СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Кашковский В.В. Упрощенные уравнения для исследования динамики заряженных частиц в магнитных полях // Известия вузов. Физика. 1998. Т. 41. № 3. С. 29–35
- Кашковский В.В. Параметры электронного пучка в бетатроне с полюсами радиально-гребневого типа // Известия вузов. Физика. – 2005. – Т. 48. – № 10. – С. 27–34.
- Кашковский В.В. Динамика электронного пучка в асимметричном магнитном поле бетатрона // Известия вузов. Физика. – 2004. – Т. 47. – № 12. – С. 42–46.
- Кашковский В.В. Динамика и параметры электронных пучков бетатронов. – Томск: Изд-во НТЛ, 2006. – 196 с.

Поступила 7.12.2006 г.

УДК 537.533.7

СРАВНЕНИЕ ИСТОЧНИКОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ТОРМОЗНОГО И ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЙ

А.С. Гоголев, А.П. Потылицын

Томский политехнический университет E-mail: alextpuftf@tpu.ru

Проведен сравнительный анализ рентгеновской трубки и источника на основе параметрического рентгеновского излучения. Интенсивность параметрического излучения источника на базе компактного линейного ускорителя с энергией пучка 6 МэВ и током 100 мкА сравнима с интенсивностью стандартной рентгеновской трубки. Возможность плавного изменения энергии излучения параметрического излучения в широком энергетическом диапазоне от 6 до 130 кэВ с шириной линии порядка 300 эВ на порядки повысит контрастность получаемого изображения и на порядок снизит дозовую нагрузку.

Введение

Источники рентгеновского излучения широко используют для фундаментальных и прикладных исследований (биология, физика твердого тела, микроэлектроника, медицина и т. д.). Источники, созданные на основе электронных накопительных колец с энергией ~1 ГэВ для генерации синхротронного излучения (СИ), являются достаточно громоздкими и дорогостоящими установками, а также требуют значительных затрат по эксплуатации. Рентгеновские трубки на порядки дешевле, но не позволяют получать высокого разрешения, например, в литографии, медицинской диагностике [1] и др.

В последние годы предлагается использовать пучки параметрического рентгеновского излучения (ПРИ), спектрально-угловая плотность которого, как было показано в [2], превышает спектральноугловую плотность традиционных рентгеновских источников, таких как синхротронное и тормозное излучение (ТИ). В этом случае нет необходимости использовать пучки заряженных частиц высокой энергии, а узкую спектральную линию можно получить непосредственно в процессе генерации ПРИ. Дисперсионное соотношение [3] жестко связывает энергию фотонов ПРИ с углом их вылета, что позволяет получить пучок монохроматического излучения с регулируемой длиной волны.

В настоящее время существуют источники рентгеновского излучения на основе ПРИ в лаборатории исследования электронных пучков и их приложения (Япония) [4] и лаборатории ЛУЭ (США) [1], на пучках электронов с энергией 100 и 56 МэВ, соответственно. Средний ток установок ~1 мкА. Средняя интенсивность источника [4] $\sim 10^{-1}$ фотон/е⁻/ср, источника [1] $\sim 10^{-2}$ фотон/е⁻/ср.

В работе проведено сравнение характеристик источника рентгеновского излучения на основе ПРИ от умеренно релятивистских электронов с рентгеновской трубкой. Источник на базе линейного ускорителя с энергией частиц 6 МэВ может генерировать ПРИ интенсивностью >10⁻⁵ фотон/е⁻/ср в узком спектральном диапазоне $\Delta\omega/\omega\sim10^{-2}$ и широком энергетическом 6...130 кэВ. Интенсивность стандартной рентгеновской трубки на 100 кВ – порядка 10⁻⁶ фотон/е⁻/ср.

1. Выход ПРИ

Параметрическое рентгеновское излучение относится к классу поляризационного излучения, характеристики которого не зависят от массы начальной частицы и определяются только её энергией и зарядом. В рамках кинематической модели механизм ПРИ можно рассматривать как дифракцию поля виртуальных фотонов движущегося заряда на кристаллографических плоскостях [5].

