

УДК 539.1;519.6

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КВАЗИЧЕРЕНКОВСКОГО (ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО) ИЗЛУЧЕНИЯ С УЧЕТОМ МОЗАИЧНОСТИ КРИСТАЛЛА

М. А. АГИНЯН, ЯН ШИ

Ереванский физический институт

А. С. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 22 июня 1987 г.)

Проведены анализ и численный расчет углового распределения квази-черенковского (параметрического) излучения в идеальном и мозаичном кристаллах, а также сравнение с экспериментом.

Формулы для частотно-углового распределения интенсивности квази-черенковского (параметрического) рентгеновского излучения (КЧИ), образуемого ультрарелятивистской заряженной частицей в совершенном кристалле произвольной толщины, получены и проанализированы еще в работах [1, 2] (см. также [3]). В [4] проведено интегрирование указанного распределения в пределах спектральной ширины $\Delta\omega$ вблизи брэгговской частоты ω_B . При этом рассмотрен случай мозаичного кристалла, состоящего из тонких блоков, имеющих толщину, меньшую экстинкционной длины. Аналогичный случай рассмотрен в [5].

Формулы для углового распределения интенсивности КЧИ в случае идеального кристалла произвольной толщины исследованы в [6, 7]. Излучение состоит из двух частей с взаимно перпендикулярными поляризациями (см. также [3]). Первая часть поляризована в плоскости π , проходящей через единичный вектор $\mathbf{n}_0$ направления движения частицы и вектор обратной решетки $\mathbf{K}_h$. В этой же плоскости π находится единичный вектор брэгговского направления $\mathbf{n}_B = \mathbf{n}_0 + \mathbf{K}_h c / \omega_B$. Другая часть излучения поляризована в плоскости σ , проходящей через вектор $\mathbf{p}_B$ и перпендикулярной плоскости π .

Необходимо отметить, что интенсивность излучения с π -поляризацией содержит фактор $\cos^2 2\theta_B$ (θ_B —брэгговский угол). При $2\theta_B = 90^\circ$, что соответствует отражению под хорошо известным углом Брюстера, излучение с π -поляризацией исчезает и КЧИ полностью линейно поляризовано в плоскости σ . Это обстоятельство существенно для понимания углового распределения, наблюдаемого в эксперименте [8]. Действительно, регистрируемое излучение должно быть мало в случае, когда щель детектора расположена в плоскости π (вдоль оси x , см. [8]), и максимально, когда она лежит в плоскости σ . При перемещении детектора перпендикулярно своей

щели должен наблюдаться соответственно минимум при $\theta_y = 0$ в первом случае и максимум при $\theta_x = 0$ во втором.

Численный расчет углового распределения

$$dN_h/d\theta_\alpha = \int_{-\theta_c/2}^{\theta_c/2} (d^2 N_h/d\theta_x d\theta_y) d\theta_\beta \quad (1)$$

(θ_c — угол коллимации, определяемый длиной щели детектора, $\alpha, \beta = x, y, \alpha \neq \beta$) подтвердил, что такая картина действительно получается (рис. 1) при $2\theta_B \approx 90^\circ$. Однако при уменьшении θ_B минимум может получиться вдоль обоих направлений X и Y , если угол θ_c сравним с $\theta_w = (\gamma^{-2} + \omega_p^2/\omega_B^2)^{1/2}$, где γ — лоренц-фактор, ω_p — плазменная

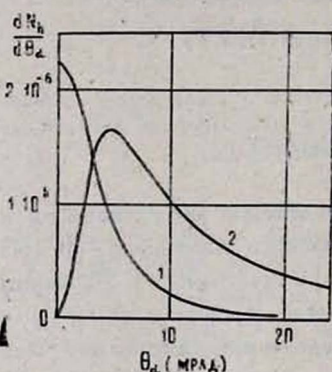


Рис. 1.

Рис. 1. Угловое распределение $dN_h/d\theta_\alpha$ для $\alpha=y$ (кривая 1) и $\alpha=x$ (кривая 2): отражение (400) в алмазе толщиной 0,35 мм при $\theta_B=44,14^\circ$, $\hbar\omega_B=9,97$ кэВ, $\gamma=1800$, $\theta_c=16$ мрад.

