

Ա.Ի. Ալիխանյանի անվան ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ

Հոլսեփյան Լևոն Աշոտի

Ուղղորդված պոզիտրոնային փնջի ճառագայթման սպեկտրալ բաշխման առանձնահատկությունները: Միջավայրի բևեռացմամբ պայմանավորված էֆեկտներ

Ա.04.16-«Միջուկի, տարրական մասնիկների և տիեզերական ճառագայթների ֆիզիկա» մասնագիտությամբ ֆիզիկամաթեմատիկական գիտությունների թեկնածուի գիտական աստիճանի հայցման ատենախոսության

ՄԵՂՄԱԳԻՐ

ԵՐԵՎԱՆ-2007

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им А.И. Аликханяна

Овсепян Левон Ашотович

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ
ПОЗИТРОННОГО СГУСТКА. ЭФФЕКТЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ
ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ СРЕДЫ

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук по специальности
01.04.16 “Физика ядра, элементарных частиц и космических лучей”

ЕРЕВАН-2007

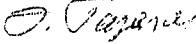
Ատենախոսության թեման հաստատված է Ա.Ի. Ալիխանյանի անվան Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտում

Գիտական ղեկավար՝ ֆիզմաթ. գիտ. թեկնածու Լ.Ա. Գևորգյան
Պաշտոնական ընդդիմախոսներ՝ ֆիզմաթ.գիտ. դոկտոր Կ.Ա. Իսախիրյան
ֆիզմաթ.գիտ. դոկտոր Լ.Շ. Գրիգորյան

Առաջատար կազմակերպություն՝ Երևանի պետական համալսարան
Պաշտպանությունը կայանալու է 2007թ. հուլիսի 10-ին, ժամը 14:00-ին
ԵրՖԻ-ում գործող ԲՈՀ-ի 024 մասնագիտական խորհրդի նիստում
(375036, Երևան, Ալիխանյան Եղբայրների փող. 2):

Ատենախոսությանը կարելի է ծանոթանալ ԵրՖԻ-ի գրադարանում:
Սեղմագիրն առաքված է 2007թ-ի հունիսի 8-ին:

Մասնագիտական խորհրդի գիտական քարտուղար,

ֆիզմաթ. գիտ. դոկտոր՝  Է. Դ. Գազազյան

Тема диссертации утверждена в Ереванском физическом институте им. А.И. Алиханяна.

Научный руководитель: канд. физ.-мат. наук Л.А. Геворгян
Официальные оппоненты: доктор физ.-мат. наук К.А. Испирян
доктор физ.-мат. наук Л.Ш. Григорян
Ведущая организация: Ереванский государственный университет

Защита состоится 10 июля 2007г. в 14:00, на заседании специализированного совета ВАК 024, действующего при Ереванском Физическом Институте им. А. И. Алиханяна, (375036, ул. Братьев Алиханян 2, г. Ереван)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Ереванского физического института им. А. И. Алиханяна.

Автореферат разослан 8 июня 2007г.

Ученый секретарь спец.

совета, доктор физ.-мат. наук  Э.Д. Газазян

Общая характеристика работы

Актуальность работы.

Процесс взаимодействия заряженных частиц высоких энергий с веществом и электромагнитными полями уже много лет находится в центре внимания многих научно-исследовательских центров мира. Интерес к проблеме в первую очередь обусловлен генерируемым при этом излучением. Излучение и связанные с ним различные эффекты представляют интерес как с чисто научной точки зрения, так и для получения фотонных пучков, необходимых для практического применения в физике, медицине, генетике, национальной безопасности и других областях. Как было показано в ряде работ, влияние среды играет существенную роль в образовании излучения осциллятора. Сравнение теоретических спектральных распределений излучения с экспериментальными данными не приводит к удовлетворительному согласию без учета влияния поляризации среды.

Данная работа посвящена исследованию влияния поляризации среды на формирование излучения каналированного позитронного сгустка. В работе исследуется спектральное распределение излучения релятивистского одномерного осциллятора, а также позитрона при плоскостном каналировании, с учетом поляризации среды. Создана классическая теория излучения сгустка позитронов при произвольном угле влета в плоскостной канал кристалла с равномерным и неравномерным распределениями поляризации. В последнем случае полученное спектральное распределение числа излученных фотонов хорошо согласуется с экспериментальными данными. Выявлены также новые эффекты, обусловленные поляризацией среды.

Цель диссертационной работы.

1. Исследование формы спектра числа фотонов, излученных релятивистским одномерным осциллятором, а также позитроном при плоскостном каналировании в диспергирующей среде.
2. Построение теории излучения позитронного сгустка при произвольном угле влета в плоскостной канал кристалла с равномерным распределением поляризации.

3. Выявление оптимального значения угла влета позитронного сгустка в канал.
4. Получение формулы для расчета спектра числа фотонов во всем диапазоне излучаемых частот. Исследование зависимости числа излученных фотонов от энергии и угла влета позитронного сгустка в плоскостной канал.
5. Построение теории излучения позитронного сгустка с учетом неравномерного распределения электронной плотности в плоскостном канале кристалла.
6. Сравнение созданной теории с экспериментальными данными.

Научная новизна.

- Выявлены особенности спектра числа фотонов, излученных одномерным осциллятором, а также позитроном при плоскостном каналировании в диспергирующей среде.
- Построена теория излучения позитронного сгустка при плоскостном каналировании с учетом поляризации среды.
- Получены формулы для спектральных распределений числа фотонов и энергии излучения каналированного позитронного сгустка при равномерном и неравномерном распределении электронной плотности в плоскостном канале.
- Выявлены новые эффекты, обусловленные поляризацией среды.
- Показано, что форма спектра числа излученных фотонов при плоскостном каналировании позитронного сгустка согласуется с экспериментальными данными, если учесть неоднородное распределение электронной плотности в канале.

