

02;10

Обнаружение когерентных пиков поляризационного тормозного излучения релятивистских электронов в поликристалле в геометрии обратного рассеяния

© *В.И. Алексеев, К.А. Вохмянина, А.Н. Елисеев, П.Н. Жукова,
А.С. Кубанкин, Р.М. Нажмудинов, Н.Н. Насонов,
В.В. Полянский, В.И. Сергиенко*

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва
Белгородский государственный национальный исследовательский
университет, Белгород
E-mail: kubankin@bsu.edu.ru

Поступило в Редакцию 8 ноября 2011 г.

Выполнено экспериментальное измерение спектров рентгеновского поляризационного тормозного излучения (ПТИ) электронов в геометрии обратного рассеяния (ПТИ назад). Получены спектры при различной ориентации поликристаллической мишени меди относительно пучка электронов с энергией 7 MeV. Показана чувствительность ПТИ назад к наличию текстуры мишени. Рассматривается возможность разработки нового метода диагностики поликристаллических материалов, основанного на измерении характеристик когерентной составляющей ПТИ.

ПТИ возникает в результате рассеяния кулоновского поля быстрой заряженной частицы атомными электронами вещества, в котором она движется [см., например, 1,2]. Большой эффективный прицельный параметр столкновения частицы с атомом сравним с размером атома, что приводит к сильной зависимости характеристик ПТИ от межуатомных корреляций в веществе. В работах [3–6] показано, что по спектрам ПТИ релятивистских электронов можно получить на основе энергодисперсионной методики информацию о структуре поликристаллических сред. Было получено хорошее согласие экспериментальных и теоретических спектров по положению и форме когерентных пиков, измеренных на мишенях алюминия, никеля и меди под углами, близкими к 90°,

относительно скорости электронов. В работе [7] теоретически показана возможность существенного повышения энергетического разрешения при регистрации пиков ПТИ в направлении, противоположном скорости излучающих электронов. Установлено, что амплитуда пика ПТИ назад пропорциональна, а его спектральная ширина обратно пропорциональна квадрату энергии электронов. Для пиков ПТИ под углами, отличающимися от π , характерны линейная и обратно пропорциональная зависимости указанных величин от энергии электронов. Помимо этого, пик ПТИ назад не подавляется эффектом плотности Ферми [8]. Попытки обнаружения обсуждаемых пиков предпринимались в работах [9,10], однако надежных экспериментальных данных получено не было. В данной работе представлены первые достоверные данные о когерентных пиках ПТИ назад электронов с энергией 7 MeV из поликристалла меди и о высокой чувствительности характеристик пиков к текстуре материала.

Проведенный в [7] анализ ПТИ релятивистских электронов в безграничном поликристалле привел к следующей формуле для относительной ширины спектра когерентного пика:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx \frac{\sqrt{\cos^2(\theta/2) - (1/4)\rho^2 \cos(\theta)}}{\rho^{-1} \sin(\theta/2)}. \quad (1)$$

Здесь θ — угол между скоростью излучающего электрона и направлением распространения фотона ПТИ, коэффициент $\rho^2 = \gamma^{-2} + \omega_0^2/\omega^2$ учитывает эффект плотности (последнее слагаемое), γ — лоренц-фактор электрона, ω_0 — плазменная частота мишени. Согласно (1), относительная ширина обратно пропорциональна энергии электрона в обычном случае, когда угол наблюдения отличен от π , а средняя частота пика ω превышает критическое для эффекта плотности значение $\gamma\omega_0$. Легко видеть, что при $\theta \rightarrow \pi$ ширина спектра резко уменьшается и становится обратно пропорциональной квадрату энергии электрона

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx \frac{\rho}{2} \sqrt{\rho^2 + (\Delta\theta)^2} \rightarrow \frac{\rho^2}{2} \approx \frac{\gamma^{-2}}{2}. \quad (2)$$

Здесь $\Delta\theta = \pi - \theta$. Из (2) следует, что влияние многократного рассеяния, угловой расходимости электронного пучка, конечности поперечного сечения электронного пучка и угла коллимирования излучения на спектральную ширину пиков ПТИ назад несущественно при условии $\Delta\theta \ll \sqrt{\gamma^{-2} + \omega_0^2/\omega^2}$ (в $\Delta\theta$ включены все перечисленные факторы).