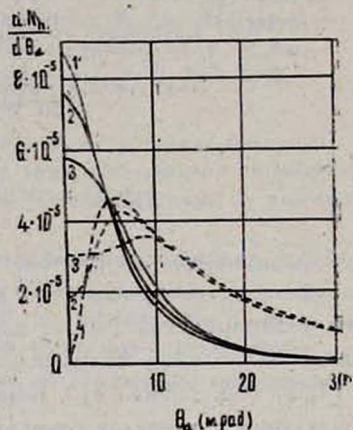


Рис. 2.

Рис. 2. Угловое распределение $dN_h/d\theta_\alpha$ для $\alpha=y$ (сплошные кривые) и $\alpha=x$ (штриховые кривые) при $\theta_B=44,14^\circ$, $\theta_w=4$ мрад, $\theta_c=16$ мрад. Цифры у кривых соответствуют значениям $(\theta_c^2)^{1/2}$: 1—0,35, 2—2,8, 3—5,7 мрад. Результаты расчета мало чувствительны к виду функции распределения $f(\theta_{0x}, \theta_{0y})$.

частота, а при $2\theta_B < 45^\circ$ — при произвольных значениях θ_c . Кроме того, в случае кристалла „промежуточных“ толщин угловое распределение может иметь более сложный вид, когда $\gamma \gg \omega_B/\omega_p$. Например, угловое распределение $dN_h/d\theta_x$ для отражения (220) в симметричном случае Лауэ при $\theta_B = 35^\circ$, $\hbar\omega_B = 8,56$ кэВ, $\gamma = 4000$ в алмазе толщиной 0,35 мм имеет два максимума, один из которых соответствует $\theta \sim \gamma^{-1}$, а второй — $\theta \sim \theta_w$.

В мозаичных кристаллах необходимо провести суммирование полей излучений, образующихся во всех блоках. Поскольку угловая ширина частотно-углового распределения КЧИ $d^3 N_h/d\theta_x d\theta_y d\omega$ очень мала, то в случае, когда углы разориентировки блоков друг относительно друга больше указанной угловой ширины, можно считать, что излучения, образуемые в разных блоках, не интерферируют между собой и интенсивность резуль-

тирующего излучения получается суммированием интенсивностей излучений, образуемых в блоках, с учетом их поглощения при прохождении через последующие блоки.

В частности, когда толщина каждого блока меньше экстинкционной длины, формула для углового распределения имеет вид (без учета вторичной экстинкции)

$$\frac{d^2 N_h}{d\theta_x d\theta_y} = A \iint \frac{\cos^2(2\theta_B + \theta_{ox})(\theta_x - \theta_{ox})^2 + (\theta_y - \theta_{oy})^2}{[(\theta_x - \theta_{ox})^2 + (\theta_y - \theta_{oy})^2 + \theta_w^2]^2} \times \\ \times f(\theta_{ox}, \theta_{oy}) d\theta_{ox} d\theta_{oy}, \quad (2)$$

$$A = \frac{e^2 \omega_B |\chi_h|^2 \alpha}{4\pi \hbar c^2 \sin^2 \theta_B},$$

Где χ_h — фурье-компонента диэлектрической восприимчивости (см., например, [3]), α — некоторая характерная длина (в случае малого поглощения — длина пути частицы внутри кристалла), $[\theta_{ox}, \theta_{oy}, 1 - \theta_0^2/2] = p_B$, $f(\theta_{ox}, \theta_{oy})$ — функция распределения брэгговских направлений блоков, нормированная на единицу.

Когда средний квадрат угла разориентировки блоков $\bar{\theta}_0^2/4$ намного меньше $\bar{\theta}_w^2/4$ формула (2) согласуется с соответствующими формулами [4,5]. Однако когда $\bar{\theta}_0^2 \gtrsim \bar{\theta}_w^2$, формулы [4,5] могут оказаться довольно неточными.