Научная и практическая ценность.

Полученная формула для спектрального распределения числа излученных фотонов при плоскостном каналировании позитронного сгустка с учетом неоднородной поляризации среды кристалла хорошо описывают известные экспериментальные данные и может быть использована при постановке новых экспериментов. Выявленный эффект увеличения числа излученных фотонов при возрастании энергии сгустка дает возможность получать достаточно интенсивные жесткие и мягкие фотонные пучки. Для произведения численных расчетов может применяться разработанная программа, в которой смоделирован процесс формирования излучения в плоскостном канале с произвольным распределением поляризации среды.

Научные положения, выносимые на защиту.

1. В однородной диспергирующей среде, в отличие от случая вакуума, спектральное распределение числа фотонов излученных одномерным релятивистским осциллятором имеет два минимума, если энергия осциллятора выше удвоенной пороговой. При плоскостном каналировании позитрона, как частотный интервал излучения так и частоты, на которых спектр имеет максимум и два минимума, зависят от начальных координат позитрона.
2. Получена формула для спектрального распределения числа фотонов во всем диапазоне излучаемых частот при произвольном угле влета сгустка в плоскостной канал. При этом распределение поляризации среды в канале предполагается равномерным. Различие частотных диапазонов излучения позитронов учтено через весовую функцию.
3. Полученное спектральное распределение числа фотонов существенно отличается от аналогичного распределения излучения единичного позитрона: на краях частотного интервала спектр подавляется и образуются пики.
4. Учет неоднородности поляризации среды в плоскостном канале кристалла приводит к спектральному распределению числа излученных фотонов с одним минимумом, что согласуется с экспериментальными данными.
5. Оптимальный угол влета, при котором интенсивность излучения каналированного позитронного сгустка максимальна, меньше угла

Линдхарда в $\sqrt{2}$. С увеличением энергии сгустка число излученных фотонов возрастает как \sqrt{E} .

6. При плоскостном каналировании позитронного сгустка генерируется также направленный квазимонохроматический интенсивный пучок мягких фотонов.

Апробация работы. Результаты диссертационной работы докладывались на семинарах и были представлены на международной конференции Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena II, 2006.

Публикации. По теме диссертации опубликованы три статьи.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения; содержит 106 страниц печатного текста, включая 18 рисунков и список литературы из 89 наименований.

Введение содержит краткий обзор о развитии теории излучения релятивистского осциллятора и об эффектах, связанных с этим явлением. Начиная с теории излучения осциллирующих релятивистских электронов, разработанной В.Гинзбургом, и первыми экспериментальными работами по обнаружению ондуляторного излучения проведенными Г.Мотцом и К.Ландекером, в обзоре также приводятся более поздние работы, в которых подчеркнута роль влияния поляризации среды на формирование излучения. В работах Л.Геворгяна и Н.Корхмазяна было показано, что учет поляризации среды выявляет наличие нижнего порога на энергию осциллятора: излучение формируется только при энергиях выше пороговой. Вблизи этого нижнего порога частотный спектр сужается вокруг половины максимальной частоты излучения. При этом сужается также угловое распределение излучения вокруг нулевого угла. В результате существенно увеличивается плотность направленного излучения, спектр становится более монохроматичным. Эти явления имеют место и при каналировании релятивистских заряженных частиц.

Во введении также отмечаются работы, посвященные обнаружению и объяснению явления каналирования заряженных частиц в кристаллах и генерирумом при этом излучении.

Глава I “Поле излучения точечного заряда в среде” является обзорной. Опираясь на уравнения Максвелла приведены волновые уравнения для скалярного и векторного потенциалов электромагнитных полей точечного заряда в однородной среде. Построена запаздывающая функция Грина для волнового уравнения. Приведены запаздывающие потенциалы Лиенара-Вихерта для точечного заряда и поле излучения в однородной изотропной среде. Поле излучения релятивистского заряда в среде можно получить, если произвести следующие замены в аналогичном выражении, полученного для свободного пространства:

$$\beta \rightarrow \beta\sqrt{\varepsilon}, \quad e \rightarrow e/\sqrt{\varepsilon}, \quad \vec{E} \rightarrow \sqrt{\varepsilon}\vec{E} \quad (\phi \rightarrow \sqrt{\varepsilon}\phi),$$

где β - скорость заряда в единицах скорости света в вакууме, ε - диэлектрическая проницаемость среды, e - заряд, \vec{E} - напряженность электрического поля излучения, ϕ - скалярный потенциал.

Глава II “Спектральные характеристики излучения одномерного релятивистского осциллятора в диспергирующей среде” посвящена изучению влияния поляризации диспергирующей среды на спектральное распределение интенсивности излучения одномерного релятивистского осциллятора. Приводится вывод формул для частотно-углового распределения интенсивности излучения ускоренного заряда в среде. Рассматривается случай, когда излучение одномерного релятивистского осциллятора образуется в области частот, намного превышающих плазменную частоту среды. Исследуется форма частотного распределения интенсивности излучения в зависимости от энергии осциллятора.

Одномерный осциллятор с энергией $E = m_0 c^2 \gamma$ ($\gamma \gg 1$), где γ - Лоренц-фактор, $m_0 c^2$ - энергия покоя, совершает n осцилляций с частотой $\Omega = 2\pi V_{||}/l$, где $V_{||}$ - продольная скорость, l - пространственный период поперечных колебаний. В диспергирующей среде диэлектрическая проницаемость представляется в виде

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \omega_0^2 / \omega^2$$

где ω - частота излучения, $\omega_0 = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m}$ - плазменная частота среды с плотностью электронов n_e .

