для максимальной и минимальной частот излучения на каждой гармонике:

$$\omega_{\max} = \frac{4\pi cr}{l} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \geq \omega \geq \frac{l\omega_0^2}{4\pi cr} = \omega_{\min}. \quad (9)$$

Здесь ω_0 — плазменная частота:

$$\omega_0^2 = \frac{4\pi NZe^2}{m_e}, \quad (10)$$

где для слоистой среды

$$NZ = \frac{N_1 Z_1 l_1 + N_2 Z_2 l_2}{l}, \quad l = l_1 + l_2. \quad (11)$$

Из неравенства (9) следует выражение для пороговой энергии частицы при излучении r -й гармоники. Интенсивность излучения в слоистой среде определяется сле-

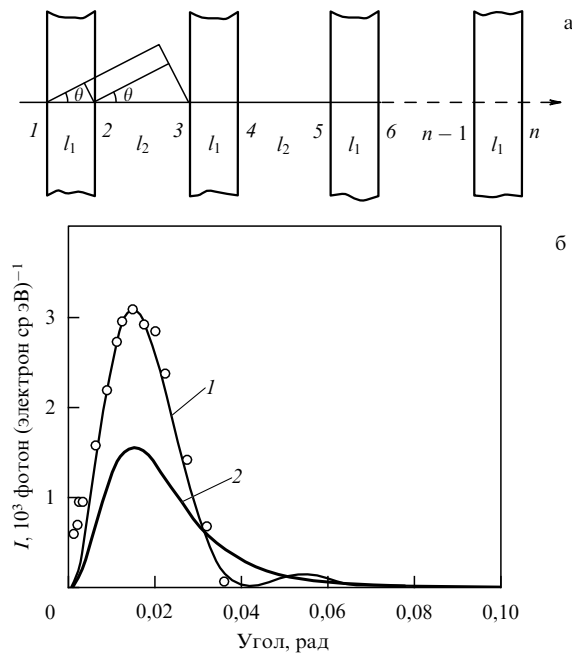


Рис. 2. (а) Слоистая среда. (б) Первое наблюдение ПИ в кэвной области: 1 — угловое распределение ПИ при когерентном суммировании на пластинке бериллия толщиной 1 мкм (дает хорошее согласие теории с экспериментом), 2 — расчет углового распределения ПИ при некогерентном суммировании ПИ от двух стенок пластинки [70].

дующей формулой (см. формулу (28.92') монографии [1] или [62]):

$$dI_{\omega, \theta} = \frac{e^2 \theta^3 d\theta d\omega}{2\pi c} \times \left| \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{[1 - (v/c)\sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta][1 - (v/c)\sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta]} \right|^2 \times \sin^2 \left[\frac{l_1 \omega}{2c} \left(1 - \frac{v}{c} \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta \right) \right] \frac{\sin^2(n\beta/2)}{\sin^2 \beta}, \quad (12)$$

где первый множитель соответствует переходному излучению на одной границе раздела, т.е. излучению ГФ, второй определяет интерференцию излучений, возникающих на двух поверхностях пластинки, третий соответствует когерентному суммированию излучений от всех пластинок. Величина

$$\beta = \left(1 - \frac{v}{c} \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta \right) \frac{\omega l_1}{2v} + \left(1 - \frac{v}{c} \sqrt{\varepsilon_2} \cos \theta \right) \frac{\omega l_2}{2v}. \quad (13)$$

При достаточно большом числе пластинок последний множитель в (12) можно заменить на δ -функцию, которая и определяет условие резонанса (7). В теорию РПИ существенным образом входит введенная нами когерентная длина [1] (см. формулы (28.3)–(28.13) в [1] либо раздел 7.1). Так, например, если расстояния между пластинками превышают когерентную длину, то происходит независимое суммирование излучений от отдельных пластинок и излученная энергия пропорциональна энергии излучающей частицы. В противоположном случае интерференционные явления учитывать необходимо. Спектр РПИ будет сконцентрирован около минимальных частот излучения (см. рис. 58а, б из [1]), а излученная

энергия будет стремиться к насыщению. Естественно, что такого типа явления будут иметь место и для других периодических сред. Влияние поглощения, диффузности границ разделов и многократного рассеяния рассмотрено в работах [62] и суммировано в [1].

Результаты экспериментальных исследований РПИ, выполненных до 1970 г., подробно изложены в [1]. Пионерские экспериментальные исследования РПИ и создание нового типа детекторов заряженных частиц высоких энергий были осуществлены группой в составе Ф.Р. Арутюняна, К.А. Испиряна, А.Г. Оганесяна в 1963 г. [63] (см. также [64–66]). В дальнейшем чувствительность РПИ-детекторов (РПИД) улучшалась (см., например, работы [67–69], в которых приведены ссылки на исследования, опубликованные после 1969 г.).

Из экспериментальных работ, выполненных после выхода в свет монографии [1], необходимо отметить работы [68], в которых с большой точностью измерены спектры РПИ, полностью подтвердившие теоретические расчеты, а также исследование ПИ в пористых материалах, для которых условие резонанса не нужно принимать во внимание [6, 64, 65].

В настоящее время РПИ-детекторы применяют на больших ускорителях в ЦЕРНе, в Национальной лаборатории им. Э. Ферми, в DESY и в других центрах, в основном, для идентификации частиц сверхвысоких энергий. Необходимо подчеркнуть, что РПИ-детекторы целесообразно использовать только в области ультрарелятивистских энергий, где черенковские детекторы, которые основаны на измерении скоростей частиц, становятся неприменимы. РПИ-детекторы идентифицируют частицы по числу излученных фотонов в периодической среде, энергия которых лежит обычно в кэвной области. Поскольку интенсивность РПИ мала (примерно всего один фотон на 100 частиц, пересекающих одну границу раздела двух сред), а излучение Вавилова–Черенкова приводит к излучению примерно 100 оптических фотонов на 1 см пути, то становится очевидным, что использование РПИ-детекторов в той области, где можно применить черенковские детекторы, бесперспективно.

Начиная с 1985 г. исследования РПИ получили новый стимул для развития благодаря возможности его использования в другой области радиационной физики. Оказалось, что оно может служить новым источником перестраиваемого когерентного излучения в кэвной области.

Первые эксперименты были выполнены совместной группой физиков из Стэнфордского университета (Р.Н. Пантел и др.) и Ливерморской национальной лаборатории им. Э.О. Лоуренса (Б.Л. Берман и др.) (см. [70, 71] и ссылки в них) на пучках линейного ускорителя с энергиями 17,2, 25, 54 МэВ. Эксперименты проводились на стопках из фольг бериллия, углерода, алюминия, майлара, состоящих из 18 фольг толщиной 1 мкм и расстоянием между ними 0,75 мм (стопка из углерода) и 1,5 мм (стопки из бериллия и алюминия). Полученные экспериментальные данные для углового распределения и интенсивности РПИ согласуются с теоретическими результатами, приведенными выше. Авторы утверждают, что интенсивный, монохроматический, легко перестраиваемый, направленный вперед и поляризованный источник излучения весьма перспективен для субмикронной литографии. В последующих работах [72] действительно была получена литография с разрешением

0,5 мкм. Однако в [70, 71] интерференционные эффекты между излучениями от различных фольг из бериллия еще не проявлялись (рис. 2б), хотя уже в работе [73] те же авторы замечали необычную интерференционную картину.

Интересные результаты при наблюдении интерференционных эффектов в РПИ, которые представлены на рис. 3, получили сотрудники бельгийско-французской коллаборации на электронном ускорителе (АЛС) в Сакле [75]. Та же группа в работе [75] сообщает о получении литографии с разрешением в 0,3 мкм. В работе [76] наблюдалось пространственное распределение РПИ в мягкой области спектра (1–3 кэВ) при энергии электронов 50–228 МэВ. Авторы обратили внимание на то, что РПИ образуется на всей стопке радиатора, образующего периодическую среду, и сконцентрировано в конусе, угол раствора которого увеличивается с ростом энергии электронов. При изменении параметров (энергии электронов либо размеров структур, определяющих периодическую среду) интерференционные явления подавлялись и наблюдалось ПИ, для которого угол излучения обратно пропорционален энергии электронов в соответствии с теорией ПИ (рис. 4).

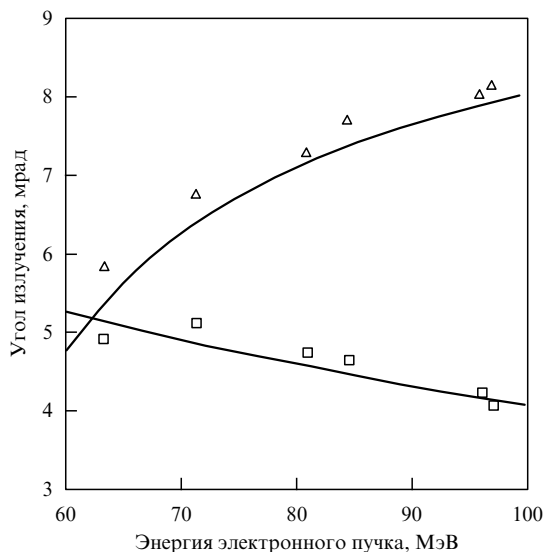


Рис. 4. Зависимость угла излучения пиковой интенсивности от энергии частицы для некогерентного ПИ (□) и для когерентного РПИ (Δ). Сплошные кривые — теоретический расчет ПИ и РПИ [76].

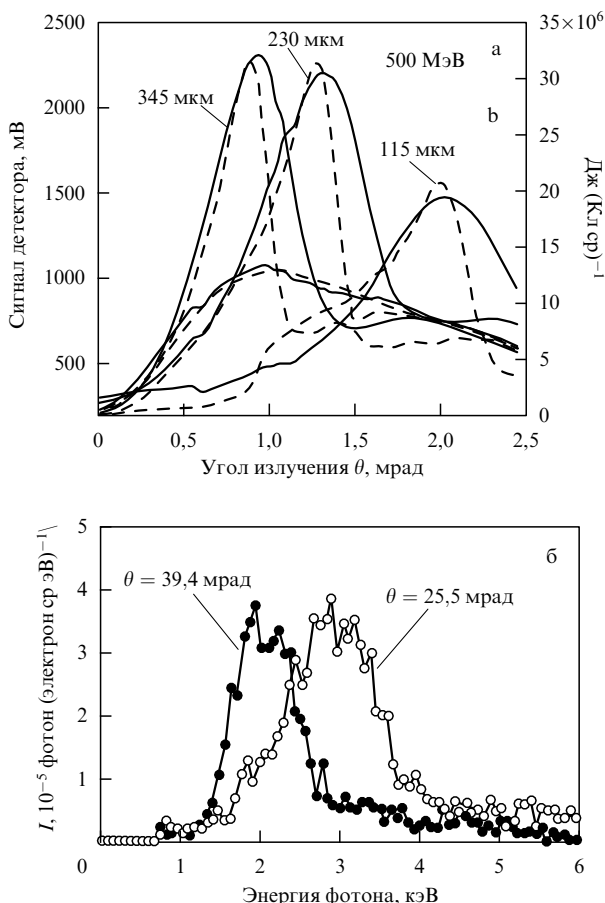


Рис. 3. (а) Угловое распределение РПИ на стопке из восьми пластинок майлара толщиной $l_1 = 3,8$ мкм. Сплошные линии — эксперимент, штриховые — теория. Нижние кривые — теория и эксперимент при $l_2 = 1,5$ мм, когда когерентные эффекты между пластинками еще не наступили: при l_2 , равной 345, 230, 115 мкм, когерентные эффекты при суммировании излучений от различных пластинок явно выражены [74, 75]. (б) Зависимость интенсивности излучения от энергии излученного фотона для двух углов влета в периодическую среду. (Наблюдение РПИ на первой гармонике.)

Большой цикл исследований по РПИ выполнен физиками из университетов Киото, Тохоку, Хиросимы (Авата, Танака и др.), Токио (И. Эндо и др.) и из физических лабораторий японских корпораций "Ниппон", "Тошиба" (Ямада и др.) [77–80]. В работе [78], осуществленной на ускорителе в Токио с энергией электронов 1 ГэВ, участвовал Томский институт ядерной физики (А.П. Потылицын). Полученные результаты находятся в хорошем согласии с теорией РПИ.

Другая серия исследований проводилась в области низких энергий электронов. Основной целью этих исследований было не только изучение резонансных явлений в РПИ, но и выбор оптимальных параметров электронного пучка и параметров среды для использования РПИ в различных применениях. Эти работы имеют важное прикладное и научное значение для развития теории РПИ и для создания новых источников излучения в кэвновой области.

В работе [79] впервые использовались периодические среды с толщинами пластинок в несколько сотен нанометров. Это позволило авторам впервые выделить в спектре РПИ излучение на первой гармонике в интервале энергий фотонов 2–4 кэВ и исследовать положение пиковой интенсивности в зависимости от угла наблюдения. Слоистая среда состояла из чередующихся слоев пластинок никеля толщиной $l_1 = 176$ нм (радиатор) и углерода толщиной $l_2 = 221$ нм. Энергия электронов равнялась 15 МэВ. Результаты работы приведены на рис. 3б. Авторы утверждают, что достигнутая ими интенсивность РПИ превосходит интенсивность синхротронного излучения существующих ускорителей. Теоретические вопросы РПИ в таких средах рассмотрены в работе [81].

4. Излучение равномерно движущихся частиц в более сложных структурах, ДРИ + РПИ

В 90-х годах, когда было понято, что для создания эффективных источников излучения в кэвновой области необходимо увеличение интенсивности ДРИ и РПИ,

появились первые предложения по использованию более сложных комбинированных периодических сред [82]. Эти исследования были начаты и выполняются усилиями объединенного коллектива физиков Японии и России.

В работе [83] исследовалось излучение, возникающее при облучении электронами с энергией 800 МэВ мишени, состоящей из трех кристаллов толщиной 16 мкм каждый, на синхротроне в Томске и на линейном ускорителе с энергией электронов 900 МэВ в Токио. Поскольку кроме ДРИ на первом же кристалле в стопке образуется РПИ, которое на последующем кристалле дифрагирует в брэгговских направлениях, это должно приводить к эффективному росту интенсивности излучения. Следует отметить, что интенсивность РПИ и его спектральная ширина значительно больше соответствующих величин для ДРИ, а угловая ширина имеет тот же порядок величины. Разница в угловом распределении состоит в том, что РПИ направлено вдоль скорости электрона, а ДРИ — вдоль брэгговских углов отражения от соответствующих кристаллических плоскостей обратной решетки. В экспериментах наблюдалось усиление в 1,7 раз. Для нового класса излучения авторы работы [83] ввели название ПРПИ, которое мы, исходя из единообразия изложения, заменили на ДРПИ — дифрагированное РПИ. Последним мы в дальнейшем и будем пользоваться.

В работе [84] объединенной группы авторов эти исследования были продолжены на электронном пучке с энергией 900 МэВ на мишени, состоящей из 10 майларовых пленок и пленок кристалла графита. Авторы утверждают, что даже при небольшом количестве пленок ДРПИ значительно интенсивнее ДРИ и направлено под углами Брэгга.

В последней совместной работе этого цикла [85] исследовалось излучение в кэвнй области при прохождении электронов с энергией 900 МэВ через 1–100 пластинок монокристаллического кремния толщиной 16 мкм. Интенсивность ДРПИ фотонов с энергией 35,5 кэВ оказалась сравнимой с интенсивностью синхротронного излучения, образованного электронами с энергией 1,7 ГэВ в накопительном кольце. Исследована зависимость интенсивности излучения от числа пластинок, которая ранее обсуждалась в работе [81].

В [85, 86] и работах [91], доложенных на совещании в Германии (Табарц, 1998), теоретически установлена связь между РПИ и дифракционным излучением, которое образуется при пролете заряженной частицы параллельно поверхности с периодическими неоднородностями. Эксперимент осуществлен при пролете пучка электронов над кристаллической пластинкой из арсенида галлия, на поверхности которой были созданы периодические неоднородности в виде 300 полосок шириной 10 мкм и высотой 100 мкм и расстояниями между ними, равными 33 мкм. Авторы наблюдали излучение, состоящее из ДРИ и ДРПИ, причем интенсивность последнего была значительно выше.

Большое количество теоретических исследований опубликовано в последнее время по интерференции различных видов излучений. В работе [87] предложен метод разделения ДРИ и ДРПИ, в [88] показано, что в мозаичном кристалле выход ДРИ такой же, как и в идеальном кристалле, а выход ДРПИ значительно выше. В [89] теоретически рассмотрена дифракция ПИ в кристаллической структуре. Целый ряд теоретических

работ опубликован в сборниках последних международных совещаний [90, 91]. Заметим только, что на последних международных совещаниях [90, 91] Н. Насонов сообщил об интерференции КТИ с ДРИ и о подавлении эффекта плотности [49] в тонких слоях кристаллов. В разделах 5 и 6.2 мы остановимся на комбинации ДРИ и РПИ с другими типами излучений, в частности с КТИ и ИК.

5. Когерентное тормозное излучение и границы его применимости

КТИ, как уже отмечалось, было первым эффектом, для которого введение когерентной длины сыграло определяющую роль и полностью изменило существовавшую тогда теорию тормозного излучения в кристаллических средах. После интенсивных исследований в 50–70-е гг., когда все основные результаты теории были подтверждены экспериментально, КТИ стали использовать для получения монохроматических и поляризованных пучков фотонов в ведущих лабораториях мира, что имело большое значение для развития экспериментальной физики. Результаты работ того периода достаточно полно изложены в [1], где приведены все необходимые ссылки на экспериментальные и теоретические исследования, выполненные до 1970 г.

Легче всего изложить теорию КТИ, используя метод, предложенный Ферми–Вайцзекером–Вильямсом и известный в литературе как метод эквивалентных фотонов или метод псевдофотонов. С его помощью можно относительно легко вычислять вероятности различных радиационных процессов. Приведем краткую сводку выражений, которые будут необходимы для наглядного рассмотрения целого ряда радиационных процессов.

