

518806549

FFI

Препринт ЕФИ-953(3)-87

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԶԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



М.А.АГИНЯН, ЯН ШИ

**ЭФФЕКТЫ КОГЕРЕНТНОСТИ КВАЗИЧЕРЕНКОВСКОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ В ГЕОМЕТРИИ ЛАУЭ И БРЕГГА**

ЦНИИатоминформ
ЕРЕВАН — 1987

Մ.Ա. ԱՂԻՆՅԱՆ, ՅԱՆ ՇԻ

ԲՎԱԶԻՉԵՐԻ ԿԱՌԱՎԱՅՐՄԱՆ ԿՈՆԱԳԱՅՐՄԱՆ ԿՈՆՎԵՆՏՍԻՅԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅՔԻ ԵՐԿՐԱՉԱՓՈՒԹՅԱՆ
ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ԸՍՏ ԼԱՌԻՔԻ ԵՎ ԲՐԵԳԻ ԵՐԿՐԱՉԱՓՈՒԹՅԱՆ

Հետազոտված է կոհերենտ ունեցնող մանրէկոմպոզիցիայի /Ք2/ ճառագայթման քվանտների N_H թվի կախումը՝ զոյացող ռեյառիվիստական լիցքավորված մասնիկի անցման ժամանակ միաբյուրեղում ջրեզյան Θ_5 անկյուններում և ω_5 համախալանություններում բյուրեղի α հաստությունից / ի նկատի ունենալով նրա կլանման հատկությունը / և մասնիկի χ Լորենց-գործակցից: Ցույց է տրված, որ փոքր հաստությունների դեպքում Ք2 ճառագայթման ինտենսիվության կապը հաստությունից զճային է: Միջին հաստությունների դեպքում, ըստ Լաուէի երկրաչափության, գոյություն ունի ինտերֆերենցիայի երևույթ, որը նման է ունեցնող ճառագայթների ցրման ժամանակ ի հայտ եկող մոմանակային երևույթին, սակայն համաձայն Բրեգի երկրաչափության՝ N_H -ի կախումը α -ից թույլ է: Հաստության հետագա մեծացման ընթացքում քվանտների թիվը արագ աճում, և մեծ հաստությունների դեպքում հասնում է հազեցման: Բնորոշ է, որ ըստ Լաուէի երկրաչափության հազեցումը տեղի է ունենում այնպիսի հաստության դեպքում, որը մի քանի անգամ գերազանցում է կլանման երկարությանը ամորֆ միջավայրում: Մեծ χ -ների դեպքում N_H -ը միջին և մեծ հաստությունների համար խստորեն կախված չէ χ -ից, իսկ փոքր հաստությունների, ինչպես նաև փոքր χ -ների դեպքում այն միալար աճում է χ -ի մեծանալուն զուգահեռ: Տեսական հաշվարկը համեմատված է փորձի արդյունքների հետ:

Երևանի Փիզիկայի ինստիտուտ
Երևան 1987

Preprint EOM-953(3)-87

M.A. AJELYAN, C. YANG

COHERENCE EFFECTS OF QUASI-CERENKOV RADIATION
IN MONOCRYSTALS IN LAUE AND BRAGG GEOMETRY

The number of quanta N_h of coherent X-rays ("quasi-Cerenkov radiation") produced by a relativistic charged particle in monocrystals at Bragg angles θ_B and frequencies ω_B as a function of crystal thickness a is shown with regard to its absorbing ability and the γ -particle Lorentz factor. It is shown that in thin crystals the quasi-Cerenkov radiation intensity linearly grows with the thickness. At intermediate thicknesses interference effects are found in the Laue geometry, analogous to the well-known "pendulum effect" in X-ray scattering, while in the Bragg geometry N_h weakly depends on a . N_h grows with the further growth of a . In thick crystals N_h becomes saturated. It is characteristic, that saturation in the Laue geometry occurs in thicknesses several times exceeding the absorption length of X-rays of the same frequency in corresponding amorphous medium. N_h practically is independent of γ at large γ for intermediate and large thicknesses. It monotonically grows with γ at small thicknesses and γ . Calculations are compared with the experimental data.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1987

