

01; 02

К ВОПРОСУ О РЕЗОНАНСНОМ ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ В МНОГОСЛОЙНЫХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ СТРУКТУРАХ

А. П. Апанасевич, В. А. Ярмолкевич

Рассмотрена возможность наблюдения резонансного переходного излучения при пролете электрона через многослойную интерференционную структуру (МИС) с пространственным периодом $l \sim 100-500 \text{ \AA}$. Проведена оптимизация параметров МИС различных составов для получения максимального квантового выхода в диапазоне энергии квантов $E_\gamma = 0.5-10 \text{ кэВ}$.

Известно, что при пролете равномерно движущейся заряженной частицы через периодическую среду возникает резонансное переходное излучение [1]. Широкое применение резонансное переходное излучение нашло при разработке детекторов высокоэнергетичных заряженных частиц, а в последнее время активно изучается вопрос использования данного механизма излучения для создания узконаправленного источника рентгеновских фотонов, сравнимого по интенсивности с синхротронным излучением, но превосходящего последнее по спектральной интенсивности [2].

В ряде работ [2, 3] было исследовано резонансное переходное излучение, возникающее при пролете релятивистских электронов через набор тонких диэлектрических или металлических фольг, разделенных вакуумными промежутками. Результаты экспериментов хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями. Отметим, что во всех этих случаях период радиатора составлял величину $l \sim 0.1-1 \text{ мм}$. Зависимость спектральной интенсивности рассматриваемого излучения от энергии электронов носит пороговый характер, причем величина пороговой энергии зависит от периода радиатора и при $l \sim 0.1-1 \text{ мм}$ составляет сотни МэВ [1]. С уменьшением периода пороговая энергия уменьшается и при $l \sim 100 \text{ \AA}$ приближается к десяткам килоэлектрон-вольт.

В настоящее время в связи с развитием технологии изготовления многослойных интерференционных структур (МИС) с периодом $l \sim 50-500 \text{ \AA}$, нашедших широкое применение в рентгеновской оптике, представляет интерес использование МИС в качестве радиаторов для наблюдения резонансного переходного излучения. Так, в [4, 5] было предложено использовать подобные структуры для создания источников излучения в диапазоне энергии фотонов $E_\gamma = 50-500 \text{ эВ}$ на слабoreлятивистских электронных пучках $E_e = 50 \text{ кэВ}-2 \text{ МэВ}$. Однако во многих прикладных и исследовательских задачах требуется использование более энергетичных фотонов. В данной работе анализируется возможность создания источника рентгеновского излучения энергии $E_\gamma = 0.5-10 \text{ кэВ}$ на базе переходного излучения и оптимизируются параметры МИС для получения максимального квантового выхода. Проведены численные расчеты при энергии электронов $E_e = 2-5 \text{ МэВ}$.

При нормальном падении электрона на МИС и пересечении им M слоев, состоящих из пары веществ с различными диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 , толщиной l_1 и l_2 соответственно число фотонов, излучаемых в единичный

телесный угол $d\Omega$ и в частотный интервал $d\omega$, определяется формулой (без учета поглощения)

$$\frac{d^2N}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha \omega \sin^2 \Theta}{16\pi^2 c^2} (Z_1 - Z_2)^2 \sin^2 \left(\frac{l_2}{Z_2} \right) \frac{\sin^2 M \left(\frac{l_1}{Z_1} + \frac{l_2}{Z_2} \right)}{\sin^2 \left(\frac{l_1}{Z_1} + \frac{l_2}{Z_2} \right)}, \quad (1)$$

где $Z_{1,2}$ — длины формирования для обоих веществ

$$Z_{1,2} = \frac{2c\beta}{\omega(1 - \beta \sqrt{\varepsilon_{1,2} - \sin^2 \Theta})},$$

$\alpha = 1/137$ постоянная тонкой структуры, $\beta = v/c$, v — скорость электрона, c — скорость света в вакууме, Θ — угол между направлением излучения (наблюдения) и вектором скорости электрона, $\varepsilon_{1,2} = 1 - (\omega_{1,2}^0/\omega^2)$, $\omega_{1,2}$ — плазменная частота составляющих структуру веществ ($\omega_1 < \omega_2$).