Продольная энергия осциллятора уменьшается в среднем в $Q=1+q^2/2$ раз, где параметр осцилляций $q=\gamma\vartheta_{\max}$, а ϑ_{\max} - максимальный угол отклонения осциллятора от продольного направления.

Когда параметр осцилляций не больше единицы, тогда основной вклад в излучение вносит первая гармоника.

Используя выражение поля излучения точечного ускоренного заряда в среде, получаем формулу для частотно-углового распределения интенсивности основной гармоники излучения одномерного осциллятора:

$$\frac{dW}{dx d\theta^2} = 2\pi\alpha n\hbar\Omega\gamma^2 q^2 x [2x^2\theta^4 - 2x\theta^2 + 1] \delta(\theta^2 - \phi(x)),$$

где α - постоянная тонкой структуры, $\vartheta = \theta/\gamma$ - полярный угол излучения, x - безразмерная частота. Функция $\phi(x)$ имеет следующий вид

$$\phi(x) = \frac{1}{x} - Q - \frac{R}{4x^2}, \quad R = \left(\frac{\gamma_0}{\gamma}\right)^2, \quad \gamma_0 = \frac{\omega_0}{\Omega}, \quad x = \frac{\omega}{2\Omega\gamma^2}.$$

Анализ аргумента δ -функции приводит к следующим выводам [1]:

1. Под данным углом $\vartheta = \theta/\gamma$ излучаются два фотона: мягкий и жесткий (Рис.1):

$$\vartheta(x) = \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{1}{x} - Q - \frac{R}{4x^2}}, \quad x_{\mp} = \frac{1 \mp \sqrt{1 - (Q + \theta^2)R}}{2(Q + \theta^2)}. \quad (1)$$

2. Выявлен пороговый характер излучения в диспергирующей среде:

$$\gamma \geq \gamma_{th} = \gamma_0 \sqrt{Q}. \quad (2)$$

3. Интервал излучаемых частот ограничен условием $\theta^2 = \phi_1(x) \geq 0$:

$$x_1 = \frac{1 - \sqrt{1 - QR}}{2Q} \leq x \leq \frac{1 + \sqrt{1 - QR}}{2Q} = x_2 \quad (3)$$

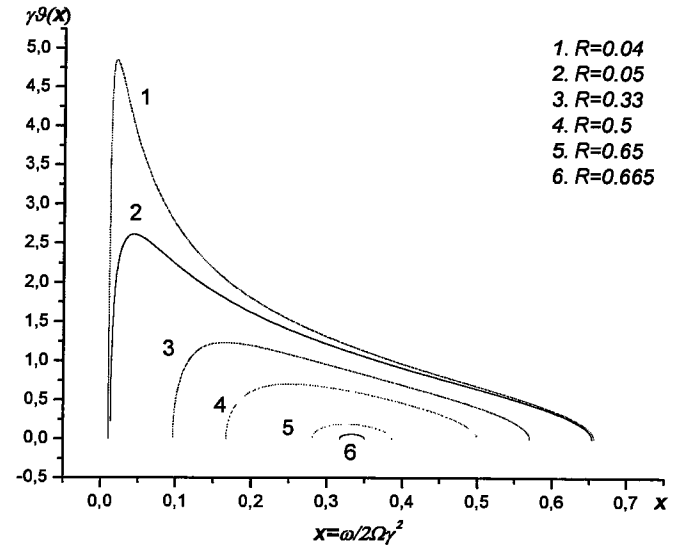


Рис. 1

Зависимость угла излучения первой гармоники релятивистского осциллятора от частоты при оптимальном значении параметра осцилляций $q=1$, для разных значений параметра $R = \omega_0^2 / \Omega^2 \gamma^2 = \gamma_0^2 / \gamma^2$. Приведенным на рисунке значениям R , соответствуют следующие значения энергии осциллятора: 1.) $4,08 E_{th}$; 2.) $3,65 E_{th}$; 3.) $1,42 E_{th}$; 4.) $1,15 E_{th}$; 5.) $1,0 E_{th}$; 6.) E_{th} .

Для спектрального распределения энергии излучения получаем следующее выражение:

$$\frac{dW}{dx} = \pi\alpha n\hbar\Omega\gamma^2 q^2 x F(x, R), \quad (4)$$

где присутствие среды в функции $F(x, R)$ отражено посредством параметра R :

$$F(x, R) = 1 + G^2(x, R), \quad G(x, R) = 2Qx - 1 + \frac{R}{2x}. \quad (5)$$

Функция $G(x,R)$ и, следовательно, спектр числа фотонов, при условии $4QR < 1$, имеет три экстремума, соответствующих частотам [1]:

$$x_{\min}^{(1)} = \frac{1 - \sqrt{1 - 4QR}}{4Q}, \quad x_{\min}^{(2)} = \frac{1 + \sqrt{1 - 4QR}}{4Q}, \quad x_{\text{ext}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R}{Q}}. \quad (6)$$

Когда энергия больше или порядка пороговой, спектр числа фотонов имеет минимум в середине узкого частотного интервала. С увеличением энергии спектр, углубляясь, расширяется, и при энергиях больше удвоенной пороговой энергии в точке минимума появляется максимум: в спектре образуются два новых минимума (Рис.2).