УДК 538.56:539.12

М.А. АГНЯН, ЯН ШИ

ЭФФЕКТЫ КОГЕРЕНТНОСТИ КВАЗИЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В КРИСТАЛЛАХ В ГЕОМЕТРИИ ЛАУЭ И БРЭГГА

Исследована зависимость числа квантов N_h когерентного рентгеновского излучения (квазичеренковского излучения), образуемого релятивистской заряженной частицей в монокристаллах на брэгговских углах Θ_B и частотах ω_B , от толщины α кристалла с учетом его поглощающей способности, а также от лоренц-фактора γ частицы. Показано, что при малых толщинах интенсивность КЧ излучения линейно растет с толщиной. При промежуточных толщинах в геометрии Лауэ обнаружены интерференционные явления, аналогичные известному "маятниковому эффекту" при рассеянии рентгеновских лучей, а в геометрии Брэгга N_h слабо зависит от α . При дальнейшем увеличении α число N_h быстро растет. При больших толщинах N_h выходит на насыщение. Характерно, что насыщение в геометрии Лауэ наступает при толщинах, в несколько раз превышающих длину поглощения рентгеновских лучей той же частоты в соответствующей аморфной среде. Число N_h практически не зависит от γ при достаточно больших γ для промежуточных и достаточно больших толщин. Оно монотонно растет с γ при малых толщинах, а также при малых γ . Проведено сравнение теоретического расчета с первыми экспериментальными результатами.

Ереванский физический институт

Ереван 1987

1. Введение

На возможность образования рентгеновского излучения равномерно и прямолинейно движущейся релятивистской заряженной частицей в кристалле на брэгговских углах и частотах впервые указывалось в [1-3]. Это излучение называлось по-разному. В настоящей работе для краткости будем называть его квазичеренковским (КЧ) [4-6]. В дальнейшем теория КЧ излучения развивалась как для случая совершенных [7-10], так и для случаев колестерических жидких [11] и мозаичных кристаллов [12]. Появились сообщения [13-15] об экспериментальном обнаружении КЧ излучения.

Теоретическая оценка числа квантов КЧ излучения, предпринятая в [3], была сильно (на много порядков) завышенной. При этом, согласно [3], число квантов экспоненциально убывало с увеличением толщины, что не согласовывалось с результатами [7,12]. Оценка числа квантов, данная в [9], близка к действительности. Однако остается неясным, к какой толщине относится эта оценка. Расчет числа квантов, проведенный в [10], отно -

ся к случаю предельно толстых кристаллов, когда толщина кристалла намного больше длины поглощения.

С другой стороны, из общего теоретического анализа следовало [7], что в силу когерентности КЧ излучения, образуемого на всем пути движения частицы через совершенный кристалл, в геометрии Лауэ должны иметь место интерференционные явления типа "маятникового эффекта" и эффекта аномального прохождения Бормана, известные при дифракции рентгеновских лучей в монокристаллах (см. например, [16]). В частности, должна наблюдаться сильная зависимость интенсивности КЧ излучения от толщины a кристалла при "промежуточных" значениях a . Однако количественный анализ этих эффектов до сих пор еще не проводился.

В настоящей работе проведен такой анализ и рассчитаны числа квантов КЧ излучения для кристаллов произвольной толщины a как в геометрии Лауэ, так и в геометрии Брэгга. Кроме того, исследована зависимость числа квантов излучения от энергии (логарифм-фактора) частицы. Теоретические значения числа квантов излучения не противоречат экспериментальным данным [13-15].

2. Исходные формулы

Число квантов N_h КЧ излучения в данном пятне $h=(h_1, h_2, h_3)$ на брэгговской частоте ω_B определяется формулой

$$N_h = \frac{(2\pi)^2 \omega_B^2}{\hbar c} \sum_{\alpha=n,p} \int |E_{h\alpha}^{бак}|^2 |\gamma_h| \theta d\theta d\phi d\nu, \quad (1)$$

где θ - полярный угол излучения, отсчитываемый от брэгговского направления,

$$\vec{n}_h = \vec{n}_0 + \vec{K}_h \frac{c}{\omega_B}, \quad (2)$$

Φ - азимутальный угол излучения, отсчитываемый от плоскости, содержащей векторы \vec{n}_0 и \vec{n}_h , $\vec{n}_0 = \vec{v}/v$ - единичный вектор в направлении скорости частицы, $\gamma = (\omega - \omega_B)/\omega_B$ - относительное отклонение частоты от брэгговской, γ_h - косинус угла брэгговского направления относительно нормали поверхности кристалла. $E_{h\alpha}^{\text{взк}}$ соответствует нормальной ($\alpha = n$) или параллельной ($\alpha = p$) составляющей фурье-компоненты поля излучения вне кристалла (в вакууме), θ_B - брэгговский угол, \vec{K}_h - вектор обратной решетки (умноженный на 2π), \vec{v} - скорость частицы.