К настоящему моменту проведено множество экспериментов по изучению свойств ПРИ, возбуждаемого релятивистскими электронами. Было показано, что ПРИ от релятивистских электронов γ >50 (γ – Лоренц-фактор) даёт высокую спектрально-угловую плотность в узком конусе с раствором $\sim \gamma^{-1}$ вокруг направления зеркального отражения [6]. Однако, в случае умеренно релятивистских частиц $\gamma \leq 20$ раствор конуса, в котором сосредоточен основной поток виртуальных фотонов будет достаточно широким, в результате чего вблизи направления зеркального отражения от выбранной (основной) плоскости будут давать вклады рефлексы ПРИ, обусловленные отражением начального потока виртуальных фотонов от побочных плоскостей. Данный эффект впервые был экспериментально зарегистрирован авторами работы [7], где использовался пучок электронов с энергиями 15,7 и 25,7 МэВ, соответственно угол раствора конуса составлял 32 и 19 мрад. Авторы зарегистрировали вклад от побочных плоскостей в основной пик на уровне 1 %.

В 2005 г. на выведенном пучке ядер углерода с энергией 2,2 ГэВ/нуклон (γ =3,36) Нуклотрона ЛВЭ ОИЯИ (г. Дубна) был проведён эксперимент с целью обнаружения ПРИ в кристалле кремния (001) от тяжёлых заряженных частиц [8]. Вклад от побочных плоскостей в основной пик составил величину η ~40 %.

Большинство экспериментальных данных по исследованию свойств ПРИ в кристаллах хорошо описывается кинематической теорией [3], в которой частота фотонов ПРИ определяется следующим дисперсионным соотношением:

$$\omega = \frac{\boldsymbol{g} \cdot \boldsymbol{v}}{1 - \sqrt{\varepsilon} \, \boldsymbol{n} \cdot \boldsymbol{v} / c} = \frac{2\pi c}{d} \frac{\beta \sin(\theta_B)}{1 - \sqrt{\varepsilon} \beta \cos(\theta)}, \qquad (1)$$

где **g** – вектор обратной решётки для кристаллографических плоскостей с межплоскостным расстоянием $d=a/(h^2+k^2+l^2)^{1/2}$; *a* – постоянная решётки; *h*, *k*, *l* – индексы Миллера; *v* – вектор скорости частицы; n=k/|k| – единичный вектор в направлении фотона ПРИ; *c* – скорость света; $\varepsilon(\omega)$ – диэлектрическая проницаемость мишени; $\beta=|v|/c$, θ_B – угол Брэгта (рис. 1), θ – угол наблюдения (отсчитывается от направления пучка).

Угловая плотность выхода фотонов ПРИ из тонкой кристаллической пластинки без учёта поглощения может быть записана в общем виде [3]:

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{Z^2 \alpha L}{2\pi \hbar c} \sum_{\mathbf{g}} \frac{\omega |\chi_{\mathbf{g}}|^2}{\beta (1 - \sqrt{\varepsilon} \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} / c)} \times \sum_{i} \left[\frac{(\sqrt{\varepsilon} \mathbf{v} - \mathbf{g} c / \omega) \cdot \mathbf{e}_{\mathbf{k}i}}{(\mathbf{k}_{g} c / \omega)^2 - 1} \right]^2, \quad (2)$$

где Z – заряд падающей частицы; α – постоянная тонкой структуры; L – толщина кристалла; e_{ki} – единичный вектор поляризации; $k_g = k + g$, χ_g – коэффициенты разложения поляризуемости диэлектрика; \hbar – постоянная Планка; Ω – телесный угол.

На рис. 1 $\mathbf{n}_{\rm B}$ — направление Брэгга рефлекса ПРИ, определяемое по формуле:

$$\mathbf{n}_{\mathrm{B}} = \mathbf{n}_{0} - \frac{2(\mathbf{g} \cdot \mathbf{n}_{0})}{\left|\mathbf{g}\right|^{2}} \mathbf{g},$$

где **n**₀ – единичный вектор в направлении пучка.



Рис. 1. Схема генерации ПРИ. Нештрихованная система координат – лабораторная система координат, штрихованная – система координат детектора

В основе моделирования процесса генерации ПРИ использовались формулы (1) и (2), толщина кристаллов во всех случаях равна 100 мкм. Разработан код, который позволяет учитывать влияние таких факторов как поглощение излучения, размеры пучка, расходимость, многократное рассеяние, потери энергии и конечная апертура детектора методом Монте-Карло. На рис. 2 приведены результаты моделирования в случае идеальной геометрии для различных Ло-



Рис. 2. Результаты моделирования углового распределения рефлекса ПРИ (111) от кристалла Si (угол Брэгга θ₈=20° для разных Лоренц-факторов: — − 6; − − − 12; ······ − 20 (без учёта поглощения). Кривая - − зависимость энергии фотонов ПРИ от угла наблюдения (правая шкала)

ренц-факторов от определённого кристаллографического семейства плоскостей кристалла кремния.