Электрическое поле, создаваемое частицей, равномерно движущейся вдоль оси x , с зарядом Ze и скоростью v , в точке с координатой $\mathbf{r}(x = vt, \rho)$ есть (рис. 5)

$$E_{\parallel} = \gamma \frac{Zevt}{(\rho^2 + v^2t^2\gamma^2)^{3/2}}, \quad E_{\perp} = \gamma \frac{Zep}{(\rho^2 + v^2t^2\gamma^2)^{3/2}}, \quad (14)$$

где

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c}. \quad (15)$$

Вектор напряженности магнитного поля лежит в плоскости, перпендикулярной направлению скорости и вектору напряженности электрического поля, и определяется следующим выражением:

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c} [\mathbf{vE}]. \quad (16)$$

Электромагнитное поле в точке $\mathbf{r}(vt, \rho)$ сконцентрировано во временном интервале

$$t_{\text{eff}} \approx \frac{\rho}{v\gamma}, \quad (17)$$

причем $E_{\perp} \gg E_{\parallel}$. Таким образом, для ультрарелятивистской частицы создаваемое ею электромагнитное поле подобно сжатому вдоль направления скорости блину с электрическим и магнитным полями, перпендикулярными направлению движения. Электромагнитное поле

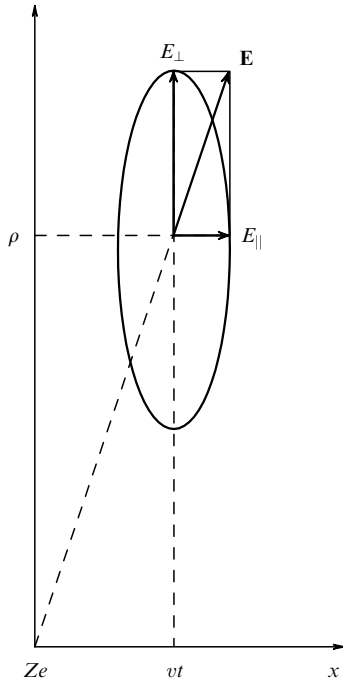


Рис. 5. Электрическое поле движущейся вдоль оси x релятивистской частицы в точке $\mathbf{r}(vt, \rho)$, E_{\parallel} и E_{\perp} — составляющие поля вдоль и поперек направления движения частицы. Если поместить заряд Ze в центре эллипса и направить радиус-векторы от центра до пересечения с контуром эллипса, то получим иллюстрацию поля быстро движущегося заряда в виде "блина".

имеет линейную поляризацию. Фурье-преобразование вектора электрического поля E_{\perp} по времени дает

$$E_{\omega} = \gamma \frac{Ze\rho}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-i\omega t) dt}{(\rho^2 + v^2 t^2 \gamma^2)^{3/2}}. \quad (18)$$

При частотах

$$\omega \ll \omega_{\max} = \frac{v\gamma}{\rho}, \quad (19)$$

$$E_{\omega} = \frac{Ze}{\pi v\rho}. \quad (20)$$

Для частот, превышающих ω_{\max} , напряженность поля E_{ω} резко падает. Вектор Пойнтинга

$$S_{\omega\rho} = cE_{\omega}^2 = \frac{Z^2 e^2 c}{\pi^2 v^2 \rho^2}. \quad (21)$$

Чтобы получить полный поток энергии, необходимо выражение (21) проинтегрировать по параметру удара ρ :

$$S_{\omega} d\omega = \frac{2Z^2 e^2 c}{\pi v^2} \ln \frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}} d\omega. \quad (22)$$

Следовательно, действие быстро движущейся частицы будет эквивалентным действию потока фотонов

$$n_{\omega} d\omega = \frac{S_{\omega}}{\hbar\omega} d\omega = \frac{2Z^2 e^2 c}{\pi\hbar v^2} \frac{d\omega}{\omega} \ln \frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}}. \quad (23)$$

Значения параметров ρ_{\max} и ρ_{\min} определяются конкретной задачей. Таким образом, произвольному процессу, инициируемому фотоном с сечением $\sigma(\omega)$, будет соот-

ветствовать процесс, инициируемый частицей с сечением

$$\sigma_{\text{part}} = \int n_{\omega} \sigma(\omega) d\omega. \quad (24)$$

Для исследования углового распределения и поляризационных свойств излучения выражение (24) нужно дополнить, включив в сечение взаимодействия $\sigma(\omega)$ и в n_{ω} зависимость от угловых переменных, поляризаций фотонов и спиновых свойств частиц. В этом случае вероятности когерентного тормозного излучения и рождения пар (см. § 3 в [1]) получаются без особых трудностей.

Когда процесс происходит не на отдельном центре, а в кристаллической решетке, выражения, соответствующие одному атому (23), (24), после указанных выше дополнений нужно несколько видоизменить, заменив поле одного атома полем кристаллической решетки. Кулоновский потенциал решетки, умноженный на заряд e_1 рассеиваемой частицы, равен

$$U = \sum_i \frac{Ze_1 e}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|} \exp\left(-\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|}{R}\right). \quad (25)$$

Суммирование проводится по всем атомам решетки с индексом i . Для простоты используется экспоненциальная экранировка с радиусом экранировки

$$R = 0,885Z^{-1/3} \frac{\hbar^2}{me^2}. \quad (25')$$

Это сводится к тому, что сечение тормозного излучения на одном атоме нужно умножить на интерференционный множитель:

$$d\sigma = d\sigma_{\text{BG}} \left| \sum_i \exp \frac{i\mathbf{q}\mathbf{r}_i}{\hbar} \right|^2. \quad (26)$$

Для наглядного представления эффектов усиления, связанных с заменой кулоновского потенциала потенциалом кристаллической решетки, удобно представить сечение Бета–Гайтлера σ_{BG} в переменных \mathbf{k} (см. в [1] формулу (2.19) или Приложение 1 там же), где $\mathbf{q} = \hbar\mathbf{k}$ — импульс, передаваемый решетке в процессе тормозного излучения, а k_1 — компонента вектора \mathbf{k} вдоль движения электрона.

В случае кристаллов ромбической, тетрагональной и кубической форм при движении заряженной частицы под углом θ относительно кристаллографической оси x для получения вероятности тормозного излучения в кристалле в выражении для тормозного излучения на одном атоме (см. [1], формула (2.19)) необходимо заменить интегрирование по переменной \mathbf{k} суммированием по дискретным переменным n, m, l , поскольку периодическая среда может принимать только дискретные импульсы, обратно пропорциональные периодам соответствующих осей кристаллической решетки. Эта процедура сводится к следующей замене:

$$\int_{\delta} \frac{dk_1}{k_1^2} \int dk_2 \int dk_3 \rightarrow \sum_{n,m,l} \frac{2\pi}{d} \left[\frac{2\pi}{d} n \cos \theta + \left(\frac{2\pi}{f} m \sin \alpha - \frac{2\pi}{b} l \cos \alpha \right) \sin \theta \right]^{-2}, \quad (26')$$

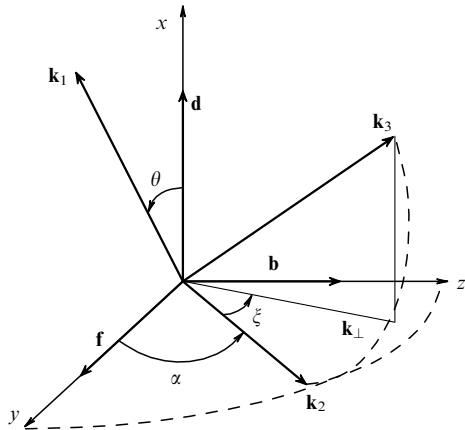


Рис. 6. Относительное расположение осей прямоугольной решетки и координатных осей, связанных с движением частицы. Оси x, y, z выбраны вдоль осей прямоугольной решетки $\mathbf{d}, \mathbf{f}, \mathbf{b}$. Ось k_1 направлена вдоль движения частицы. Угол θ — угол влета частицы относительно оси x . Плоскость k_3, k_2 пересекает плоскость кристаллографической решетки y, z вдоль линии (узлов) \mathbf{k}_\perp . Она перпендикулярна оси x и направлена по вектору $[\mathbf{xk}_1]$. Угол α — угол между осью y и \mathbf{k}_2 ; ξ — угол между $\mathbf{k}_\perp = (\mathbf{k}_2^2 + \mathbf{k}_3^2)^{1/2}$ и \mathbf{k}_2 .

где δ — величина, обратная длине когерентности (1), d, f, b — постоянные решетки, а θ и α — полярный и азимутальный углы Эйлера, определяющие положение координатных осей k_1, k_2, k_3 , связанных с движущейся частицей, относительно осей кристалла (рис. 6). Используя углы Эйлера θ, α (третий угол Эйлера η [1] для удобства выбран равным нулю) и условие, при котором решетке может передаваться вдоль осей x, y, z квантовый импульс,

$$k_x = \frac{2\pi}{d} n, \quad k_y = \frac{2\pi}{f} m, \quad k_z = \frac{2\pi}{b} l,$$

получим

$$k_1 = k_x \cos \theta + (k_y \sin \alpha - k_z \cos \alpha) \sin \theta.$$

Рассмотрим случай, когда когерентная длина значительно превышает постоянные решетки кристалла. Тогда значение интеграла или суммы (26') при $\delta \ll 1$ определяется областью около нижнего предела. Разница состоит лишь в том, что в случае кристалла интегрирование нужно заменить суммированием по дискретным значениям n, m, l . Это и приводит к значительному усилению интенсивности тормозного излучения в кристаллических средах по сравнению с аморфными. Действительно, в этом случае в правой части выражения (26') по сравнению с левой частью (при некоторых значениях параметров) появляется дополнительный множитель $2\pi/d\delta \gg 1$, который приводит к пиковой структуре (основным максимумам) в спектре тормозного излучения [1].

Для малых углов влета электрона относительно оси x , т.е. при $\theta \ll 1$, основные максимумы будут давать значения $n = 0$ и m, l , удовлетворяющие следующему условию:

$$\left(\frac{2\pi}{f} m \sin \alpha - \frac{2\pi}{b} l \cos \alpha \right) \theta \geq \delta. \quad (27)$$

Если можно подобрать значения θ, m, l, α таким образом, чтобы выполнялось приведенное выше условие, то усиление тормозного излучения в кристалле будет мак-

симальным и происходить при углах влета

$$\theta = \theta_{\text{eff}} \approx \delta \left(\frac{2\pi}{f} m \sin \alpha - \frac{2\pi}{b} l \cos \alpha \right)^{-1}. \quad (28)$$

Для широкого класса кристаллов $\theta_{\text{eff}} \sim 100 mc^2/E$, т.е. значительно больше характерных углов тормозного излучения при $E \gg mc^2$. При $\theta = 0$, т.е. при влете вдоль оси кристалла, основные максимумы в спектре КТИ появиться не могут, и интенсивность КТИ резко уменьшается (см. ниже случай КТИ типа Б).

Из экспериментальных работ, опубликованных после издания [1], стоит отметить исследования группы Р. Авакяна, выполненные в Ереванском физическом институте [92а], в которых была достигнута рекордная степень поляризации и монохроматичности КТИ, а также серию работ, осуществленных на японском ускорителе, в которых, используя КТИ, с 2%-ной точностью были определены формфакторы для атомов кремния и алюминия [92б].

Интерес к исследованиям КТИ и образования электрон-позитронных пар фотонами с энергиями в интервале 100–1000 МэВ в кристаллах алмаза, выполненным в работах [93а], был вызван теоретическими результатами [93б], также полученными после выхода в свет публикации [1]. В [93б] рассмотрен так называемый Б-тип КТИ и рождения пар (подробнее см. [31], раздел 11.3). В последние годы этот случай нашел применение при рассмотрении излучения при каналировании частиц низких энергий (см. раздел 8.2).

Однако дальнейшее исследование радиационных процессов показало, что существующая теория КТИ не может объяснить многие экспериментальные данные. Необходимо учет эффектов каналирования (см. раздел 6.2) при низких энергиях, а также эффектов, связанных с неприменимостью борновского приближения при сверхвысоких энергиях (см. раздел 6.1). Подробнее эти теоретические вопросы изложены в разделах 8, 9 после ознакомления с экспериментальными исследованиями в этих областях (раздел 6).

В настоящее время КТИ продолжает широко использоваться в ядерной физике высоких энергий, и поэтому необходимо определить границы его применимости. В монографии [1, § 12] рассмотрено КТИ в тонком кристалле и аргументируется возможность применения борновского приближения в более широкой области. В обзоре [31] показано, что теория КТИ справедлива и за пределами борновского приближения вплоть до очень высоких энергий налетающей частицы, когда появляется излучение, получившее название излучения в постоянном поле. Мы в дальнейшем специально остановимся на этом предельном случае, который имеет глубокую физическую причину, связанную с введением в теорию когерентной длины.

Хорошо известно [9, 10], что при прохождении заряженных частиц через кристалл благодаря действию поля кристаллической решетки траектории частиц искажаются и тем больше, чем ближе подходит заряженная частица к кристаллографическим плоскостям либо к осям кристалла (подробнее см. разделы 6, 7). Это движение получило название плоскостного или осевого каналирования соответственно и существенно зависит от знака заряда рассеиваемой частицы (рис. 7, 8). Если позитрон, обладая положительным зарядом, совершает

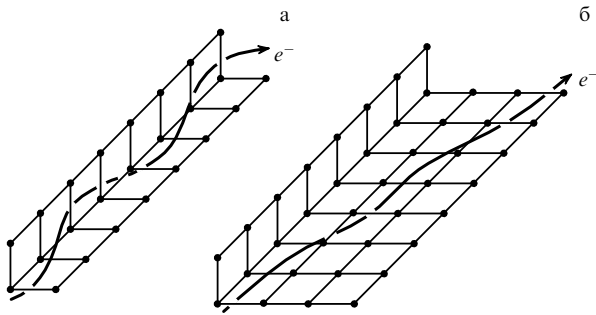


Рис. 7. Осевое (а) и плоскостное (б) каналирование электрона [126].

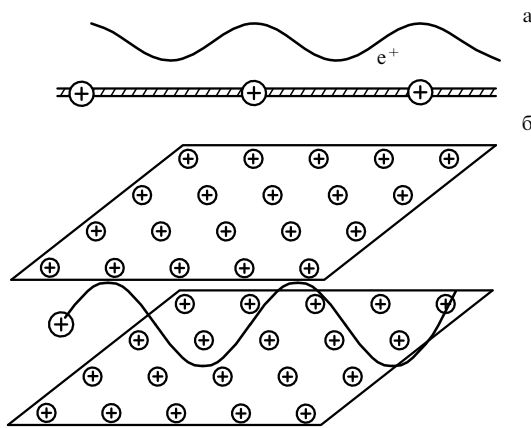


Рис. 8. Осевое (а) и плоскостное (б) каналирование позитрона.

периодическое движение между плоскостями, то электрон, обладая отрицательным зарядом, будет пересекать их. В случае осевого каналирования электрон навивается на ось, а позитрон отталкивается от нее. Каналирование определяется процессами рассеяния на кулоновских центрах, однако борновское приближение, использованное в [1], его не описывает. Существенно отметить, что каналирование может быть описано на основе классической теории поля и соответствует классическому поведению частицы [9], в то время как рассеяние частиц в периодических структурах, когда становятся существенны интерференционные явления, отражает волновые свойства материи и должно рассматриваться квантово.

Процессы каналирования связаны с движением в поле кристаллической решетки и были исследованы в ядерной физике низких энергий [9, 10]. В конце 70-х годов эти исследования были перенесены в радиационную физику высоких энергий и выполнены, в основном, советскими физиками [8]. Чтобы упростить изложение обзора, теоретические вопросы каналирования, а также радиационные процессы при учете эффектов каналирования рассматриваются в разделах 7–9.

Естественно, что те частицы, которые не вовлекаются в процесс каналирования, излучают обычным образом, т.е. если когерентная длина меньше расстояний между кулоновскими центрами, излучение будет соответствовать пределу Бете–Гайтлера, в обратном случае — КТИ.

Приведем следующий критерий, когда влиянием каналирования на радиационные процессы можно пренебречь (подробнее см. разделы 7–9). Обратимся к рис. 9, обозначим θ угол между импульсом электрона и осью x ,

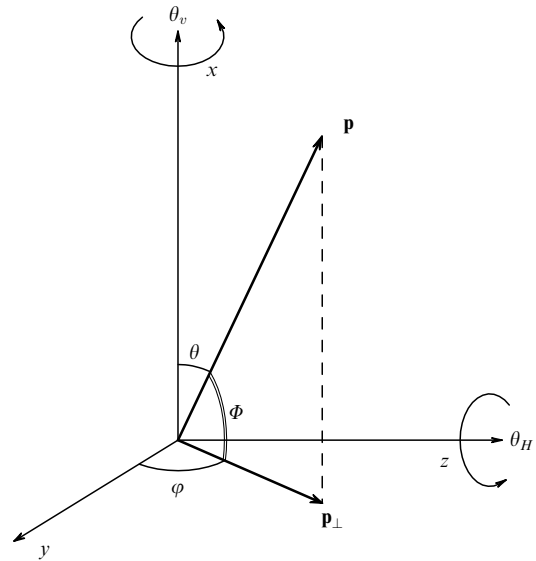


Рис. 9. Относительное расположение импульса электрона и осей кристалла. Оси x, y, z направлены вдоль кристаллографических осей кубического кристалла. Направление движения частицы с импульсом \mathbf{p} определяется полярным углом θ относительно оси x , φ — угол между проекцией импульса на плоскость y, z и осью y . Угол наклона $\Phi = \theta \sin \varphi$ — угол между \mathbf{p} и плоскостью y, z . Углы вращения вокруг вертикальной оси x $\theta_v = \theta \cos \varphi$, вокруг горизонтальной оси z $\theta_H = \sin \varphi$.

по которой направлена одна из осей кристалла, φ — угол между проекцией импульса на плоскость y, z и осью y и $\Phi = \theta \sin \varphi$ — угол между импульсом \mathbf{p} и плоскостью y, z . Обратим внимание на то, что угол φ связан с введенным выше углом Эйлера α (см. рис. 6) определенным соотношением.

Очень важное значение в процессах каналирования частиц в широкой области энергий (от нерелятивистских до ультрарелятивистских) приобретает угол Линдхарда, введенный в ядерную физику низких энергий,

$$\theta_L = \sqrt{\frac{2U_0}{\beta^2 E}}, \quad (29)$$

где E — энергия излучающей частицы, U_0 — глубина межплоскостного или осевого потенциала. Если $\theta \ll \theta_L$, то осуществляется плоскостное или осевое каналирование и результаты КТИ должны быть пересмотрены. В случае выполнения противоположного неравенства для углов $\theta \gg \theta_0$, где $\theta_0 = U_0/mc^2$, теория КТИ сохраняет свою силу. При углах $\theta \ll \theta_0$, но при условии $\theta \gg \theta_L$ излучение имеет магнитотормозной характер [30, 96, 17–19].