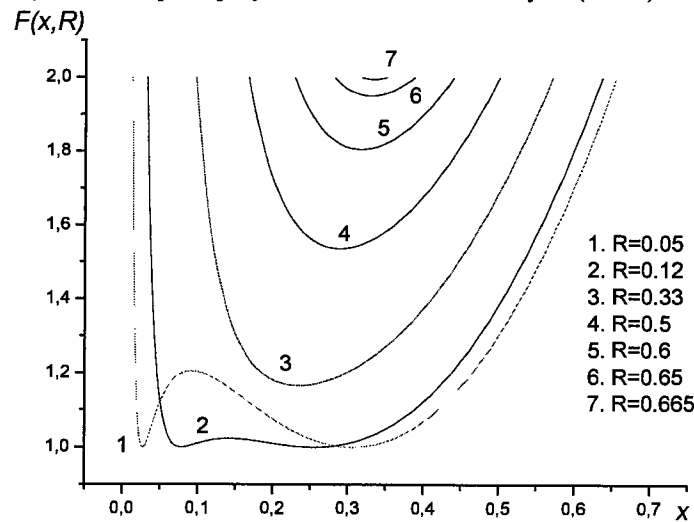


Рис.2

Спектральные распределения числа фотонов излучения при следующих значениях энергии осциллятора:

- 1) $\gamma = 3,65\gamma_{th}$; 2) $\gamma = 2,36\gamma_{th}$; 3) $\gamma = 1,42\gamma_{th}$; 4) $\gamma = 1,15\gamma_{th}$; 5) $\gamma = 1,05\gamma_{th}$; 6) $\gamma = 1,01\gamma_{th}$; 7) $\gamma = \gamma_{th}$.

Глава III "Спектральное распределение интенсивности излучения каналированных позитронов с учетом поляризации среды".

Рассматривается задача об излучении позитронов при плоскостном каналировании в монокристалле с учетом поляризации среды. Исследуется движение позитрона с произвольной начальной координатой и углом падения в канал, и выводится формула частотного распределения интенсивности излучения. Исследуются спектральные характеристики распределения числа излученных фотонов.

Как известно, в задачах плоскостного каналирования позитронов используется усредненное непрерывное поле в канале, которое достаточно хорошо описывается параболическим потенциалом. В таком поле позитрон будет совершать синусоидальные колебания с частотой:

$$\Omega_{ch} = \frac{\Omega_0}{\sqrt{\gamma}}, \quad \Omega_0 = \frac{2c\sqrt{2v}}{d}, \quad v = \frac{U_0}{mc^2}. \quad (7)$$

Здесь Ω_0 - собственная частота канала, U_0 - глубина потенциальной ямы, d - межплоскостное расстояние. Заметим, что частота колебаний уменьшается (пространственный период увеличивается), с возрастанием энергии позитрона как $\sqrt{\gamma}$.

Удобно ввести безразмерные координату s и угол падения ψ :

$$s = \frac{2y_0}{d}, \quad \psi = \frac{\vartheta_0}{\vartheta_L},$$

где y_0 - начальная поперечная координата позитрона, ϑ_0 - угол падения в канал, ϑ_L - угол Линдхарда. Амплитуда колебаний позитрона с произвольной начальной поперечной координатой и произвольным углом падения в канал имеет вид

$$a(s, \psi) = \frac{d}{2} \sqrt{s^2 + \psi^2} \leq \frac{d}{2}. \quad (8)$$

При угле падения ψ захватываются в канал лишь те позитроны сгустка, начальные координаты которых удовлетворяют условию:

$$s \leq \sqrt{1 - \psi^2}. \quad (9)$$

Зависимость критического угла падения в канал от начальной поперечной координаты имеет вид [1]:

$$\vartheta_0(s) = \vartheta_L \sqrt{1-s^2}. \quad (10)$$

Поэтому критический угол каналирования определяется выражением $\vartheta_L = \vartheta_0(0)$. Легко показать, что амплитуда синусоидальной траектории позитрона прямо пропорциональна максимальному углу отклонения траектории от продольного направления:

$$a(s, \psi) = \frac{l_{ch} \vartheta_{max}}{2\pi}. \quad (11)$$

Теперь для параметра осцилляций получаем следующее выражение:

$$q(s, \psi) = \gamma \vartheta_{max}(s, \psi) = \frac{2\pi a(s, \psi) \gamma}{l_{ch}} = \sqrt{2\nu\gamma(s^2 + \psi^2)}. \quad (12)$$

Безразмерная частота x определяется выражением

$$x = \frac{\omega_0}{2\Omega_0 \gamma^{3/2}}, \quad (13)$$

Характеризующий поляризацию среды параметр R заменяется параметром

$$\eta = \frac{r}{\gamma}, \quad r = \left(\frac{\hbar\omega_0}{\hbar\Omega_0} \right)^2. \quad (14)$$

Функция $G(x, s, \psi)$ с учетом $Q = 1 + \mu(s^2 + \psi^2)$, имеет вид

$$G(x, \eta) = g(x) + \mu(s^2 + \psi^2), \quad \mu = \nu\gamma, \quad (15)$$

$$g(x) = 2x - 1 + \frac{\eta}{2x}.$$

В результате для спектрального распределения числа излученных фотонов получаем следующую формулу [1]:

$$\frac{dN_{ph}(s)}{dx} = K \sqrt{\gamma} f(x, s, \psi), \quad K = \sqrt{2\alpha\nu^{3/2}} \frac{L}{d}, \quad (16)$$

$$f(x, s, \psi) = (s^2 + \psi^2) \left[1 + G^2(x, s, \psi) \right].$$

Канализованный позитрон с начальными координатами (s, ψ) излучает фотоны с частотой x под углом

$$\vartheta(x) = \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{1-\eta}{x} - \frac{\eta}{4x} - (1-\mu(s^2 + \psi^2))} \quad (17)$$