Согласно кинематической модели ПРИ, основной поток излучения в умеренно релятивистском случае сосредоточен в достаточно широком конусе (рис. 2). Соответственно, при фиксированном угле наблюдения детектор может зафиксировать несколько линий ПРИ, соответствующих различным рефлексам. Также, из дисперсионного соотношения (1) видно, что при фиксированных углах наблюдения и падения пучка энергии квантов ПРИ от разных плоскостей могут оказаться близкими по величине, если выполняется условие кинематической группировки:

$$\mathbf{g}_i \cdot \mathbf{v} \approx \mathbf{g}_i \cdot \mathbf{v}, \ i \neq j. \tag{3}$$

Для корректного учёта вклада от различных кристаллографических плоскостей, в выражении (2) производится суммирование по набору векторов *g*.

2. Источник монохроматического излучения с регулируемой длиной волны на основе ПРИ

Можно показать, что при движении умерено релятивистской заряженной частицы вдоль оси типа <111> и угле наблюдения θ <90° рефлексы ПРИ, которые дают вклад >1 % относительно самого сильного в направлении наблюдения, удовлетворяют условию кинематической группировки (3).

Положение линии на энергетической шкале определяется углом наблюдения, но практически не зависит от азимутального угла.

Усиление в этой геометрии при $\gamma=3$ для кремния составляет 40 % относительно самого сильного рефлекса (111) с углом наблюдения 35° от оси пучка, что соответствует максимуму углового распределения. Усиление того же порядка, что и в геометрии Брэгга [8], однако сателлитные пики пропадают, за исключением следующих порядков дифракции. Для



Рис. 3. Угловое распределение ПРИ, γ=3: а) кремний (111); б) вольфрам (111). Кристалл перпендикулярен пучку – бо́льшая грань кристалла параллельна кристаллографическим плоскостям (111)



Рис. 4. Расчётные спектры ПРИ в новой геометрии, $\gamma=3$

вольфрама максимум углового распределения составляет угол 55° с осью пучка; усиление 82 %. Сателлитные пики, как и для кремния, отсутствуют, рис. 4.

С увеличением Лоренц-фактора эффект кинематического усиления уменьшается за счёт сужения конуса излучения отдельных рефлексов. Для кристаллов с кубической гранецентрированной решёткой и решёткой типа алмаза уже при $\gamma=12$ усиление не превышает 7 %. Тогда как для кристаллов с кубической объёмоцентрированной решёткой при $\gamma=12$ усиление ещё значительно ~80 %, рис. 5.

Для сравнения на рис. 6 приведён спектр ПРИ, возбуждаемого электронами с энергией 5,6 МэВ на выходе из кристалла вольфрама и кремния (111) в геометрии Брэгга. Согласно результатам моделирования и эксперимента [8] спектр ПРИ достаточно сложен. Для определённости выбрана ориентация, при которой угол между нормалью к поверхности кристалла и направлением пучка $\psi = \pi/2 - \theta_{\rm B}$, угол между направлением $<\bar{1}10>$ и осью ОУ — равен нулю. Предполагается, что детектор с разрешением 300 эВ расположен в максимуме рефлекса (111), который составляет с направлением Брэгга угол $\theta'_{\nu} \approx \gamma^{-1}$ рад.

На рис. 7 приведены расчёты интенсивности для идеальных условий, в реальной ситуации из-за наклонного падения пучка в схемах Брэгта и Лауэ часть пучка будет отражаться от поверхностного слоя мишени. Для угла падения 45°, при энергии электронов 5,6 МэВ, оценки доли отражённых частиц от вольфрама дают величину 22 %, максимум приходится на слой в 57 мкм [9]. Соответственно, с уменьшением угла Брэгга доля отражённого пучка будет расти. Таким образом, в схеме Брэгга значительно подавится выход ПРИ в жёсткой части спектра; в схеме Лауэ подавление за счет отражения будет в мягкой части. В новой схеме можно минимизировать эффект отражения используя кристалл вырезанный вдоль плоскостей (111).



Рис. 5. Расчётные спектры ПРИ в новой геометрии, *ү*=12, угол наблюдения в обоих случаях 35°



Рис. 6. Спектры ПРИ от электронов с энергией 5,6 МэВ на выходе из кристалла W и Si (111) для случая Брэгга. Угол θ_D=2θ_B − угол между направлением пучка и направлением Брэгга (θ_D≈θ)



Рис. 7. Интенсивность линии ПРИ от мишеней из Si и W для случаев Брэгга, Лауэ и новой геометрии, индексы B, L и N, соответственно. Энергия электронов 5,6 МэВ

Таким образом, если интенсивность линии ПРИ превышает 10^{-5} фотон/е⁻/ср (рис. 7), то интенсивность источника рентгеновского излучения на базе линейного ускорителя со средним током 100 мкА и телесным углом коллиматора 10^{-6} ср будет превышать $6,25 \cdot 10^3$ фотон/с.