Уже в первых экспериментах по исследованию КТИ было замечено, что при малых углах влета относительно кристаллографических плоскостей, где согласно теории КТИ (см. [1], § 9, формула (9.12)) излучение должно зануляться (в те годы Б-тип КТИ еще не был исследован), интенсивность его не исчезает. На этот факт обратили мое внимание Н.В.К. Пановский из Стэнфорда во время Киевской конференции в 1959 г. и в те же годы Р. Авакян из Ереванского физического института. Более того, в 1970 г. Б. Берман в первой из работ [94] измерил интенсивность тормозного излучения электронов и позитронов с энергиями 16–28 МэВ вблизи угла

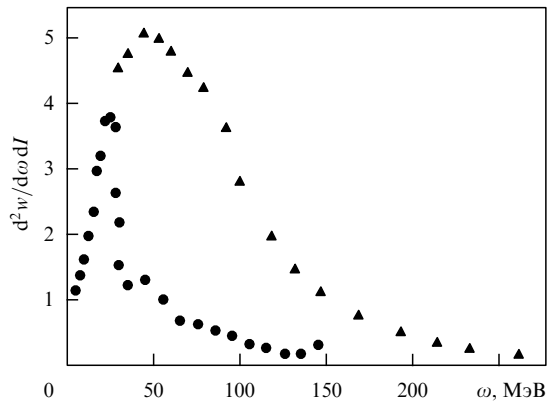


Рис. 10. Спектральные распределения излучений электронов (▲) и позитронов (●) с энергиями 4,5 ГэВ при плоскостном каналировании вдоль плоскости (110) в кристалле алмаза [95а].

Линдхарда, которая оказалась различной, что противоречило теории КТИ без учета эффектов, связанных с каналированием частиц. Авторы работы связали это явление с эффектами каналирования, зависящими от знака заряда.

Начиная с середины 70-х годов, когда были опубликованы первые теоретические работы в этой области [8], положение существенно изменилось, что привело к дальнейшему развитию теории тормозного излучения с учетом эффектов каналирования. Кроме упомянутых выше работ [94] необходимо отметить исследования в области высоких энергий, выполненные группой Р. Авакяна на линейном ускорителе в Стэнфорде на позитронах с энергиями 2–16 ГэВ и на кольцевом ускорителе в Ереване на пучке электронов с энергией 4,5 ГэВ [95а]. На рисунке 10 приведены спектральные распределения КТИК для позитронов и электронов с энергией 4,5 ГэВ в кристалле алмаза, которые резко отличаются друг от друга.

В работе [95б] исследована ориентационная зависимость излучений электронов и позитронов с энергиями 150 ГэВ в кристалле германия при осевом каналировании. Авторы указывают, что отличие от теории КТИ проявляется только в небольшой области углов вблизи оси каналирования. При этом спектры излучений начинают зависеть от заряда частицы, и спектр излучения электронов напоминает спектр магнитотормозного излучения в квантовом пределе (см. раздел 9.3).

Излучению при учете каналирования посвящено большое количество оригинальных работ, ссылки на которые можно найти в обзорных статьях [12, 14–19], монографиях [20–23, 27–31, 96] и материалах последних конференций [90, 91].

Для упрощения изложения мы приведем вначале краткий обзор экспериментальных результатов, полученных в последнее время, а в разделах 7–9 рассмотрим их теоретическую интерпретацию.

6. Радиационные эффекты при учете каналирования (эксперимент)

6.1. Высокие энергии

Вероятности радиационных процессов в поле кристаллической решетки должны существенным образом

измениться по сравнению с КТИ, если излучающая частица попадает в режим каналирования (см. следующие разделы). Возникающее при этом излучение также именуют иногда КТИ [30], однако ради удобства мы в дальнейшем будем обозначать его для области высоких энергий КТИК, чтобы подчеркнуть, что влиянием каналирования пренебрегать нельзя. Теория КТИК была развита, в основном, учеными бывшего СССР [8, 12, 14–23, 27–31].

Физику этого сложного явления можно понять, если перейти в систему координат, в которой излучающая частица до столкновения покоится, и, используя метод псевдофотонов, рассмотреть рассеяние поля кристаллической решетки на заряженной частице. Для определенности выберем осевое каналирование. На излучающую частицу согласно изложенному в разделе 5 при $v \rightarrow c$ будут действовать поля (сжатые в виде блина) линейно поляризованных плоских волн атомов, периодически расположенных на оси кристаллической решетки (см. рис. 5). Разлагая электрическое поле движущейся решетки в интеграл по времени и используя сечение комптоновского рассеяния, можно оценить вероятность излучения, как это было продемонстрировано в разделе 5 в борновском приближении, и при осевом каналировании (подробнее см. раздел 9). Ясно, что вероятность КТИК вне рамок борновского приближения будет зависеть от характера движения частицы в поле решетки, который, в свою очередь, определяется параметрами решетки, направлением скорости частицы относительно осей кристаллической решетки и зарядом частицы. Аналогичные рассуждения можно применить и к излучению при плоскостном каналировании. Однако физика этого явления значительно сложнее, чем физика КТИ, хотя при выполнении условий, приведенных в конце раздела 5, КТИК переходит в КТИ. Теоретические вопросы ориентационных эффектов более подробно рассмотрены в разделе 7, а теоретическому исследованию радиационных эффектов при каналировании посвящены разделы 8, 9.

В отличие от КТИ спектральные распределения излучений электронов и позитронов резко отличаются друг от друга из-за различия их движений в поле кристаллической решетки. В последнее время для сравнения результатов экспериментов при высоких энергиях с теорией, в основном, используют квазиклассическую теорию КТИК, разработанную группой теоретиков из Института ядерной физики в Новосибирске [30], а для рождения электрон-позитронных пар — работы теоретиков из Минска [18] и в публикациях [97]. К сожалению, математически они достаточно сложны для подробного изложения в настоящем обзоре (см. раздел 9).

Основные физические результаты с использованием несколько видоизмененного метода псевдофотонов были независимо получены Линдхардом [98], который дал интерпретацию экспериментам, где были впервые обнаружены интенсивные всплески излучения жестких фотонов, превышающие сечение Бете–Гайтлера в 50 раз, обусловленные магнитотормозным излучением [99], хотя, как было выяснено в следующей работе тех же авторов, эффект оказался неоднозначен из-за кратных процессов излучения фотонов (см. ниже).

В работе [100] теория [30] применена к анализу спектров излучения электронов в условиях перехода от

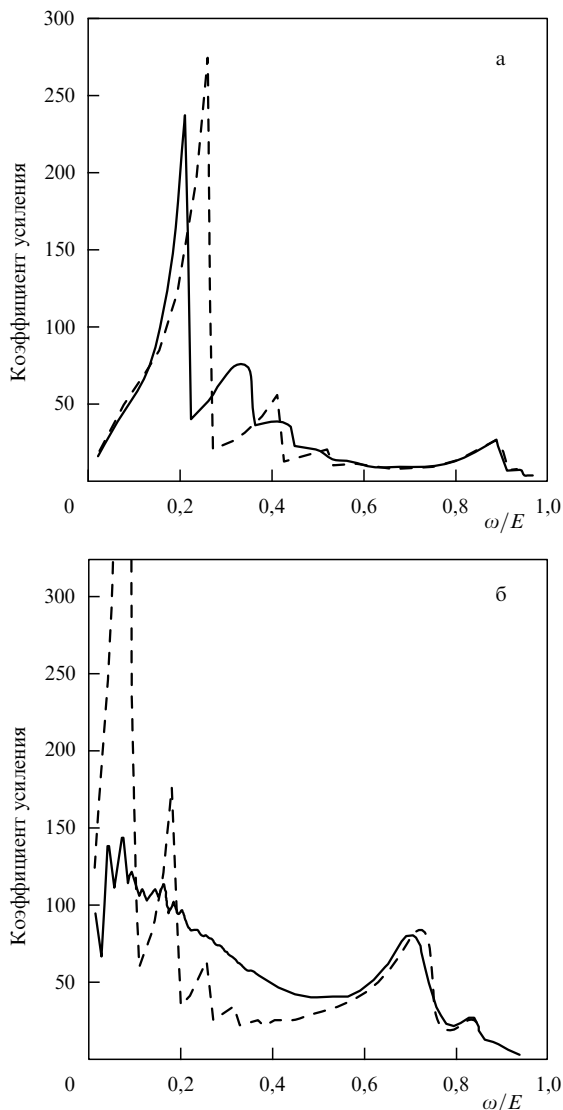


Рис. 11. Коэффициенты усиления интенсивности КТИ (сплошные линии) и КТИК (штриховые линии) при энергии электрона 200 ГэВ при углах влета в кристалл, равных 0,0006 рад (а) и 0,0002 рад (б) в зависимости от ω/E . Угол φ относительно плоскости (110) в обоих случаях составлял 0,04 рад.

осевой ориентации мишени к плоскостной с учетом взаимного влияния близких цепочек атомов. Для иллюстрации на рис. 11а, б приведены графики для коэффициентов усиления интенсивности КТИ и КТИК в зависимости от энергии излученного фотона, для различных энергий и различных углов влета электронов в кристалл, когда эффекты каналирования резко выражены.

В работе [101] рассчитана степень поляризации по квазиклассической теории [30] и по теории КТИ в зависимости от энергии излученных фотонов при различных углах влета в кристалл. Расчеты проведены для переходной области, когда теория КТИ становится неприменимой, а приближение постоянного поля еще не достигнуто. Результаты приведены на рис. 12а, б, где представлены соответствующие графики и для вероятностей процессов. Графики были мне любезно предоставлены сотрудниками Ереванского физического института С. Дарбиняном и Н. Тер-Исаакяном. Из приведен-

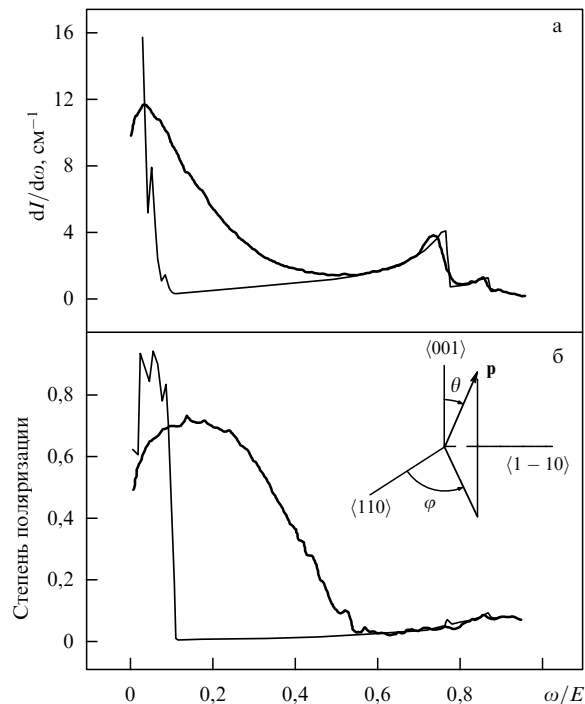


Рис. 12. Теоретические кривые спектральной интенсивности (а) и степени поляризации (б) при каналировании электрона, полученные согласно полуклассической теории (сплошные линии) и по теории когерентного тормозного излучения (пунктирные линии) при энергии электрона 150 ГэВ, угле наклона $\varphi = 0,005$ рад и угле влета $\theta = 0,0003$ рад, в зависимости от ω/E .

ных графиков следует, что для фотонов, энергия которых близка к энергии излучающей частицы, обе теории (для использованных при расчетах численных параметров) приводят примерно к одним и тем же результатам. При $\hbar\omega/E < 0,4$ коэффициенты усиления и степень поляризации резко отличаются.

Экспериментальные данные, полученные в ЦЕРНе при энергиях излучающих частиц 70, 150, 240 ГэВ [102], влетающих под углами 0,1–1,0 мрад относительно осей кристаллов алмаза и кремния, в общих чертах подтверждают результаты расчетов, основанных на теории [30]. При энергиях 150 ГэВ в системе покоя излучающей частицы на нее действует поле порядка 10^{16} В см⁻¹. Поскольку поперечное движение излучающей частицы в течение излучения будет малым, она фактически будет находиться в постоянном магнитном поле и излучение в этих условиях должно соответствовать синхротронному излучению в очень сильных полях. Этот предельный случай в литературе известен как приближение постоянного поля [17, 30, 103]. Подробный анализ этой ситуации проводится в разделе 9.

Эксперимент осуществлен большой коллаборацией ученых из различных стран: Дании, Швейцарии, Италии, Южной Африки, Армении. В экспериментальной работе [102] были обнаружены отдельные пики, обусловленные излучением отдельных фотонов в алмазе, в 50 раз превышающие уровень излучения Бете–Гайтлера. Авторы исследовали переходную область излучения от КТИ до КТИК в зависимости от соотношения угла влета частицы в кристалл алмаза и угла Линдхарда. Авторы предлагают использовать результаты эксперимента для создания квазимонохроматических фотонных

пучков с энергиями в несколько сотен гигаэлектрон-вольт.

Исследования объединенного коллектива были перенесены на процессы когерентного рождения электрон-позитронных пар при каналировании в монокристалле кремния [103] при энергиях фотонов порядка 150 ГэВ. Измеренная вероятность рождения пар для фотонов с энергиями $40 < E < 130$ ГэВ превышала вероятность Бете–Гайтлера до шести раз, что находится в хорошем согласии с расчетами по квазиклассической теории в приближении постоянного поля [30]. Однако для энергий более 130 ГэВ наблюдалось сильное расхождение с теорией, и для объяснения экспериментальных данных необходимо привлекать дополнительные аргументы. (Работа была доложена на конференции в Табарце.)

В этой связи стоит упомянуть более раннюю экспериментальную работу [104] по когерентному рождению пар в кристалле германия фотонами с энергиями 20–150 ГэВ в условиях, когда направление движения пары близко к оси кристалла $\langle 110 \rangle$. Эксперимент был инициирован теоретическими работами [97a]. Однако в указанной работе использовался толстый кристалл, в котором результаты могли быть загрязнены кратными процессами КТИК, хотя авторы и внесли соответствующие поправки. Результаты по рождению электрон-позитронных пар в сравнении с теоретическими расчетами [97b] приведены на рис. 13.

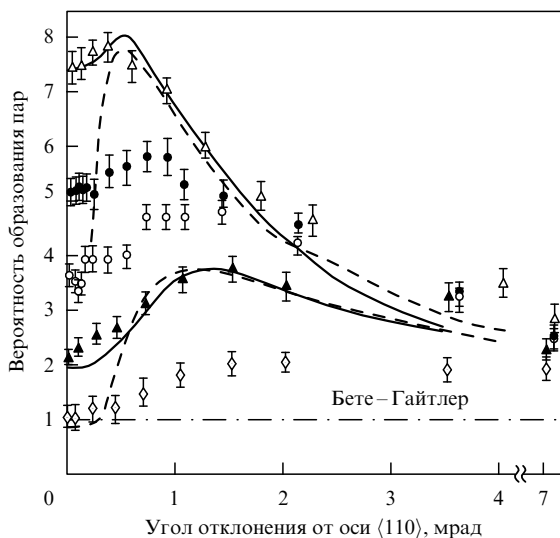


Рис. 13. Вероятность образования электрон-позитронных пар при осевом каналировании в единицах вероятности Бете–Гайтлера в зависимости от угла отклонения от оси $\langle 110 \rangle$. Диапазон энергий фотонов: \triangle — 120–150 ГэВ, \bullet — 90–120 ГэВ, \square — 60–90 ГэВ, \blacktriangle — 40–60 ГэВ, \diamond — 22–40 ГэВ. Штриховая линия — когерентная теория рождения пар, сплошная линия — квазиклассическая теория [104].

Важное значение для физики элементарных частиц будут иметь эксперименты с поляризованными фотонами тормозного излучения при энергиях фотонов в несколько сотен гигаэлектронвольт. КТИ в последние 30 лет широко использовалось для создания пучков линейно поляризованных фотонов в экспериментах по физике элементарных частиц. В последние 10 лет в связи с проблемой, называемой "спин-кризисом", потребовались пучки циркулярной поляризации. Одной из возмож-

ностей создания таких пучков является превращение линейной поляризации пучка в циркулярную с использованием когерентного образования e^+e^- -пар в толстом кристалле. Этот метод предложен Н. Кабибо и основан на том, что сечение образования пар в кристалле зависит от направления линейной поляризации по отношению к плоскости кристалла. Таким образом, сначала надо получить линейно поляризованные пучки с энергией 100–150 ГэВ. Эксперименты, проведенные в ЦЕРНе при энергии электрона 200 ГэВ, показали, что при определенной ориентации кристалла алмаза получают линейно поляризованные фотоны с пиковой энергией 150 ГэВ в соответствии с теорией КТИ. Эксперимент по превращению линейно поляризованных фотонов в циркулярно поляризованные проводится сейчас той же коллаборацией ученых в ЦЕРНе (частное сообщение Р. Авакяна).

Интересные результаты по генерации и детектированию поляризаций фотонов в мультигэвной области энергий при каналировании недавно были получены коллаборацией ученых в ЦЕРНе [105].

Из предыдущих исследований [106] уже было известно, что фотоны при значительно более низких энергиях электронов в случае плоскостного каналирования обладают 100%-ной поляризацией в процессах КТИК. Это было подтверждено и при высоких энергиях электронов [107].

Отметим, что в работе [108], основанной на предложении нескольких авторов (см. [109] и ссылки в ней), излучение при осевом каналировании использовано для генерации позитронов в кристалле вольфрама толщиной 1,2 мм, что составляет несколько радиационных длин. Использование КТИК дает увеличение интенсивности фотонов в 3–3,5 раз в указанном интервале энергий по сравнению с тормозным излучением в аморфной среде.

Угловое распределение жестких фотонов, образованных электронами с энергией 1,2 ГэВ в монокристалле кремния в условиях осевого каналирования, исследовалось в работе [110]. Она явилась продолжением предыдущей работы того же коллектива [111], в которой исследовалась интенсивность излучения каналированных электронов в интервале энергии 200–1100 МэВ для двух углов влета $\theta = 0$ и $\theta = 2^\circ$ относительно оси кристалла кремния.

Обзор процессов каналирования и сопутствующих ему явлений в гэвной области представлен в [96]. Предсказание усиления КТИК за счет затухания энергетических уровней в поперечной движению плоскости были сделаны в ходе работ [112a]. Позже эти предсказания подтвердились в процессах образования пар в кристалле германия [112b].

Результаты теоретических исследований по электромагнитным процессам в ориентированных монокристаллах при высоких энергиях, а также каскадная теория ливней были представлены в докладах на последних конференциях [90, 91], а также изложены в монографиях [30, 31]. Очевидно, что эти процессы значительно сложнее рассмотренных выше, и потребуется время для их теоретического и экспериментального исследования.

