

УДК 538.56

КОГЕРЕНТНОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ДИФРАКЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ОБРАЗОВАННОЕ МИКРОБУНЧИРОВАННЫМИ ПУЧКАМИ, ПРОЛЕТАЮЩИМИ МИМО КРАЯ ПЛАСТИНЫ

М.А. АГИНЯН, К.А. ИСПИРЯН, М.К. ИСПИРЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван

(Поступила в редакцию 11 октября 2011 г.)

Используя формулы для рентгеновского переходного и дифракционного излучений (РПИ и РДИ) для одной частицы, получены выражения для спектрально-углового распределений, а также полные числа испущенных фотонов когерентного рентгеновского переходного излучения (КРПИ2) и когерентного рентгеновского дифракционного излучения (КРДИ), возникающих, когда микробунчированный пучок электронов пересекает две границы пластины или пролетает на малом расстоянии от края пластины, соответственно. Проведено также сравнение полученных результатов с известными результатами для когерентного рентгеновского переходного излучения (КРПИ) от одной границы. На основе численных расчетов показано, что экспериментальное исследование КРДИ возможно в настоящее время на Когерентном Источнике Света на Линусе (LCLS, SLAC).

1. Введение

При прохождении заряженной частицы через пластину или вблизи ее края из-за трансформации поля заряда возникают переходное излучение (ПИ) или дифракционное излучение (ДИ) с широкими спектральными распределениями [1-6]. После экспериментов [7] оптическое переходное излучение нашло широкое применение для определения параметров пучков частиц высоких энергий [8]. Было показано [9,10], что короткие бунчи N_b частиц испускают когерентное переходное излучение (КПИ) и дифракционное излучение (КДИ) миллиметровых волн с интенсивностью, пропорциональной N_b^2 , на длинах волн, больших или равных длине бунча. Этот факт в настоящее время используется для измерения длины коротких бунчей. В конце длинных ондуляторов существующих [11] и будущих [12] рентгеновских ЛСЭ получают цуги микробунчей импульсов частиц или так называемые микробунчированные пучки. Теоретически было показано, что эти пучки должны образовывать монохроматическое когерентное мягкое переходное [13] и рентгеновское переходное излучение (КРПИ) [14], с длиной волны, равной периоду микробунчирования, $\lambda_r = 2\pi c/\omega_r \approx D/2\gamma^2$, где D – период ондулятора, а $\gamma = E/mc^2 = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ – Лоренц-фактор частицы. В работах [15,16] КПИ было использовано для исследо-

вания процесса микробунчирования, что важно для повышения эффективности ЛСЭ. Хотя идея использования КРПИ для измерения микробунчирования была обсуждена в [17] и даже были проведены предварительные измерения [18], тем не менее, пока нет опубликованных результатов по наблюдению КРПИ.

В работе [19] рассмотрено когерентное параметрическое рентгеновское излучение и показано, что оно также может быть использовано для исследования микробунчирования на рентгеновских ЛСЭ.

Первые теоретические работы по ДИ были опубликованы давно [1,6,20-22]. Парадоксально, что экспериментальные работы по ДИ частиц высоких энергий начались после работы [10], в которой было наблюено когерентное ДИ с интенсивностью $\sim N_b^2$ в области миллиметровых волн. Из последних экспериментальных работ по ДИ стоит отметить работу [23], проведенную с помощью нерелятивистского пучка электронов с диаметром поперечного сечения 20 нм и многослойного рентгеновского отражателя с дыркой 100 нм. В настоящее время оптическое и более мягкое ДИ используются для неразрушающих измерений поперечного размера, углового распределения пучков и продольного размера бунчей.

Заметим также, что до работы [24] ДИ не было исследовано в рентгеновской области частот. В работе [25] на основе рассмотрений, приведенных в [1], было показано, что РДИ может быть образовано только несуществующими пучками частиц с идеальными параметрами. Однако, авторы [24] теоретически показали, что РДИ, явление, родственное РПИ, может быть образовано и обычными пучками с конечными размерами и угловыми расхождениями. Интенсивность РПИ [2] резко падает пропорционально $1/\omega^4$ после критической частоты $\omega_{crit}^{XTR} \approx \gamma\omega_p$, где ω_p – плазменная частота). Критическая частота РДИ [24] равна $\omega_{crit}^{XDR} \approx c\gamma/H$, где H – прицельный параметр или минимальное расстояние между траекторией частицы и краем радиатора (см. рис.1). Согласно [24], интенсивность РДИ после ω_{crit}^{XDR} падает резко, пропорционально $\exp(-2\omega/\omega_{crit}^{XDR})$. Если диаметр поперечного сечения пучка электронов меньше, чем 3 мкм, то можно принять $H = 3$ мкм и, предполагая $\hbar\omega_p = 8.3$ кэВ, $E = 13.6$ ГэВ, можно показать, что $\exp(-2\omega/\omega_{crit}^{XDR}) = 10^{4.1}$. Поскольку когерентность увеличивает интенсивность в N_b раз, то можно надеяться, что, несмотря на резкое падение РДИ после ω_{crit}^{XDR} , интенсивность КРДИ будет достаточной для детектирования.

В настоящей работе рассмотрена теория КРДИ микробунчированных пучков с целью показать, что в настоящее время можно исследовать рентгеновское ДИ в виде КРДИ.

2. Формулы для КРПИ2 и КРДИ

В нашем первом исследовании КРДИ будет использована простейшая геометрия (см. рис.1), когда частица пролетает перпендикулярно пластине с толщиной a , высотой b и прицельным параметром H .

Используя выражения для спектрально-углового распределения РПИ и РДИ [2,6,24], а также хорошо известный метод расчета излучения микробунчи-

рованных пучков [11-14], можно получить следующие формулы для КРПИ2 и КРДИ:

$$\frac{d^2 N_{CXR2}}{d\omega dy} = N_b^2 b_1^2 \frac{8\alpha\omega_p^4 \gamma^4}{\pi} \frac{y^3}{\omega^5} \frac{\sin^2 \left[\frac{a}{4} (\omega/c\gamma^2) (1+y^2 + (\gamma\omega_p/\omega)^2) \right]}{(1+y^2)^2 (1+y^2 + (\gamma\omega_p/\omega)^2)^2} \times \exp \left[-(\omega\sigma_r y/c\gamma)^2 \right] \exp \left[-(\omega - \omega_r)^2 (\sigma_z/c)^2 \right] \quad (1)$$

и

$$\frac{d^2 N_{CXDR}}{d\omega dy} = N_b^2 b_1^2 \frac{\alpha\omega_p^4 \gamma^4}{\pi} \frac{y}{\omega^5} \frac{\sin^2 \left[\frac{a}{4} (\omega/c\gamma^2) (1+y^2 + (\gamma\omega_p/\omega)^2) \right]}{(1+y^2)^2 (1+y^2 + (\gamma\omega_p/\omega)^2)^2} \times F(y, \omega) \exp \left[-(\omega\sigma_r y/c\gamma)^2 \right] \exp \left[-(\omega - \omega_r)^2 (\sigma_z/c)^2 \right]. \quad (2)$$

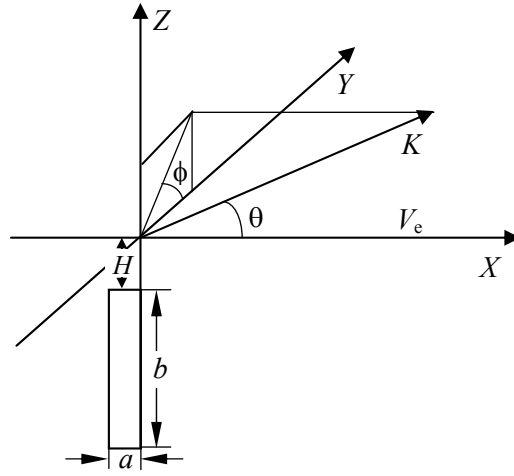


Рис.1. Геометрия КРДИ.

В выражениях (1) и (2) b_1 – параметр модуляции микробунчируемого пучка [14], $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$, $y = \gamma\theta$, σ_r и σ_z – среднеквадратичные радиальный и поперечный размеры пучка электронов с гауссовским распределением плотности электронов (предполагается, что высота радиатора b достаточно большая, так что интенсивность ДИ не зависит от b [24]), а выражение

$$F(y, \omega) = \int_0^{2\pi} \frac{1 + 2y^2 \cos^2 \varphi}{1 + y^2 \cos^2 \varphi} \exp \left[-\frac{2H\omega}{\gamma c} \sqrt{1 + y^2 \cos^2 \varphi} \right] d\varphi \quad (3)$$

является интегралом по азимутальному углу φ , который, к сожалению, можно вычислить только численно.

В формулах (1) и (2) квадраты синусов быстро осциллируют при малых изменениях ω и y . При

$$\omega \approx \omega_r \square \gamma \omega_p \quad (4)$$

можно принять их среднее значение, равное 1/2, если в случае КРПИ2 a намного больше зоны формирования РПИ в среде [2], а в случае КРДИ, если $Ha\pi^2 \square \gamma \lambda_p^2$ [24], где $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$ – плазменная длина волны .

3. Численные результаты и обсуждение

Нижеприведенные численные результаты получены для следующих параметров рентгеновского ЛСЭ США, LCLS, SLAC [11]: $E = 13.6$ ГэВ, $\hbar\omega_r = 8.3$ кэВ, $\sigma_z = 9$ мкм (т.е. полная ширина на полувысоте равна 21 мкм или 70 фс), $\sigma_r = 6.12$ мкм (это значение можно получить, взяв приведенные в [11] величины нормализованного эмиттанта $\gamma\epsilon_r = 0.5$ мкм, углового расхождения $\sigma_r = 1$ мкрад) и $N_B = 1.56 \times 10^9$. Используется титановый радиатор с $\hbar\omega_p = 4.16 \times 10^{-2}$ кэВ, $a = 35$ мкм, $b = 20000$ мкм и принимается $H = 3$ мкм. Для таких значений экспериментальных параметров в формулах (1) и (2) квадраты синусов можно заменить на 1/2.

Выражение (1) в два раза больше соответствующего выражения работы [14] для одной границы, так как не учитывалось поглощение. Поскольку a больше, чем три раза длина поглощения при $\hbar\omega \approx \hbar\omega_r = 8.3$ кэВ, $L_{abs}^{Ti} = 11$ мкм, фотоны КРПИ2, образованные на первой границе, будут почти полностью поглощены в титановом радиаторе, и выражения для спектрального и углового распределений КРПИ, полученные в [14], применимы для пластин с такими параметрами. Поэтому для расчетов углового и спектрального распределений КРПИ2 для указанных параметров были использованы соответствующие формулы [14]. Что касается углового и частотного распределений КРДИ, получаемых интегрированием (2), то они вычисляются только численно, так как выражение $F(y, \omega)$ не интегрируемо аналитически. Рис.2 представляет угловые распределения КРДИ и КРПИ2, вычисленные, соответственно, численным и аналитическим интегрированием (2) и (1) по ω .

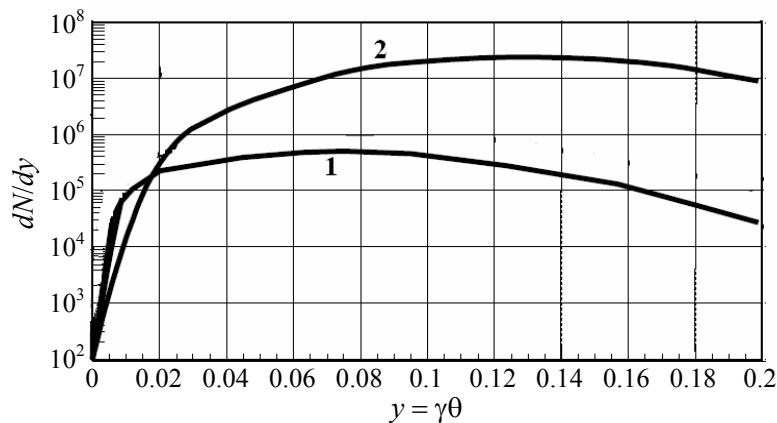


Рис.2. Угловые распределения КРДИ и КРПИ2 (кривые 1 и 2, соответственно).

Как видно, угловое распределение КРДИ для вышеприведенных параметров имеет максимум при $y \approx 0.08$ и намного ниже и уже, чем распределение КРПИ2 [14].

На рис.3 приведены спектральные распределения КРДИ и КРПИ2, вычисленные, соответственно, численным и аналитическим интегрированием (2) и (1) по y . Видно, что интенсивность КРДИ намного ниже интенсивности КРПИ2, что обусловлено вышеотмеченным экспоненциальным падением РДИ после $\omega_{crit}^{XDR} \approx c\gamma/H = 1.7$ кэВ.

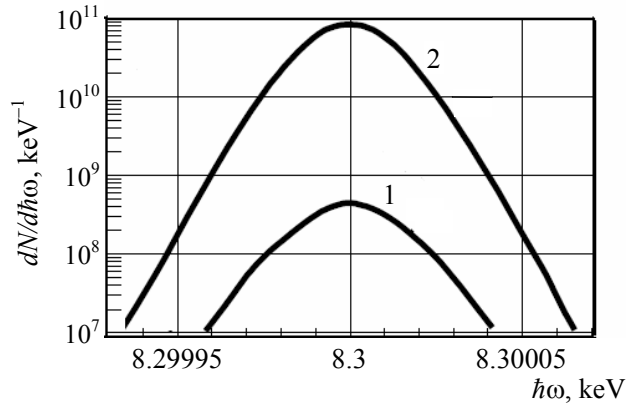


Рис.3. Спектральные распределения КРДИ и КРПИ2 (кривые 1 и 2, соответственно).

Наконец, подставляя вышеприведенные значения параметров в формулу для полного числа фотонов работы [14] и численно интегрируя (2) по y и ω , получаем следующие значения для полного числа фотонов для КРПИ2 и КРДИ, образованных одним импульсом электронов:

$$N_{CXR} \approx 6.75 \times 10^6, \quad N_{CXDR} \approx 3.4 \times 10^4. \quad (5)$$

Такое количество КРДИ фотонов может быть детектировано отдельно, так как при экспериментах по КРДИ отсутствует фон от КРПИ и тормозного излучения, поскольку пучок электронов не пересекает радиатор.

Таким образом, полученные результаты показывают, что уже в настоящее время можно экспериментально исследовать РДИ, а именно, КРДИ, образованное микробунчируемыми электронными пучками LCLS, SLAC.

ЛИТЕРАТУРА

1. **М.Л.Тер-Микаелян.** Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1969; High Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media. New York, Wiley Interscience, 1972.
2. **Г.М.Гарибян, Я.Ши.** Рентгеновское переходное излучение. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1983.
3. **V.L.Ginzburg, V.N.Tsitovich.** Transition Radiation and Transition Scattering. Bristol, Adam Higler, 1990.

4. **P.Rullhusen, X.Artru, P.Dhez.** Novel Radiation Sources Using Relativistic Electrons. Singapore, World Scientific, 1998.
5. **А.П.Потылицин.** Излучение электронов в периодических структурах. Томск, изд. ИНТЛ, 2009.
6. **A.P.Potilitsin, M.I.Ryazanov, M.N.Strikhanov, A.A.Tishchenko.** Diffraction Radiation from Relativistic Particles. Springer tracts in modern physics, v. 239, 2010.
7. **А.И.Алиханян, К.А.Испирян, А.Г.Оганесян,** ЖЭТФ, **56**, 1796 (1969).
8. **R.Wartski et al.** IEEE Trans. Nucl. Sci. NS, **20**, 544 (1973); Proc. Intern. Symp. on Transition Radiation of High Energy Particles, Yerevan, Armenia, 1977, p.561.
9. **Y.Shibata et al.** Phys. Rev. E, **50**, 1479 (1994).
10. **Y.Shibata et al.** Phys. Rev. E, **52**, 6787 (1995).
11. **P.Emma et al.** Proc. of PAC09, 2009, p.397; Nature Photonics, **4**, 641 (2010).
12. **B.D.Patterson et al.** New Journal of Physics, **12**, 035012 (2010).
13. **J.Rosenzweig, G.Travish, A.Treimane.** Nucl. Instr. and Meth. A, **365**, 255 (1995).
14. **E.D.Gazazian, K.A.Ispirian, R.K.Ispirian, M.I.Ivanian.** Pisma ZhETF, **70**, 664 (1999); Nucl. Instr. and Meth. B, **173**, 160 (2001).
15. **Y.Liu et al.** Phys. Rev. Lett., **80**, 4418 (1998).
16. **A.Treimane et al.** Phys. Rev. Lett., **81**, 5816 (1988).
17. **A.H.Lumpkin, W.M.Fawley, D.W.Rule.** Proc. FEL 2004, p.515.
18. **A.H.Lumkin et al.** SLAC-PUB-12451 (2006).
19. **X.Artru, K.A.Ispirian.** Proc. NATO Workshop Electron-Photon Interaction in Dense Media, Nor-Hamberd, Yerevan, Armenia, 25-29 June, 2001, p.191: ArXive ph/0208018, 2002.
20. **Ю.Н.Днестровский, Д.П.Костомаров.** ДАН СССР, **4**, 132, 158 (1959).
21. **А.П.Казанцев, Г.И.Сурдутович.** ДАН СССР, **7**, 990 (1963).
22. **Д.М.Седракян.** Изв. АН Арм. ССР, **16**, 115 (1963).
23. **A.G.Adamo et al.** Phys. Rev. Lett., **103**, 113901 (2009).
24. **A.A.Tishchenko, A.P.Potilitsin, M.N.Strikhanov.** Phys. Rev. E, **70**, 088501 (2004).
25. **M.J.Moran.** Phys. Rev. Lett., **69**, 2523 (1992).

COHERENT X-RAY DIFFRACTION RADIATION PRODUCED BY MICRO-BUNCHED BEAMS PASSING CLOSE TO THE EDGE OF A SLAB

M.A. AGINIAN, K.A. ISPIRIAN, M.K. ISPIRYAN

Using the formulas for X-ray transition and diffraction radiations (XTR and XDR) for single particles the expressions for the spectral-angular distributions and the total numbers of emitted photons of coherent X-ray transition radiation (CXTR2) and coherent X-ray diffraction radiation (CXDR), arising, respectively, when a microbunched beam of electrons intersects the two interfaces of a slab or flies at small distances from the edge of the slab, have been obtained. The results are compared with those obtained for coherent X-ray transition radiation (CXTR) from one interface. On the basis of numerical calculations it is shown that the experimental study of CXDR at LCLS, SLAC is possible.