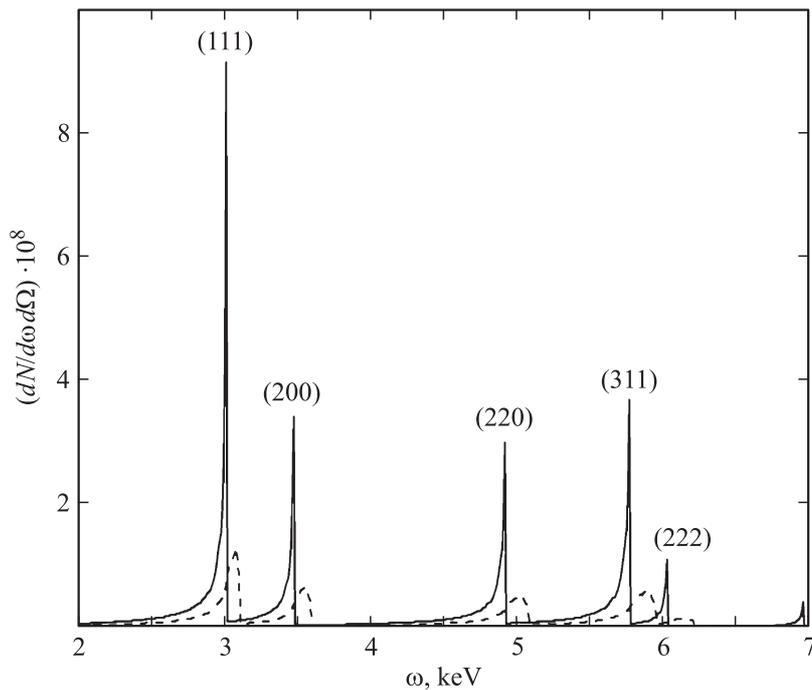


Рис. 1. Спектрально-угловое распределение когерентной части ПТИ из поликристалла меди, рассчитанное для углов наблюдения $\theta = 180^\circ$ (сплошная линия) и 160° (пунктир).

Примеры спектров когерентного ПТИ из поликристалла меди, рассчитанные для углов наблюдения $\theta = 180$ и 160° , представлены на рис. 1. С учетом подавления эффекта плотности в рассматриваемом случае [8] в формуле (2) следует положить $\rho^2 = \gamma^{-2}$.

Экспериментальное исследование ПТИ назад выполнено на модифицированной установке „Рентген“ [5,6], схематически представленной на рис. 2. Установка третьего поворотного магнита 2 (ближний к мишени) дала возможность создать геометрию экспериментальной установки, соответствующую измерениям с минимальным фоном, генерирующимся 7-MeV микротроном и коллиматорами 3 электронного пучка 1. Для наблюдения эффекта сужения спектральной линии ПТИ,

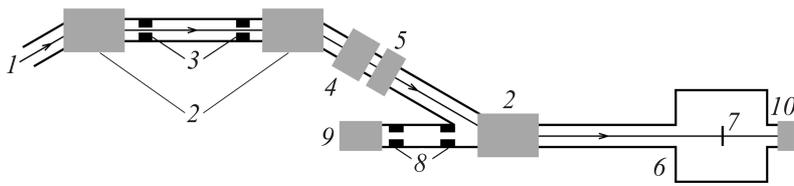


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 — вакуумированный канал электронного пучка; 2 — поворотные магниты; 3, 8 — коллиматоры; 4 — квадрупольные линзы; 5 — корректор пучка; 6 — вакуумная камера; 7 — мишень; 9 — рентгеновский детектор; 10 — пучковая пропорциональная камера.

согласно (2), поперечное сечение и угловое расхождение электронного пучка должны быть минимальны. Третий поворотный магнит позволил сфокусировать электронный пучок в горизонтальной плоскости в месте расположения мишени 7, установленной в вакуумной камере 6. Более тонкая фокусировка и корректировка положения электронного пучка на мишени производились квадрупольными линзами 4 и корректором 5. Положение и профиль электронного пучка на мишени контролировались пропорциональной камерой 10. ПТИ назад регистрировалось рентгеновским P.I.N. детектором 9, имеющим энергетическое разрешение 152 eV и эффективную площадь бериллиевого окна 6 мм. В качестве мишени использовалась фольга электротехнической меди толщиной 25 мкм. Оптимальная толщина мишени выбиралась из расчета насыщения выхода рефлексов ПТИ в области энергий 3–8 KeV при незначительном рассеянии пучка электронов мишенью. Для уменьшения фона, образующегося вследствие взаимодействия рассеянных электронов с деталями установки, находящимися в регистрируемой детектором области, установлены коллиматоры 8. Ближний к мишени коллиматор изготовлен из оргстекла с диаметром окна 2 мм, второй коллиматор изготовлен из свинца с диаметром окна 10 мм.

