

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 68, ВЫПУСК 6
 25 СЕНТЯБРЯ, 1998

Письма в ЖЭТФ, том 68, вып.6, стр.437 - 442

© 1998г. 25 сентября

ИЗЛУЧЕНИЕ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОНДУЛЯТОРАХ
С УЧЕТОМ ПОЛЯРИЗАЦИИ СРЕДЫ

Р.О.Авакян, Л.А.Геворгян, К.А.Испирян¹⁾, Р.К.Испирян

Ереванский физический институт
 375036 Ереван, Армения

Поступила в редакцию 20 августа 1998 г.

Исследовано излучение релятивистских частиц, каналированных в микроскопическом ондуляторе, получаемом приложением поперечных ультразвуковых колебаний на монокристалл. Для реальных кристаллических ондуляторов приведены результаты численных расчетов, показывающих спектры излучения в областях энергий частиц и фотонов, где происходит сужение спектра, когда энергия частицы близка к определенной пороговой энергии.

PACS: 61.80.Mk

В работах [1-4] по ондуляторному излучению было предсказано, что при определенных энергиях частиц влияние среды приводит к сужению спектра излучения в рентгеновской и более жесткой областях частот. Было показано [3,4], что меняя параметры среды или ондулятора, можно получить квазимонохроматические пучки фотонов с энергиями $\hbar\omega \simeq 10 - 200$ кэВ с помощью электронов с энергиями $E = 3 - 15$ ГэВ. Аналогичное явление было предсказано [5-7] для излучения каналированных частиц. Было показано [7], что эффект сужения спектра будет заметным при $E \leq 10$ МэВ и $\hbar\omega \leq 1$ кэВ, что затрудняет его наблюдение. Несмотря на то, что экспериментальные исследования излучения частиц в ондуляторах, заполненных средой (см., например, [8]), а также при каналировании в монокристаллах начаты давно, тем не менее до настоящего времени предсказанное сужение спектра еще не наблюдается.

Для получения интенсивных пучков рентгеновских и гамма-квантов в работе [9] в дипольном приближении рассмотрено излучение частиц в кристаллических ондуляторах (КО) с возможно минимальными периодами, $l = v/f = 0,1 - 100$ мкм, получаемых с помощью поперечных ультразвуковых колебаний (УЗ) с частотой f ,

¹⁾ e-mail: ispirian@vx1.yerphi.am

распространяющихся в кристалле со скоростью v . Преимущество излучения, образованного в КО, по сравнению с излучением, образованным в обычных ондуляторах, заключается в том, что уменьшение периода на несколько порядков позволяет при той же энергии получить кванты с большими $\hbar\omega$, а по сравнению с излучением каналированных частиц – получить большие интенсивности из-за того, что в КО амплитуда колебаний A намного больше межплоскостного расстояния d_p кристалла КО. Такое излучение рассмотрено в недавней работе [10] в недипольном приближении, и показана возможность получения стимулированного излучения. Отметим, что теоретическая возможность увеличения интенсивности излучения каналированных частиц с помощью УЗ рассмотрена также в работах [11-18]. Работы [14-18] посвящены рассмотрению случая, когда значения l близки к периоду движения частицы при каналировании l_k . К настоящему времени наблюдается [19] только усиление параметрического рентгеновского излучения с помощью УЗ.

Учитывая, что в последнее время возрос интерес к методам получения интенсивных пучков рентгеновских фотонов с помощью электронов²⁾ с $E > 5$ МэВ и то, что в [9,10] не была учтена поляризация среды, в настоящей заметке исследуется излучение, образованное в КО с учетом сужения спектра. Для КО на основе определенных монокристаллов показывается возможность получения квазимонохроматических пучков и экспериментального исследования эффекта сужения при $\hbar\omega \approx 10 - 100$ кэВ с помощью частиц с энергиями $E = 500 - 1000$ МэВ.

Пусть частица, движущаяся вдоль оси Z , входит в КО, кристаллографические плоскости которого под действием поперечной УЗ волны, распространяющейся вдоль оси Z , имеют вид синусоиды с амплитудой A и с периодом l . Если угол входа частицы в кристалл относительно изогнутых кристаллографических плоскостей меньше соответствующих критических углов каналирования, а минимальный радиус $R_{min} = l^2/4\pi^2 \text{ \AA}$ кривизны усредненной траектории частицы или кристаллографических плоскостей больше критического радиуса R_D Цыганова (см., например, [20]), то без учета многократного рассеяния положительная частица при плоскостном каналировании в среднем совершает колебательное движение с амплитудой A и с частотой $\Omega = 2\pi c/l$. Отметим, что последствия вышеотмеченного условия $R_{min} > R_D$ для положительных частиц изучены в [10]. В настоящей работе кроме $A \gg d_p$ и $l \gg l_k$, предполагается, что время пролета ультрарелятивистской частицы через КО намного меньше периода УЗ. Рассматривается эффект сужения спектра в области частот, где доминирует первая гармоника излучения.