в частотном интервале излучения $x_1 \leq x \leq x_2$:

$$x_{1,2} = \frac{1 \mp \sqrt{1-\eta(1+\mu(s^2 + \psi^2))}}{2(1+\mu(s^2 + \psi^2))}. \quad (18)$$

Поперечная координата s каналированного позитрона находится в интервале $0 \leq s \leq \sqrt{1-\psi^2}$. Нижняя граница этой допустимой области определяет нижнюю и верхнюю границы частотного интервала излучения [1]:

$$X_0(\psi) = \frac{1 - \sqrt{1-\eta(1+\mu\psi^2)}}{2(1+\mu\psi^2)}, \quad X_3(\psi) = \frac{1 + \sqrt{1-\eta(1+\mu\psi^2)}}{2(1+\mu\psi^2)}, \quad (19)$$

Верхняя граница допустимой области s определяет интервал частот (X_1, X_2) , где вносят вклад все каналированные позитроны сгустка:

$$X_1 = \frac{1 - \sqrt{1-\eta(1+\mu)}}{2(1+\mu)}, \quad X_2 = \frac{1 + \sqrt{1-\eta(1+\mu)}}{2(1+\mu)}. \quad (20)$$

В **Главе IV** “Спектральные распределения энергии и числа фотонов излучения позитронного сгустка в режиме плоскостного каналирования” получено спектральное распределение излучения сгустка позитронов в основной частотной области, в которой излучение формируется позитронами, имеющими все возможные значения начальных поперечных координат. Исследована зависимость интенсивности излучения от угла падения сгустка в плоскостной канал. Найдено оптимальное значение угла падения, при котором интенсивность излучения максимальна. Построена весовая функция, учитывающая вклад позитронов сгустка вне основной области излучаемых частот. Получена формула для расчета спектрального распределения излучения позитронного сгустка во всем частотном интервале и при произвольном угле (меньше угла Линдхарда) падения в канал. Исследовано влияние поляризации среды на спектральные характеристики излучения каналированного позитронного сгустка.

Частотное распределение числа фотонов и энергия излучения позитронного сгустка с N_+ позитронами получается усреднением по всем возможным начальным поперечным координатам [1]:

$$\frac{dN_{ph}}{dx} = KN_+ \sqrt{\gamma} f(x, \psi), \quad \frac{dW}{dx} = 2KN_+ \hbar \Omega_0 \gamma^2 f(x, \psi)$$

$$f(x, \psi) \approx \frac{1}{3} \sqrt{1-\psi^2} (1+2\psi^2) (1+g^2(x)). \quad (21)$$

Функция $f(x, \psi)$ с увеличением ψ возрастает и при $\psi_{opt}^2 = 0.5$ принимает свое максимальное значение (Рис.3).

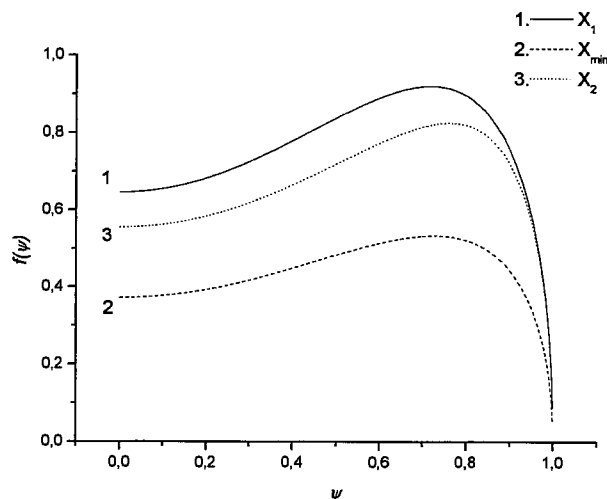


Рис. 3

Зависимость $f(\psi)$ от угла падения ψ позитронного сгустка с энергией 4 ГэВ в плоскостной канал ($\nu\gamma=0.4$) для фиксированных частот излучения: $X_1=0.07$, $X_{min}=0.3$, $X_2=0.65$. Параметр поляризации $\eta=0.35$.

В частотных интервалах $(X_0(\psi), X_1)$ и $(X_2, X_3(\psi))$ вклад в излучение вносят не все каналированные позитроны. Для определения вклада позитрона с начальной поперечной координатой s в указанных частотных интервалах излучения, используем зависимость граничных частот от s (18). С учетом вышесказанного, при усреднении функции

$f(x, \psi)$ по s , верхним пределом интеграла выбираем следующую весовую функцию:

$$P(x, \psi) = \sqrt{1-\psi^2} \cdot \begin{cases} \sqrt{1-\left(\frac{X_1/x-1}{X_1/X_0-1}\right)^2}; & X_0(\psi) \leq x \leq X_1, \\ 1; & X_1 \leq x \leq X_2 \\ \sqrt{1-\left(\frac{X_2/x-1}{X_3/X_2-1}\right)^2}; & X_2 \leq x \leq X_3(\psi) \end{cases}$$

Теперь среднее значение s^{2n} относительно всего интервала поперечных координат определяется следующим образом:

$$\langle s^{2n} \rangle = \int_0^{P(x)} s^{2n} ds = \frac{P(x)^{2n+1}}{2n+1}.$$

Таким образом, для суммарного частотного распределения числа фотонов и энергии излучения во всем частотном интервале (X_0, X_3) имеем [1]

$$\frac{dN_{ph}}{dx} = KN_+ \sqrt{\gamma} F(x, \psi); \quad \frac{dW}{dx} = 2KN_+ \hbar \Omega_0 \gamma^2 F(x, \psi).$$

$$F(x, \psi) = P(x) \left\{ f_0(x, \psi) + \frac{f_1(x, \psi)}{3} P^2(x, \psi) + \frac{f_2(x, \psi)}{5} P^4(x, \psi) - \frac{f_3(x)}{7} P^6(x, \psi) \right\},$$