Для расчета $E_{h\alpha}^{\text{взк}}$ при произвольной толщине a кристалла и произвольном угле влета частицы в кристалл исходим из теории, построенной в двухволновом приближении [7] (см. также [4]). При этом мы используем упрощенный вариант [12] этой теории, в котором с самого начала не учитывается непоперечность электромагнитного поля в кристалле. Такое приближение является вполне приемлемым в случае ультрарелятивистской частицы и излучения рентгеновских (или более высоких) частот. В этом приближении формула для $E_{h\alpha}^{\text{взк}}$ в геометрии Лауэ имеет вид [4, 12]

$$E_{h\alpha}^{\text{взк}} = \frac{\theta \epsilon_i p_\alpha C_\alpha \chi_{h0}}{2\pi^2 \omega_B \gamma_0} \left\{ \frac{\exp(i\omega \delta_\alpha^{(2)} a/c) - \exp(i\omega \delta_\alpha^{(1)} a/c)}{2\gamma_h \vec{n}_0 \cdot (\delta_\alpha^{(2)} - \delta_\alpha^{(1)})} + \frac{1}{2\delta_\alpha} \left[1 - \frac{\delta_\alpha^{(2)} \exp(i\omega \delta_\alpha^{(1)} a/c) - \delta_\alpha^{(1)} \exp(i\omega \delta_\alpha^{(2)} a/c)}{\delta_\alpha^{(2)} - \delta_\alpha^{(1)}} \right] \right\}, \quad (3)$$

а в геометрии Брэгга

$$E_{h\alpha}^{\text{вак}} = \frac{\theta e i p_{\alpha} C_{\alpha} \chi_{h0}}{2\pi^2 \omega_B \gamma_0} \left\{ \frac{\exp(i\omega \delta_{\alpha}^{(2)} a/c) - \exp(i\omega \delta_{\alpha}^{(1)} a/c)}{\tilde{\eta}_0 \gamma_h} \gamma_0 + \frac{2\gamma_0 [\delta_{\alpha}^{(2)} [\exp(i\omega \delta_{\alpha}^{(1)} a/c) - 1] - \delta_{\alpha}^{(1)} [\exp(i\omega \delta_{\alpha}^{(2)} a/c) - 1]]}{\tilde{D}_{\alpha}} \right\} /$$

$$/ [(2\gamma_0 \delta_{\alpha}^{(2)} + \tilde{\eta}_0 - \chi_{00}) \exp(i\omega \delta_{\alpha}^{(2)} a/c) - (2\gamma_0 \delta_{\alpha}^{(1)} + \tilde{\eta}_0 - \chi_{00}) \exp(i\omega \delta_{\alpha}^{(1)} a/c)], \quad (4)$$

где

$$\tilde{D}_{\alpha} = (\tilde{\eta}_0 - \chi_{00})(\tilde{\eta}_h - \chi_{hh}) - C_{\alpha}^2 \chi_{0h} \chi_{h0},$$

$$\tilde{\eta}_0 = \theta^2 + \gamma^{-2},$$

$$\tilde{\eta}_h = \tilde{\eta}_0 - 2\gamma^{-2} \sin^2 \theta_B - 4\gamma \sin^2 \theta_B + 2\theta \sin^2 \theta_B \cos \phi,$$

$$p_{\alpha} = \begin{cases} \sin \phi & \alpha = n \\ \cos \phi & \alpha = p, \end{cases}$$

$$C_{\alpha} = \begin{cases} 1 & \alpha = n \\ \cos 2\theta_B & \alpha = p; \end{cases} \quad (5)$$

$\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ - лоренц-фактор частицы; χ_{ij} - соответствующие фурье-компоненты поляризуемости кристаллической среды, обусловленные пространственной периодичностью распределения электронной плотности [17] (см. также [4]); величины $\delta_{\alpha}^{(i)}$ ($i = 1, 2$) определяются из решения дисперсионного уравнения и имеют вид:

$$\delta_{\alpha}^{(i)} = (4\gamma_0 \gamma_h)^{-1} \left\{ \gamma_0 (\chi_{hh} - \tilde{\eta}_h) + \gamma_h (\chi_{00} - \tilde{\eta}_0) \mp \right.$$

$$\mp \left[(\gamma_o (\tilde{\eta}_h - \chi_{hh}) - \gamma_h (\tilde{\eta}_o - \chi_{oo}))^2 + 4 \gamma_o \gamma_h C_\alpha^2 \chi_{oh} \chi_{hc} \right]^{1/2} \}.$$

γ_o - косинус угла влета частицы относительно нормали поверхности кристалла.

3. Анализ формул в зависимости от толщины кристалла

А. Геометрия Лауэ

Когда толщина α кристалла достаточно мала, так что аргументы экспонент, содержащихся в (3), значительно меньше единицы, главным в $E_{h\alpha}^{\text{вск}}$ является первое слагаемое.