Угол, при котором интенсивность излучения, возникающего при пересечении электроном одной границы раздела сред с различными ε , максимальна, определяется приближенной формулой

$$\Theta_0^2 \simeq \frac{1}{3} \{ (a+b)^2 \pm \sqrt{(a+b)^2 + 12ab} \},$$

где

$$a = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\beta^2} - \varepsilon_2 \right), \quad b = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{\beta} - \varepsilon_1 - 1 \right).$$

Угол же излучения резонансных квантов с частотой ω определяется условием [1]

$$\cos \Theta_r = \frac{l_1 + l_2}{l_1 \sqrt{\varepsilon_1} + l_2 \sqrt{\varepsilon_2}} \left(\frac{1}{\beta} - \frac{2\pi c r}{\omega(l_1 + l_2)} \right). \quad (2)$$

Очевидно, что максимальный выход резонансного переходного излучения (см. (1)) наблюдается в угол $\Theta = \Theta_0 = \Theta_r$ при выполнении условия $l_{1,2} = (\pi/2) Z_{1,2}$.

Исходя из этих предпосылок, для ряда МИС различных составов были найдены оптимальный для различных значений энергии резонансных квантов угол наблюдения $\Theta = \Theta_0 = \Theta_r$ и соответствующие ему период структуры l и соотношение толщин веществ в периоде l_2/l ($l = l_2 + l_1$). С учетом поглощения излучения число эффективно работающих периодов МИС определяется формулой

$$M_{\text{эф}} \simeq \frac{2 \cos \Theta}{\mu_1 l_1 + \mu_2 l_2},$$

где μ_1 и μ_2 — линейные коэффициенты поглощения рентгеновских квантов в обоих веществах, составляющих МИС [6].

Т а б л и ц а 1

Параметры МИС и квантовый выход фотонов с энергией 3, 5 и 10 кэВ при угле наблюдения 2.6° , $E_e = 5$ МэВ, $l_2/l = 0.5$

E_γ , кэВ	l , Å			$M_{\text{эф}}$			$\frac{d^2N}{d\omega d\Omega}$		
	3	5	10	3	5	10	3	5	10
Ni—Be	688	412	206	95	607	$>10^3$	5.93×10^{-7}	3.11×10^{-7}	1.62×10^{-8}
Ni—C	684	411	206	92	591	$>10^3$	4.20×10^{-7}	2.23×10^{-7}	1.21×10^{-8}
Ni—Si	685	412	206	69	449	981	3.42×10^{-7}	1.83×10^{-7}	1.28×10^{-8}
Mo—Si	686	412	206	25	155	$>10^3$	1.42×10^{-7}	7.32×10^{-8}	1.51×10^{-8}
C—Be	682	411	206	$>10^3$	$\geq 10^3$	$\geq 10^3$	1.24×10^{-7}	9.80×10^{-9}	3.05×10^{-10}

Для оптимизированных по числу и толщине периодов структур найден квантовый выход излучения $(d^2N)/(d\omega d\Omega)$ [фотон/эВ·ср. e^-]. Некоторые результаты вычислений при $E_e = 5$ МэВ приведены в табл. 1.

Как оказалось, величина угла наблюдения Θ , при котором интенсивность излучения максимальна, достаточно слабо зависит от энергии излучаемых фотонов и состава МИС и для рассматриваемой энергии электронов составляет величину 2.6° . Из представленных в табл. 1 МИС максимальный квантовый выход имеет структура Ni—Be. Это объясняется наибольшей разностью диэлектрических проницаемостей этих двух веществ и относительно слабым поглощением фотонов данной энергии.

Таблица 2

Параметры МИС и квантовый выход фотонов с энергией 0,5, 0,7 и 1 кэВ при углах наблюдения 15, 10 и 6° соответственно, $E_e = 2$ МэВ, $l_2/l = 0.5$

E_γ , кэВ	l , Å			$M_{эф}$			$\frac{d^2N}{d\omega d\Omega}$		
	0.5	0.7	1	0.5	0.7	1	0.5	0.7	1
Ni—Be	457	498	481	16	30	9	5.32×10^{-7}	4.55×10^{-7}	6.37×10^{-8}
Ni—C	448	490	475	11	21	9	2.05×10^{-7}	1.60×10^{-7}	3.67×10^{-8}
Ni—Si	451	493	478	13	25	9	3.05×10^{-7}	2.54×10^{-7}	4.72×10^{-8}
Mo—Si	449	497	481	5	8	16	6.78×10^{-8}	1.90×10^{-7}	1.81×10^{-7}
C—Be	448	491	475	21	45	129	4.28×10^{-8}	5.69×10^{-8}	5.10×10^{-8}

Отметим, что с уменьшением энергии фотонов для выполнения резонансного условия (2) при $\Theta_r = \Theta_0$ период структуры сильно возрастает и может превзойти длину поглощения излучения рассматриваемой энергии. Если же мы будем увеличивать угол наблюдения, т. е. отходить от угла Θ_0 , то, как показали расчеты, интенсивность излучения будет падать незначительно, поскольку при этом увеличивается число эффективно работающих слоев. Такая слабая зависимость дает некоторую свободу в выборе параметров МИС. В табл. 2 ($E_e = 2$ МэВ) и табл. 3 ($E_e = 5$ МэВ) приведены результаты расчетов квантового выхода при следующих параметрах МИС: $l \leq 500$ Å, $M_{эф} \leq 1000$.

Таблица 3

Параметры МИС и квантовый выход фотонов с энергией 0,5, 0,7 и 1 кэВ при углах наблюдения 20, 15 и 15° соответственно, $E_e = 5$ МэВ, $l_2/l = 0.5$

E_γ , кэВ	l , Å			$M_{эф}$			$\frac{d^2N}{d\omega d\Omega}$		
	0.5	0.7	1	0.5	0.7	1	0.5	0.7	1
Ni—Be	381	453	318	19	33	13	4.16×10^{-7}	4.82×10^{-7}	5.04×10^{-8}
Ni—C	374	447	316	13	23	12	1.67×10^{-7}	1.70×10^{-7}	1.75×10^{-8}
Ni—Si	377	449	317	15	26	13	2.33×10^{-7}	2.56×10^{-7}	2.32×10^{-8}
Mo—Si	375	453	318	6	8	24	5.38×10^{-8}	1.85×10^{-7}	1.53×10^{-7}
C—Be	375	448	315	25	49	188	3.30×10^{-8}	5.92×10^{-8}	4.00×10^{-8}

Интересно отметить, что использование одной структуры Ni—Be с параметрами, например, $l = 300$ Å, $l_2/l = 0.5$ и числом периодов $M \approx 1000$ позволяет на пучке электронов с $E_e = 5$ МэВ в зависимости от угла наблюдения получить резонансное излучение в диапазоне энергии квантов от 0,5 до 7 кэВ, причем квантовый выход почти не изменяется во всем спектральном диапазоне и составляет величину $(d^2N)/(d\omega d\Omega) \sim 10^{-9}$ фотон/эВ·ср. e^- . Так, для фотонов с энергией 3 кэВ $(d^2N_{(3)})/(d\omega d\Omega) = 2.18 \times 10^{-9}$ фотон/эВ·ср. e^- ($M_{эф} = 211$, $\Theta = 7^\circ$) и при среднем токе пучка 1 мА детектором со спектральным разрешением $\Delta\omega = 0.1$ для данной энергии и при угловом разрешении $\Delta\Theta = 10^{-2}$ рад можно получить интенсивность излучения $\sim 7 \times 10^7$ фотонов в секунду.

Следует также отметить, что использование большого числа периодов МИС, особенно для $E_{\gamma} = 5-10$ кэВ (см. табл. 1), приводит к сужению пика излучения как в угловом ($\Delta\theta \sim 1/M_{эф}$), так и в спектральном диапазоне. Таким образом, система МИС+слаборелятивистский пучок электронов может быть использована в качестве интенсивного узконаправленного источника рентгеновского излучения как в импульсном, так и в квазинепрерывном режиме.

В заключение авторы благодарят профессора В. Г. Барышевского за постановку вопроса и постоянный интерес к данной работе, а также О. Т. Градовского за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Тер-Микаелян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969. 457 с.
- [2] Piestrup M. A., Finman P. F., Chu A. N. et al. // IEEE J. Quantum Electron. 1983. Vol. QE-19. P. 1771—1781.
- [3] Piestrup M. A., Kephart J. O., Park H. et al. // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 32. P. 917—927.
- [4] Kaplan A. E., Datta S. // Appl. Phys. Lett. 1984. Vol. 44. P. 661—663.
- [5] Low C. T., Kaplan A. E. // Short Wavelength Coherent Radiation: Generation and Applications. 1986. P. 27—33.
- [6] Henke B. L., Lee P., Tanaka T. J. et al. Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1982. Vol. 27. 144 p.

Научно-исследовательский
институт ядерных проблем

при Белорусском государственном университете
им. В. И. Ленина

Поступило в Редакцию
19 июля 1988 г.