6.2. Низкие энергии

Теория радиационных процессов с учетом каналирования при энергиях ниже нескольких десятков мегаэлект-

ронвольт существенно отличается от теории этих процессов при высоких энергиях и не поддается простому теоретическому рассмотрению (см. раздел 8). Для случая низких энергий уравнения движения каналированных частиц установлены Линдхардом еще в 1965 г. [113] и успешно используются в ядерной физике низких энергий. Впервые теория Линдхарда была экспериментально подтверждена Уггерхоем [114]. Исследования того периода в области ядерной физики низких энергий обобщены в большом количестве работ, ссылки на которые можно найти в обзорах [9, 10а].

В дальнейшем теоретические и экспериментальные исследования каналирования были перенесены в область электромагнитных взаимодействий, а результаты этих исследований подытожены в обзоре [106]. После первых публикаций, посвященных теории излучения каналированных частиц [8], и первых экспериментальных результатов, подтверждающих предсказания теории [115], возникло новое направление в изучении электромагнитных процессов при каналировании — ИК.

Следует отметить, что теория каналирования, созданная для рассмотрения проблем ядерной физики низких энергий, в настоящее время находит широкое применение в спектроскопии твердого тела [15]. Она подробно обсуждалась в работах [113, 116, 117] и изложена в последнем из опубликованных обзоров [31], в котором можно найти ссылки на предыдущую литературу по этим вопросам.

Экспериментальные исследования по ИК для энергий излучающей частицы ниже нескольких десятков мегаэлектронвольт были начаты в Дании (Архус), Стэнфордском университете (США) и Ереванском физическом институте (Ереван) [115]. В последние годы они особенно интенсивно проводятся совместными усилиями физических центров в Германии (Дармштадт, Мюнхен и др.).

Как уже отмечалось выше, существуют два предельных случая каналирования — осевое и плоскостное. В первом случае заряженная частица, захватываясь в канал, движется вдоль оси кристалла, испытывая влияние аксиально симметричного кулоновского поля оси кристалла, во втором случае частица испытывает влияние кулоновских полей атомов, расположенных на плоскости (см. рис. 8). Очевидно, что характер движения зависит от заряда частицы. Если изменение импульса частицы мало, т.е. эффективные расстояния в соответствии с соотношением неопределенностей Гейзенберга велики по сравнению с характерными размерами элементарной ячейки кристаллической решетки, то каналированная частица не чувствует дискретности кристаллического поля осей или плоскостей решетки и будет двигаться в поле усредненного потенциала, который был введен Линдхардом.

Каналированная частица в поле усредненного потенциала будет иметь дискретные уровни энергии в плоскости, перпендикулярной направлению движения частицы. Радиационные переходы между уровнями поперечной энергии, которые лежат в области атомных энергий, после преобразования в лабораторную систему координат приведут к появлению жестких фотонов (подробнее см. раздел 8). Такой класс излучения, предложенный и впервые исследованный М. Кумаховым и другими физиками, в основном, бывшего СССР [8], называют излучением каналированных частиц или просто излуче-

нием каналирования (ИК) [27, 28, 31, 115, 117] (подробнее см. раздел 8).

В работе [118] проведено сравнение характеристик ИК с ДРИ в кристалле алмаза в интервале энергий 3–9 МэВ. Оказалось, что интенсивность ИК на три порядка выше интенсивности ДРИ при одинаковых условиях эксперимента, хотя ДРИ практически не имеет фона.

Недавняя публикация [119а] посвящена исследованию одновременной генерации ДРИ и КТИ при энергии электронов 4 МэВ в кристаллах алмаза и кремния. Как и в предыдущей работе [119б], в эксперименте наблюдалась интерференционная картина в направлениях ДРИ, которая подтверждается расчетами авторов работы [119а], основанными на кинематической теории ДРИ.

В работе [120] исследовалось излучение при плоскостном каналировании электронов с энергиями в интервале 5,2–9,0 МэВ в естественных монокристаллах алмаза с толщинами 13, 20, 30, 55 мкм. Поскольку излучение повторяет временную структуру электронного пучка, то это дает возможность получить источник γ -излучения пикосекундной длительности. Кроме того, излучение при плоскостном каналировании имеет целый ряд других важных характеристик (высокую интенсивность 10^{12} фотон с^{-1} , узкую спектральную ширину, легко перестраивается в интервале 10–40 кэВ), что может быть использовано в различных приложениях.

В [121] показано, что ИК при плоскостном каналировании должно быть линейно поляризованным. Этот вывод подтвержден экспериментально в [122, 123]. В работе [123] при энергии излучающего электрона 62 МэВ наблюдались дискретные линии переходов как при плоскостном, так и при осевом каналировании (рис. 14).

В работе [124] исследовано ИК при осевом и плоскостном каналировании электронов с энергией 6,9 МэВ в кристалле германия и проведено сравнение с теоретическими расчетами ИК при низких энергиях.

Еще в работе [125] наблюдалось линейно поляризованное ИК в мэвной области энергий, которое создавалось электронами с энергиями 1 ГэВ. В этом случае дискретные линии излучения при каналировании, как и ожидалось, различить не удалось. В работах [126] исследованы спектрально-угловые и поляризационные свойства ИК и рассмотрены более сложные вопросы, когда осуществляется переход от чисто аксиального каналирования к плоскостному и когда частоты КТИ перекрываются с частотами излучения каналированных частиц. Показано, например [126], что частично линейно поляризованное ИК наблюдается при каналировании вдоль оси $\langle 110 \rangle$, в то время как для оси $\langle 100 \rangle$, имеющей вращательную симметрию, ИК не обладает линейной поляризацией.

В работе [127] исследована температурная зависимость параметров излучения при плоскостном каналировании электронов с энергией 62,8 МэВ в монокристаллах кремния, германия и бериллия от температуры, которая изменялась в интервале от 12 до 330 К. Были найдены энергии переходов в интервале 40–240 кэВ и ширины линий переходов между энергетическими уровнями усредненного потенциала кристаллического поля. На основании экспериментальных данных были определены температуры Дебая.

Обзор экспериментальных и теоретических работ можно найти в [128, 15, 27, 28].

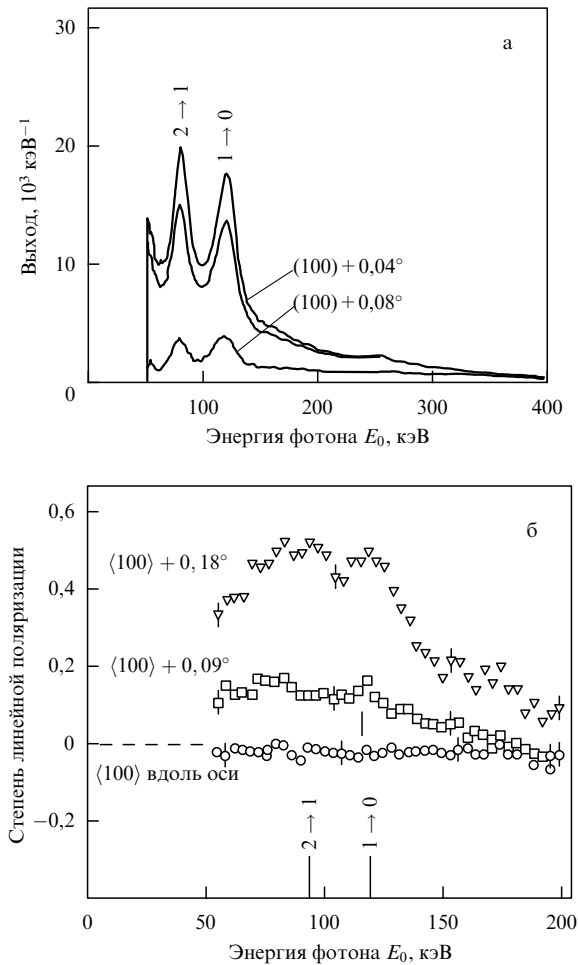


Рис. 14. (а) Интенсивность излучения при каналировании электронов в плоскости (100) в зависимости от энергии излученного фотона при различных углах наклона φ в монокристалле кремния. Энергия электрона равнялась 62 МэВ. На рисунке показаны переходы между дискретными энергетическими состояниями каналированных электронов. (б) Степень линейной поляризации при осевом каналировании вдоль оси $\langle 100 \rangle$ монокристалла кремния и при небольших отклонениях от оси в зависимости от энергии излученного фотона [122, 123].

7. Ориентационные эффекты и каналирование заряженных частиц в кристаллических средах

7.1. Сечения кулоновского рассеяния

Движение релятивистской частицы в поле кристаллической решетки определяется кулоновским рассеянием на атомах кристалла. С атомами решетки, периодически расположенными вдоль направления движения частицы, последняя будет взаимодействовать когерентно, если соответствующая когерентная длина (см. раздел 7.2) будет порядка или больше периода решетки. Возникающие интерференционные явления определяются фазовыми соотношениями между различными актами рассеяния электронных волн на отдельных периодически расположенных атомах и зависят от направления их движения относительно осей кристалла. В дальнейшем изложении эти явления называются ориентационными и их следует рассматривать только квантово. Это качественно меняет картину рассеяния в периодических средах

по сравнению с однородными аморфными средами, в которых интерференционные явления не возникают. Выражение (42) наглядно иллюстрирует это утверждение. Действительно, если амплитуда тепловых колебаний превышает когерентную длину соответствующего процесса (см. раздел 7.2), то интерференционные явления экспоненциально затухают и остается только аморфная часть сечения. В неоднородных аморфных средах благодаря флуктуациям различных физических величин (температуры, плотности и т.д.) будут возникать интерференционные явления, которые приведут к излучению фотонов заряженными частицами. Но эти вопросы должны обсуждаться в публикации, посвященной радиационным процессам в аморфных средах.

В этом разделе мы попытаемся, исходя из простых выражений, рассмотреть ориентационные явления при рассеянии заряженных частиц в кристалле, следуя работе [129]. Для простоты изложения ниже используется борновское приближение.

Приведем здесь небольшую сводку элементарных сечений рассеяния, которыми мы в дальнейшем будем пользоваться. Сечение кулоновского рассеяния на отдельном атоме в борновском приближении, т.е. при $Ze^2/hv < 1$, для заряженных релятивистских частиц со спином, равным $1/2$ (формула Мотта) [130], дополненное экспоненциальной экранировкой, имеет следующий вид:

$$d\sigma_M = \frac{4(Ze^2)^2 E^2}{c^4(q^2 + \hbar^2/R^2)^2} \left(1 - \frac{q^2 c^2}{4E^2}\right) dO', \quad (30)$$

$$q^2 = (\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2 = \left(2p \sin \frac{\vartheta}{2}\right)^2, \quad (31)$$

где \mathbf{p} , \mathbf{p}' — импульсы частицы до и после рассеяния, ϑ , φ — полярный и азимутальный углы рассеяния, Z — заряд ядра, R — радиус экранировки ($25a$), $dO' = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$.

Очевидно, что сечение (30), полученное в первом борновском приближении, не зависит от знака заряда рассеиваемой частицы. Сечение рассеяния с учетом следующего борновского приближения уже зависит от знака заряда, однако поправки будут малы. Это не соответствует экспериментальным данным, в которых наблюдалась сильная зависимость от знака заряда частицы в процессах КТИ [94, 95]. В разделе 6 было отмечено, что указанные расхождения связаны с каналированием, впервые рассмотренным Линдхардом [9]. Мы остановимся подробнее на этих вопросах в последующем изложении.

Однако кроме эффектов каналирования, которые зависят от заряда рассеиваемой частицы и могут быть объяснены на основе классической электродинамики, в экспериментах проявляются интерференционные процессы, приводящие к ориентационным эффектам, и их следует рассматривать квантово. Отметим, что, используя эйкональное приближение, можно значительно продвинуться в решении теоретических проблем ориентационных явлений и каналирования в обоих предельных случаях одновременно (см. монографии [31, 21] и ссылки в них).

Мы для простоты изложения будем пользоваться борновским приближением, которое благодаря уникальным свойствам кулоновского взаимодействия в некоторых случаях дает корректный ответ и за формально установленными границами его применимости. Например, в [130] показано, что формула Мотта (30) имеет

более широкую область применимости, чем область, определяемая борновским условием. В нерелятивистском пределе (30) переходит в известную формулу Резерфорда, которая имеет один и тот же вид как в классической нерелятивистской, так и в квантовой нерелятивистской механике при точных расчетах (т.е. и без использования борновского приближения).

Из приведенных выражений (30), (31) следует, что подавляющее число рассеяний в широком диапазоне энергий будет происходить на малые углы ϑ , порядка или меньшие $\hbar/pR \ll 1$. В этом случае можно опустить последний множитель в (30), который учитывает спиновое взаимодействие электрона с атомом. Тогда формула (30) для малых углов рассеяния ($\vartheta \ll 1$) становится идентичной известной релятивистской формуле Резерфорда, которая получается в классической электродинамике [131].

Таким образом, используемые нами в дальнейшем исходные формулы, описывающие кулоновское рассеяние при малых углах рассеяния, остаются справедливыми в широкой области энергий рассеиваемой частицы — от нерелятивистских до ультрарелятивистских. Конечно, это заключение относится к кулоновскому полю без учета экранирующего поля электронной оболочки, хотя и в этом случае можно, основываясь на эйконоальном приближении, иногда аргументировать использование борновского приближения в более широкой области. В последующем изложении соответствующему сечению рассеяния мы будем иногда приписывать индекс RM.

7.2. Длина когерентности

Перейдем теперь к обсуждению вопроса о длине когерентности при кулоновском взаимодействии. Область пространства, в которой атомы действуют когерентно, определяется когерентной длиной для процессов кулоновского рассеяния, введенной в 1953 г. в работе [129].

Из формул (30), (31) следует, что основной вклад в сечение рассеяния вносят малые углы рассеяния. При этом передаваемый атому импульс равен $|\mathbf{q}| = 2p \sin \vartheta/2 \approx p\vartheta$, причем передаваемый импульс в направлении, перпендикулярном движению частицы, равен $q_{\perp} \equiv \Delta p_{\perp} = p \sin \vartheta \approx p\vartheta$, а импульс, передаваемый атому вдоль движения частицы равен $q_{\parallel} = 2p \sin^2 \vartheta/2 \approx p\vartheta^2/2$. Поскольку основное количество частиц в соответствии с сечением RM рассеивается на характерные углы порядка \hbar/pR , то импульсы, передаваемые атому в направлении, перпендикулярном и параллельном движению частицы, будут порядка

$$\Delta p_{\perp} \approx \frac{\hbar}{R}, \quad \Delta p_{\parallel} \approx \frac{\hbar^2}{pR^2}. \quad (32)$$

Согласно соотношению неопределенностей Гейзенберга соответствующие им эффективные продольные и поперечные расстояния имеют следующий порядок величин:

$$L_{\text{coh}} = L_{\parallel} \approx \frac{pR^2}{\hbar}, \quad L_{\perp} \approx R. \quad (33)$$

Важно отметить, что эффективные расстояния вдоль движения частицы растут с импульсом частицы и при высоких энергиях могут достигать макроскопических размеров. Поэтому если на этой длине, которая называется когерентной длиной или зоной формирования для

процесса кулоновского рассеяния [129, 1], расположено много атомов, то они будут действовать когерентно и приводить к ориентационным эффектам. Впервые это было показано при исследовании рассеяния в борновском приближении (которое в рассмотренном случае оправдано) на двухатомной молекуле I_2 [129, 1]. Оказалось, что средний квадрат угла рассеяния на молекуле (который соответствует сечению рассеяния) будет не в два раза больше среднего квадрата угла рассеяния на отдельном атоме, а в четыре, если молекула ориентирована вдоль движения рассеиваемой частицы. По-видимому, это было первым предсказанием ориентационных эффектов при высоких энергиях.

Очевидно, что эти выводы относятся к основному количеству частиц, рассеяние которых происходит вблизи характерных углов рассеяния. При рассеянии на большие углы соответствующие им когерентные длины уменьшаются, и в пределе больших углов рассеяние и сопутствующие ему реакции должны происходить на отдельных атомах.

Особый интерес для рассмотрения более сложных процессов представляет введение длины когерентности при неупругом кулоновском рассеянии. Исходя из законов сохранения энергии – импульса, введем когерентную длину для произвольного неупругого процесса, обладающего высокой направленностью. Для примера рассмотрим реакции, инициируемые кулоновским рассеянием. Предположим, что в результате рассеяния на атоме заряженной частицы с начальной скоростью \mathbf{v} кроме передачи атому импульса \mathbf{q} происходит излучение фотона, который уносит с собой энергию $\hbar\omega$ (для простоты вывода считаем ее значительно меньше, чем энергия частицы) и импульс $\hbar\mathbf{k} = \omega\sqrt{\epsilon}/c$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость среды, которую необходимо удерживать из-за продольного эффекта плотности среды [132; 1, § 14]. Кроме того может происходить одновременно и произвольный неупругий процесс, энергия которого Q_0 должна быть значительно меньше энергии излучающей частицы. Используем законы сохранения энергии и импульса (мы пренебрегаем энергией отдачи атома) для нахождения длины когерентности:

$$E - E' = \hbar\omega + Q_0, \quad (34)$$

$$\mathbf{p} - \mathbf{p}' = \hbar\mathbf{k} + \mathbf{q}, \quad (35)$$

где E , E' , \mathbf{p} , \mathbf{p}' — начальные и конечные энергии и импульсы частицы. Умножим второе равенство на \mathbf{v} . Тогда для небольших изменений энергии, используя соотношение $\delta E = \mathbf{v}\delta\mathbf{p}$, имеем

$$vq_{\parallel} + \hbar kv \cos \theta' = \hbar\omega + Q_0. \quad (36)$$

Для малых углов излучения фотонов θ' , энергия которых значительно превышает атомные энергии, но мала по сравнению с энергией частицы, получим

$$q_{\parallel} = \frac{\hbar\omega}{v} \left[1 - \frac{v}{c} + \frac{v}{c} \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \frac{v\vartheta}{2c} \left(\frac{\theta'}{2} \right)^2 \right] + \frac{Q_0}{v}, \quad (37)$$

где ω_0 — плазменная частота (10).

Из выражения (37) определяется когерентная длина для данного неупругого процесса рассеяния с сопутст-

вующими процессами излучения, возбуждения и продольного эффекта плотности:

$$L_{\text{coh}} = \frac{\hbar}{q_{\parallel}}. \quad (38)$$

Полученное выражение отличается от (32), что приводит к различным следствиям при рассмотрении физических явлений. В частности, если на атоме происходят одновременно несколько конкурирующих процессов с различными длинами когерентности, то отношения их вероятностей в среде могут значительно отличаться от их отношения на одном центре.