Известно, что когда параметр ондулятора $q = 2\pi\gamma A/l \geq 1$ и продольными колебаниями нельзя пренебречь, продольное движение частицы можно характеризовать эффективным лоренц-фактором $\gamma_z = \gamma/\sqrt{1+q^2/2}$. Используя результаты [1-4], легко показать, что из-за наличия среды излучение в КО возникает только тогда, когда энергия частицы $E = \gamma mc^2$ больше пороговой $E_n = \gamma_n mc^2$,

$$\gamma_n = \gamma_0/\sqrt{1-\eta^2}, \quad (1)$$

где $\gamma_0 = \omega_p/\Omega$, $\eta = \sqrt{2\pi}A/\lambda_p$, $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$, ω_p – плазменная частота КО. Из (1) следует, что $\eta < 1$ и $A < \lambda_p/\sqrt{2\pi}$. Обозначая $\gamma = k\gamma_n$ ($k \geq 1$), получим $\gamma_z = \gamma(1-\eta^2)^{1/2}/(1+\eta^2(k^2-1))^{1/2}$.

²⁾ См. Материалы Симпозиума по излучению электронов в периодических средах RREPS-97, Томск, 1997, которые будут опубликованы в Nucl. Instr. and Methods, 1998, а также совещаний в Хользау и Табарзе, Германия, 1998.

Физика этого явления заключается в следующем. В лабораторной системе частица совершает поступательно-колебательное движение с частотой Ω . В сопутствующей частице системе координат мы имеем диполь в покое, колеблющийся и излучающий волны с частотой $\Omega\gamma_z$. Так как в последней системе $\omega_p = \sqrt{2\pi n e^2/m}$ не меняется, то согласно свойству плазмы, волны с частотой $\Omega\gamma_z < \omega_p$ не распространяются и частицы с $\gamma < \gamma_n$ (или $\gamma_z < \gamma_0$) не излучают.

Частота и угол излучения θ связаны соотношением

$$\omega = 2\Omega/(\gamma_z^{-2} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} + \theta^2). \quad (2)$$

Отсюда следует, что для вакуумного ондулятора ($\omega_p = 0$) под каждым θ могут испускаться фотоны с одной частотой в области $0 \leq \omega \leq 2\omega_c$, где $\omega_c = \Omega\gamma_z^2$. Для ондулятора, заполненного средой ($\omega_p \neq 0$), под каждым θ могут испускаться фотоны с двумя различными ω в области $(1-\delta)\omega_c \leq \omega \leq (1+\delta)\omega_c$ (сложный эффект Доплера), где $\delta^2 = 1 - \gamma_0^2/\gamma_z^2 = (k^2 - 1)(1 + \eta^2)/k^2$. С помощью δ и безразмерной частоты $x = \omega/\omega_c$ ($1 - \delta \leq x \leq 1 + \delta$) выражение (2) можно переписать в виде

$$\theta = (\delta^2 - (x - 1)^2)^{1/2}/\gamma_x. \quad (3)$$

Следовательно, фотоны с максимальными и минимальными частотами испускаются под углами $\theta = 0$, а фотоны с $x = 1$ - под $\theta = \delta/\gamma_z$. Таким образом, частотное и угловое распределения сужаются в δ раз вокруг $x = 1$ или $\omega = \omega_c$.

Спектральное распределение числа квантов с единицы пути пролета частицы дается выражением

$$\frac{d^2 N}{dx dz} = B \left[\left(x + \frac{1 - \delta^2}{x} - 1 \right)^2 + 1 \right], \quad (4)$$

где $B = \pi\alpha\eta^2/2l(1-\delta^2)$, и $\alpha = 1/137$. Ширина спектрального распределения с учетом конечности длины L и разброса периода $\Delta l/l$ ондулятора определяется формулой

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{l}{L} + \left[2 \left(\frac{\Delta\gamma}{\gamma} + \frac{\Delta l}{l} \right) \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где $\Delta\gamma = \gamma - \gamma_0$, если $\gamma_z > \gamma_0$, и $\Delta\gamma$ равен ширине разброса γ , если $\gamma_z = \gamma_0$.

