

SC 87 09856

Препринт ЕФИ-892(43)-86

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

А.Р.АВАКЯН, ЯН ШИ

**ВЛИЯНИЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО МНОГОКРАТНОГО
РАССЕЯНИЯ НА ЧАСТОТНЫЙ СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ ПРИ ИХ ПЛОСКОСТНОМ
КАНАЛИРОВАНИИ В КРИСТАЛЛАХ**

ЦНИИатоминформ

ЕРЕВАН-1986

ԱՊՐԱՑՄԱՆ Հ.Ռ., ՑՈՒՆ ԵՒ

ՐԱԶՄՄԱԿԻ ՑՐՄԱՆ ՈՉ ԿՈՂՇԵՐՆԵՏ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ
ՌԵԼԵՅԱՏԻՎԻՍՏԱԿԱՆ ՄԱՍԻՆԿՆԵՐԻ ՀԱՍՏԱՏՎԱԿԱՆ ՄԴԵՎՏՐԻ
ՎՐԱ՝ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՆՐԱՆՑ ՀԱՐԹ ԿԱՆԱԼԱՑՄԱՆ
ԺԱՄԱՆԱԿ

Ցույց է տրված, որ արդեն ոչ շատ հաստ Բյուրեղների հարթ կանաչացման դեպքում՝ մասնիկաարի մտազայթման Բնութագրերի հաշվարկի ժամանակ անհրաժեշտ է նկատի ունենալ ոչ միայն մասնիկների Բաշխման փոփոխությունը ըստ լայնական էներգիաների E_{\perp} , որպես Բազմակի ոչ կոհերենտ ցրման հեռանք, այլև՝ այլալ E_{\perp} մտազայթման համապատասխան Բնութագրերի փոփոխություն: Այդպիսի, ոչ կոհերենտ ցրման առավել ամբողջական հաշվարկի դեպքում կանաչագված մասնիկների համախառն սպեկտրերի մեջ իմունմենտը պետք է տեղաշարժվեն ախելի փափուկ սիրույթը Այդ տեղաշարժը հատկապես զգալի է պոզիտրոնների դեպքում:

Երևանի Թիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1986

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ) 1985г.

Препринт 892(43)-66

А.Р.АВАКЯН, ЯН ЦИ

ВЛИЯНИЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ
НА ЧАСТОТНЫЙ СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ
ЧАСТИЦ ПРИ ИХ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ В КРИСТАЛЛАХ

Показано, что при расчете характеристик излучения частиц при плоскостном каналировании уже в не очень толстых кристаллах необходимо учитывать не только изменение распределения частиц по поперечным энергиям ϵ_{\perp} вследствие некогерентного многократного рассеяния, но и изменение соответствующих характеристик излучения при данной ϵ_{\perp} . При таком более полном учете влияния некогерентного рассеяния максимумы частотных спектров каналированных частиц должны смещаться в более мягкую область. Это смещение особенно существенно в случае позитронов.

Ереванский физический институт

Ереван 1966

H.R. Avakyan, C. Yang

INFLUENCE OF INCOHERENT MULTIPLE SCATTERING ON THE
RADIATION FREQUENCY SPECTRUM OF RELATIVISTIC PARTICLES
AT THEIR PLANAR CHANNELING IN CRYSTALS

It is shown that when calculating the characteristics of radiation of particles at planar channeling in already not too thick crystals, one should not only take into account the change in the particle distribution over transverse energies ϵ_{\perp} , which is due to incoherent multiple scattering, but also the change in the corresponding radiation characteristics at a given ϵ_{\perp} . With such more thorough regard for the incoherent scattering effect, the maxima of frequency spectra of the channelled particles must shift to a softer region. In case of positrons this shift is especially significant.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1986

Частицы, влетающие в кристалл под достаточно малыми углами относительно кристаллографических плоскостей, захватываются в режим плоскостного каналирования (см. напр. [1]). При этом в случае релятивистских электронов и позитронов возникает излучение [2] в рентгеновском и гамма-диапазонах частот, по спектральной интенсивности намного превосходящее тормозное излучение.