Обычно $|\text{Re } \delta_\alpha^{(i)}| \gg |\text{Im } \delta_\alpha^{(i)}|$, поэтому указанные аргументы экспонент малы, когда

$$\alpha \ll \frac{c}{\omega_B |\text{Re } \delta_\alpha^{(i)}|} \quad (7)$$

В этом случае формулу (1) удается аналитически проинтегрировать [12,4] по углам и частотам, и в результате получаем:

$$N_h = \frac{e^2 \alpha \omega_B}{8 \pi c^2} |\chi_{oh}|^2 \frac{1 + \cos^2 2\theta_B}{\gamma_o^2 \sin^2 \theta_B} (2 \ln \gamma - 1), \quad (8)$$

т.е. N_h линейно растет с α .

При промежуточных α , когда неравенства (7) не выполняются, но

$$\alpha \ll \ell_{\alpha i}^{\text{погл.}}, \quad (9)$$

где

$$\ell_{\alpha i}^{\text{погл.}} = \frac{c}{2 \omega_B |\text{Im } \delta_\alpha^{(i)}|}, \quad (10)$$

т.е. поглощение излучения в кристалле незначительно, поэтому (3) и, следовательно, число квантов осцилляционно зависят от толщины в результате интерференции когерентных волновых полей в кристалле [7,4] аналогично известному "маятниковому эффекту" (см., например, [16]) при дифракции рентгеновских лучей в неокристаллах.

Можно убедиться, что период осцилляций определяется величиной

$$\frac{c}{2\omega_B \operatorname{Re} |\delta_\alpha^{(1)} - \delta_\alpha^{(2)}|} \sim \frac{c |\chi_o \chi_h|^{1/2}}{2\omega_B |\chi_{oh}|}$$

порядка так называемой экстинкционной длины $l_{эк}$.

В геометрии Лауэ обе величины $\operatorname{Im} \delta_\alpha^{(1)}$ и $\operatorname{Im} \delta_\alpha^{(2)}$ больше нуля. При этом, если значение $|\chi_{oh}| = |\chi_{ho}|$ близко к значению $|\chi_{oo}| \approx |\chi_{hh}|$ и если остальные величины, содержащие χ^{-2} , θ и ν , малы, то одна из длин поглощения (а именно, $l_{\alpha_2}^{погл}$) может быть весьма большой. Это означает, что слагаемое, содержащее $\exp(i\omega_B \delta_\alpha^{(2)} a/c)$ в (3), будет весьма слабо затухать с увеличением a (эффект аномального прохождения Бормана).

При толщинах кристалла таких, что

$$l_{\alpha_1}^{погл} \ll a \ll l_{\alpha_2}^{погл}, \quad (12)$$

осцилляционная зависимость N_h от a постепенно исчезает и число квантов N_h монотонно растет с увеличением a .

Наконец, в случае толстых кристаллов, когда

$$l_{\alpha_1}^{погл} \ll a, \quad (13)$$

все экспоненты в (3) обращаются в нуль, и число квантов пере...

стает зависеть от α . В этом случае удается до конца аналитически проинтегрировать (1), заменив $|\tilde{\mathcal{D}}_\alpha|^{-2}$ на соответствующую δ - функцию [12].

Б. Геометрия Брэгга

В этом случае χ_h - величина отрицательная, и подкоренное выражение в формуле (6) при достаточно малых отклонениях от условия Брэгга (при "полном отражении" [16]) может принимать отрицательные значения (при достаточно больших χ). В результате $|\text{Im} \delta_\alpha^{(1)}| \sim |C_\alpha \chi_{oh}| |\chi_o \chi_h|^{-1/2}$ становятся порядка или больше своих действительных частей. Рассмотрим разные области значений толщины α кристалла.

1. Когда толщина α достаточно мала

$$\alpha \ll \ell_{\text{эк}}, \quad (14)$$

главным в $E_{h\alpha}^{\text{век}}$ (как и в случае Лауэ) является первое слагаемое, и число излученных квантов N_h определяется формулой (9).

2. При промежуточных $\alpha \geq \ell_{\text{эк}}$ в области полного отражения, вносящей основной вклад в N_h , действительные части аргументов экспонент в первом слагаемом выражения (4) имеют противоположные знаки, а по абсолютной величине - порядка единицы или больше. Другими словами, одна из указанных экспонент по модулю намного меньше, чем другая, и ее можно пренебречь. Тогда оставшаяся экспонента в числителе сокращается с такой же экспонентой в знаменателе, и поэтому это слагаемое перестает зависеть от α .