Где функции $f_n(x, \psi)$ имеют следующий вид

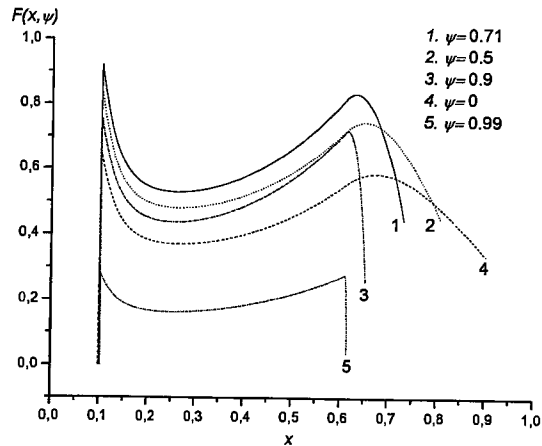
$$f_0(x, \psi) = (g^2(x)+1)\psi^2 + 4\mu x g(x)\psi^4 + 4\mu^2 x^2 \psi^6,$$

$$f_1(x, \psi) = g^2(x)+1 + 8\mu x g(x)\psi^2 + 12\mu^2 x^2 \psi^4,$$

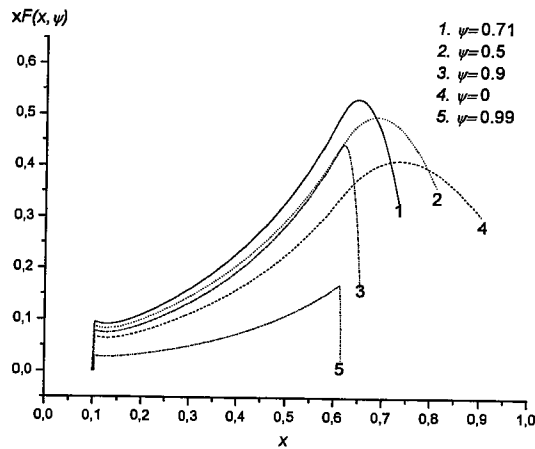
$$f_2(x, \psi) = 4\mu x g(x) + 12\mu^2 x^2 \psi^2,$$

$$f_3(x) = 4\mu^2 x^2$$

На рис.4 показаны спектральные распределения числа фотонов и энергии излучения для разных значений угла влета сгустка в канал.



a



b

Рис. 4

Спектральные распределения излучения сгустка с числом позитронов N_+ при плоскостном каналировании: а) для энергии излучения в единицах $2KN_+ \hbar \Omega_0 \gamma^2$, б) для числа фотонов в единицах $KN_+ \sqrt{\gamma}$, при разных значениях угла влета $\psi = \vartheta_0 / \vartheta_L$. Значения параметров: $\eta = 0.354$ и $\nu \gamma = 0.4$.

Поляризация среды существенно влияет на спектральное распределение излучения. На рис.5 приведены спектральные распределения числа фотонов, излученных при плоскостном каналировании позитронного сгустка для разных значений параметра поляризации среды $\eta = r / \gamma$.

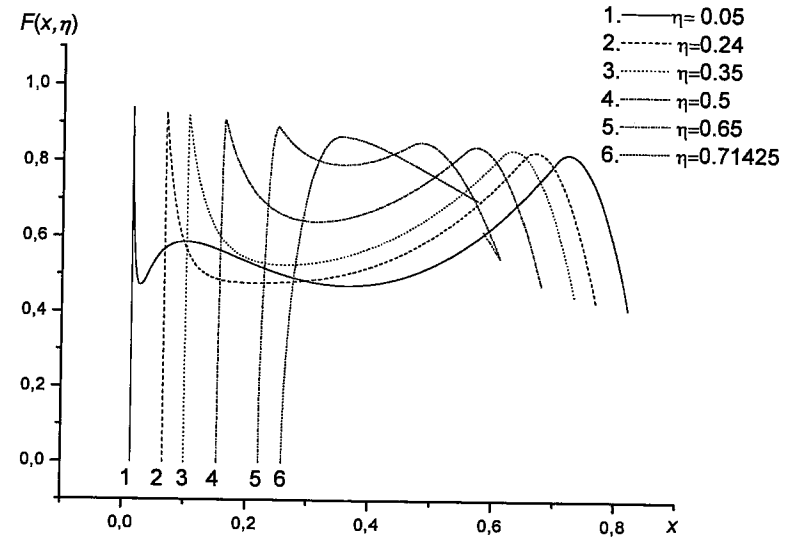


Рис.5

Спектральные распределения числа фотонов (в единицах $KN_+ \sqrt{\gamma}$) при оптимальном угле падения $\vartheta_0 = 0.71 \vartheta_L$ позитронного сгустка в плоскостной канал для разных значений поляризации среды.

Глава V "Сравнение теории с экспериментальными данными"

Из уравнения Томаса-Ферми, путем усреднения по продольной координате, получено модельное распределение плотности электронов в атоме. Для сравнения с экспериментальными данными рассчитывается спектральное распределение числа излученных фотонов в жесткой области частот с учетом усредненной плотности электронов в атоме. Проводится сравнение теории с экспериментальными данными. Исследовано также влияние

неравномерного распределения поляризации по поперечным координатам на спектральное распределение излучения. Получено аналитическое выражение для спектрального распределения интенсивности излучения. Предложен алгоритм численного расчета спектра числа излученных фотонов при произвольном распределении поляризации среды по ширине плоскостного канала.