В приближении непрерывного потенциала плоскостей динамика частицы полностью определяется её поперечной энергией ϵ_{\perp} , зависящей от положения x_0 и угла θ_0 влета частицы относительно кристаллографических плоскостей:

$$\epsilon_{\perp} = U(x_0) + \frac{E \theta_0^2}{2}, \quad (1)$$

где $U(x)$ - потенциальная энергия частицы в поле кристаллографических плоскостей, E - полная энергия частицы. Наблюдаемое спектрально-угловое распределение интенсивности излучения представляет собой величину, усредненную по всем частицам с учетом их функции распределения. Для частотного спектра излуче-

ния с единицы пути на толщине l кристалла имеем [3-5]

$$\left\langle \frac{dW}{l d\omega} \right\rangle = \int_0^{\infty} \frac{dW(\epsilon_{\perp})}{l d\omega} f(\epsilon_{\perp}) d\epsilon_{\perp}, \quad (2)$$

где $dW(\epsilon_{\perp})/l d\omega$ - частотный спектр излучения с единицы пути при данной поперечной энергии, $f(\epsilon_{\perp})$ - средняя по толщине l функция распределения частиц по поперечным энергиям. Многократное рассеяние частиц на локальных отклонениях потенциала плоскостей от усредненного, например, вследствие тепловых колебаний атомов, ("некогерентное рассеяние") приводит к зависимости функции распределения $f(\epsilon_{\perp})$, а следовательно, и наблюдаемого частотного спектра от толщины l в достаточно толстых кристаллах. При этом обычно считалось [3-6], что спектр $dW(\epsilon_{\perp})/l d\omega$ для данного значения ϵ_{\perp} от толщины l кристалла не зависит. Однако ниже мы покажем, что это не вполне точно.

Действительно, частотный спектр $dW(\epsilon_{\perp})/l d\omega$ излучения с единицы пути при данной поперечной энергии имеет резко выраженный максимум на частоте [2]

$$\omega_{\text{макс}}(\epsilon_{\perp}) = \frac{\omega_k}{1 - \bar{v}_z/c}, \quad (3)$$

где ω_k - частота колебания частицы в канале, \bar{v}_z - средняя по толщине l продольная скорость каналированной частицы. Для релятивистской частицы без учета некогерентного рассеяния имеем [7]

$$\bar{v}_z = v \left(1 - \frac{\bar{v}_x^2}{2c^2} \right), \quad (4)$$

где v - абсолютное значение скорости частицы, \bar{v}_x^2 - зависящий от ϵ_1 средний квадрат x - компоненты скорости частицы, обусловленный взаимодействием с непрерывным потенциалом $U(x)$ плоскостей.

В результате некогерентного рассеяния возникают дополнительные поперечные компоненты скорости $v_{1\text{ рас}}^2$. Если предположить, что средний квадрат угла рассеяния $\bar{v}_{1\text{ рас}}^2/c^2$ линейно зависит от глубины проникновения частицы в кристалл, то для \bar{v}_z получаем

$$\bar{v}_z = v \left(1 - \frac{\bar{v}_x^2}{2c^2} - \frac{\bar{v}_{1\text{ рас}}^2}{4c^2} \right). \quad (5)$$

Таким образом, как видно из (5), некогерентное рассеяние приводит к уменьшению средней скорости продольного движения частицы. Подставляя (5) в (3), получаем, что максимум спектра приходится на частоту

$$\omega_{\text{макс}}(\epsilon_1) = \frac{2\omega_k}{\gamma^{-2} + \bar{v}_x^2/c^2 + \bar{v}_{1\text{ рас}}^2/2c^2}, \quad (6)$$

зависящую не только от ϵ_1 (через \bar{v}_x^2 , $\bar{v}_{1\text{ рас}}^2$ и ω_k), но и от ℓ (через $\bar{v}_{1\text{ рас}}^2$). А это, в свою очередь, означает, что частотный спектр $dW(\epsilon_1)/\ell d\omega$ нельзя считать независимым от ℓ .