Проинтегрировав (2) в допустимых пределах, в случае $\delta \ll 1$ получим выражение для числа квантов, излученных в КО с длиной L :

$$N = 2\pi\alpha \frac{\eta^2 k^2}{1 + (k^2 - 1)\eta^2} \frac{L}{l} \delta. \quad (6)$$

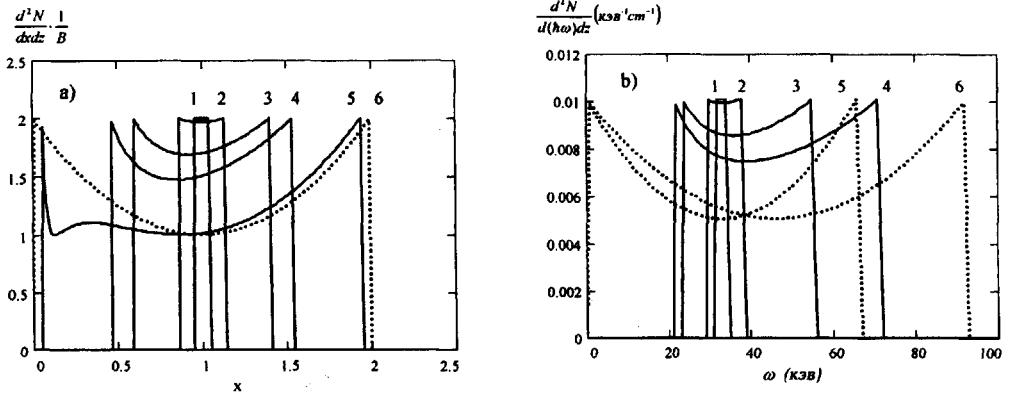
В дипольном приближении, $k\eta < 1$, вклад высших гармоник мал, а $N \sim A^2$. Однако, рост N с A прекращается, когда $k\eta \geq 1$.

Параметры							
Кристаллы	ρ (г/см ³)	v (км/с)	$\hbar\omega_p$ (эВ)	E_n (МэВ)	l (мкм)	f (МГц)	$k\eta$
Кварц	2,65	5,7	33,1	523	37,7	151	0,23
Кремний	2,33	8,43	31,1	556	42,9	196	0,22
Алмаз	3,5	11,65	38,8	451	27,5	421	0,27

В таблице приведены значения плотности, скорости распространения звука и плазменной частоты некоторых удобных для приготовления КО кристаллов (кварц,

кремний и алмаз), а также значения E_n, l, f и $k\eta$, необходимых для получения квази-монохроматических пучков фотонов при $\omega = \omega_c = 33$ кэВ и при $A = 2$ нм. Отметим, что в пьезоэлектрическом кварце излучение при каналировании наблюдается [21], а алмаз и кремний являются лучшими радиаторами для получения излучения каналированных частиц. Как видно из таблицы, во всех случаях имеет место $k\eta < 1$, что связано с умеренным значением A . Поскольку $E_n \sim \omega_c, l \sim \omega_c$ и $f \sim 1/\omega_c$, то неразумно использовать кристаллы таблицы при $\omega_c \leq 10$ кэВ и $\omega_c \geq 10$ МэВ, так как в первом случае нужны будут очень большие f , что связано с трудностями получения больших УЗ мощностей, а во втором случае очень большие l приводят к малому числу периодов КО с ограниченной длиной.

Для иллюстрации на рисунке показана зависимость $(d^2N/dx)/(dz/B)$ от x для КО из кварца с параметрами, приведенными в таблице, при различных значениях энергии частиц (сплошные кривые). Для сравнения показана также та же (одинаковая для всех значений энергий) зависимость для гипотетического вакуумного ($\omega_p = 0$ или $\delta = 1$) ондулятора с теми же значениями l и A (пунктирная кривая). Видно, что с увеличением энергии квазимонохроматичность портится, и в области больших частот спектры вакуумного ондулятора и КО приближаются друг к другу. На рисунке б приведены непосредственно измеряемые зависимости $d^2N/d(\hbar\omega)/dz$ от $\hbar\omega$ для КО и для вакуумного ондулятора. Заметим, что при $x = 1$ или $\omega = \omega_c = \Omega\gamma_z^2$ спектры КО в два раза выше спектров в тех же микроондуляторах при $\omega_p = 0$. С помощью существующих макроондуляторов с $l_{\text{макро}} \sim 1$ см спектры излучения в области частот рисунка б можно получить при энергиях частиц, в $\sqrt{l_{\text{макро}}/l} \sim 60$ раз превышающих энергии рисунка б, поскольку для ондуляторов $\omega \sim \gamma^2/l$.



