



УДК 537.533.7

КОГЕРЕНТНОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В КРИСТАЛЛАХ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ ЭЛЕКТРОНОВ

В.В. Сыщенко, А.И. Тарновский

Белгородский государственный университет,
ул. Победы, 85, Белгород, 308015, Россия

Аннотация. Рассмотрен процесс когерентного излучения в кристалле для электронов ультравысокой энергии (порядка 100 ГэВ) в случае, когда частица движется одновременно под малым углом ψ к одной из кристаллографических осей и под малым углом θ к одной из кристаллографических плоскостей. Показано, что наряду с обычными когерентными максимумами, в спектре возникает новый максимум высокой интенсивности в области малых частот, обусловленный вкладом плоскостей высокого порядка.

Ключевые слова: тормозное излучение, электрон, когерентный, кристалл.

Введение. При взаимодействии частиц высоких энергий с веществом процесс тормозного излучения разыгрывается в большой пространственной области вдоль импульса первичной частицы, называемой длиной когерентности [1, 2], которая быстро растет с ростом энергии частицы. Если в пределах такой области частица взаимодействует с большим числом атомов, то становятся существенными корреляции между последовательными столкновениями частицы с атомами, что может привести к появлению различных когерентных и интерференционных эффектов в излучении [1, 2]. В связи с этим, особый интерес представляет случай взаимодействия частиц с совокупностью атомов, образующих кристаллическую решетку.

Несмотря на то, что когерентное тормозное излучение (КТИ) в кристаллах уже в течение нескольких десятилетий используется для получения монохроматических поляризованных пучков фотонов высоких энергий для исследований в различных областях физики, некоторые из предсказанных явлений (такие, как влияние кристаллографических плоскостей высших порядков при сверхвысоких энергиях электронов) до сих пор не исследованы экспериментально.

Структура спектра КТИ. Рассмотрим случай, когда электрон падает на кристалл под малым углом ψ к одной из кристаллографических осей (оси z), причем проекция вектора импульса частицы p на плоскость (x, y) , ортогональная оси z , образует угол α с кристаллографической плоскостью (y, z) , плотно упакованной атомами. В этом случае сечение КТИ в рамках борновского приближения квантовой электродинамики будет определяться формулой [2]:

$$d\sigma_{coh} = \frac{2e^4\delta}{m^2 a_x a_y a_z} \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \frac{d\omega}{\omega} \sum_g \frac{g_{\perp}^2}{g_{\parallel}^2} \left[1 + \frac{\omega^2}{2\varepsilon\varepsilon'} - 2\frac{\delta}{g_{\parallel}} \left(1 - \frac{\delta}{g_{\parallel}} \right) \right] |u_g|^2 e^{-g^2 a^2}, \quad (1)$$

$$g_{\parallel} \geq \delta,$$

где ε и ε' – энергия начального и конечного электронов, ω – частота излученного фотона, $g_{\parallel} = g_z + \psi(g_x \sin \alpha + g_y \cos \alpha)$, $g_{\perp} = \sqrt{g_x^2 + g_y^2}$ – параллельная и ортогональная импульсу начальной частицы компоненты вектора обратной решетки g , u_g – фурье-образ потенциала поля отдельного атома, а $\delta = \omega m^2 / (2\varepsilon\varepsilon')$; мы используем систему единиц $\hbar = c = 1$.



При исследовании спектра когерентного излучения обычно рассматривают ситуации, когда частицы движутся в кристалле либо вдоль одной из кристаллографических плоскостей ($\alpha = 0$) и под малым углом ψ к одной из кристаллографических осей (оси z), либо под малым углом к одной из кристаллографических плоскостей ($\psi \sim 1$, $\alpha \ll 1$). Наличие резких максимумов в спектре когерентного излучения в обоих случаях обусловлено интерференцией излучения, возникающего, в первом случае, при взаимодействии заряженной частицы с отдельными атомными цепочками кристаллографической плоскости, во втором – взаимодействием частицы с отдельными атомными плоскостями.