Средний квадрат угла некогерентного многократного рассеяния $v_{1\text{ рас}}^2/c^2$ в кристалле можно считать пропорциональным аналогичной величине $\bar{\theta}_{\text{ам}}^2$ для эквивалентного аморфного вещества той же толщины

$$\bar{v}_{\text{рас}}^2 = \eta(\epsilon_{\perp}) \bar{\theta}_{\text{ам}}^2 c^2. \quad (7)$$

Коэффициент пропорциональности $\eta(\epsilon_{\perp})$ зависит от поперечной энергии ϵ_{\perp} и состоит из вкладов рассеяния на атомных ядрах $\eta_{\text{я}}(\epsilon_{\perp})$ и на электронах среды $\eta_{\text{э}}(\epsilon_{\perp})$ согласно формуле [8]

$$\eta(\epsilon_{\perp}) = \frac{Z L' \eta_{\text{я}}(\epsilon_{\perp}) + L'' \eta_{\text{э}}(\epsilon_{\perp})}{Z L' + L''}, \quad (8)$$

где Z - атомный номер ядра, L' и L'' - соответствующие радиационные логарифмы [9].

Величины $\eta_{\text{я}}(\epsilon_{\perp})$ и $\eta_{\text{э}}(\epsilon_{\perp})$ определяются соответственно плотностями вероятности нахождения атомных ядер $\rho_{\text{я}}(x)$ и электронов среды $\rho_{\text{э}}(x)$ вдоль траектории движения частицы (x - поперечная декартова координата). Например,

$$\eta_{\text{я}}(\epsilon_{\perp}) = \int \rho_{\text{я}}(x) \frac{dW}{dx} dx, \quad (9)$$

где dW/dx - плотность вероятности нахождения частицы в точке с поперечной координатой x , интегрирование проводится по траектории частицы. Совершенно аналогичная формула имеет место для $\eta_{\text{э}}(\epsilon_{\perp})$.

Плотности ядер и электронов представляют собой суммы соответствующих плотностей, обусловленных отдельными кристаллографическими плоскостями, и поэтому они являются периодическими функциями от x с периодом, равным расстоянию d_x между соседними плоскостями. Разложим эти функции в ряды Фурье:

$$\rho_{\alpha}(x) = 1 + \sum_{m=1}^{\infty} \gamma_m \cos \frac{2\pi m x}{d_x},$$

$$\rho_{\beta}(x) = 1 + \sum_{m=1}^{\infty} \mu_m \cos \frac{2\pi m x}{d_x}. \quad (10)$$

Предположим, что плотность ядер для одной плоскости распределена по закону Гаусса с дисперсией, равной среднему квадрату u_1^2 амплитуды тепловых колебаний. Тогда

$$\gamma_m = 2 \exp(-2\pi^2 u_1^2 m^2 / d_x^2). \quad (11)$$

Плотность атомных электронов можно найти из уравнения Пуассона исходя из потенциала внутри кристалла. В случае, когда потенциал отдельной кристаллографической плоскости определяется путем усреднения суммарного потенциала атомов, записанного в приближении Мольера [10], после некоторых преобразований получаем

$$\mu_m = 2 \sum_{i=1}^g \frac{\alpha_i \beta_i^2}{\beta_i^2 + 4\pi^2 m^2 \alpha_{TF}^2 / d_x^2}, \quad (12)$$

где α_i и β_i - константы Мольера, α_{TF} - радиус Томаса-Ферми. Плотность вероятности dW/dx имеет вид [8]

$$\frac{dW}{dx} = \frac{\sqrt{2E}}{vT \sqrt{\epsilon_1 - U(x)}}. \quad (13)$$

Для оценки ограничимся первым не исчезающим членом разложения (параболическое приближение). Тогда вычисляя $\eta_{\alpha}(\epsilon_1)$ и $\eta_{\beta}(\epsilon_1)$ по формулам типа (9) и затем подставляя их в (6), получаем в случае плоскостного каналирования позитронов

$$\eta(\epsilon_{\perp}) = 1 + \frac{1}{zL' + L''} \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m J_0(\pi m \sqrt{\frac{\epsilon_{\perp}}{U_0}}) (zL' \nu_m + L'' \mu_m), \quad (I4)$$