Для оценки средней электронной плотности атомов кристалла алмаза воспользуемся уравнением статической модели Томаса-Ферми и уравнением Пуассона [2] для непрерывной электронной плотности $\rho(s)$ и $\eta(s) = \pi r_e \rho(s) d^2 / 2\mu$, где r_e – классический радиус электрона (Рис.6).

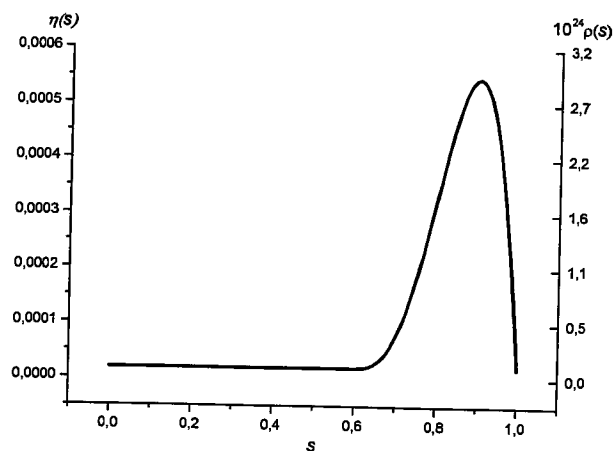


Рис. 6

Зависимость электронной плотности $\rho(s)$ в канале (110) кристалла алмаза и поляризации среды $\eta(s)=r(s)/\gamma$ при энергии позитронов $E=4$ ГэВ. s – расстояние от центра канала в единицах $d/2$, где d – межплоскостное расстояние.

Из-за неравномерного распределения электронной плотности спектры числа фотонов, излученных позитронами (со случайными начальными поперечными координатами) сгустка, имеют разные формы и разный диапазон частот (Рис. 7).

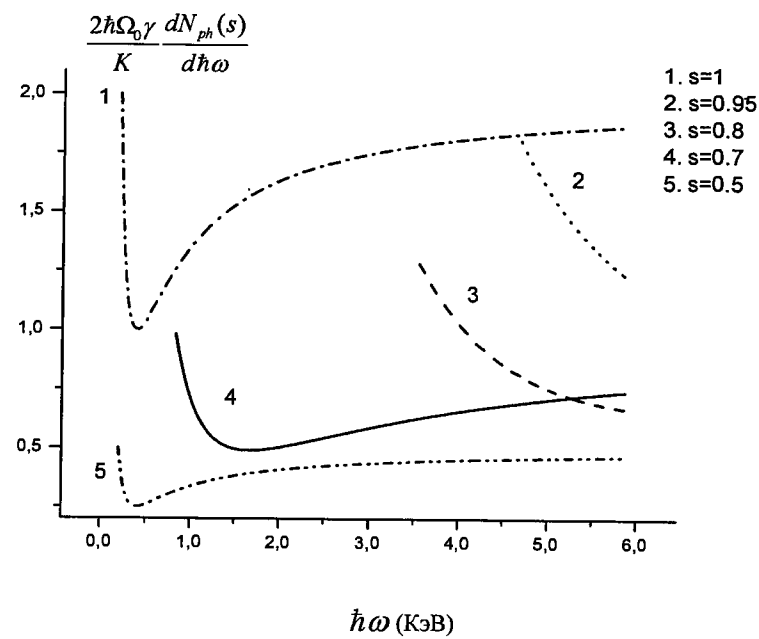
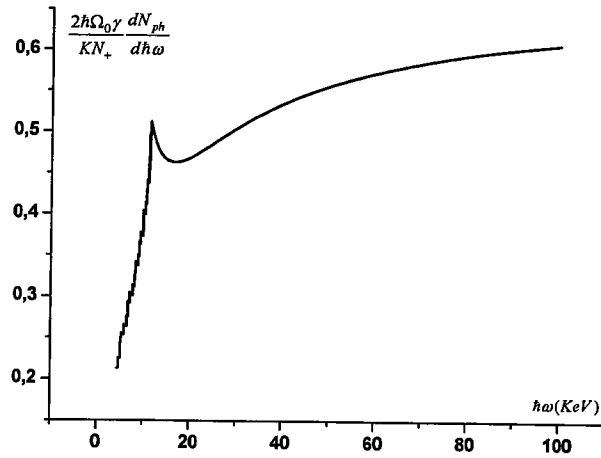


Рис. 7

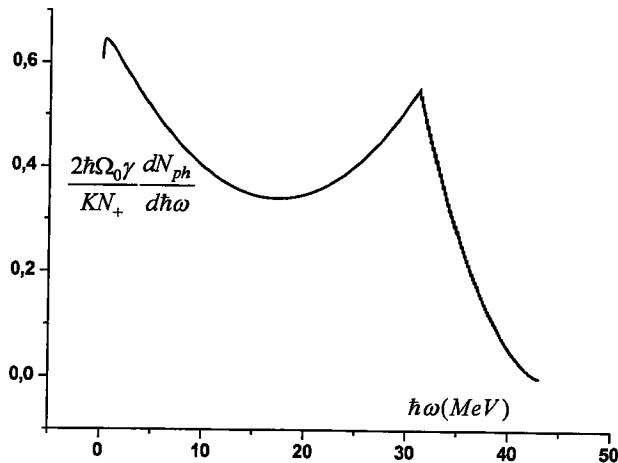
Частотное распределение числа мягких фотонов в области частот (X_0, X_D) , излученных позитронами с энергией 4 ГэВ в плоскостном канале (110) кристалла алмаза. Буквой s обозначены начальные координаты позитронов в единицах $d/2$, отсчитывающиеся от середины плоскостного канала.