3. Характеристики источников рентгеновского излучения на основе рентгеновской трубки и компактного электронного ускорителя

В отличие от ТИ, которое обладает сплошным спектром, ПРИ монохроматично, что в свою очередь даёт возможность повысить контрастность при значительно сниженной дозовой нагрузке. На рис. 8 представлены нормированные спектры ПРИ, генерируемое электронами с энергией 5,6 МэВ в кристалле вольфрама, и излучения рентгеновской трубки на 100 кВ с вольфрамовым анодом [10]. На рисунке приведены линии ПРИ для различных углов наблюдения. В расчёте предполагалось, что разрешение детектора 300 эВ и апертура 10⁻⁶ ср. В рассматриваемой геометрии спектр ПРИ не обладает сателлитными линиями, как в случаях Брэгга или Лауэ.



Рис. 8. Нормированные спектры ПРИ (сплошные линии), возбуждаемого электронами с энергией 5,6 МэВ в кристалле вольфрама, и ТИ (штрихованная линия) из вольфрама от электронов с энергией 100 кэВ

Из сравнения видно, что интенсивность источника на основе ПРИ от пучка электронов с энергией 5,6 МэВ и током 100 мкА того же порядка, что и у стандартной рентгеновской трубки на 100 кВ с вольфрамовым анодом, ток которой порядка мА. Дозовая нагрузка – интеграл под спектром – на порядок выше от рентгеновской трубки

$$\frac{Y^{BR}}{Y^{PXR}_{max}} = \frac{2,37 \cdot 10^6}{1,34 \cdot 10^5} = 17,7.$$

В работе [11] предложен источник монохроматического рентгеновского излучения на основе рентгеновской трубки с использованием монохроматора из двух кристаллов. Ясно, что использование монохроматора приводит к частичной потере излучения. В качестве компенсации необходимо повышать ток. Авторам работы [11] для получения интенсивности 10⁴ фотон/с потребовалась мощность пучка рентгеновской трубки до 2...4 кВт чтобы перекрыть энергетический диапазон от 3 до 40 кэВ. Расчётная мощность источника монохроматического рентгеновского излучения на основе ПРИ такой же интенсивности равна 0,6 кВт, при этом перекрываемый диапазон 6...130 кэВ.

Оценка ширины линии ПРИ от кристалла вольфрама толщиной 100 мкм с учётом многократного рассеяния составляет величину $\Gamma_{1/2}=280$ эВ, для пучка электронов с энергией 5,6 МэВ и апертуры формирующего коллиматора 10⁻⁶ ср с площадью входного окна 1 см².

Заключение

Рассмотрен источник монохроматического рентгеновского излучения на базе компактного ускорителя с энергией 5,6 МэВ и током пучка порядка 100 мкА с использованием параметрического рентгеновского излучения в сравнении с рентгеновской трубкой. Интенсивность такого источника с кристаллом вольфрама порядка 10⁴ фотон/с в энергетическом диапазоне от 6 до 130 кэВ и шириной линии 280 эВ.

Из сравнения источников видно, что источник на базе параметрического рентгеновского излучения будет обладать рядом преимуществ: во-первых, монохроматичность и возможность плавно изменять энергию излучения позволит увеличить paspeшение исследуемого объекта; во-вторых, дозовая нагрузка на объект уменьшается на порядок; втретьих, интенсивность излучения такого же порядка, что и у рентгеновской трубки при значительно сниженных энергозатратах. Например, получение рентгеновского излучения в диапазоне от 6 до 130 кэВ для приложения в медицине с помощью рентгеновской трубки потребуется мощность до 13 кВт, тогда как мощность источника на основе параметрического рентгеновского излучения будет порядка 1 кВт.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 06-02-81016-Бел_а, 05-08-50244-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Sones B., Danon Y., Block R.C. Lithium fluoride (LiF) crystal for parametric X-ray (PXR) production // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. – 2005. – V. 227. – P. 22–31.
- Baryshevsky V.G., Feranchuk I.D. A comparative analysis of various mechanisms for the generation of X-rays by relativistic particles // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 1985. – V. 228. – P. 490–495.
- Nitta H. Kinematical theory of parametric X-ray radiation // Phys. Letters A. – 1991. – V. 158. – P. 270.
- Hayakawa Y., Sato I., Hayakawa K. et al. Status of the parametric X-ray generator at LEBRA, Nihon University // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. – 2006. – V. 252. – P. 102–110.
- Potylitsyn A.P., Vnukov I.E. Parametric X-rays radiation, transition radiation and bremsstrahlung in X-ray region. A comparative analysis // H. Wiedemann (ed.), Electron-Photon Interaction in Dense Media. – 2001. – V. 49. – P. 25–47.
- Didenko A.N., Adishchev Yu.N., Kalinin B.N. et al. Angular distribution and energy dependence of parametric X-ray radiation // Physics Letters A. – 1986. – V. 118. – P. 363–365.