7.3. Когерентное рассеяние в кубическом кристалле (ориентационные эффекты) и осевое каналирование

Проинтегрированное по телесному углу сечение упругого рассеяния (30), которое будет использовано для дальнейших исследований кулоновского рассеяния в трехмерных периодических средах, удобно представить в следующем виде, явно учитывающем закон сохранения энергии:

$$\sigma_{\text{RM}} = \int d\sigma_{\text{RM}} dO' = \frac{4(Ze^2)^2 E}{v^2} \int \frac{\delta(E_p - E_{p'})}{p' q^4} d\mathbf{p}'. \quad (39)$$

В правой части (39) интегрирование производится по фазовому объему

$$d\mathbf{p}' = dp'_x dp'_y dp'_z = p'^2 dp' dO'. \quad (40)$$

Простоты ради будем считать, что все атомы кубической решетки одинаковы, и использовать экспоненциальную экранировку. В этом случае с учетом соотношений (39), (40) сечение упругого кулоновского рассеяния в борновском приближении в кристалле принимает вид [129]

$$d\sigma = 4 \frac{(Ze^2)^2 E}{v^2} \int \frac{\delta(E_p - E_{p'}) d\mathbf{p}'}{p' [(\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2 + (\hbar^2/R^2)]} \times \left| \sum_i \exp \left[\frac{i(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \mathbf{r}_i}{\hbar} \right] \right|^2, \quad (41)$$

где символ интеграла относится к интегрированию по абсолютной величине p' . Обратим внимание на то, что в работе [129] рассмотрен ультрарелятивистский случай (в связи с этим в исходной формуле (8) цитированной работы в знаменателе вместо v^2 стоит c^2), а также опущен символ интеграла по dp' . Средний квадрат когерентного (интерференционного) угла рассеяния введен и подробно рассмотрен в [129]. Полученные там выражения могут быть легко применены для исследования сечений кулоновского рассеяния, которые являются предметом дальнейшего изложения.

Выражение (41) отличается от обычного сечения Мотта (30), в котором присутствует множитель, зависящий от спина рассеиваемой частицы (при малых углах рассеяния им можно пренебречь), наличием интерференционного множителя, который для учета неупругих столкновений необходимо усреднить при помощи начальной волновой функции кристалла [129, 1]. Результат хорошо известен и сводится к замене интерференционного множителя (обоснование такой замены приведено в

[129, 1]) выражением

$$\left| \sum_i \exp \left[\frac{i(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \mathbf{r}_i}{\hbar} \right] \right|^2 = N [1 - \exp(-2M)] + \exp(-2M) \left| \sum_i \exp \left[\frac{i(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \mathbf{r}_{i0}}{\hbar} \right] \right|^2, \quad (42)$$

где \mathbf{r}_{i0} — равновесные положения атомов решетки, N — полное число атомов в кристалле,

$$2M = \frac{|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|^2 \overline{u^2}}{\hbar} \quad (43)$$

— тепловой фактор Дебая–Валлера, $\overline{u^2}$ — средний квадрат амплитуды тепловых колебаний атомов кристалла.

Как видно из приведенных выражений, полное сечение рассеяния распадается на две части: $\sigma = \sigma_{\text{am}} + \sigma_{\text{coh}}$, где первое слагаемое соответствует обычному сечению рассеяния Резерфорда–Мотта в аморфной среде, умноженному на $1 - \exp(-2M)$:

$$d\sigma_{\text{am}} = N [1 - \exp(-2M)] d\sigma_{\text{RM}}. \quad (44)$$

Второе слагаемое определяет сечение интерференционного (когерентного) рассеяния, которое и будет в дальнейшем исследоваться для кубического кристалла:

$$d\sigma_{\text{coh}} = d\sigma_{\text{RM}} \left| \sum_i \exp \left[\frac{i(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \mathbf{r}_{i0}}{\hbar} \right] \right|^2 \exp(-2M). \quad (45)$$

Что касается аморфного сечения, то оно будет вносить вклад во все процессы рассеяния электронов в веществе, пропорциональный числу атомов, т.е. каждый процесс, связанный с когерентным рассеянием, будет сопровождаться аналогичным некогерентным процессом. В настоящем разделе вкладом аморфной части интересоваться не будем. Отметим только, что при усреднении интерференционной части сечения рассеяния по всем возможным направлениям влета в кристалл в рассматриваемом нами приближении сумма аморфной и интерференционной частей приводит к обычному выражению для сечения рассеяния в аморфной среде.

Такое разделение, предложенное в [129], сейчас принимается во многих работах. Но при рассмотрении более тонких явлений, таких, например, как радиационные процессы с переходом атомов или даже ядер в определенные возбужденные состояния, влияние дополнительных внешних воздействий на положения атомов в кристаллической решетке и т.д., может оказаться необходимым пересмотреть выражение (42). Для этого потребуется постановка более точных экспериментов в области высоких энергий, в частности при наличии других взаимодействий, кроме основного кулоновского взаимодействия.

Полное сечение когерентного (интерференционного) рассеяния после введения указанных выше преобразований и интегрирования (45) по фазовому объему (при этом вместо угловых переменных для дальнейшего анализа в соответствии с (40) удобнее перейти к новым переменным) можно представить в следующем виде:

$$\sigma_{\text{coh}} = \int d\sigma_{\text{RM}} \left| \sum_i \exp \left[\frac{i(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \mathbf{r}_{i0}}{\hbar} \right] \right|^2 \exp(-2M) p'^2 dp'. \quad (46)$$

Выражение (46) без интерференционного и теплового множителей после интегрирования по p' совпадает с выражением (30) без поправочного члена, связанного со спином частиц, и, следовательно, может применяться в более широкой области, т.е. и вне борновского приближения.

Для элементарного рассмотрения когерентных эффектов предположим, что частица влетает под малым углом θ относительно оси x кубического кристалла с постоянной решетки a . Для простоты мы пренебрегаем структурным фактором, учет которого приведет к появлению некоторого множителя (см. [1, с. 410]). Примем, что кристалл выбран в виде пленки бесконечных размеров в плоскости y, z с числом атомов N_1 вдоль оси x . В этом случае при $\mathbf{p} \sim p_x$, т.е. когда $\cos \theta \sim 1$, имеем

$$\left| \sum_i \exp \left[\frac{i(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \mathbf{r}_{i0}}{\hbar} \right] \right|^2 = \lim_{\substack{N_2 \rightarrow \infty \\ N_3 \rightarrow \infty}} N_2 N_3 \left(\frac{2\pi}{a} \right)^2 \times \\ \times \delta \left(\frac{p'_y - p_y}{\hbar} - \frac{2\pi}{a} m \right) \delta \left(\frac{p'_z - p_z}{\hbar} - \frac{2\pi}{a} l \right) \times \\ \times \sin^2 N_1 \left(\frac{p'_x - p_x}{2\hbar} a \right) \left[\sin^2 \left(\frac{p'_x - p_x}{2\hbar} a \right) \right]^{-1}. \quad (47)$$

Подставив (47) в (46), проинтегрировав по p'_x, p'_y, p'_z и разделив на площадь пленки S , получим вероятность рассеяния ультрарелятивистских частиц

$$\frac{\sigma_{\text{coh}}}{S} = 4 \frac{(Ze^2)^2}{v^2 p p'_x} n_2 n_3 \left(\frac{2\pi}{a} \right)^2 \times \\ \times \sum_{ml} \frac{(2\pi/a)^2 (m^2 + l^2) + (p'_x - p_x)^2 / \hbar^2}{\left\{ (2\pi/a)^2 (m^2 + l^2) + (p'_x - p_x)^2 / \hbar^2 + 1/R^2 \right\}^2} \times \\ \times \exp \left\{ - \left[\left(\frac{2\pi}{a} \right)^2 (m^2 + l^2) + \frac{(p'_x - p_x)^2}{\hbar^2} \right] u^2 \right\} \times \\ \times \sin^2 N_1 a \frac{p'_x - p_x}{2\hbar} \left[\sin^2 a \frac{p'_x - p_x}{2\hbar} \right]^{-1}. \quad (48)$$

Здесь $n_2 n_3$ — плотность числа частиц в плоскости y, z ; p'_x определяется из условий

$$p'^2 = p^2; \quad p'_y = p_y + \frac{2\pi\hbar}{a} m; \quad p'_z = p_z + \frac{2\pi\hbar}{a} l, \quad (49)$$

т.е.

$$p_x'^2 = p_x^2 - \frac{4\pi\hbar}{a} (mp_y + lp_z) - \left(\frac{2\pi\hbar}{a} \right)^2 (m^2 + l^2). \quad (50)$$

Значения m и l ограничены величиной амплитуды тепловых колебаний, т.е. условием

$$\frac{2\pi\hbar}{a} \sqrt{m^2 + l^2} \leq \frac{\hbar}{\sqrt{u^2}}. \quad (51)$$

Для большинства кристаллов можно считать верхний предел m и l числами порядка десятков. Поэтому в релятивистской области $p'_x \approx p_x$. Функция σ_{coh} имеет резко выраженные максимумы. Они появляются при выполнении условия

$$p'_x = p_x + \frac{2\pi\hbar}{a} n \pm \frac{2\hbar}{N_1 a}, \quad (52)$$

где $n = 0, 1, \dots$

Комбинируя (50) с (52), мы получаем условие появления максимумов в виде

$$n\alpha + m\beta + l\gamma = \frac{2\pi\hbar}{pa} (m^2 + l^2 + n^2) \pm \frac{\alpha}{\pi N_1}, \quad (53)$$

где α, β, γ — направляющие косинусы движущейся частицы относительно осей кристаллической решетки. Если для заданного направления влета найдутся такие тройки чисел n_i, m_i, l_i , что (53) удовлетворяется, то

$$\frac{\sigma_{\text{coh}}}{S} = 4 \left(\frac{Ze^2}{vp} \right)^2 n_2 n_3 N_1^2 \times \\ \times \sum_{m_i l_i n_i} \frac{(m_i^2 + l_i^2 + n_i^2) \exp[-(m_i^2 + l_i^2 + n_i^2)/b^2]}{[m_i^2 + l_i^2 + n_i^2 + (a^2/4\pi^2 R^2)]^2}, \quad (54)$$

где

$$b^2 = \frac{a^2}{4\pi^2 u^2}. \quad (55)$$

Если же условие (53) не может быть выполнено, то σ_{coh} становится малым (отсутствует множитель N_1^2) и основной вклад в кулоновское рассеяние в этих направлениях вносит аморфное сечение рассеяния (44).

Это будет проявляться в тормозном излучении следующим образом: на фоне аморфной части тормозного излучения, соответствующей аморфному сечению рассеяния (44), при заданном угле излучения фотона θ' должны наблюдаться резкие выбросы (пики) в области определенных частот (в соответствии с (27)), обусловленные влиянием ориентационных эффектов, что хорошо иллюстрируют графики, приведенные на рис. 11, 12, а также экспериментальные исследования прошлых лет [1]. Эти явления будут наиболее ярко выражены при излучении мягких фотонов, когда сечение тормозного излучения можно представить в виде произведения сечения рассеяния на вероятность тормозного излучения, что также подтверждается приведенными на рис. 11, 12 графиками.

Для непосредственного использования формулы (54) необходимо провести детальный анализ направлений с интенсивным рассеянием, в частности нужно указать их число, их ширину, их расположение в кристаллической решетке. Анализ показывает [129], что эти направления, в основном, концентрируются вдоль плоскостей кристаллической решетки, содержащих большое число атомов, причем происходит значительное взаимное перекрытие отдельных максимумов.

Согласно (54) сечение когерентного рассеяния пропорционально N_1^2 , поэтому при достаточно большом N_1 электрон, рассеиваясь, отклонится от тех направлений, где удовлетворяется условие (53), и попадет в область направлений, где рассеяние мало. Это явление может повторяться, что приводит к необходимости рассмотрения процессов многократного рассеяния. Поэтому ограничимся только теми направлениями, для которых (53) выполнено (направления максимумов). В случае, когда частица движется вдоль оси x (т.е. $\alpha \approx 1$), для выполнения условия (53) необходимо положить $n = 0$ и просуммировать вероятность рассеяния (54) по всем допустимым значениям m и l , которые ограничены условием (51)

$$m^2 + l^2 \leq \frac{a^2}{4\pi^2 u^2} \approx 100.$$

Входящую в (54) сумму можно представить в виде

$$A = \frac{4\pi^2 R^2}{a^2} \sum_{m,l=0}^{\infty} \frac{4\pi^2 R^2}{a^2} (m^2 + l^2) \left[(m^2 + l^2) \frac{4\pi^2 R^2}{a^2} + 1 \right]^{-2} \times \exp\left(-\frac{m^2 + l^2}{b^2}\right) = \frac{4\pi^2 R^2}{a^2} C, \quad (54')$$

где C — величина порядка десяти и слабо зависит от \bar{u}^2 . Величина $4\pi^2 R^2/a^2$ для вольфрама равна 0,063, для свинца — 0,024. Величина $(\bar{u}^2)^{1/2}/a$ при нулевой температуре для вольфрама составляет 0,022, для свинца — 0,042, при температуре Дебая для вольфрама — 0,046, для свинца — 0,085. При этих значениях величина C для вольфрама при нулевой температуре равняется 28,76, при температуре Дебая $C = 14,33$, а для свинца соответственно $C = 38,61$ и 14,21. Для большинства кристаллов отношение периода решетки к радиусу экранировки R заключено в интервале 10–40, а отношение радиуса экранировки к амплитуде тепловых колебаний не превышает десяти. Проводя численные оценки, мы пренебрегли структурным фактором, который при расчетах конкретных экспериментов должен учитываться. Обычно используемые кристаллы обладают решеткой типа решеток алмаза, для которых необходимые данные приведены в [1].

Используемое нами борновское приближение будет заведомо нарушено, если сечение кулоновского рассеяния на пленке (длина которой вдоль движения частицы равна $N_1 a$) превысит сумму геометрических сечений атомов, лежащих в плоскости, перпендикулярной движению частицы. Это приведет к эффекту затенения [31], и волновая функция частицы не может быть представлена в виде плоской волны с постоянной амплитудой. Учет этого обстоятельства требует выхода за рамки борновского приближения и ограничивает размеры пленки вдоль направления движения частицы. Из условия

$$\sigma_{\text{coh}} = \frac{4(Ze^2)^2}{v^2 p^2} N_2 N_3 N_1^2 A < N_2 N_3 \pi R^2 \quad (56)$$

находим допустимые размеры кристалла в направлении движения:

$$N_1^2 < \frac{1}{16\pi C \theta^4}. \quad (56')$$

Удивительно, что в условие (56') не входит постоянная Планка. Оно должно выполняться в широкой области энергий, от нерелятивистских до ультрарелятивистских, и определяется исключительно углом Линдхарда (29).

Правая часть неравенства (56') должна значительно превышать единицу, чтобы N_1 могло принимать большие значения. Это накладывает ограничение на угол Линдхарда, значение которого должно быть достаточно малым. Таким образом, ориентационные эффекты могут проявляться только в том случае, когда угол Линдхарда меньше единицы, т.е. если имеет место каналирование. Мы используем неравенство (56') для одномерного кристалла (струны).

Для его исследования вместо трехмерного кристалла нужно рассмотреть одномерную цепочку периодически расположенных на оси x атомов с постоянным шагом решетки a (рис. 15а). Это приближение часто исполь-

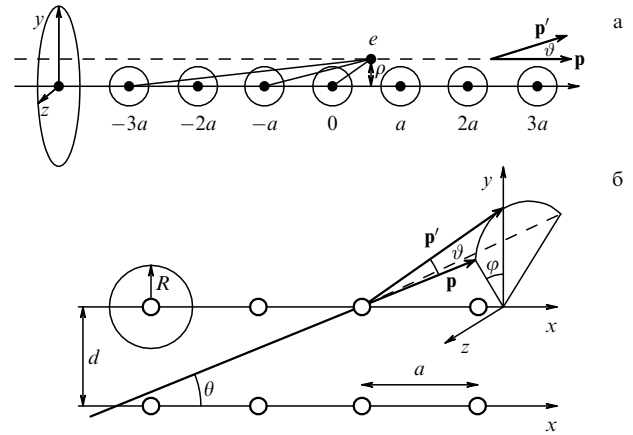


Рис. 15. (а) Рассеяние позитрона в одномерном кристалле (струне): a — расстояние между соседними рассеивающими центрами, ϑ — угол рассеяния на длине когерентности, ρ — расстояние от траектории частицы до струны, \mathbf{p} , \mathbf{p}' — начальный и конечный импульсы позитрона. (б) Рассеяние заряженной частицы, пересекающей струну под углом θ . Углы ϑ , φ определяют направление движения рассеянной частицы относительно направления начального импульса \mathbf{p} . R , d , a — радиус экранировки, расстояние между соседними струнами и период струны соответственно (масштаб не выдержан). Рассеяние в данном случае фактически происходит только на нескольких соседних атомах, так как движущаяся под углом θ к оси струны частица попадает в зону действия (т.е. в сферу с радиусом порядка радиуса экранировки) всего нескольких атомов.

зуется в такого рода задачах и называется приближением одномерной цепочки или струны [9]. Примем, что частица движется параллельно оси x на прицельном расстоянии $\rho = (y^2 + z^2)^{1/2}$ от струны.

Кулоновское рассеяние на цепочке атомов, расположенных вдоль оси x , т.е. в одномерном кристалле, было рассмотрено Линдхардом в его известном обзоре [9]. Исследования Линдхарда базировались на классической электродинамике, т.е. при $Ze^2/\hbar v > 1$, с оценкой квантовых эффектов. Основная идея Линдхарда заключалась в разделении процессов взаимодействия на процессы в направлении движения частицы и процессы, происходящие в поперечном направлении под влиянием введенного им усредненного потенциала. Все последующие работы в этой области в той или иной степени развивают идеи, заложенные в [9].

Если число когерентно участвующих в процессе рассеяния атомов обозначить N_1 , то условие применимости борновского приближения принимает вид

$$\frac{N_1 Z e^2}{\hbar v} < 1. \quad (57)$$

В противоположном случае применимо классическое приближение, которым и пользовался Линдхард.