Хотя спектры числа фотонов, излученных разными позитронами сгустка, имеют два минимума, в суммарном спектре образуется один минимум: максимум и минимумы различных позитронов образуются на разных частотах и при суммировании спектров сглаживаются (рис. 8). Как видно из рисунка, и в крайне мягкой области частот каналированный позитронный сгусток излучает большое число фотонов [2,3].

Полученное спектральное распределение числа излученных фотонов сравним с данными, полученными в известном эксперименте (SLAC), при каналировании позитронного сгустка с энергией $E=4$ ГэВ, падающего параллельно плоскостям (110) монокристалла алмаза с длиной 80 μm .



a)



б)

Рис. 8

Спектр числа фотонов излучения, приходящий на единичный позитрон сгустка с энергией 4 ГэВ и N_+ частицами в канале (110) монокристалла алмаза, в мягкой (а) и жесткой (б) областях частот.

Энергия, соответствующая собственной частоте Ω_0 плоскостного канала (110), равна $\hbar\Omega_0 = 31$ эВ.

Для энергии фотонов, при которой распределение числа фотонов достигает своего максимального значения, получаем:

$$\hbar\omega_{\max} = 2\hbar\Omega_0\gamma^{3/2}X_2 = 2 \cdot 31 \cdot 692590 \cdot 0.62 \text{ эВ} = 26,6 \text{ МэВ},$$

что точно совпадает с экспериментальным значением (Рис. 6).

Оба спектра имеют рост в мягкой области частот. Однако, теоретический спектр в области минимума проходит выше, что как показывает расчет, не связано с распределением поляризации среды по поперечной координате в плоскостном канале.

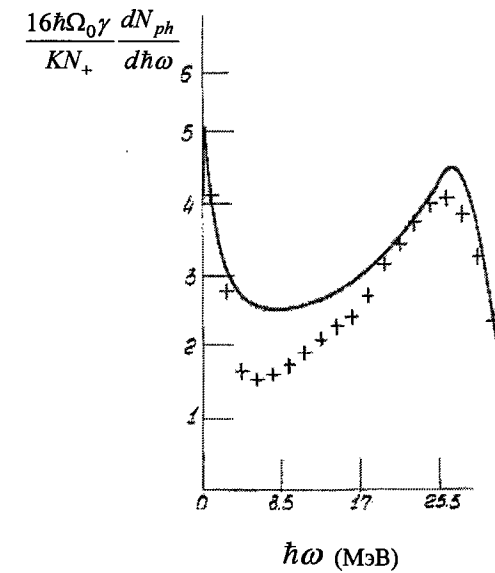


Рис. 6

Крестиками обозначены экспериментальные данные. Сплошная кривая - теоретически полученное распределение числа фотонов излучения при каналировании позитронов с энергией 4 ГэВ в плоскостях (110) кристалла алмаза при нулевом угле падения.

В заключении даны основные результаты работы представленной в диссертации:

1. Развита теория излучения релятивистского одномерного осциллятора в диспергирующей среде и показано, что форма спектрального распределения числа фотонов существенно меняется, когда энергия осциллятора превышает удвоенное значение пороговой энергии: в спектре вместо одного - появляются два минимума. Спектр излучения позитрона при плоскостном каналировании также имеет два минимума. Частоты минимумов и частотный диапазон излучения зависят от начальных координат позитрона. С увеличением амплитуды колебаний диапазон излучаемых частот сужается.
2. Получена формула для спектрального распределения числа фотонов, излученных каналированным позитронным сгустком при произвольном угле влета (меньше угла Линдхарда) в плоскостной канал с однородной поляризацией. При этом распределение имеет два минимума. За счет подавления спектра на краях частотного диапазона излучения образуются пики.
3. С увеличением энергии E позитронного сгустка, число изученных фотонов увеличивается в \sqrt{E} раз. Есть оптимальный угол влета позитронного сгустка в канал, значение которого в $\sqrt{2}$ раз меньше угла Линдхарда, но интенсивность излучения при этом в $\sqrt{2}$ раз выше, чем при параллельном падении.
4. Спектральное распределение числа фотонов, излученных каналированным позитронным сгустком, получено с учетом модельного распределения поляризации среды, основанного на уравнении Томаса-Ферми. Неравномерное распределение поляризации среды сглаживает спектр и полученный спектр с одним минимумом согласуется с экспериментальными данными. Однако в области минимума теоретическое распределение проходит несколько выше экспериментального.
5. Предложен алгоритм численного расчета спектра при произвольной зависимости поляризации среды канала от поперечной координаты. Произведен численный расчет и показано, что при каналировании позитронного сгустка образуется

квазимонохроматический интенсивный пучок мягких фотонов под нулевым углом.

Список опубликованных работ:

1. L. Gevorgian, L. Hovsepyan, Novel Effects Stipulated by Medium Polarization at Planar Channeling Positron Bunch Radiation, in International Conference on Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena II, edited by Sultan B. Dabagov, Proceedings of SPIE, 6634, SPIE, Bellingham, WA, pp.663408 1-18, 2007.
2. Л.А. Геворгян, Л.А. Овсепян, Формирование спектра излучения при плоскостном каналировании сгустка позитронов с учетом неоднородности среды, Известия НАН РА, т.42, N3, стр. 131-137, 2007.
3. Л.А. Овсепян, Расчет спектра фотонов, излученных при плоскостном каналировании позитронного сгустка, с учетом поляризации среды, Известия НАН РА, т.42, N3, стр. 138-141, 2007.