где J_0 - функция Бесселя нулевого порядка, $U_0 = U(0)$ - глубина потенциальной ямы. В частности, на высоте барьера, когда $\epsilon_{\perp} \approx U_0$, имеем

$$\eta(U_0) = 1 + \frac{1}{z(zL' + L'')} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{zL' \nu_m + L'' \mu_m}{\sqrt{m}}. \quad (I5)$$

Например, в случае позитронов, каналированных плоскостями (II0) в алмазе, $\eta(U_0) \approx 3$. С помощью формул (I4), (7) и (6) можно оценить положение максимума частотного спектра каналированных позитронов данной поперечной энергии ϵ_{\perp} в зависимости от толщины l кристалла.

Спектральная интенсивность излучения в максимуме в основном обусловлена позитронами, которые могут близко подойти к плоскостям на расстояния порядка U_1 . В алмазе такие позитроны соответствуют $\epsilon_{\perp} \approx 0,8 U_0$. Из (I4) получаем, что $\eta(0,8 U_0) \approx 1$, т.е. $\bar{U}_{\perp \text{ рас}}^2 / c^2 \approx \bar{\theta}_{\text{ам}}^2$.

В качестве иллюстрации в таблице приведены значения $h\omega_{\text{ макс.}}$ при разных энергиях позитронов для плоскостей (II0) алмаза толщиной 80 мкм в дипольном приближении (по формуле (6) с учетом только первого слагаемого γ^{-2} в знаменателе), в квадрупольном приближении (с учетом первых двух слагаемых в знаменателе формулы (6)) и с учетом некогерентного рассеяния (учитывают-

ся все слагаемые в знаменателе формулы (6)). Для сравнения в таблице приведены также значения $h\omega_{\text{макс}}$, полученные из эксперимента [II]. При оценках значений $h\omega_{\text{макс}}$ было принято $\epsilon_1 = 0,8 U_0$. Если же взять $\epsilon_1 = U_0$, то соответствующие значения при учете некогерентного рассеяния уменьшаются приблизительно на 5-10%. Таким образом, из сравнения теоретических оценок с экспериментом видно, что после учета некогерентного рассеяния значения $h\omega_{\text{макс}}$ оказываются значительно ближе к экспериментальным, чем в случае учета только недипольности. Другими словами, несогласие между старыми теоретическими значениями $h\omega_{\text{макс}}$ и экспериментом, на которое указывалось в [3-6], удается существенно уменьшить без дополнительных предположений о несовершенствах (дислокациях, мозаичности и т.д.) кристаллов [5].

Правда, необходимо отметить, что оценка по формулам (6), (7) и (I4) правомерна лишь при таких толщинах кристалла, при которых увеличение поперечной скорости частицы из-за некогерентного рассеяния существенным образом не выводит частицу из режима плоскостного каналирования, т.е. пока величина $\bar{v}_{\text{рас}}^2$ остается меньшей \bar{v}_x^2 без учета некогерентного рассеяния. В рассмотренном выше случае позитронов, каналированных плоскостями (IIO) алмаза при $E = 2$ ГэВ и $\epsilon_1 = 0,8$, получаем, что применение формулы (6) правомерно при $l < 60$ мкм. Когда выход частицы из плоскостного канала из-за некогерентного рассеяния происходит часто (в особенности для частиц на высоте барьера), существенное влияние на частотный спектр излучения может оказать конечное число колебаний частицы в канале.

