РАЗДЕЛ II. ФИЗИКА

Мякиева М.Р., Уначева Д.У.

Некогерентное тормозное излучение электронов с энергией 150 ГэВ в ориентированном кристалле кремния

*Кабардино-Балкарский государственный университет им.Х.М.Бербекова
(Россия, Нальчик)*

doi:10.18411/spc-12-04-2018-02

idsp: 000001:spc-12-04-2018-02

Аннотация

Методом компьютерного моделирования изучено некогерентное тормозное излучение электронов с энергией 150 ГэВ, проходящих через кристалл кремния под малыми углами относительно направления $\langle 110 \rangle$. Показано, что выход некогерентного излучения в ориентированных кристаллах может в 3-6 раз превышать аналогичную величину для аморфных мишеней с той же толщиной.

Ключевые слова: ориентированный кристалл, тормозное излучение, ультрарелятивистские электроны

Процессы прохождения и излучения электронов высоких энергий свыше десятков ГэВ через ориентированные кристаллы привлекают в последнее время внимание в связи с возможностью непосредственно наблюдать влияние излучения на движение электрона [1], а также как интенсивный источник гамма квантов для экспериментальных исследований [2, 3]. Другим перспективным методом получения гамма квантов при рассматриваемых энергиях является излучение, возникающее при встречном взаимодействии мощного лазерного излучения с пучком ультрарелятивистских электронов [4, 5]. В настоящее время, однако, практический интерес представляют именно ориентированные кристаллы из-за дороговизны установок с мощными лазерами и низкой эффективности синхронизации их работы с пучками электронов на ускорителях.

При движении ультрарелятивистских электронов через кристаллические мишени, ориентированные под малыми углами $\theta < \theta_L$ между осью пучка и атомными цепочками или плоскостями кристаллов, имеет место режим каналирования [2], при котором электроны можно рассматривать как движущиеся в электростатическом потенциале атомных цепочек (плоскостей), θ_L - критический угол Линдхарда, который в случае атомных цепочек (аксиальное каналирование) равен $\theta_L = (4Ze^2 / dE)^{1/2}$, где Ze - заряд ядра атома мишени, d - расстояние между соседними атомами в цепочке, E - энергия электронов. Влияние атомных цепочек имеет место и при углах значительно превышающих угол Линдхарда $\theta \gg \theta_L$. В этом случае говорят о квазиканалировании в кристаллах.

Нами изучено некогерентное излучение электронов в ориентированных кристаллах в его сравнении со случаем неупорядоченной аморфной мишени на примере электронов с энергией 150 ГэВ, попадающих в кристалл кремния ($Z=14$) вдоль кристаллографической оси $\langle 110 \rangle$ при угловой расходимости электронного пучка на влёте в кристалл $\delta\theta = 0.2\theta_L$. Под некогерентным излучением понимается тормозное излучение Бёте-Гайтлера, возникающее от взаимодействия электронов с ядрами отдельных атомов. Этот тип излучения следует отличать от когерентного излучения,

возникающего от взаимодействия электронов с непрерывным потенциалом атомной цепочки [2, 6]. Когерентное излучение с высокой степенью точности описывается квантовыми синхротронными формулами и вносит основной вклад в энергетические потери и спектральную плотность интенсивности излучения за исключением жёсткой области энергий излучённых фотонов $\omega \sim E$, где основной вклад в спектр обусловлен некогерентным излучением [7]. Наша задача заключается в расчёте спектра этой, некогерентной, составляющей [8].

Отличие выхода некогерентного тормозного излучения в ориентированном кристалле от случая аморфной среды (или разориентированного кристалла) обусловлено главным образом эффектом пространственного перераспределения заряженных частиц, движущихся в кристалле в режиме каналирования [9]. Это явление связано с тем, что в режиме каналирования электрон находится в состоянии со связанным поперечным движением. В этом случае, доступная электрону поперечная область пространства определяется его поперечной энергией $E_{\perp}$ относительно атомной цепочки: $S(E_{\perp}) = \pi r^2(E_{\perp})$, где величина $r(E_{\perp})$ определяется из решения трансцендентного уравнения

$$U(r) = E_{\perp}, \quad (1)$$

где $U(r)$ - непрерывный потенциал атомной цепочки, как функция расстояния до неё r .