Вклад второго слагаемого в (4) зависит от α . Рассмотр-

рим в отдельности следующие два случая.

$$2.1. \quad \ell_3 \ll \alpha \ll \ell_{\alpha i}^{\text{погл}}$$

В этом случае числитель второго слагаемого можно разложить в степенной ряд и ограничиться низшими членами, когда $\text{Re } \mathcal{D}_\alpha \approx 0$. В результате это слагаемое мало по сравнению с первым. Тогда число квантов N_h , будучи в основном обусловленным первым слагаемым (4), слабо зависит от α (первое плато). Геометрия Брэгга, таким образом, резко отличается от геометрии Лауэ тем, что отсутствует осцилляционная зависимость N_h от α .

$$2.2. \quad \ell_{\alpha i}^{\text{погл}} \sim \alpha$$

В этом случае второе слагаемое растет с увеличением α и становится сравнимым с первым слагаемым и больше, т.е. число квантов N_h снова растет с α .

3. Когда

$$\ell_{\alpha i}^{\text{погл}} \ll \alpha, \quad (15)$$

второе слагаемое, и следовательно N_h , выходят на насыщение (второе плато). При этом необходимо заметить, что величины $|\text{Im } \delta_\alpha^{(1)}|$ при $\text{Re } \mathcal{D}_\alpha \approx 0$ в геометрии Брэгга заметно больше $\text{Im } \delta_\alpha^{(2)}$ в соответствующей геометрии Лауэ. Это означает, что длины поглощения $\ell_{\alpha i}^{\text{погл}}$ в геометрии Брэгга незначительно отличаются от обычной длины поглощения $\ell_{\text{ам}}^{\text{погл}}$ для соответствующей аморфной среды и заметно меньше, чем $\ell_{\alpha 2}^{\text{погл}}$ в геометрии Лауэ. Другими словами, эффект аномального прохождения отсутствует и насыщение N_h наступает при $\alpha \gg \ell_{\text{ам}}^{\text{погл}}$.

4. Зависимость от лоренц-фактора частицы

Как видно из (8), в случае тонких кристаллов (7) или (14)

число квантов N_h логарифмически зависит от γ . А в случае толстых кристаллов (13) или (15), как было отмечено в [10] (см. также формулу (23) из [12]), N_h практически перестает зависеть от γ при

$$\gamma \gg |\chi_{ij}|^{-1/2}. \quad (16)$$

При невыполнении условия (16) N_h монотонно растет с увеличением γ .

5. Численный расчет и сравнение с экспериментом

Для иллюстрации вышепроведенного общего анализа, а также для количественного исследования числа квантов N_h КЧ излучения при промежуточных толщинах, где общий анализ затруднителен, проведен численный расчет N_h по формуле (1) с учетом (3 - 6). При этом интегрирование по частоте в (1) проводилось аналитически при приближенной замене $|\tilde{\mathcal{D}}_\alpha|^{-2}$ на соответствующую δ -функцию [12], а интегрирование по углам, как правило, проводилось численно.

Из кривых зависимостей N_h от толщины α кристалла для разных пятен (рис.1,2) хорошо видно, что при малых α зависимость является линейной и совпадает с результатом расчета по кинематической теории (штриховые прямые).

При промежуточных α ($l_{эк} \leq \alpha \ll l_{\alpha i}^{погл}$) в случае Лауэ (рис.1) хорошо виден осцилляционный характер кривых "маятниковый эффект", а в случае Брэгга (рис.2) имеет место первое плато. Видно также, что в случае Лауэ (рис.1) кривые выходят на плато лишь при толщинах, в несколько раз превышающих соответствующие значения (отмеченные стрелками) длины поглощения $l_{ам}^{погл}$

для аморфного вещества, что можно считать аналогом эффекта Бормана для КЧ излучения. В случае же Брэгга кривые выходят на насыщение (второе плато) заметно раньше (рис.2).

Отмечаем, что число квантов N_h КЧ излучения, вычисленное при корректном применении динамической теории в двухволновом приближении, как видно из рис.1,2, всегда остается меньше, чем то, что дает кинематическая теория, которая является неравномерной при промежуточных и больших толщинах. В последних случаях отличие может составлять порядок или больше.

Что касается χ - зависимостей N_h (рис.3), то в случаях достаточно толстых кристаллов ($a \gg \ell_{\alpha i}^{полн}$) N_h практически не зависит от χ при выполнении неравенства (16). Однако при промежуточных или малых толщинах такое насыщение менее выражено или вообще отсутствует.

КЧ излучение экспериментально обнаружено на Томском синхротроне электронов [13-15]. Частоты, на которые приходится максимум излучения, хорошо совпадают с теоретическими значениями брэгговских частот ω_B .