В результате измерений спектров ПТИ удалось зафиксировать когерентные пики ПТИ назад от различных кристаллографических плоскостей. Спектр ПТИ назад для случая ориентации плоскости мишени перпендикулярно пучку электронов представлен на рис. 3, а. Наблюдается отсутствие рефлексов ПТИ от плоскостей (200) и слабое проявление рефлексов от плоскостей (111) и (311). Подобное проявление рефлексов ПТИ характерно, согласно расчету, для текстуриро-

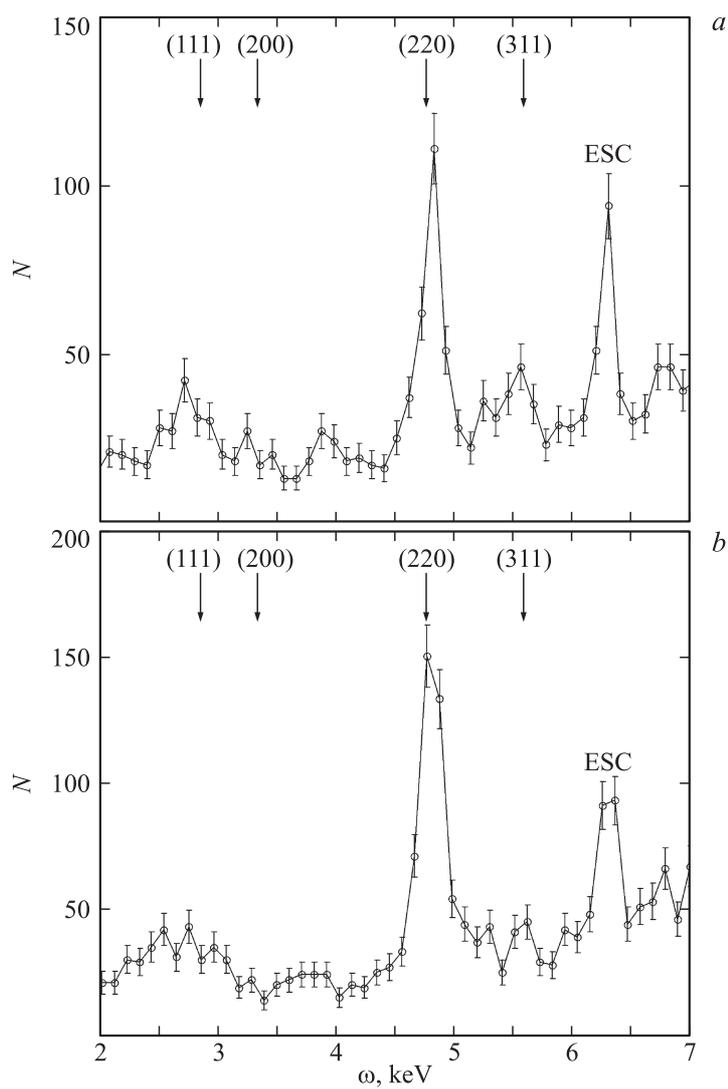


Рис. 3. Спектры ПТИ назад: *a* — нормальная ориентация мишени относительно пучка электронов; *b* — случайная ориентация мишени; *c* — случайная (другая) ориентация мишени.

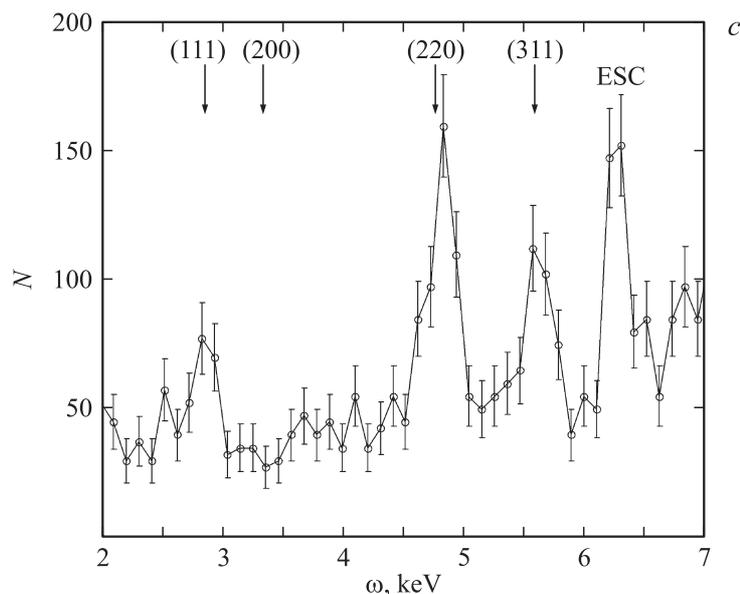


Рис. 3 (продолжение).

ванных мишеней. Подтверждением данного предположения является изменение выхода рефлексов ПТИ при изменении ориентации мишени относительно пучка электронов. На спектре рис. 3, *b* видно увеличение выхода рефлекса (220) при подавленных остальных рефлексах. Сравнение выходов производится исходя из сравнения амплитуд пиков ПТИ и пика вылета 6.3 KeV (ESC), который имеет аппаратное происхождение и определяется как разность энергии *K*-линий медной мишени и края фотопоглощения кремния в рентгеновском детекторе. Спектр ПТИ, представленный на рис. 3, *c*, получен при другой, отличающейся от нормальной ориентации мишени, имеет форму, не похожую на спектры рис. 3, *a* и *b*. Видно уменьшение выхода рефлекса (220) и увеличение выходов рефлексов (111) и (311). На трех спектрах видно, что спектральная ширина пиков ПТИ назад и пика 6.3 keV примерно одинакова. Это позволяет предполагать, что реальная ширина пика ПТИ назад близка к спектральной ширине характеристического рентгеновского излучения *K*-линии меди, что требует дополнительных измерений исследуемых пиков детектором с более высоким энергетическим разрешением.

Узкие пики ПТИ назад, достоверно зафиксированные в данной работе, очень чувствительны к структуре поликристаллов. Это представляет несомненный интерес для дальнейшего развития новой энергодисперсной методики диагностики по ПТИ структуры вещества. К потенциальным преимуществам данной методики относятся точное знание спектра псевдофотонов кулоновского поля быстрых электронов (псевдофотоны выступают в качестве первично зондирующего излучения), что необходимо в рамках энергодисперсной методики. Кроме того, существует возможность достижения высокого пространственного разрешения измерений за счет относительно простой магнитной фокусировки пучка электронов на мишень [4].

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, государственный контракт № 16.518.11.7027.

Список литературы

- [1] Амуся М.Я., Буймистров В.М., Зон Б.А., Цытович В.Н. и др. Поляризационное тормозное излучение частиц и атомов. М.: Наука, 1987.
- [2] Король А.В., Лялин А.Г., Соловьев А.В. Поляризационное тормозное излучение. СПб.: ГПУ, 2004.
- [3] Nasonov N. // Nucl. Instr. Meth. B. 1998. V. 145. P. 19.
- [4] Жукова П.Н., Кубанкин А.С., Насонов Н.Н., Сергиенко В.И. // Заводская лаборатория. 2008. № 10. С. 32.
- [5] Астапенко В.А., Кубанкин А.С., Насонов Н.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2006. Т. 84. В. 6. С. 341.
- [6] Гостищев Н.А., Кубанкин А.С., Насонов Н.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. В. 17. С. 98.
- [7] Astapenko V., Nasonov N., Zhukova P. // J. Physics B: Atomic, Molecular & Optical Physics. 2007. V. 40. P. 1.
- [8] Гостищев Н.А., Насонов Н.Н., Жукова П.Н. // Поверхность. 2008. № 4. С. 91–95.
- [9] Кубанкин А.С., Гостищев Н.А., Насонов Н.Н. и др. // Тезисы докладов 6 Нац. конференции РСНЭ 6. Москва, ИК РАН, 2007. С. 47.
- [10] Takabayashi Y., Endo I., Ueda K. et al. // Nucl. Instr. Meth. 2006. V. B195. P. 453.