Ситуация, когда частица движется одновременно под малым углом к одной из кристаллографических осей ($\psi \ll 1$) и под малым углом к одной из кристаллографических плоскостей ($\alpha \ll 1$), вызывает особый интерес, так как в этом случае одновременно реализуются оба отмеченных выше интерференционных эффекта.

Как можно увидеть из (1), с увеличением энергии частиц положение максимумов в спектре КТИ быстро смещается в область высоких частот. Выше энергий порядка 100 ГэВ интерференционные максимумы переходят в область гамма-квантов с энергией, близкой к энергии излучающих частиц. При таких энергиях в спектре КТИ в области малых частот могут возникать дополнительные максимумы, обладающие интенсивностью, сравнимой по величине с интенсивностью обычных когерентных максимумов.

На рис. 1 показаны результаты вычисления спектра когерентного тормозного излучения электронов энергии 100 ГэВ, движущихся в кристалле кремния под углом $\psi = 0,002$ рад к оси $\langle 001 \rangle$ (ось z), по формуле (1) при различных значениях угла α между плоскостью (110) и проекцией импульса электрона на плоскость (001). Видно, что наряду с обычными когерентными максимумами, лежащими в области $\omega \geq 0,7\epsilon$, в спектре возникает новый максимум с высокой интенсивностью излучения, который, при небольшом изменении угла α , смещается и исчезает, в то время как главный максимум когерентного излучения, находящийся в районе $\omega \approx 0,7\epsilon$, практически не изменяется.

Главный максимум когерентного излучения (отмечен на рис. 1 стрелкой) вызван вкладом в сечение излучения вектора обратной решетки с компонентами $g_x = 2\pi/a_x$, $g_y = g_z = 0$, то есть интерференцией электромагнитных волн, испущенных при взаимодействии электрона с атомными плоскостями, параллельными плоскости (110). Появление максимума в области $\omega < 0,7\epsilon$ связано со вкладом в сечение вектора g с компонентами $g_x = 10\pi/a_x$, $g_y = -2\pi/a_x$, $g_z = 0$ (в кристалле кремния $a_x = a_y$), то есть вследствие интерференции электромагнитных волн, испущенных электроном при взаимодействии с плоскостями, параллельными плоскости (320). Следовательно, частица движется в кристалле под малыми углами одновременно к двум кристаллографическим плоскостям, что и приводит к появлению двух различных максимумов с высокой интенсивностью излучения. Необходимым условием появления такого дополнительного максимума является наличие корреляций между последовательными столкновениями частицы с атомными цепочками, образующими плоскость (320). Можно показать, что в рассматриваемой области углов ψ ($\psi_c \ll \psi \ll 1$, где ψ_c – критический угол аксиального каналирования [2]) при $b \sim R$, где R – радиус экранировки атомного потенциала (радиус Томаса-Ферми), это условие принимает вид:

$$\frac{\psi_c^2}{\alpha\psi^2} \ll \frac{R}{a}. \quad (2)$$

С уменьшением энергии частиц это неравенство быстро нарушается, поэтому условия, при которых можно наблюдать новый максимум в спектре когерентного излучения, выполняются