Для рассеяния на цепочке атомов при малых углах рассеяния можно с успехом применять эйкональное приближение, что и было продемонстрировано в целом ряде исследований (см. [21] и, особенно, [31] и ссылки в ней). Эйкональное приближение в предельных случаях переходит в борновское или в классическое приближение и не требует выполнения условия (57) либо ему противоположного. Вероятность рассеяния на цепочке атомов можно легко получить из выражений, приведенных выше, однако процессы, связанные с каналированием частиц, требуют другого подхода, поскольку они сущест-

венным образом зависят от заряда рассеиваемой частицы. Поэтому мы воспользуемся общепринятым подходом к этому вопросу [9].

Потенциал одномерной решетки (струны) при рассеянии заряженной положительной частицы на атоме берется в виде (25). Вероятность кулоновского рассеяния в борновском приближении определяется следующим выражением:

$$d\sigma = \frac{4(Ze^2)^2 E^2}{(q^2 + \hbar^2/R^2)^2} \left| \sum_i \exp \left[\frac{i(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \mathbf{r}_i}{\hbar} \right] \right|^2 dO', \quad (58)$$

где $\mathbf{r}_i = \rho - n_i \mathbf{a}$ — расстояние от движущейся частицы до атома с координатой $n_i \mathbf{a}$.

Интерференционный множитель для одномерной цепочки определяется общим выражением (42), в котором трехмерное суммирование нужно заменить одномерным по номеру атома n_i , а под N_1 , входящим в (47), понимать полное число когерентно взаимодействующих атомов струны с частицей. Как мы уже указывали выше, число когерентно участвующих атомов в процессе рассеяния равно числу атомов решетки на когерентной длине (33). Поэтому струна длиной $L > L_{\text{coh}}$ должна быть разбита на участки длиной L_{coh} , которые должны быть рассмотрены как единый рассеивающий центр. Более детальное описание процесса рассеяния противоречило бы соотношению неопределенностей. Поэтому классическое рассмотрение [9] имеет также свои границы применимости, связанные с соотношением неопределенностей.

Кроме того, в процессе рассеяния атомы одномерной решетки могут быть возбуждены, а также испытывать тепловые колебания. Учет этих обстоятельств приводит по аналогии с рассмотренным в предыдущем разделе к разделению интерференционного множителя на два: когерентный и аморфный.

Когерентный интерференционный множитель для рассматриваемой задачи, т.е. при движении параллельно направлению струны, имеет следующий вид:

$$\left| \sum_i \exp \left[\frac{i(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \mathbf{r}_{i0}}{\hbar} \right] \right|^2 = \left| \sum_{i=0}^{N_1} \exp \left[\frac{i q_{\parallel} n_i a}{\hbar} \right] \right|^2 = \frac{\sin^2 N_1 q_{\parallel} a / \hbar}{\sin^2 q_{\parallel} a / \hbar}, \quad (59)$$

где \mathbf{r}_{i0} — равновесные координаты атомов. Поскольку $q_{\parallel} = p \vartheta^2 / 2$, рассеяние при $q_{\parallel} = \pi \hbar l / a$, где l — произвольное целое число, будет наблюдаться под углами $\vartheta^2 = 2\pi \hbar l / pa$ и интерференционный множитель обращается в N_1^2 . Это есть эффект, соответствующий радужному рассеянию (см. подробнее [31]). В этом случае, чтобы избежать эффекта затенения, необходимо потребовать выполнения условия

$$\sigma_{\text{coh}} \approx 4 \left(\frac{Ze^2}{vp} \right)^2 N_1^2 A < \pi R^2, \quad (60)$$

которое накладывает ограничение на длину (т.е. на число когерентно действующих атомов) одномерной цепочки:

$$N_1 < \theta_L^{-2}, \quad (61)$$

где θ_L с точностью до коэффициента порядка единицы равен углу Линдхарда (29). Следовательно, ориента-

ционные эффекты проявятся (т.е. N_1 сможет достигнуть значений, превышающих единицу), только если угол Линдхарда будет значительно меньше единицы. В противном случае атомы решетки действуют независимо и теория рассеяния без их учета остается справедливой. Таким образом, интерференционные явления (приводящие к ориентационным эффектам), как мы уже отмечали выше, тесно связаны с эффектами каналирования.

8. Теоретические проблемы радиационных электромагнитных процессов при низких энергиях

8.1. Осевое и плоскостное каналирование

Рассмотрим принципиально важный случай, когда заряженная частица при движении пересекает цепочку атомов. Он важен тем, что при движении даже под небольшим углом на частицу начинает действовать дополнительная сила в поперечном направлении. Введем угол θ между направлением начального импульса \mathbf{p} и осью одномерного кристалла, на которой расположены атомы с координатами $\mathbf{r}_i = n_i \mathbf{a}$, где \mathbf{a} — период струны. Угол между плоскостями, содержащими $\mathbf{p}\mathbf{p}'$ и $\mathbf{p}\mathbf{a}$, обозначим φ (рис. 15б). Используя соотношение

$$\begin{aligned} (\mathbf{p} - \mathbf{p}') \mathbf{r}_i &= pr_i \cos \theta (1 - \cos \vartheta) - pr_i \sin \vartheta \sin \theta \cos \varphi = \\ &= pr_i \frac{\vartheta^2}{2} - pr_i \theta \vartheta \cos \varphi \end{aligned} \quad (62)$$

для малых углов влета частицы и малых углов рассеяния, легко заметить, что первое слагаемое в правой части (62) соответствует изменению импульса частицы вдоль направления скорости, а второй — в поперечном направлении. Выражение (62) входит в интерференционный множитель (59), рассмотренный в предыдущем разделе, при учете только первого слагаемого выражения (62). Очевидно, что учет второго слагаемого в (62) приведет к новым важным физическим эффектам, впервые рассмотренным Линдхардом [9]. Как мы уже указывали выше, теоретические основы каналирования заряженных ядерных частиц, которые базировались на классической электродинамике, были разработаны в 60-е годы Линдхардом с сотрудниками [9]. Основная идея Линдхарда заключалась в разделении процессов взаимодействия на процессы в направлении движения частицы и процессы, происходящие в поперечном направлении под влиянием введенного им усредненного потенциала. Все последующие работы в этой области в той или иной степени развивают идеи, изложенные в [9].

Частица, движущаяся под небольшим углом к струне, испытывает влияние кулоновского поля струны. Это действие обусловлено когерентным действием атомов, расположенных на когерентной длине. Когерентную длину можно определить для конкретно рассматриваемого процесса, исходя из законов сохранения энергии — импульса. Для кулоновского рассеяния результаты приведены в разделе 7.2. Следуя Линдхарду, введем усредненный потенциал струны, действующий в поперечной плоскости,

$$U(y, z) = \frac{1}{L_{\text{coh}}} \int \sum_i U_i(\rho - \rho_i) dx, \quad (63)$$

где $U_i(\rho - \rho_i)$ — кулоновский потенциал i -го атома, умноженный на заряд рассеиваемой частицы (25). В отличие от обычной процедуры Линдхарда усреднение проводится по длине струны порядка когерентной длины для рассматриваемого процесса, в данном случае — для кулоновского рассеяния электронов и позитронов. В случае больших углов рассеяния (когда когерентная длина становится меньше периода используемой цепочки) отдельные атомы решетки действуют независимо друг от друга.

Уравнения движения заряженной частицы (влиянием квантовых эффектов и отдачей будем пока пренебрегать) имеют вид обычных классических уравнений, в которых роль массы выполняет релятивистская масса [9, 31]:

$$\frac{d}{dt} \frac{m\mathbf{v}(t)}{\sqrt{1-\beta^2}} = -\nabla U(y, z). \quad (64)$$

В поперечном направлении они принимают следующий вид:

$$\ddot{\mathbf{p}} = -\frac{c^2}{E_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial \mathbf{\rho}} U(y, z). \quad (65)$$

Здесь энергия частицы вдоль движения E_{\parallel} и энергия E_{\perp} в поперечной плоскости равны

$$E \approx E_{\parallel} = c\sqrt{p_{\parallel}^2 + m^2c^2}, \quad (66)$$

$$E_{\perp} = \frac{E\dot{\mathbf{p}}^2}{2c^2} + U(y, z) \quad (67)$$

и являются отдельно сохраняющимися величинами. Поперечную энергию при $\rho > R$ можно представить в виде

$$E_{\perp} = \frac{E_{\parallel}\dot{\mathbf{p}}^2}{2c^2} = \frac{p_{\perp}^2c^2}{2E} = \frac{1}{2}E\theta^2, \quad (68)$$

где θ — угол между направлением скорости частицы и направлением струны.

Предположим, что атомы струны испытывают малые отклонения гауссова вида от положения равновесия

$$\mathbf{r}_n = \mathbf{r}_{n0} + \mathbf{u}_n. \quad (69)$$

В этом случае усредненный поперечный потенциал

$$U(\rho - \rho_n) = \frac{1}{2\rho u^2 a} \int d^2\mathbf{u} \exp\left(-\frac{\mathbf{u}^2}{2u^2}\right) \times \\ \times \int dx U(\rho - \rho_n + \mathbf{u}, x), \quad (70)$$

где $\overline{u^2}$ — средний квадрат отклонений от положения равновесия атома в струне. Если на атомы струны действуют какие-либо иные силы, вызывающие движения центров тяжести атомов в струне, то нужно усреднять поперечный потенциал с помощью соответствующей функции распределения. После интегрирования для $\rho^2 \gg \overline{u^2}$ имеем

$$U_0(y, z) = \frac{2Zee_1}{a} K_0\left(\frac{\rho}{R}\right). \quad (71)$$

Здесь R — радиус экранировки ($25'$), а K_0 — модифицированная функция Бесселя: $K_0 \approx 1$ при $\rho \sim R$ и быстро убывает при $\rho > R$. Из приведенного выражения следует, что поведение заряженной частицы в плоскости, поперечной струне, будет определяться усредненным потенциалом струны, величина которого порядка атомных потенциалов. Выражение (71) зависит от знака заряда рассеиваемой частицы e_1 . В случае электрона потенциал становится отрицательным. Это приводит к качественному различию поведения частиц с разным знаком заряда, о котором мы неоднократно упоминали выше (рис. 16). Очевидно, что борновское приближение, использованное в разделах 5, 7, для описания такого класса явлений неприменимо.

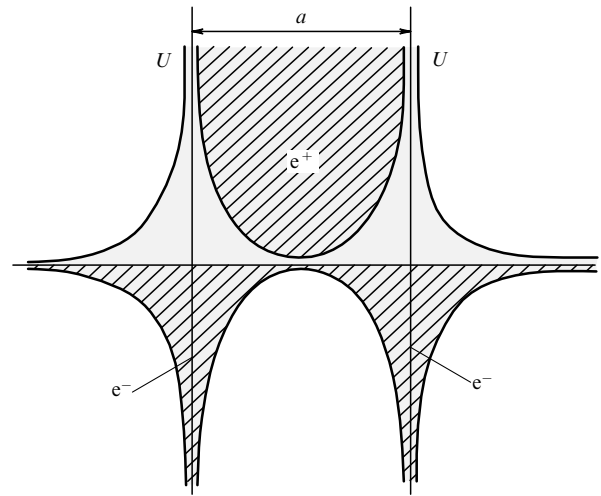


Рис. 16. Потенциальная энергия (потенциал U) в поперечной движению плоскости для позитрона (наверху) и для электрона (внизу).

Заряженная частица в усредненном осевом потенциале (63) может иметь дискретные значения поперечной энергии. Для их определения необходимо рассмотреть аналогичную задачу квантово. В случае осевого каналирования в поперечной плоскости уравнение Шрёдингера примет вид

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\gamma m_0} \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + U(y, z) \right] \psi(y, z) = E_{\perp} \psi(y, z). \quad (72)$$

Разложим потенциальную энергию в ряд по векторам \mathbf{g}_m , которые выполняют роль векторов обратной решетки кристалла. Кристалл представляет собой совокупность периодически расположенных параллельных струн. Усредненный осевой потенциал кристалла будет периодической функцией переменных y, z и его можно представить как

$$U(\mathbf{r}_{\perp}) = \sum_{\mathbf{g}_m} U_{\mathbf{g}_m} \exp(i\mathbf{g}_m \mathbf{r}_{\perp}). \quad (73)$$

Решением уравнения (72) будут блоховские функции, в которых A_n — нормировочная постоянная, а \mathbf{k}_{\perp} — волновой вектор частицы в поперечной плоскости:

$$\psi_n(\mathbf{r}_{\perp}) = \frac{1}{\sqrt{A_n}} \exp(i\mathbf{k}_{\perp} \mathbf{r}_{\perp}) \sum_{\mathbf{g}_m} C_m^n \exp(i\mathbf{g}_m \mathbf{r}_{\perp}). \quad (74)$$

Дальнейшая процедура нахождения собственных функций и собственных энергий является стандартной. Подставив (74) в уравнение (72), получим бесконечную систему зацепляющихся уравнений для определения коэффициентов C_m^n . Ограничиваясь конечным числом членов, сведем задачу к решению системы из N алгебраических линейных уравнений, которая обычно исследуется для нахождения дискретных уровней энергии в поперечной плоскости. В действительности благодаря периодичности кристалла дискретные энергетические уровни представляют собой зоны Бриллюэна, и задача их определения превращается в типичную задачу твердого тела. Она, в частности, подробно исследована в работе [124] для кристалла германия при осевом каналировании электронов.

В случае плоскостного каналирования выражение для усредненной потенциальной энергии $U(z)$ кристаллической решетки можно представить в виде усредненной суммы потенциальных энергий отдельных плоскостей, периодически расположенных параллельно друг другу (см. рис. 8). Ось z направлена перпендикулярно плоскостям решетки. $U(z)$ есть усредненный в плоскости x, y потенциал, который в случае кристалла является периодической функцией z :

$$U(z) = \sum \frac{1}{S} \int_S U_{at}(\mathbf{r}) dx dy. \quad (75)$$

Разложим $U(z)$ в ряд по z :

$$U(z) = \sum_{m=-N}^{m=+N} U_m \exp(imgz) \quad (76)$$

и будем искать решение уравнения в виде ряда

$$\psi_n(z) = \frac{1}{\sqrt{d_n}} \exp(ik_x z) \sum_{m=-N}^{m=+N} C_m^n \exp(imgz). \quad (77)$$

Уравнение Шрёдингера для поперечного движения частицы имеет вид

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\gamma m_0} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + U(z) \right] \psi(z) = E_{\perp} \psi(z), \quad (78)$$

и исследуется методом, аналогичным приведенному выше. В качестве иллюстрации на рис. 17 приведены рассчитанные уровни энергии каналированных электронов в кристалле кремния [128a].

8.2. Каналирование и радиационные процессы в кристалле

Перейдем теперь к рассмотрению системы струн, образующих кристаллическую решетку. В этом случае поперечный потенциал (63) соответствует усредненному потенциалу всей кристаллической решетки, т.е. суммирование в (63) должно проводиться по системе всех струн, периодически расположенных в объеме кристалла. Математическая задача по определению движения заряженной частицы значительно усложняется и, как уже было отмечено выше, ей посвящено большое количество оригинальных и обзорных работ [9, 10, 12, 27, 21, 23, 15, 28, 14, 16, 19]. Теоретические проблемы процессов каналирования в периодических средах обобщены в недавно вышедшем обзоре харьковских теоретиков [31],

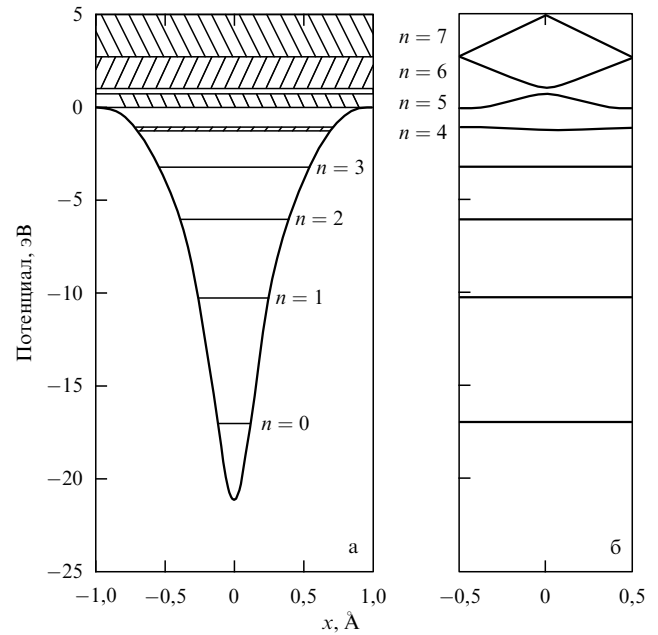


Рис. 17. Уровни поперечной энергии электронов с энергией 30,5 МэВ, каналированных в плоскости (110) в кристалле кремния: (а) уровни энергии в поперечной потенциальной яме, (б) структура энергетических полос, приведенная к первой зоне Бриллюэна [124].

которому мы будем следовать (см. также [15, 19, 22, 23, 27, 28, 10]). Во второй части этого обзора подробно изложены практически все современные достижения в этой области, в которую сами авторы внесли важный вклад (см. также [19], где обсуждается прохождение частиц через изогнутый кристалл, впервые рассмотренное в работах [19a], для управления траекторией движения частиц ультрарелятивистских энергий). При изложении используются различные математические методы (эйконоальное приближение, квазиклассическое и борновское приближения, теория многократного рассеяния, статистические методы). Исследованы каналирование, надбарьерное, финитное и хаотическое движения, многократное рассеяние и приведена историческая справка по этим проблемам.

В связи с этим, не останавливаясь подробно на этих вопросах, дадим лишь краткое содержание основных результатов.

Очевидно, что положительная частица, поперечная энергия которой меньше высоты потенциального барьера в поперечном потенциале (71), будет находиться на одном из дискретных уровней энергии потенциальной ямы. Такое состояние называется финитным движением. В противоположном случае частица будет перемещаться вдоль кристалла, т.е. движение ее будет неограниченным. Для отрицательных частиц движение может быть финитным, только если она влетает в кристалл под углом $\theta < \theta_L$. Отрицательные частицы подходят к атомам решетки ближе, чем положительные, из-за кулоновского отталкивания последних. Поэтому разнообразные вторичные реакции с ядрами или атомами решетки у отрицательных частиц более выражены. Эти явления открывают новые возможности в исследовании спектроскопии твердых тел [15]. Изложена теория многократного рассеяния с учетом влияния ориентационных эффектов и каналирования в трехмерных кристаллах. Рассмотр-

рены различные математические модели, основанные на статистических методах, которые могут приводить к хаотическому движению частиц в кристаллических средах. Естественно, что эти сложные математические вопросы требуют дальнейших теоретических исследований и проведения экспериментов.