С другой стороны, теоретические формулы (1-6) для числа квантов КЧ излучения получены в случае монокристаллической пластины, имеющей безграничные поперечные размеры, в то время как в томском эксперименте электронный пучок попадал на край кристалла. Поэтому, строго говоря, не вполне корректно количественно сравнивать результаты [13-15] с теоретическим расчетом по (1-6). Однако из сопоставления этих данных (см.таблицу) видно, что определенная корреляция между ними все же имеет место. Теоретический расчет во всех вариантах превышает экспериментальные данные весьма существенно, что, по-видимому, в пер-

вую очередь объясняется указанным выше несовпадением использованных в теории и эксперименте геометрий. Кроме того, теория относится к идеальному монокристаллу, и поэтому возможное наличие несовершенств кристаллов, использованных в эксперименте, также может привести к искажению результатов.

Следует сделать два замечания по поводу некоторых рассуждений п.3 [15].

1. Пропорциональность числа квантов $N_{\text{кч}}$ КЧ излучения, образованных и вышедших из кристаллической пластины, толщине α этой пластины имеет место, как видно из анализа п.3 настоящей работы и рис.1,2, только в случае "тонкой" пластины (см.условие (7) или (14)). Для пластин промежуточных и больших толщин зависимость $N_{\text{кч}}$ от α (для идеального монокристалла) является весьма сложной и далеко не линейной.

2. Угловая ширина $\Delta\vartheta$ "конуса" КЧ излучения, как следует из (3) и (4), определяется, вообще говоря, величиной порядка

$$\Delta\vartheta_1 \sim \sqrt{\gamma^{-2} + \omega_p^2/\omega_s^2} \quad (17)$$

(ω_p - плазменная частота вещества кристалла), а не просто γ^{-1} . Кроме того, в результате многократного рассеяния частиц в кристалле происходит дальнейшее уширение конуса КЧ излучения, и его ширину скорее следует оценить как

$$\Delta\vartheta \sim \sqrt{\Delta\vartheta_1^2 + \Delta\vartheta_2^2}, \quad (18)$$

где $\Delta\vartheta_2^2$ - средний квадрат угла многократного рассеяния частиц в рассматриваемой среде толщиной α/γ_0 .

Авторы выражают искреннюю благодарность Г.М.Гармбину за интерес к работе и обсуждение.

Таблица

Число квантов ИЧ излучения, образуемого электроном
с $\gamma = 1800$ в кристалле алмаза ($\vartheta_0 = 45^\circ$, $a = 0,35$ мм)

Отражение	Число квантов (10^{-7} / электрон)			
	эксперимент			Теория (по (I-6))
	[13]	[14]	[15]	
(2, 2, 0)	-	-	10 ± 4	6,7
(4, 4, 0)	-	6 ± 3	$0,54 \pm 0,1$	2,3
(6, 6, 0)	-	$0,7 \pm 0,4$	$0,085 \pm 0,02$	0,44
(4, 0, 0)	-	-	$3,4 \pm 1,0$	7,1
(8, 0, 0)	$0,08 \pm 0,03$	-	$0,1 \pm 0,03$	0,3