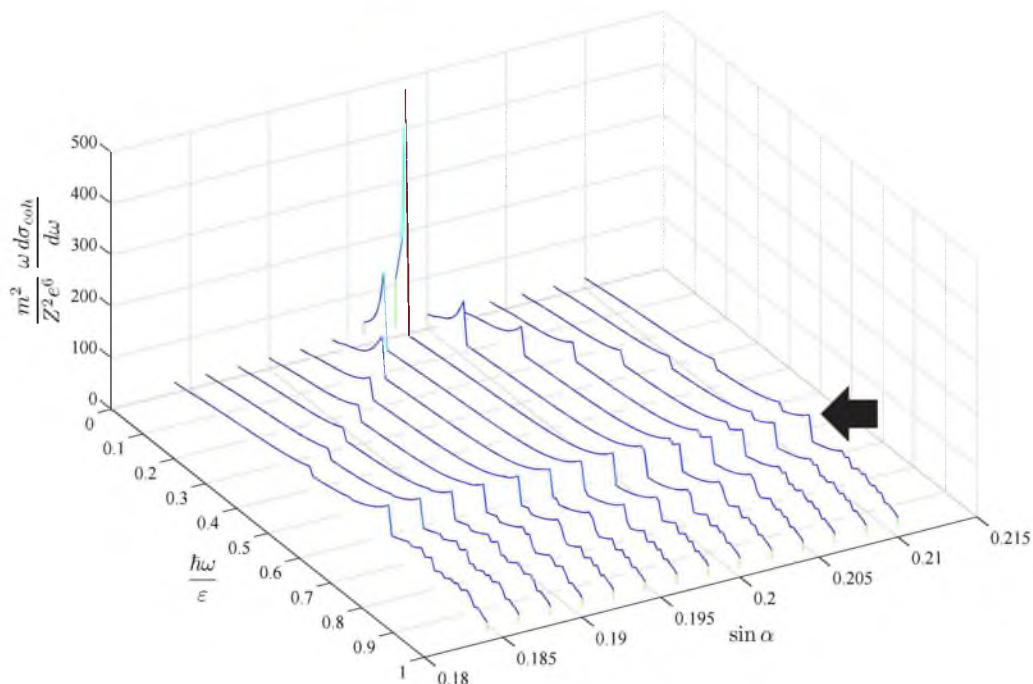


Рис. 1: Спектр когерентного тормозного излучения электронов энергии 100 ГэВ в кристалле кремния при угле падения $\psi = 0,002$ рад на ось $\langle 001 \rangle$ и различных значениях угла α между плоскостью (110) и проекцией импульса электрона на плоскость (001) .

только при достаточно высоких энергиях.

Другим условием наблюдения предсказанного максимума является достаточно низкая расходимость пучка электронов. Действительно, поскольку положение дополнительного максимума в спектре излучения более чувствительно к ориентации кристалла, чем положение основного максимума, то большая расходимость пучка приведет к «размыванию» положения дополнительного максимума при одновременном значительном увеличении относительной высоты основного максимума в интенсивности регистрируемого излучения. В соответствии с рис. 1, расходимость пучка электронов должна составлять менее чем $\Delta\theta \sim \psi \Delta\alpha \sim 10^{-5}$ рад.

Заключение. Анализ условий возникновения дополнительного максимума в спектре когерентного излучения показывает, что он может быть обнаружен экспериментально на существующих пучках электронов, получаемых, например, на ускорителях CERN. Следует отметить, что систематические исследования когерентного тормозного излучения частиц сверхвысоких энергий в кристаллах до сих пор не проводились. Однако, интерес к данному кругу явлений в последние годы неуклонно возрастает. В частности, соответствующие эксперименты включены в программу исследований коллаборации CERN NA63 на ближайшие годы [3].

Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», ГК 16.740.11.0147 от 02.09.2010 и программы внутренних грантов НИУ «БелГУ».



Литература

1. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях / М. Л. Тер-Микаелян. – Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969. – 457 с.
2. Ахиезер А.И., Шульга Н.Ф. Электродинамика высоких энергий в веществе / А.И. Ахиезер. – М.: Наука, 1993. – 344 с.
3. Шульга Н.Ф., Трутень В.И. Когерентное тормозное излучение релятивистскими электронами в кристаллах при ультрабольших энергиях (предложения для ЦЕРН) // Тезисы докладов ХLI международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. – М.: Университетская книга, 2011. – С. 68.

COHERENT BREMSSTRAHLUNG IN CRYSTALS AT ULTRAHIGH ENERGIES OF ELECTRONS

V.V. Syshchenko, A.I. Tarnovsky

Belgorod State University,
Studencheskaja St., 14, Belgorod, 308007, Russia

Abstract. The process of coherent radiation in a crystal for ultrahigh energy electrons (about 100 GeV) in the case where the particle is moving at the same time at a small angle ψ to one of the crystallographic axes and at a small angle θ to one of the crystallographic planes is considered. It is shown that in addition to usual coherent peaks in the spectrum, a new maximum of high intensity at low frequencies could arise due to the contribution of high-order crystallographic planes.

Key words: bremsstrahlung, electron, coherence, crystal.