Особенно важны для исследования твердого тела процессы излучения каналированных частиц, наблюдаемые при переходах между дискретными уровнями энергии, характеристики которых определяются параметрами кристаллической решетки. Уровни поперечной энергии лежат обычно в оптической области. Однако благодаря тому, что в уравнения (62), (74), (78) входит релятивистская масса, энергия радиационных переходов сдвигается в квантовую область. При расчете излучения используется обычно дипольное приближение, но с увеличением энергии излучающей частицы необходимо выйти за рамки этого приближения [133].

Оказалось, что, исследуя спектры излучения частиц низких энергий, можно определить целый ряд характеристик кристаллов: амплитуду тепловых колебаний, форм-фактор атомов решетки, плотность дефектов, изотопический состав и т.д. Эти проблемы подробно рассмотрены в обзорах [15] и в монографии В.А. Базылева и Н.В. Жеваго [28]. Отметим также серию работ, доложенных на последней конференции RREPS-99 [90, с. 14, 28, 64], которые посвящены влиянию продольной ультразвуковой волны на излучение каналированных электронов.

Исследованиям ИК, начиная с первых публикаций [8], посвящено большое количество оригинальных работ, ссылки на которые можно найти в обзорах и монографиях [27, 28, 15, 128].

В заключение этого раздела подчеркнем, что несмотря на перспективность использования ИК в изучении твердого тела, экспериментальные исследования затруднены влиянием конкурирующих процессов. На рисунке 18, взятом из работы [1266], в логарифмическом масштабе приведены спектры интенсивностей излучений для тормозного излучения Бете–Гайтлера, КТИ (тип А и тип Б), ДРИ и ИК в зависимости от энергии излученного фотона при энергии излучающей частицы 30 МэВ.

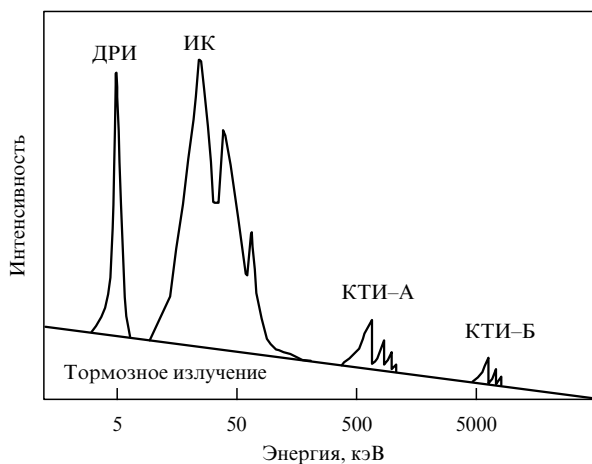


Рис. 18. Интенсивность (в логарифмическом масштабе) различных радиационных процессов электронов с энергией 30 МэВ в зависимости от энергии излученного фотона [1266].

9. Теоретические проблемы радиационных процессов при высоких энергиях

9.1. Введение

Как мы уже отмечали в разделе 6, серия экспериментов, проведенных в 90-е годы в ЦЕРНе [101–103], привела к неожиданным результатам, не укладывающимся в рамки теории КТИ, основанной на борновском приближении, а следовательно, и на методе псевдофотонов. Они вначале не поддавались простой физической интерпретации, и только после публикаций [30, 100–102] была выяснена их причина. Необходимо отметить, что теоретической работе [98] предшествовали исследования Барышевского–Тихомирова [18, 23] и была уже сформулирована квазиклассическая теория Байера–Каткова–Страховенко [17, 30], которые предсказывали широкий круг явлений магнитотормозного типа при сверхвысоких энергиях.

Не останавливаясь на математических расчетах, мы попытаемся дать физическую интерпретацию результатов экспериментов [102, 103], основываясь на методе псевдофотонов, а также на работе Линдхарда [98], посвященной той же проблеме. Если исходить из метода Ферми–Вайцекера–Вильямса (см. раздел 5 и рис. 6), то первоначально покоившийся электрон в результате действия электрического поля (14) быстро движущегося атома приобретает скорость в направлении, перпендикулярном движению, равную (мы следуем примеру, приведенному в [1, § 2])

$$v_1 = \frac{2Ze^2}{mcp}, \quad (79)$$

где ρ — параметр столкновения, который должен превышать комптоновскую длину электрона и быть меньше радиуса экранировки. Из (79) следует, что даже при минимальном значении параметра столкновения, равном комптоновской длине волны электрона, скорость электрона остается малой по сравнению со скоростью света. Используя нерелятивистскую классическую теорию излучения, легко рассчитать вероятность излучения длинноволновых фотонов с частотой ω в лабораторной системе: $\omega \ll 2c\gamma^2/\bar{\rho}$, где $\bar{\rho}$ — некоторый средний параметр удара. Полученная таким образом формула с логарифмической точностью соответствует сечению Бете–Гайтлера. Однако кроме радиально направленного электрического поля на движущийся электрон отдачи действует и магнитное поле быстро движущегося атома, перпендикулярное плоскости, содержащей электрон отдачи и движущийся атом. Следовательно, электрон будет двигаться в поперечном магнитном поле и под его действием излучать в соответствии с классической теорией магнитотормозные кванты [131]. Однако ввиду малости скорости электрона отдачи магнитотормозное излучение нерелятивистского электрона будет малым как по интенсивности, так и по энергиям отдельных фотонов, что не дает возможности объяснить результаты эксперимента при высоких энергиях.

Ситуация кардинальным образом меняется, если рассмотреть движение электрона в поле одномерной решетки (струны) и учесть эффекты каналирования. В

разделе 7.3 было показано, что ориентационные эффекты при кулоновском рассеянии в одномерном кристалле могут проявиться, если квадрат угла Линдхарда значительно меньше единицы. Величина, обратная квадрату угла Линдхарда, согласно (61) определяет число атомов струны N_{coh} , которые когерентно взаимодействуют с электроном. Следовательно, электрон будет находиться под действием N_{coh} когерентно действующих атомов и приобретенная им поперечная скорость v может достигать скорости света. Очевидно, что угол между направлением скорости электрона и осью струны должен в течение процесса оставаться меньше угла Линдхарда, чтобы осуществлялся процесс каналирования. Если происходит акт магнитотормозного излучения фотона, энергия которого близка к энергии излучающего электрона (но электрон после излучения кванта остается релятивистским), то угол поворота направления скорости электрона на участке траектории, на котором формируется магнитотормозное излучение, будет характерным для радиационных процессов, т.е. порядка mc^2/E [130, § 90]. Он должен быть меньше угла Линдхарда, чтобы процесс каналирования не нарушился. Это может наступить только при энергиях излучающей частицы порядка $m^2c^4/U \approx 100$ ГэВ. В этом случае магнитотормозное излучение приобретает совершенно иной характер (см. раздел 9.3).

Теория магнитотормозного излучения имеет многолетнюю историю и продолжает развиваться и усложняться в области ультрарелятивистских энергий, когда становятся особенно существенными квантовые эффекты и каналирование.

9.2. Классическая теория

В классической области спектр излучения состоит из различных гармоник с частотами $\omega = q\omega_H$, где q — целое число, а ω_H — частота вращения в магнитном поле (81). Для ультрарелятивистской частицы спектр имеет квазинепрерывный характер с максимумом на частотах порядка [131]

$$\omega_{\text{max}} = q_{\text{max}}\omega_H = \omega_H \left(\frac{E}{mc^2}\right)^3 = \frac{eH}{mc} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^2, \quad (80)$$

где

$$\omega_H = \frac{v}{r} = \frac{veH}{pc} = \frac{eH}{mc} \sqrt{1 - \beta^2} \quad (81)$$

— частота обращения электрона в плоскости, перпендикулярной вектору H , r — радиус круговой орбиты электрона в той же плоскости. В случае, если частица движется в плоскости, несколько отклоняющейся от плоскости, перпендикулярной H , на небольшой угол α , в приведенных формулах нужно заменить H на $H \cos \alpha$. Излучение ультрарелятивистского электрона сконцентрировано в плоскости, содержащей электрон отдачи и движущийся атом, в угле порядка γ . Интенсивность излучения q -й гармоники [131]

$$I_q = \frac{2e^4 H^2}{m^2 c^2 v} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \times \left[q \frac{v^2}{c^2} J'_{2q} \left(\frac{2qv}{c}\right) - q^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \int_0^{v/c} J_{2q}(2q\xi) d\xi \right]. \quad (82)$$

В ультрарелятивистском случае формула для больших q принимает вид

$$I_q = \frac{2e^4 H^2}{\sqrt{\pi} m^2 c^3} \frac{mc^2}{E} \sqrt{u} \left[-\Phi'(u) - \frac{u}{2} \int_u^\infty \Phi(u) du \right], \quad (83)$$

где

$$u = q^{2/3} \left(\frac{mc^2}{E}\right)^2 \quad (84)$$

и Φ — функция Эйри.

В выражениях (82)–(84) нужно внести изменения, связанные с учетом продольного эффекта плотности, существенно влияющего на спектр и интенсивность излучения мягких квантов. Для синхротронного излучения эта задача была решена в [132] и приведена в виде примера в [1, § 15]. Оказалось, что приведенные выше результаты остаются в силе для излученных фотонов в интервале частот

$$\omega_H \left(\frac{\omega_0}{\omega_H}\right)^{3/2} \leq \omega \leq \frac{\omega_H}{(1 - \beta^2)^{3/2}}, \quad (85)$$

где ω_0 — плазменная частота (10).

Это накладывает на величину магнитного поля H условие

$$H \gg \frac{\omega_0 mc}{e} \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (86)$$

Вне этого интервала, т.е. при выполнении неравенств

$$\omega \ll \omega_H \left(\frac{\omega_0}{\omega_H}\right)^{3/2} \quad (87)$$

или

$$\omega \gg \frac{\omega_H}{(1 - \beta^2)^{3/2}}, \quad (88)$$

формула (83) принимает следующий вид [132]:

$$I_q = \frac{e^4 H^2 q^{1/2}}{2\sqrt{\pi} m^2 c^3} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \varepsilon\right)^{1/4} \times \exp \left[-\frac{2}{3} q \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \varepsilon\right)^{3/2} \right]. \quad (89)$$

Видно, что интенсивность существенно зависит от диэлектрической постоянной среды.

9.3. Приближение постоянного поля

Квантовой теории синхротронного излучения посвящено большое количество публикаций, в которых отмечается существенная роль параметра

$$\chi \approx \frac{\hbar\omega_H}{E} \left(\frac{E}{mc^2}\right)^3 \approx \frac{H}{H_0} \frac{E}{mc^2}. \quad (90)$$

Здесь H_0 — характерное магнитное поле:

$$H_0 = \frac{m^2 c^3}{|e|\hbar} = 4,4 \times 10^{13} \text{ Гс}. \quad (91)$$

При $\chi \ll 1$ остается в силе классическая теория, изложенная выше. В этом случае энергия излученного фотона значительно меньше энергии излучающей частицы и квантовой отдачей при излучении можно пренебречь. Когда $\chi \geq 1$,

$$\hbar\omega \sim E \quad (92)$$

и энергия электрона после излучения E' значительно меньше ее начальной энергии:

$$E' \sim mc^2 \frac{H_0}{H} \ll E. \quad (93)$$

В этом случае учет квантовой отдачи приводит к существенным изменениям формул (82), (83). Кроме эффекта отдачи в квантовых расчетах следует учитывать квантованность движения электрона. Однако если выполнено условие

$$\frac{\hbar\omega_H}{E} = \frac{H}{H_0} \left(\frac{mc^2}{E} \right)^2 \ll 1, \quad (94)$$

движение электронов будет квазиклассическим и при расчете можно использовать квазиклассические волновые функции [134, 137]. Первые квантовые поправки к классическим выражениям получены в работах [136, 137]. Полностью квантовые эффекты учтены в [135]. Окончательные выражения для интенсивности магнитотормозного излучения в ультрарелятивистском пределе имеют вид [138]

$$\frac{dI}{d\omega} = -\frac{e^2 m^2 \omega}{\sqrt{\pi} E^2} \left[\int_z^\infty \Phi(\xi) d\xi + \left(\frac{2}{z} + \frac{\hbar\omega}{E} \chi z^{1/2} \right) \Phi'(z) \right], \quad (95)$$

$$z = \left(\frac{\hbar\omega}{E'\chi} \right)^{2/3} = \frac{m^2 c^4}{E^2} \left(\frac{E\omega}{E'\omega_H} \right)^{2/3}, \quad (96)$$

где Φ — функция Эйри.

Выражения (95), (96) и их отношение к соответствующим классическим формулам в зависимости от параметра χ приведены в виде графиков в [130, § 90]. Из графиков следует, что при $\chi > 1$ вероятность магнитотормозного излучения в квантовом случае значительно меньше, чем в классическом пределе.

Однако благодаря когерентному взаимодействию электрона с атомами решетки, расположенными на когерентной длине, вероятность магнитотормозного излучения значительно усиливается, что и позволило авторам публикаций [17, 30] построить квазиклассическую теорию, соответствующую эксперименту.

В [18, 23] разработаны теоретические вопросы поляризации явлений и квантовоэлектродинамических эффектов в процессах рождения электрон-позитронных пар.

Альтернативный метод исследований был использован в работах [15, 28] при рассмотрении этого круга вопросов. Особенно важно отметить теоретические результаты авторов [15, 28] и их сравнение с экспериментальными данными в области спектроскопии твердых тел, полученными с помощью каналированных частиц.

Эффект влияния поляризации среды на магнитотормозное излучение мягких фотонов в квантовом пределе еще не анализировался.

В работе [27] приводится сравнение ондуляторного [139, 140] и синхротронного излучений с излучением каналированных частиц. При этом для ондуляторного

излучения уравнение, определяющее движение излучающей частицы, имеет вид (64) с тем отличием, что в его правой части стоит вынуждающая внешняя сила.

10. Заключение

Заканчивая обзор, подчеркну, что многие из изложенных в нем проблем требуют значительной доработки и в ближайшие годы мы станем свидетелями новых исследований в этих областях. Я надеюсь вернуться к изложению аналогичных вопросов в следующей публикации, посвященной радиационным процессам в аморфных средах, и буду благодарен за указания на упущения и недочеты, обнаруженные специалистами в данной публикации.

Я благодарен большому коллективу физиков, помощь которых я ощущал при написании обзора. Я особенно благодарен Дарбиняну, Авакяну и Испиряну из Ереванского физического института; Артуру из Лионского университета; Коттаузу и Вейману из Института им. В. Гейзенберга в Мюнхене; Фиорито из Католического университета в Вашингтоне; Шульге и Шагину из Харьковского физико-технического института; Потылицину и Пивоварову из Томского института ядерной физики; Барышевскому из Минского университета, Насонову из Белгородского университета; Рихтеру и Мороховскому из Дармштадтского института ядерной физики; Эндо и Чуфани из Университета в Хиросиме; Уггерхою и Миккельсону из Датского института в Архусе; Баке из Института в Майнце; Нитте из Токийского университета; Байеру, Каткову, Страховенко из Института ядерной физики в Новосибирске; Жеваго и Кононцу из "Курчатовского центра" в Москве, ознакомившими меня с современным состоянием в области радиационных процессов и обсудившими отдельные вопросы, вошедшие в обзор. Выражаю глубокую благодарность В. Никогосяну за помощь в оформлении обзора. С. Дарбинян оказал мне неоценимую услугу, подробно ознакомившись с рукописью и сделав ряд существенных замечаний, которые я использовал при окончательной редакции обзора. Работа выполнена по теме 96-772 Министерства высшего образования и науки Армении и по гранту INTAS-99-392.

Список литературы

1. Тер-Микаелян М Л *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях* (Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969) [Ter-Mikhaelyan M L *High-Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media* (New York: Wiley-Interscience, 1972)]
2. Ginzburg V L *Prog. Opt.* XXXII, V, (1995); Гинзбург В Л *УФН* **166** 1033 (1996); Гинзбург В Л *О науке, о себе и о других* (М.: Физматлит, 1997)
3. Фейнберг Е Л *Природа* (1) 30 (1994); Фейнберг Е Л "Ландау и другие", в сб. *Воспоминания о Л.Д. Ландау* (Под ред. И М Халатникова) (М.: Наука, 1988) с. 253
4. Берестецкий В Б, Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1980) с. 452 (1989) с. 461
5. Фейнберг Е Л *УФН* **58** 193 (1956); Feinberg E L, Pomerančuk I *Nuovo Cimento* (Suppl.) **3** 652 (1956)
6. Тер-Микаелян М Л *Проблемы теоретической физики* (М.: Наука, 1972) с. 335; *Природа* (12) 68 (1982)
7. Dremin I M *Mod. Phys. Lett. A* **13** (34) 2789 (1998); Kaempfer B, Pavlenko O P *Phys. Lett. B* **477** 171 (2000)
8. Kumakhov M A *Phys. Lett. A* **57** 17 (1976); см. [121]; Барышевский В Г, Дубовская И Я *ДАН СССР* **231** 1335 (1976); Baryshevskii V G, Dubovskaya I Ya *Phys. Status Solidi B* **82** 403 (1977); Andersen S K, Andersen and Augustyniak W M *Videns. Selsk. Mat.*