- Shchagin A.V., Khizhnyak N.A. Differential properties of parametric X-ray radiation from a thin crystal // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. – 1996. – V. 119. – P. 115–122.
- Adischev Yu., Afanasiev S.V., Boiko V.V. et al. First observation of parametric X-rays produced by moderate relativistic protons and carbon nuclei in Si crystals // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. – 2006. – V. 252. – P. 111–117.
- Беспалов В.И. Пакет программ ЕРНСА для статистического моделирования поля излучения фотонов и заряженных частиц // Известия вузов. Физика. Приложение. – 2000. – № 4. – С. 159–165.
- Boone J.M., Seibert J.A. An accurate method for computer-generating tungsten anode X-ray spectra from 30 to 140 kV // Medical Physics. – 1997. – V. 24. – № 11. – P. 1661–1670.
- Arkadiev V., Brauninger H. et al. Monochromatic X-ray source for calibrating X-ray telescopes // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2000. – V. 455. – P. 589–595.

Поступила 7.12.2006 г.

УДК 539.122.185

ЭВОЛЮЦИЯ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНОВ ПРИ (100) И (111) КАНАЛИРОВАНИИ В Si C ИЗМЕНЕНИЕМ УГЛА ВЛЕТА И ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ

О.В. Богданов, К.Б. Коротченко, Ю.Л. Пивоваров

Томский политехнический университет E-mail: bov@tpu.ru

Исследована эволюция спектральной интенсивности излучения при (111) каналировании позитронов в тонких кристаллах Si с увеличением энергии позитронов от 100 до 300 МэВ и изменением угла их влета. Обнаружено, что спектры имеют более сложную структуру, что объясняется наличием дополнительной группы позитронов по поперечной энергии, а полный выход излучения в несколько раз выше, чем при (100) или (110) каналировании.

Введение

Теория излучения релятивистских заряженных частиц детально исследована в монографиях [1–4]. Характеристики излучения электронов и позитронов при плоскостном каналировании, излучение при каналировании (ИК), вдоль плоскостей (100) и (110) кристаллов алмаза, кремния и германия наиболее подробно рассмотрены в работе [1] с помощью аппроксимации потенциала отдельной кристаллографической плоскости простой функцией типа «перевернутая парабола». Однако, при каналировании вдоль так называемых двойных плоскостей (111) аналитическое рассмотрение затруднено. Это связано со следующими причинами:

- потенциал системы двойных плоскостей (111) сложен (рис. 1, *a*);
- аналитическое решение уравнения движения в таком потенциале найти невозможно.

Траектория частицы в кристалле может быть определена по модели бинарных столкновений [4], либо численным решением уравнений движения. В работе использован второй подход, в рамках которого:

- потенциал системы двойных плоскостей (111) рассчитан на основе модели Kh. Chouffani.
- траектории и скорости позитронов получены численным интегрированием уравнений движения, без учета деканалирования (тонкий кристалл, *l*<*l*_d=α*L*_{nd}*U*₀ε/πm²c⁴, здесь α=1/137, *U*₀ – глубина потенциальной ямы; ε – энергия позитрона, *L*_{nd} – радиационная длина, *m* – масса частицы, *c* – скорость света). В нашей работе диапазон энергий позитронов выбран в соответствии с параметрами пучков электронов и позитронов LNF (Frascati).
- Фурье-компоненты скорости, необходимые для расчета спектрально-углового распределения интенсивности излучения, определены численно.

Теоретический анализ

Уравнение движения релятивистского позитрона в потенциале (рис. 1, *a*) для поперечного направления (в приближении $\upsilon_{\perp} \equiv \dot{x} < \upsilon_{\parallel}$; $\upsilon_{\perp} / c < 1/\gamma$) имеет вид: