

ВОЗМОЖНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ РАЗМЕРОВ НАНОКРИСТАЛЛОВ С ПОМОЩЬЮ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.В. Шагин

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Харьков, Украина*

E-mail: shchagin@kipt.kharkov.ua

Рассматриваются естественная ширина спектрального пика параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) из тонкого кристалла и ширина спектрального пика, обусловленная угловым разрешением эксперимента. Найдены условия, при которых естественная ширина превышает ширину, обусловленную угловым разрешением эксперимента. Показана возможность применения ПРИ для измерения толщины кристаллического слоя в нанометровом диапазоне и обсуждается постановка эксперимента на ускорителе электронов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Первое исследование ширины спектрального пика параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) релятивистских электронов, движущихся в кристалле, было выполнено в Харькове [1]. В этой работе было показано, что при наблюдении ПРИ в передней полусфере ширина спектрального пика определяется, в основном, угловым разрешением эксперимента, а вклад естественной ширины пика, определяемой толщиной кристалла, пренебрежимо мал. В работах [2,3] было продемонстрировано, что ширина спектрального пика ПРИ резко уменьшается при наблюдении ПРИ от толстого кристалла под углом регистрации 180 градусов, и нормализованная ширина пика может быть до порядка $\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim 10^{-6}$. В работе [4] было показано, что нормализованная ширина спектрального пика сфокусированного ПРИ, которое испускается каналированными частицами в изогнутом кристалле длиной порядка сантиметров, может достигать $\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim 10^{-9}$. Более подробная информация о свойствах и исследованиях ПРИ содержится, например, в обзорах [5-7]. В настоящей работе мы рассмотрим ширину спектрального пика ПРИ из тонкого слоя монокристалла и проанализируем возможности ее использования для измерения толщины тонкого монокристаллического слоя.

2. ЕСТЕСТВЕННАЯ ШИРИНА СПЕКТРАЛЬНОГО ПИКА ПРИ ИЗ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СЛОЯ ИЛИ ПЛАСТИНЫ

С классической точки зрения ПРИ представляет собой цуг электромагнитных колебаний с частотой ω , зависящей от угла наблюдения θ и ориентации вектора обратной решетки кристалла \vec{g} относительно вектора скорости частицы \vec{V} ,

$$\omega = \frac{c\vec{g}\vec{V}}{\sqrt{\varepsilon}(\xi^{-1} - \cos\theta)}, \quad (1)$$

где ε – средняя диэлектрическая проницаемость кристалла; c – скорость света; $\xi = \frac{V\sqrt{\varepsilon}}{c}$ – скорость частицы V в единицах фазовой скорости распространения электромагнитной волны в кристалле $\frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$; $\xi^{-1} = 1 + \frac{\gamma_{eff}^{-2}}{2}$; γ_{eff} – эффективный релятивистский фактор частицы в веществе с учетом эффекта плотности [8]; $\gamma_{eff} = [\gamma^{-2} + |\chi_0|]^{-1/2}$; γ – релятивистский фактор частицы; χ_0 – средняя диэлектрическая восприимчивость в кристалле. Формула (1) была получена Тер-Микаэляном [9] и подтверждена экспериментально в [1,8].

Количество колебаний в цуге ПРИ равно числу кристаллографических плоскостей n , которое пересекла частица при прохождении через кристалл. В этой работе мы имеем дело с кристаллическими слоями достаточно тонкими, чтобы можно было пренебречь многократным рассеянием электронов в среде и ослаблением излучения в кристалле. В этом случае частота и амплитуда колебаний в цуге остаются неизменными. Число колебаний постоянной амплитуды в цуге $n = \frac{T}{a} \sin\phi$, где T – длина пути частицы в кристалле, a – межплоскостное расстояние, $a = \frac{2\pi}{g}$, ϕ – угол между кристаллографической плоскостью и вектором скорости частицы. Спектральное распределение интенсивности излучения $I(s)$ в таком цуге можно получить с помощью преобразования Фурье. Оно описывается хорошо известной функцией

$$I(s) \sim \pi^2 n^2 \frac{\sin^2 s}{s^2}, \quad (2)$$

где $s = \frac{\Delta\omega\pi n}{\omega_\pi}$. Полная ширина на полувысоте (FWHM) центрального пика в распределении (2)

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_\pi}\right)_{nat} = 0.89n^{-1}. \quad (3)$$

Измерив полную ширину на полувысоте, можно определить толщину кристаллического слоя или пластины вдоль пучка частиц:

$$T = 0.89 \cdot \frac{a}{\sin\phi} \cdot \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_\pi}\right)_{nat}^{-1}. \quad (4)$$

Но при экспериментальном измерении спектра ПРИ возникает дополнительное уширение спектрального пика ПРИ вследствие конечного углового разрешения эксперимента.

3. УШИРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОГО ПИКА ПРИ ВСЛЕДСТВИЕ КОНЕЧНОГО УГЛОВОГО РАЗРЕШЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Формула для расчета уширения получается путем дифференцирования (1):

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)_{ang} \approx \left| \frac{\Delta\theta}{\tan(\theta/2)} \right|, \quad (5)$$

где $\Delta\theta$ – угловое разрешение эксперимента, которое определяется размером пятна пучка на мишени, апертурой детектора, расходимостью пучка частиц, а также многократным рассеянием частиц в мишени в случае толстой мишени. Формула (5) была подтверждена экспериментально в работе [1].

Из формулы (5) видно, что уширение плавно уменьшается с увеличением угла регистрации и становится минимальным при угле регистрации 180° . Спектральный пик ПРИ из толстого кристалла при таком угле регистрации подробно исследовался в [2,3]. Однако измерения при $\theta = 180^\circ$ требуют применения поворотного магнита пучка частиц, что не всегда приемлемо. В настоящей работе мы рассмотрим ширину спектрального пика ПРИ от тонкого кристалла при углах регистрации в задней полусфере, $\frac{\pi}{2} \leq \theta < \pi$.

4. ИЗМЕРЕНИЕ ТОЛЩИНЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СЛОЯ

Результирующую ширину спектрального пика $\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_\pi}\right)_{tot}$ можно оценить как

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_\pi}\right)_{tot} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_\pi}\right)_{ang}^2 + \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_\pi}\right)_{nat}^2}. \quad (6)$$

Измерение толщины кристалла возможно в случае, когда

$$\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_\pi}\right)_{nat} > \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_\pi}\right)_{ang}. \quad (7)$$

Из выражений (3,5,7) найдем условие для толщины кристалла вдоль пучка $T = \frac{na}{\sin\phi}$, при котором естественная ширина дает основной вклад в экспериментальную ширину спектрального пика:

$$T < \frac{0.89a \tan(\theta/2)}{\Delta\theta \sin\phi}. \quad (8)$$

При хорошо выполненном условии (8) толщину кристалла вдоль пучка можно оценить как

$$T = 0.89 \cdot \frac{a}{\sin\phi} \cdot \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_\pi}\right)_{exp}^{-1}, \quad (9)$$

где $\left(\frac{\Delta\omega}{\omega_\pi}\right)_{exp}$ – экспериментально измеренная ширина пика ПРИ. Например, при типичных величинах $a = 3 \cdot 10^{-8}$ см, угле регистрации $\theta = 150^\circ$, $\phi \approx \frac{\theta}{2}$ и угловом разрешении $\Delta\theta = 1$ мрад получаем из (8), что естественная ширина пика ПРИ дает доминирующий вклад в результирующую ширину при толщине кристалла вдоль пучка частиц менее 1000 нанометров, а при $\theta = 90^\circ$ – менее 370 нанометров. Из (9) можно видеть, что толщине кристаллического слоя вдоль пучка частиц 3...300 нм соответствует экспериментальная ширина пика в диапазоне порядка $10^{-1} \dots 10^{-3}$. Это дает возможность определять толщину кристаллического слоя в нанометровом диапазоне по результатам измерения ширины спектрального пика ПРИ в задней полусфере. Отметим, что с уменьшением толщины кристаллического слоя ширина спектрального пика ПРИ увеличивается, см. (9).

5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В работе показана реальная возможность измерять толщину кристаллических слоев в нанометровом диапазоне по ширине спектрального пика ПРИ. Для измерения ширин пиков ПРИ можно применять полупроводниковый или кристалл-дифракционный рентгеновский спектрометр и устанавливать его для регистрации ПРИ в задней полусфере с угловым разрешением порядка 1 мрад. Отметим, что установка детектора в задней полусфере позволяет резко снизить мешающий радиационный фон от ускорителя и улучшить условия работы рентгеновского спектрометра. Кристалл следует ориентировать так, чтобы рефлекс ПРИ попадал в детектор, т.е. $\phi \approx \frac{\theta}{2}$. Энергию пучка электронов E_e следует ограничить величиной $E_e < mc^2 \frac{\omega}{\omega_p}$, где ω_p – плазменная частота, во избежание дифракции в направлении детектора переходного излучения электронов на поверхности кристалла.

Для верификации предложенного метода измерения следует провести эксперименты на ускорителе электронов с энергией пучка электронов порядка 10...30 МэВ. При использовании полупроводникового детектора толщина кристаллического слоя не должна превышать десятка нанометров вследствие ограниченного энергетического разрешения такого детектора. Поэтому в экспериментах предпочтительнее применять кристалл-дифракционный спектрометр, у которого энергетическое разрешение намного лучше.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.V. Shchagin, V.I. Pristupa and N.A. Khizhnyak. A fine structure of parametric X-ray radiation from relativistic electrons in a crystal // *Phys. Lett.* 1990, A148, p.485-488.
2. K.-H. Brenzinger, B. Limburg, H. Backe, S. Dambach, H. Euteneuer, F. Hagenbuck, C. Herberg, K.H. Kaiser, O. Kettig, G. Kube, W. Lauth, H. Schope and Th. Walcher. How narrow is the linewidth of parametric X-ray radiation? // *Phys. Rev. Lett.* 1997, v.79, p.2462-2465.
3. H. Backe, G. Kube and W. Lauth. *On the line shape of backward emitted parametric X-radiation* Electron-Photon Interaction in Dense Media: Proc. NATO Advanced Research Workgroup (North-Hamberd, Yerevan, Armenia, 25-29 June 2001) (NATO Science Series, Series II: Mathematics, Physics and Chemistry v.49, 2002) ed. H. Wiedemann (Dordrecht / Boston / London Kluwer Academic Publishers), p.153-182.
4. A.V. Shchagin. Focusing of parametric X-ray radiation // *JETP Letters.* 2004, v.80, p.469-473.
5. M.L. Ter-Mikhaelyan. Electromagnetic radiative processes in periodic media at high energies // *Physics Uspekhi.* 2001, v.44, p.571-596.
6. A.V. Shchagin and X.K. Maruyama. Parametric X-rays / *Accelerator-Based Atomic Physics Techniques and Applications* ed. S.M. Shafroth and J.C. Austin. AIP Press, New York, 1997, p.279-307.
7. A.V. Shchagin. Current status of parametric X-ray radiation research // *Radiation Physics and Chemistry.* 2001, v.61, p.283-291.
8. A.V. Shchagin and N.A. Khizhnyak. Differential properties of parametric X-ray radiation from a thin crystal // *Nucl. Instr. and Meth.* 1996, B119, p.115-122.
9. M.L. Ter-Mikaelian. *High-Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media.* in Russian: (Edition of Armenian Academy of Science, Yerevan, 1969), in English: (Wiley-Interscience, New York, 1972).

Статья поступила в редакцию 18.11.2009 г.

POSSIBILITY FOR MEASUREMENT OF NANOCRYSTAL SIZE WITH USE OF PARAMETRIC X-RAY RADIATION

A.V. Shchagin

The natural spectral peak width of the parametric X-ray radiation (PXR) from a thin crystal and the spectral peak width due to experimental angular resolution are considered. The conditions when the natural spectral peak width exceeds the width due to experimental angular resolution are found. A possibility for application of the PXR for measurements of the thickness of a thin crystalline layer in nanometer range is shown and experimental layout at electron accelerator is discussed.

МОЖЛИВІСТЬ ВИМІРУ РОЗМІРІВ НАНОКРИСТАЛІВ ЗА ДОПОМОГОЮ ПАРАМЕТРИЧНОГО РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

A.V. Shchagin

Розглядається природна ширина спектрального пика параметричного рентгенівського випромінювання (ПРВ) з тонкого кристала та ширина спектрального пику, зумовлена кутовим дозволом експерименту. Знайдені умови, при яких природна ширина перевищує ширину, зумовлену кутовим дозволом експерименту. Показана можливість застосування ПРВ для виміру товщини кристалічного шару в нанометровому діапазоні та обговорюється постановка експерименту на прискорювачі електронів.