- Fys. Med.* **39** 10 (1977); Базылев В А, Жеваго Н К *ЖЭТФ* **73** 1697 (1977); Terhune R W, Pantell R H *Appl. Phys. Lett.* **30** 265 (1977); Коптелов Э А, Калашников Н П, Препринт ИЯИ АН СССР № 0054 (М.: ИЯИ, 1977); Ахизер А И, Ахизер И А, Шульга Н Ф *ЖЭТФ* **76** 1244 (1979); Bayer V N, Katkov V M, Strakhovenko V M *Phys. Lett. A* **73** 414 (1979)
9. Линдхард Й *УФН* **99** 249 (1969)
 10. а) Томпсон М *УФН* **99** 297 (1969); Тулинов А Ф *УФН* **87** 585 (1965); б) Gemmell D S *Rev. Mod. Phys.* **46** 129 (1974)
 11. Рязанов М И *УФН* **114** 393 (1974)
 12. Кумахов М А *УФН* **127** 531 (1979)
 13. Фейнберг Е Л *УФН* **132** 255 (1980); **58** 193 (1956); *ЖЭТФ* **50** 202 (1966); **29** 115 (1955); в сб. *Школа молодых ученых по физике высоких энергий* (Сухуми, 5–16 октября, 1972 г.) (Материалы ОИЯИ, Вып. Р2-6867) (Дубна–Сухуми: Изд-во ОИЯИ, 1972) с. 56; Ритус В И *Проблемы теоретической физики* (М.: Наука, 1972) с. 248
 14. Ахизер А И, Шульга Н Ф *УФН* **137** 561 (1982)
 15. Базылев В А, Жеваго Н К *УФН* **137** 605 (1982); *УФН* **160** (12) 47 (1990)
 16. Ахизер А И, Шульга Н Ф *УФН* **151** 385 (1987)
 17. Байер В Н, Катков В М, Страховенко В М *УФН* **159** 455 (1989)
 18. Барышевский В Г, Тихомиров В В *УФН* **159** 529 (1989)
 19. Ахизер А И и др. *УФН* **165** 1165 (1995); а) Цыганов Э Н, Препринт Fermi-Lab. № 682 (1976); *Письма в ЖЭТФ* **26** 403 (1979)
 20. Байер В Н, Катков В Н, Фадин В С *Излучение релятивистских электронов* (М.: Атомиздат, 1973)
 21. Калашников Н П *Когерентные взаимодействия заряженных частиц в монокристаллах* (М.: Атомиздат, 1981)
 22. Калашников Н П, Ремизович В С, Рязанов М И *Столкновение быстрых заряженных частиц в твердых телах* (М.: Атомиздат, 1980)
 23. Барышевский В Г *Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях* (Минск: Изд-во БГУ, 1982)
 24. Гарибян Г М, Ян Ши *Рентгеновское переходное излучение* (Ереван: Изд-во АН Арм. ССР, 1983)
 25. Гинзбург В Л, Цыгович В Н *Переходное излучение и переходное рассеяние* (М.: Наука, 1984)
 26. Рязанов М И *Электродинамика конденсированного вещества* (М.: Наука, 1984)
 27. Кумахов М А *Излучение каналированных частиц в кристаллах* (М.: Энергоатомиздат, 1986); Кумахов М А, Ширмер Г *Атомные столкновения в кристаллах* (М.: Атомиздат, 1980)
 28. Базылев В А, Жеваго Н К *Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях* (М.: Наука, 1987)
 29. Потьлицын А П *Поляризованные фотонные пучки высокой энергии* (М.: Энергоатомиздат, 1987)
 30. Baier V N, Katkov V M, Strakhovenko V M *Electromagnetic Processes at High Energies in Oriented Single Crystals* (Singapore: World Scientific, 1998); Байер В Н, Катков В М, Страховенко В М *Электромагнитные процессы при высокой энергии в ориентированных монокристаллах* (Новосибирск: Наука, 1989)
 31. Ахизер А И, Шульга Н Ф *Электродинамика высоких энергий в веществе* (М.: Наука, 1993) [Akhiezer A I, Shulga N F *High-Energy Electrodynamics in Matter* (Luxemburg: Gordon and Breach, 1996)]; Akhiezer A I, Shulga N F, Truten V I "Coherent effects in scattering and radiation of high-energy particles in crystals", in *Physics Reviews* Vol. 19 (Ed. I M Khalatnikov) (Harwood Acad. Publ., 1998)
 32. Воробьев С А и др. *Письма в ЖЭТФ* **41** 3 (1985)
 33. Адисhev Ю Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **41** 295 (1985); *ЖЭТФ* **90** 829 (1986)
 34. Авакян Р О и др. *Письма в ЖЭТФ* **45** 313 (1987)
 35. Shchagin A V, Pristupa V I, Khizhnyak N A *Phys. Lett. A* **148** 485 (1990); *Nucl. Instrum. Methods B* **99** 277 (1995); Shchagin A V, Khizhnyak N A *Nucl. Instrum. Methods B* **119** 115 (1996)
 36. Afanasenko V P et al. *Phys. Lett. A* **170** 315 (1992)
 37. Asano S et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 3247 (1993)
 38. Fiorito R B et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 704 (1993)
 39. Shchagin A V, Pristupa V I, Khizhnyak N A, in *Proc. of RREPS* (Tomsk, Russia, 1993) p. 62; *Nucl. Instrum. Methods B* **99** 277 (1993); **119** 115 (1996)
 40. Nitta H *Phys. Rev. B* **45** 7621 (1992); *Phys. Lett. A* **158** 270 (1991); *Nucl. Instrum. Methods B* **115** 401 (1996)
 41. Freudenberger J et al. *Nucl. Instrum. Methods B* **115** 408 (1996)
 42. Freudenberger J et al. *Appl. Phys. Lett.* **70** 267 (1997)
 43. Brenzinger K-H et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 2462 (1997); *Z. Phys. A* **358** 107 (1997)
 44. Doerk Th et al., in *Intern. Workshop* (Tabarz, Germany, 9–12 June, 1998) Abstract
 45. Morokhovskii V V et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 4389 (1997); Morokhovskii V V, Dissertation D17 (Darmstadt: Technische Universitaet Darmstadt, 1998)
 46. Schmidt K H et al. *Nucl. Instrum. Methods B* **145** 8 (1998); Morokhovskii V V et al. *Nucl. Instrum. Methods B* **145** 14 (1998)
 47. Kottaus R et al. *Proc. SPIE* **3443** 105 (1998)
 48. Shchagin A V *Phys. Lett. A* **247** 27 (1998)
 49. Тер-Микаелян М Л *ДАН СССР* **94** 1033 (1954)
 50. Адисhev Ю Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **48** 311 (1988); Adishchev Yu N et al. *Nucl. Instrum. Methods B* **44** 130 (1989)
 51. Endo I et al. *Phys. Rev. E* **51** 6305 (1995)
 52. Fiorito R B et al. *Phys. Rev. E* **51** R2759 (1995)
 53. Freudenberger J et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 2487 (1995)
 54. Feranchuk I D, Ivashin A V *J. Phys. (Paris)* **46** 1981 (1985)
 55. Amosov K Yu et al. *Phys. Rev. E* **47** 2207 (1993)
 56. Avakian R O et al. *Rad. Effects Defects Solids* **117** 17 (1991); Aslanyan H A, Mkrtchyan A H, in *Intern. Workshop* (Tabarz, Germany, 9–12 June, 1998) Abstract; Mkrtchyan A R et al. *Phys. Lett. A* **152** 297 (1991)
 57. Fiorito R B et al. *Nucl. Instrum. Methods B* **79** 758 (1993)
 58. Гарибян Г М *ЖЭТФ* **37** 527 (1959)
 59. Барсуков К А *ЖЭТФ* **37** 1106 (1959)
 60. Франк И М *УФН* **75** 231 (1961)
 61. Тер-Микаелян М Л *ДАН СССР* **134** 318 (1960)
 62. Тер-Микаелян М Л *Nucl. Phys.* **24** 43 (1961); Тер-Микаелян М Л *Письма в ЖЭТФ* **8** 100 (1968); Тер-Микаелян М Л, Газазян А Д *ЖЭТФ* **39** 1693 (1960)
 63. Арутюнян Ф Р, Испирян К А, Оганесян А Г *Ядерная физика* **1** 842 (1965)
 64. Арутюнян Ф Р, Тер-Микаелян М Л *УФН* **107** 332 (1972)
 65. Гинзбург В Л *Природа* (8) 56 (1975); Ginzburg V L, Tsytovich V N *Phys. Rep.* **49** 1 (1979)
 66. Cherry M L, Hartmann G *Phys. Rev. D* **10** 3594 (1974)
 67. Artru X, Yodh G B, Mennessier G *Phys. Rev. D* **12** 1289 (1975)
 68. Deuschmann M et al. *Nucl. Instrum. Methods B* **180** 409 (1981); Fabjan C W, Struczinski W *Phys. Lett. B* **57** 483 (1975)
 69. Dolgoshein B *Nucl. Instrum. Methods A* **326** 434 (1993)
 70. Ebert P J et al. *Phys. Rev. Lett.* **54** (9) 893 (1985)
 71. Piestrup M A et al. *Phys. Rev. A* **32** 917 (1985)
 72. Piestrup M A et al. *Appl. Phys. Lett.* **58** 2692 (1991); **59** 189 (1991)
 73. Moran M J et al. *Phys. Rev. Lett.* **57** 1223 (1986)
 74. Goedtkindt P et al. *Nucl. Instrum. Methods B* **56–57** 1060 (1991)
 75. Goedtkindt P et al. *Microelectron. Eng.* **13** 327 (1991)
 76. Piestrup M A et al. *Phys. Rev. A* **45** 1183 (1992)
 77. Tanaka T et al. *Nucl. Instrum. Methods B* **93** 21 (1994)
 78. Awata T et al. *Radiat. Phys. Chem.* **50** (3) 207 (1997); Awata T et al., in *Application of Accelerator in Research and Industry* (Eds J L Duggan, I I Morgan) (New-York: AIP, 1997); Awata T et al. *Beam Sci. Technol.* **3** 10 (1998)
 79. Yamada K, Hosokawa T, Takenaka H *Phys. Rev. A* **59** 3673 (1999)
 80. Asano S et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 3247 (1993)
 81. Kaplan A E, Law C T, Shkolnikov P L *Phys. Rev. E* **52** 6795 (1995)
 82. Potylitsyn A P, Verzilov V A *Phys. Lett. A* **209** 380 (1995)
 83. Andreyashkin M Yu et al. *Nucl. Instrum. Methods B* **119** 108 (1996); Андрияшкин М Ю и др. *Письма в ЖЭТФ* **65** 594 (1997)
 84. Takashima Y, Aramitsu K, Endo I *Nucl. Instrum. Methods B* **145** 25 (1998)
 85. Potylitsyn A P *Phys. Lett. A* **238** 112 (1998)
 86. Potylitsyn A P *Nucl. Instrum. Methods B* **145** 60 (1998)
 87. Baryshevsky V G *Nucl. Instrum. Methods B* **122** 13 (1997)
 88. Artru X, Rullhusen P *Nucl. Instrum. Methods B* **145** 1 (1998)
 89. Nasonov N *Phys. Lett. A* **246** 148 (1998)
 90. *Nucl. Instrum. Methods B* **145**; *Beam Interaction with Materials & Atoms* (Eds S K Andersen, L E Rehn) (Amsterdam: Elsevier, 1998); *IV Intern. Symp. RREPS, Russia, Lake Baikal, 1999, Abstracts*
 91. *4 Intern. Workshop on Radiation Physics with Relativistic Electrons* (Eds H Backe, W Lauth, T Walcher) (Tabarz, Germany, 1998) Abstracts

92. а) Авакян Р, в сб. *Труды международной конференции по аппаратуре и физике высоких энергий* Т. 2 (Дубна, 1970) с. 746; б) Tobiouyama M et al. *Phys. Rev. B* **44**9248 (1991); *Phys. Lett. A* **166** 140 (1992)
93. а) Avakian R O et al. *Rad. Eff. Defect Solids* **117** 33 (1991); Дарбинян С М, Испирян К А, Маргарян А Т *Изв. АН Арм. ССР. Сер. Физ.* **23** (4) 177 (1988); Потылицын А П *Письма в ЖЭТФ* **53** 12 (1991); б) Sáenz A W, Überall H *Phys. Rev. B* **25** 4418 (1982); Kimball J C, Cue N *Phys. Rev. Lett.* **57** 1935 (1986); Cue N, Kimball J C *Phys. Lett. A* **124** 191 (1987)
94. Walker R L et al. *Phys. Rev. Lett.* **25** 5 (1970); Walker R L, Berman B L, Bloom S D *Phys. Rev. A* **11** 736 (1975); Мороховский В Л и др. *Письма в ЖЭТФ* **16** 162 (1972); Vorobiev A A, Kaplin V V, Vorobiev S A *Nucl. Instrum. Methods* **127** 265 (1975)
95. а) Авакян Р О и др. *ЖЭТФ* **82** 1825 (1982); Avakyan R O et al. *Rad. Eff.* **91** 257 (1986); б) Belkacem A et al. *Phys. Lett. B* **177** 211 (1986)
96. Uggerhoj E "Channeling and related phenomena for Gev particles", in *Relativistic Channeling* (Eds R A Carrigan, J A Ellison) (New York: Plenum Press, 1987)
97. а) Kimball J C, Cue N *Phys. Rep.* **125** 69 (1985); Барышевский В Г, Тихомиров В В *ЖЭТФ* **85** 232 (1983); Baier V N, Katkov V M, Strakhovenko V M *Nucl. Instrum. Methods B* **16** 5 (1986); б) Belkacem A, Cue N, Kimball J C *Phys. Lett. A* **111** 86 (1985)
98. Lindhard J *Phys. Rev. A* **43** 6032 (1991)
99. Sorensen A H, Uggerhoj E *Nucl. Sci. Appl. A* **3** 147 (1989); Medenwaldt R et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 2827 (1989); *Phys. Lett. B* **242** 517 (1990)
100. Кононец Ю В, Тупицын И С *Письма в ЖЭТФ* **59** 491 (1994); Кононец Ю В *Письма в ЖЭТФ* **57** 148 (1993)
101. Darbinyan S M, Ter-Isaakyan N L *Письма в ЖЭТФ* **69** 171 (1999)
102. Medenwaldt R et al., CERN-PRE/92-21 (10 Feb. 1992); *Phys. Lett. B* **281** 153 (1992)
103. Vilakazi Z Z et al. (см. в [92])
104. Belkacem A et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 1196 (1987)
105. Kirzeboom K et al. *Phys. Lett. B* **439** 347 (1999)
106. Адищев Ю Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **33** 478 (1981)
107. Bilokon H et al. *Nucl. Instrum. Methods* **204** 299 (1983); Bussey P J et al. *Nucl. Instrum. Methods* **211** 301 (1983)
108. Yoshida K et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 1437 (1998)
109. Artru X et al. *Nucl. Instrum. Methods B* **119** 246 (1996)
110. Endo I et al. *Phys. Lett. A* **164** 319 (1992)
111. Endo I et al. *Phys. Lett. A* **146** 150 (1990)
112. Artru X а) *Phys. Lett. A* **128** 302 (1988); б) *Phys. Lett. B* **313** 483 (1993); Baurichter A et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 3415 (1997)
113. Lindhard J, Dan K *Videsk. Selsk. Mat. Fys. Medd.* **34** 14 (1965); *Phys. Lett.* **12** 126 (1964)
114. Uggerhoj E *Phys. Lett.* **22** 382 (1966)
115. Alguard M J et al. *Phys. Rev. Lett.* **42** 1148 (1979); Swent R L et al. *Phys. Rev. Lett.* **43** 1723 (1979); Агьянц А О и др. *Письма в ЖЭТФ* **29** 554 (1979)
116. Kumakhov M A, Wedell R *Radiat. Eff.* **22** 14 (1975)
117. Andersen J U, Eriksen K R, Laegsgaard E *Phys. Scripta* **24** 588 (1981); Andersen J U, Laegsgaard E *Nucl. Instrum. Methods B* **33** 11 (1988)
118. Freudenberger J et al. *Nucl. Instrum. Methods B* **119** 123 (1996)
119. а) Morokhovskiy V V et al. *Phys. Rev. B* **61** 3347 (2000); б) Blazhevich S V et al. *Phys. Lett. A* **195** 210 (1994)
120. Genz H et al. *Phys. Rev. B* **53** 8922 (1996)
121. Kumakhov M A *Phys. Status Solidi B* **84** 41 (1977)
122. Rzepka M et al. *Phys. Rev. B* **52** 771 (1995)
123. Rzepka M et al. *Nucl. Instrum. Methods B* **90** 186 (1994)
124. Chouffani K et al. *Nucl. Instrum. Methods B* **152** 479 (1999)
125. Adishev Y et al. *Radiat. Eff.* **91** 247 (1986)
126. а) Weinmann P M et al. *Nucl. Instrum. Methods B* **145** 113 (1998); Weinmann P M, Dissertation, М.Р.1.-PhE-98-07 (Münich, 1998); б) Überall H et al. *Proc. SPIE* **1552** 198 (1991)
127. Buschhorn G et al. *Phys. Rev. B* **55** 6196 (1996)
128. Saenz A W, Überall W (Eds) *Coherent Radiation Sources* (Berlin: Springer-Verlag, 1985); Оцуки Ё-Х *Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами* (М.: Мир, 1985); Огнев Л И *УФН* **154** 691 (1988); Рябов В А *Эффект каналирования* (М.: Энергоатомиздат, 1994); Rullhusen P, Artru X, Dhez P, in *Synchrotron Radiation Techniques* Vol. 4 (Singapore: World Scientific, 1998); а) Chouffani K, Überall H *Phys. Status Solidi B* **213** 107 (1999)
129. Тер-Микаелян М Л *ЖЭТФ* **25** 289 (1953); Дис. ... канд. физ.-мат. наук (М.: ФИАН, 1953)
130. Берестецкий В Б, Лифшиц Е М, Пятаевский Л П *Квантовая электродинамика* (М.: Наука, 1989)
131. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1967); Schott G A *Electromagnetic Radiation and the Mechanical Reactions Arising from It* (Cambridge: Univ. Press, 1912)
132. Тер-Микаелян М Л *Изв. АН Арм. ССР. Сер. физ.-мат. наук* **12** (3) 95 (1950)
133. Кумахов М А, Трикалинос Х Г *ЖЭТФ* **78** 1623 (1980); Кумахов М А, Trikalinos Ch G *Phys. Status Solidi B* **99** 449 (1980); Базылев В А, Глебов В И, Жеваго Н К *ЖЭТФ* **78** 62 (1980)
134. Байер В Н, Катков В М *ЖЭТФ* **53** 1478 (1967)
135. Клепиков Н П *ЖЭТФ* **26** 19 (1954)
136. Соколов А А, Клепиков Н П, Тернов И М *ЖЭТФ* **23** 632 (1952)
137. Schwinger J *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* (1954)
138. Никишов А И, Ритус В И *Труды ФИАН* **3** (М.: Наука, 1979)
139. Гинзбург В Л *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **11** 165 (1947)
140. Корхмазян Н А *Изв. АН Арм. ССР. Сер. Физ.* **7** 144 (1972)

Electromagnetic radiation processes in periodic media at high energies

M.L. Ter-Mikhaelyan

Institute for Physical Research, Armenian Academy of Sciences

378410 Ashtarak-2, Armenia

Tel. (374) 28-81 50

Fax (374) 323-11 72

E-mail: mikhael@ipr.sci.am

This review concerns radiation phenomena accompanying the passage of charged relativistic particles and high-energy photons through periodic media. Radiation processes involving the uniform motion or Coulomb scattering of relativistic particles are discussed. The results obtained in this field are widely used in current physical research in such areas as high-energy physics, solid state physics, technology development, and apparatus design.

PACS numbers: 29.40.Wk, **41.60.** –m, 61.80.Fe, **61.85.** +p

Bibliography — 140 references

Received 13 November 2000