В настоящей работе в качестве потенциала атомной цепочки мы использовали потенциал, вычисленный на основе атомного потенциала Дойля-Тёрнера [10], усреднённого по тепловым колебаниям атомов

$$U(r) = -\frac{2e^2}{d} \sum_{i=1}^4 \frac{a_i}{B_i + u^2} \exp\left(-\frac{r^2}{B_i + u^2}\right), \quad (2)$$

где коэффициенты a_i и B_i для каждого элемента даются в [10]. Для кремния ($Z = 14$) эти коэффициенты равны $a_i = (2.1293, 2.5333, 0.8349, 0.3216)$, $B_i = b_i / (2\pi)^2$, где $b_i = (57.7748, 16.4756, 2.8796, 0.386)$, b_i заданы в $\text{\AA}^2$. В наших расчетах для кремния мы брали $d = 4.703 \text{ \AA}$, $u = 0.106 \text{ \AA}$, число атомов в единице объёма $N = 0.05 \text{ \AA}^{-3}$. Подробный обзор атомных потенциалов в радиационной физике приводится в работе [11].

Эффект пространственного перераспределения выражается в том, что сечение некогерентного излучения увеличивается при каналировании пропорционально увеличению плотности атомных ядер для электронов с заданной поперечной энергией в $S_0 / S(E_{\perp})$ раз, где $S_0 = (Nd)^{-1}$ есть поперечная площадь, приходящаяся на одну атомную цепочку кристалла. На рис.1 показана зависимость величины $S_0 / S(E_{\perp})$ от поперечной энергии $E_{\perp}$ для кристалла кремния $\langle 110 \rangle$, где доступная область $S(E_{\perp})$ вычислялась на основе решения уравнения (1). Поперечная энергия на рис.1 показана в безразмерных единицах $\varepsilon = dE_{\perp} / Ze^2$, причём каналированным электронам соответствуют отрицательные значения поперечной энергии. Глубине потенциальной ямы соответствует значение $\varepsilon \approx -2.4$. Сплошная кривая на рис.1 – расчёт для потенциала (2), тогда как пунктирная кривая – расчёт для модельного потенциала Линдхарда [2]. Из рис.1 следует, что отношение $S_0 / S(E_{\perp})$ при каналировании может на один порядок превышать значение этой величины для аморфной среды (для которой

это отношение равно единице) в наиболее важной области $\varepsilon \in (-1, 0)$. Во столько же раз увеличится выход некогерентного излучения.

Рис.1 Обратная безразмерная доступная область $S_0/S(\varepsilon)$ в канале $\langle 110 \rangle$ кристалла кремния как функция поперечной энергии $\varepsilon = dE_{\perp}/Ze^2$. Сплошная кривая – расчёт для потенциала Дойля-Тёрнера (2), квадратные символы, соединённые линией – расчёт для стандартного потенциала Линдхарда.

Нами производилось численное моделирование процесса прохождения электронов с энергией 150 ГэВ через кристалл кремния на основе кода ARR [12]. Подробности кода описаны в работах [6, 7]. Учитывалось многократное рассеяние на атомах кристалла, приводящее к выходу электронов из режима каналирования и уширению их углового распределения. Сечение некогерентного тормозного излучения рассчитывалось на основе формулы Бёте-Гайтлера, умноженной на фактор $S_0/S(E_{\perp})$, показанный на рис.1.

Результаты расчёта спектров интенсивности некогерентного тормозного излучения в кристаллах кремния с различной толщиной показаны на рис.2. В расчётах учитывался многофотонный характер излучения. То есть на рис.2 представлен спектр энергетических потерь, где по оси абсцисс отложена суммарная энергия всех излучённых фотонов ω в безразмерных единицах $u = \omega/E$, где E – энергия электрона при влёте в кристалл.

Рис.2 Спектры интенсивности некогерентного тормозного излучения в кристаллах кремния $\langle 110 \rangle$ с различной толщиной: 1-165 мкм; 2 - 600 мкм; 3 – 1400 мкм. Интенсивность даётся в единицах интенсивности в аморфной мишени с той же толщиной, энергия фотона измеряется в единицах первоначальной энергии электрона.

Для удобства спектры интенсивности на рис.2 показаны в единицах $1/L$, где L - радиационная длина в аморфной мишени

$$1/L = 4\alpha Z^2 r_0^2 N \ln(183Z^{-1/3}), \quad (3)$$

где $\alpha = 1/137$ - постоянная тонкой структуры, $r_0 = e^2/mc^2$ - классический радиус электрона, e и m - его заряд и масса покоя, c - скорость света в вакууме. То есть, по оси ординат на рис.2 показано увеличение выхода некогерентного излучения в кристалле по сравнению с аморфной мишенью с той же толщиной.

Из рис.2 следует, что выход некогерентного излучения в ориентированном кристалле в несколько раз может превышать аналогичную величину в аморфной среде. С уменьшением толщины кристалла этот эффект увеличивается. Так, на частотах фотонов $\omega \approx 0.2E$ усиление выхода тормозного излучения в кристалле составляет примерно 6, 4.5 и 3 раза для кристаллов кремния с толщинами 165 мкм, 600 мкм и 1400 мкм, соответственно. Эти значения однозначно коррелируют с числом электронов в канале. Так, для указанных толщин доля электронов в связанном поперечном состоянии равна, 0.45, 0.21 и 0.11 для толщин 165 мкм, 600 мкм и 1400 мкм, соответственно. Заметим, что согласно рис.2 выход некогерентного излучения в толстом кристалле (1400 мкм) в жёсткой части спектра $\omega > 0.75E$ меньше, чем в аморфной мишени. Это согласуется с результатами работы [8] и объясняется тем обстоятельством, что в толстых кристаллах электрон теряет большую часть своей энергии на когерентное излучение, так что некогерентное излучение оказывается подавленным.

- 1 Di Piazza A., Wistisen T.N., Uggerhoj U.I. Investigation of classical radiation reaction with aligned crystals. Physics Letters B, V. 765, P.1-5, 2017
- 2 Uggerhoj, U., 2005, "The interaction of relativistic particles with strong crystalline fields", vol. 77, Reviews of Modern Physics, s. 012703-1-11.
- 3 Кареева М.А., Ортанов А.А. Влияние кристаллической решётки на спектры интенсивности излучения электронов с энергиями выше 100 ГэВ. Научный альманах 2016 N 2-2(16) стр. 439-442.
- 4 Khokonov M. Kh., Carrigan R. A. Jr. The relationship of channeling radiation to Thomson scattering and the relative efficiency of X-ray production by intense electron beams. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms B, V.145, P.133-141, (1998).
- 5 Батова А.Э., Кипшиева Э.А., Мамова А.З. Высшие гармоники в спектрах излучения электронов высоких энергий в поле мощных лазеров. Научный альманах, 2016 N 2-2(16) стр. 425-428.
- 6 Хоконов М.Х. Угловые распределения релятивистских заряженных частиц в ориентированных кристаллах. Журнал экспериментальной и теоретической физики, В.5, С. 1723-1741, Т.103, 1993.
- 7 Khokonov M.Kh., Efendiyev K.V. High energy limit of single photon channeling radiation spectrum. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms B 252, pp.36-43 (2006).
- 8 Хоконов А.Х., Хоконов М.Х. Некогерентное излучение релятивистских электронов в ориентированных кристаллах // Письма в Журнал технической физики. 2005. Т. 31. № 2. С. 57-62.
- 9 Кумахов М.А. Пространственное перераспределение потока заряженных частиц в кристаллической решетке. Успехи физических наук, Т. 115 С. 427-464 (1975).
- 10 Doyle P.A., Turner P.S. Relativistic Hartree-Fock X-ray and electron scattering factors // Acta Crystallographica A, 1968, M.24, No.3, p.390-397.
- 11 Дедков Г.В. Межатомные потенциалы взаимодействия в радиационной физике. Успехи физических наук, Т.165 С. 919-953 (1995)
- 12 Хоконов М.Х., Тлячев В.Б. Свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ № 2015661450 от 28.10.2015.