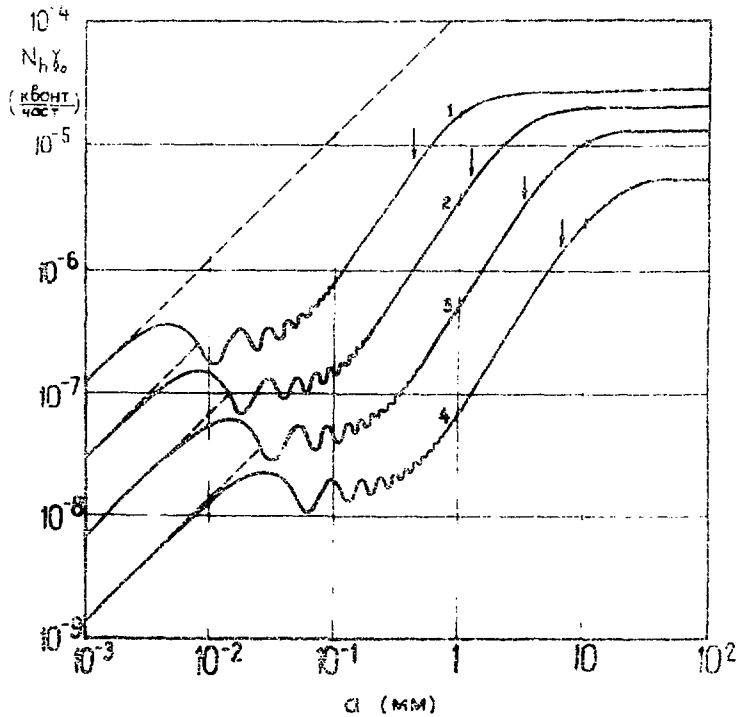


Рис. I Зависимости числа квантов N_h КЧ излучения от толщины d кристалла алмаза для разных пятен отражения в симметричной геометрии Лауэ ($\gamma_0 = \gamma_h = \cos \theta_B$). Цифры 1 - 4 у кривых соответствуют индексам отражения (2,2,0), (4,0,0), (4,4,0), (8,0,0), энергиям кванта $\hbar\omega_B$ - 7,05; 9,82; 14,10; 19,65 кэВ и углам Брэгга θ_B - 44,15; 44,99; 44,15; 44,99°. Стрелками указаны значения обычной длины поглощения $l_{ам}^{пол}$ (для аморфного вещества) при соответствующих частотах. Кривые рассчитаны для электронов с лоренц-фактором $\gamma = 1,8 \cdot 10^3$. Штриховые прямые соответствуют расчету по формуле (8) кинематической теории