Резюмируя, можно сказать, что при расчете характеристик

излучения каналированных частиц в не очень тонких кристаллах необходимо учитывать не только изменение функции распределения $f(\epsilon_{\perp})$ частиц по поперечной энергии ϵ_{\perp} с толщиной l , но также изменение соответствующих характеристик излучения при данной ϵ_{\perp} . При этом некогерентное рассеяние приводит к рассогласованию фаз полей излучения, что, в свою очередь, влечет за собой уменьшение спектральной интенсивности в области $\omega_{\text{макс}}$.

Аналогичная ситуация имеет место также в случае осевого каналирования и квазиканалирования электронов и позитронов. Однако при этом необходимо иметь в виду, что движение частицы уже не определяется одной лишь поперечной энергией ϵ_{\perp} .

Таблица

E (ГэВ)	$h \omega_{\text{макс}}$ (МэВ)			
	в дипольном приближении	с учетом недипольности	с учетом рассеяния	эксперимент
2	15	13	11	12
4	43	33	27	25
6	80	54	46	44
1	170	94	83	80
14	276	131	117	115
16	344	150	135	125

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gemmel D.S. Channeling and Related Effects in the Motion of Charged Particles through Crystal.- Rev.Mod.Phys. 1974, vol.46, p.129-228.
2. Кумахов М.А. О возможности существования эффекта спонтанного излучения γ - квантов релятивистскими каналированными частицами. ДАН СССР, 1976; т.230, № 5, с.1077-1080.
3. Базылев В.А., Белошицкий В.В., Глебов В.И. и др. Излучение каналированными позитронами в непрерывном потенциале плоскостей кристалла. ДАН СССР, 1980, т.235, № 5, с.1100.
4. Шульга Н.Ф., Гендештейн Л.Э., Мирошниченко И.И. и др. Излучение ультрарелятивистских позитронов, движущихся в монокристалле вблизи кристаллографических плоскостей. ЖЭТФ, 1982, т.82, вып.1, с.50.
5. Baier V.M., Katrov V.M., Strakhovonko V.M. Nondipole Radiation at Planar Channeling at Positrons: Composition of Theory with Experiment.- Preprint INP-81-139,Novosibirsk 1981.
6. Авакян А.Р., Жеваго Н.К., Ян Ши. Расчет спектров излучения позитронами и электронами больших энергий при плоскостном каналировании в кристаллах типа алмаза. Изв.АН Арм.ССР, 1985, Физика, т.20, вып.4, с.191-199.
7. Жеваго Н.К. Излучение γ - квантов каналированными частицами. ЖЭТФ, 1978, т.75, № 4, с.1369-1401.
8. Авакян А.Р., Белошицкий В.В., Кумахов М.А. Подавление многократного рассеяния при плоскостном каналировании отрицательных частиц. Препринт ЕФИ-767(14)-85, Ереван, 1985.

9. Yung Su Tsai Pair Production and Bremsstrahlung of Charged Leptons.- Rev.Mod.Phys., 1974, vol.46,N.4,p.815.
10. Moliere G. Theori der Strahlung Schneller Gelender Teilchen.-Z.Naturforsch, 1947,Bd 2a, S.133-145.
11. Авакян Р.О., Мирошниченко И.И., Мерри Д.Д., Фигут Т.Х. Экспериментальное исследование радиации релятивистских каналированных позитронов. Письма в ЖЭТФ, 1979, т.29, №12, с.786-790.

Рукопись поступила 28 января 1986 г.

А.Р.АВАКЯН, ЯН ШИ

ВЛИЯНИЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ЧАСТОТНЫЙ
СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ ПРИ ИХ ПЛОСКОСТНОМ КА-
НАЛИРОВАНИИ В КРИСТАЛЛАХ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

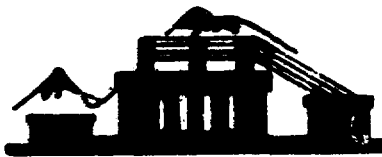
Подписано в печать 16/VI-86
Офсетная печать. Уч. изд. л. 1.0
Зак. тип. № 381

ВФ-05588

Формат 60x84/16
Тираж 299 экз. Ц. 15 к.
Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, Маркаряна 2

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