Прямой расчет согласно (1), (2) показывает, что при увеличении $\bar{\theta}_0^2$ угловое распределение становится более сглаженным: поднимается минимум при $\theta_y = 0$ и увеличивается ширина распределений как по θ_y , так и по θ_x (рис. 2). Аналогично обстоит дело и с учетом влияния многократного рассеяния частицы. Сказанное необходимо иметь в виду при количественном сравнении эксперимента с теорией.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гарибян Г. М., Ян Ши. ЖЭТФ, 63, 1198 (1972).
2. Авакян А. Л. и др. ЖЭТФ, 68, 2038 (1975).
3. Гарибян Г. М., Ян Ши. Рентгеновское переходное излучение. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1983, гл. III.
4. Афанасьев А. М., Азиян М. А. ЖЭТФ, 74, 570 (1978).
5. Feranchuk I. D., Ivashin A. V. J. Physique, 46, 1981 (1985).
6. Азиян М. А., Ян Ши. Изв. АН АрмССР, Физика, 21, 280 (1986).
7. Азиян М. А., Ян Ши. Препринт ЕФИ-953 (3)-87, 1987.
8. Didenko A. N. et al. Phys. Lett. A118, 363 (1986).

ՔՎԱԶԻՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ (ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿ) ԶԱՌԱԳԱՅՔՄԱՆ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ
ՔԱՇԽՈՒՄԸ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՄՈՉԱԿՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ

Մ. Ա. ԱՂԻՅԱՆ, ՅԱՆ ՇԻ, Ա. Ս. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Կատարված է քվազիբրենկովյան ճառագայթման անկյունային բաշխման հետազոտում և թվային հաշվարկ իդեալական և մոզարիկ բյուրեղներում: Տեսական արդյունքները համեմատվում են փորձնական տվյալների հետ:

THE ANGULAR DISTRIBUTION OF QUASI-CHERENKOV (PARAMETRIC) RADIATION TAKING INTO ACCOUNT THE MOSAIC STRUCTURE OF THE CRYSTAL

M. A. AGINYAN, C. YANG, A. S. ARUTYUNYAN

An analysis and numerical calculation of angular distribution of quasi-Cherenkov radiation in ideal and mosaic crystals were carried out. The results of calculations were compared with experimental data.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 5, 244—251 (1988)

УДК 539.172.3:535.51:539.126.345

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ И УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРОТОНОВ В РЕАКЦИИ ФОТОРОЖДЕНИЯ π^0 -МЕЗОНОВ НА ВОДОРОДЕ НА ЛИНЕЙНО-ПОЛЯРИЗОВАННОМ ПУЧКЕ ФОТОНОВ В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ

Р. О. АВАКЯН, А. С. БАГДАСАРЯН, Г. А. ВАРТАПЕТЯН, Ю. А. ГАРИБЯН,
В. С. ЕГАНОВ, И. А. КЕРОПЯН, Г. О. МАРУКЯН, А. А. ОГАНЕСЯН,
Ж. В. ПЕТРОСЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 27 июля 1987 г.)

Исследованы угловые и энергетические зависимости P_y -составляющей вектора поляризации протонов в реакции $\gamma p \rightarrow p \pi^0$ в области энергий фотонов $E_\gamma = 0,73 - 1,5$ ГэВ и углов рождения π^0 -мезонов $\theta_{\pi^0}^* = 60 - 80^\circ$ в с. ц. м. Проведено сравнение экспериментальных данных с результатами различных феноменологических анализов.

В настоящей работе приводятся угловые и энергетические зависимости составляющей вектора поляризации протонов отдачи, направленной перпендикулярно плоскости реакции $\gamma p \rightarrow p \pi^0$ (P_y -составляющей) в области энергий фотонов $E_\gamma = 0,73 - 1,50$ ГэВ и углов рождения π^0 -мезонов $\theta_{\pi^0}^* = 60 - 80^\circ$ в с. ц. м.

Измерения P_y -составляющей вектора поляризации протонов проводились совместно с P_{xz} -составляющей в дважды-поляризованном эксперименте (поляризованный пучок — поляризация протонов отдачи).

Эксперимент был поставлен на пучке линейно-поляризованных фотонов, полученном на Ереванском электронном синхротроне с помощью когерентного тормозного излучения электронов с энергией 4,5 ГэВ на кристалле алмаза, когда вектор поляризации фотонов составлял с плоскостью реакции угол 45° .

Описание экспериментальных установок, а также методика измерений приведены в работах [1, 2]. Для измерения поляризации протонов использовался светосильный и универсальный поляриметр. Величина P_y -со-