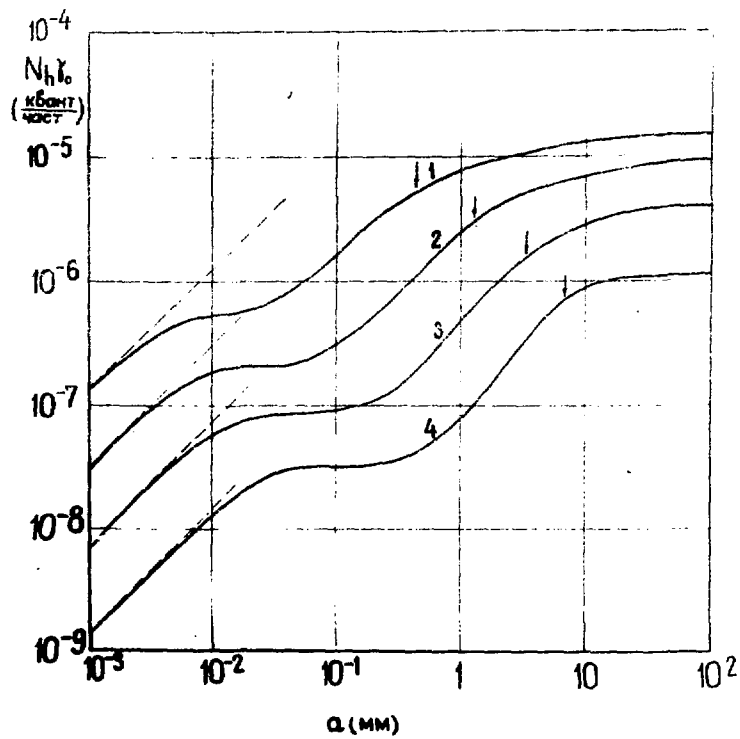


Рис.2 То же что и рис.1 в симметричной геометрии Брегга

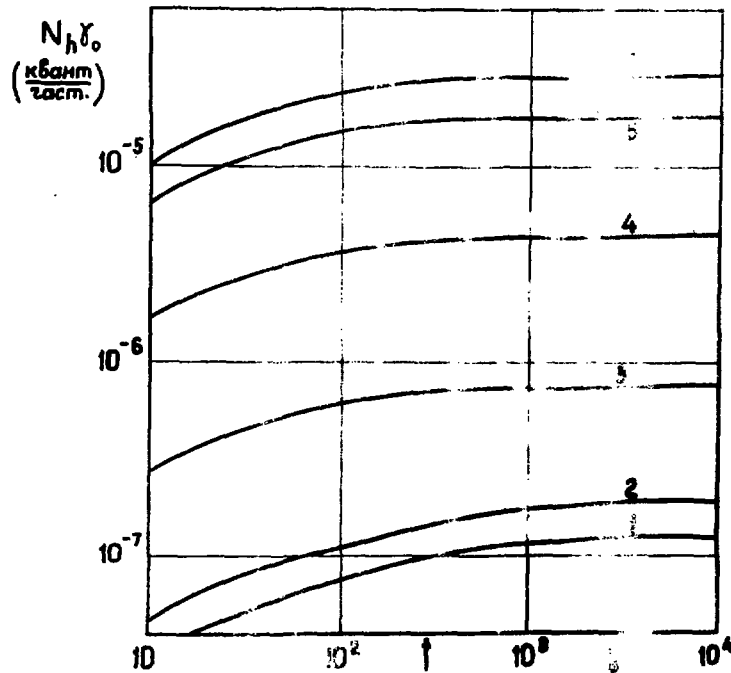


Рис.3 Зависимости N_h от лоренц-фактора γ электрона при разных толщинах кристалла алмаза для отражения (2;2,0) в симметричной геометрии Лауэ ($\hbar\omega_p = 7,05$ кэВ, $\xi_{ам}^{погл} = 0,44$ мм, $\theta_6 = 44,15^\circ$). Цифры 1 - 5 у кривых соответствуют $a = 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1}, 0,31; 1$ мм. Кривая 6 соответствует $a > 10$ мм. Стрелкой указано значение $|\chi_{co}|^{-1/2} = \omega_5/\omega_p$. Аналогичная зависимость имеет место и в геометрии Брэгга

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд-во АН Арм ССР, 1969, § 23, п.3.
2. Гарибян Г.М., Ян Ши. Квантовая микроскопическая теория излучения равномерно движущейся заряженной частицы в кристалле. ЖЭТФ, 1971, т.61, с.930.
3. Барышевский В.Г., Феранчук И.Д. О переходном излучении γ -квантов в кристалле. ЖЭТФ, 1971, т.61, с.944.
4. Гарибян Г.М., Ян Ши. Рентгеновское переходное излучение. Ереван, изд-во АН Арм ССР, 1983, гл.3.
5. Базылев В.А., Жеваго Н.К. Генерация интенсивного электромагнитного излучения релятивистскими частицами. УФН, 1982, т.137, с.605.
6. Garibian G.M., Yang C. Quasi-Cherenkov Radiation in Crystals. NIM, 1986, vol.A248, p.29.
7. Гарибян Г.М., Ян Ши. Боковые пятна рентгеновского переходного излучения в кристалле и их влияние на центральное пятно. ЖЭТФ, 1972, т.63, с.1198.
8. Барышевский В.Г., Феранчук И.Д. О теории излучения заряженных частиц в кристалле. Изв. АН БССР, сер. физ.-мат. наук, 1973, вып.2, с.102.
9. Барышевский В.Г., Феранчук И.Д. О квантовой теории излучения электронов в кристалле. ДАН БССР, 1974, т.18, с.499.
10. Авакян А.Л., Агинян М.А., Гарибян Г.М., Ян Ши. Исследование динамических максимумов рентгеновского переходного излучения, возникающих при пролете частицы через монокристалл. ЖЭТФ, 1975, т.63, с.2038.

- II. Belyakov V.A., Orlov V.P. Cerenkov Structure Radiation in Cholesteric Liquid-Crystals. Phys.Lett., 1972, vol.A42, p.3.
- I2. Афанасьев А.М., Агинян М.А. Излучение ультрарелятивистских частиц при прохождении через идеальные и мозаичные кристаллы. ЖЭТФ, 1978, т.74, с.570.
- I3. Воробьев С.А., Калинин Б.Н., Пак С.Д., Потылицин А.П. Обнаружение монохроматического рентгеновского излучения при взаимодействии ультрарелятивистских электронов с монокристаллом алмаза. Письма в ЖЭТФ, 1985, т.41, с.33.
- I4. Адищев Ю.Н., Барышевский В.Г., Воробьев С.А. и др. Экспериментальное обнаружение параметрического рентгеновского излучения. Письма в ЖЭТФ, 1985, т.41, с.295.
- I5. Адищев Ю.Н., Воробьев С.А., Калинин Б.Н. и др. Исследование спектров параметрического (квазичеренковского) излучения ультрарелятивистских электронов в монокристалле алмаза. ЖЭТФ, 1986, т.90, с.829.
- I6. Пинскер З.Г. Рентгеновская кристаллооптика. М.: Наука, 1982, гл.3,4.
- I7. Afanas'ev A.M., Kagan Yu.M. The Role of Lattice Vibrations in Dynamical Theory of X-Rays. Acta Crystallogr. 1968, vol.A24, p.163.

Рукопись поступила 18 декабря 1986 г.

М.А. АГИНЯН, ЯН ШИ

**ЭФФЕКТЫ КОГЕРЕНТНОСТИ КВАЗИЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В КРИСТАЛЛАХ В ГЕОМЕТРИИ ЛАУЭ И БРЭГГА**

Редактор Л.П. Мукаян

Технический редактор А.С. Абрамян

Подписано в печать 6/II-87г.

ВФ-02643 Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч. изд. л. I,0 Тираж 299 экз. Ц. 15к.

Зак. тип. 77

Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, Маркарян 2

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