Спектральное распределение излучения частиц, каналированных в КО из кварца с периодом $l = 27,7$ мкм и амплитудой $A = 20$ нм с учетом (сплошные кривые) и без учета (точечные кривые) влияния поляризации среды: а) зависимость $d^2N/dx/dz/B$ от x при энергиях, в 1.001; 1.01; 1.1; 1.2 и 4.0 раз превышающих $E_n = 523.1$ МэВ (кривые 1, 2, 3, 4 и 5 соответственно) и при любой релятивистской энергии (кривая 6); б) зависимость $d^2N/d(\hbar\omega)/dz$ (кэВ $^{-1}$ см $^{-1}$) от $\hbar\omega$ (кэВ) при энергиях $E = 523.6; 528.3; 575.4$ и 627.7 МэВ (кривые 1, 2, 3 и 4), а также при энергиях $E = 523.6$ и 627.7 МэВ (кривые 5 и 6)

При сравнении прикладных возможностей исследуемого излучения с другими типами излучения необходимо учесть: i) поскольку для электронов отклонения частиц в изогнутых кристаллах не наблюдается [20], каналированные электроны не ондулируют в КО и не пригодны для получения излучения в КО; ii) пригодные позитроны

претерпевают многократное рассеяние, из-за которого неразумно взять КО с толщиной, больше чем длина деканализования, которая в изогнутых кристаллах меньше, чем в неизогнутых; iii) трудности получения мощных УЗ колебаний с частотами больше 100 МГц. Несмотря на эти недостатки, используя позитроны с $E \simeq 525$ МэВ и кварцевый КО с $L \simeq 1$ мм (с учетом деканализования), можно получить (см. рисунок б) $N \sim 3 \cdot 10^{-3}$ фотонов на один электрон при $\hbar\omega_c \simeq 33$ кэВ, $\Delta\omega/\omega \simeq 0.1$, что на два и один порядок больше, чем то, что можно получить с помощью параметрического рентгеновского (ПРИ) и рентгеновского переходного (РПИ) излучений электронов при $E \simeq 500$. Такую интенсивность можно получить с помощью излучения каналированных частиц (ИКЧ) при $E \simeq 50$ МэВ, так как $l_k \ll l$. Однако, необходимо иметь в виду, что слегка увеличивая энергию позитронов до $E = 650$ МэВ, можно получить пучок (см. рисунок б) с шириной, намного больше, чем в случае ПРИ, РПИ и ИКЧ, что позволит одновременно получить несколько квазимонохроматических пучков фотонов с $\hbar\omega \sim 5 - 100$ кэВ, как в случае обычных вигглеров и ондуляторов при намного больших энергиях электронов $E \geq 10$ ГэВ.

В заключение необходимо сказать, что, без сомнения, исследование излучения, образованного в КО частицами с относительно большими ($E > 1$ ГэВ) и меньшими ($E < 1$ ГэВ) энергиями, когда не имеет и имеет место эффект сужения спектров, представляет большой научный интерес. Практическая ценность этого излучения для получения интенсивных пучков квазимонохроматических рентгеновских и жестких фотонов с широким спектром, несмотря на вышеприведенные и другие более оптимистические оценки [9,10], еще должна быть экспериментально доказана. Тем не менее, отметим, что рассмотренный эффект сужения спектрального и углового распределений излучения может оказаться важным для процесса генерации стимулированного излучения [10], как это показано для газонаполненных лазеров на свободных электронах [22].

-
1. Л.А.Геворгян, Н.А.Корхмазян, Препринт ЕФИ-272(66)-77, 1977.
 2. L.A.Gevorgian and N.A.Korkhmazian, Phys. Lett. **A74**, 453 (1979).
 3. Л.А.Геворгян, Н.А.Корхмазян, ЖЭТФ **76**, 1226 (1979).
 4. Л.А.Геворгян, П.М.Погосян, Изв. АН Арм. ССР., Физика **19**, 239 (1984).
 5. В.А.Базылев, Н.К.Жеваго, Препринт ИАЭ ИАЕ-2865, 1977.
 6. V.A.Bazilev and N.K.Zhevago, Phys. Lett. **B84**, 182 (1979).
 7. В.А.Базылев, Н.К.Жеваго, УФН **137**, 606 (1982).
 8. R.H.Pantel et al, Nucl. Instr. and Methods **A250**, 312 (1986).
 9. В.В.Каплин, С.В.Плотников, С.А.Воробьев, ЖТФ **50**, 5 (1979).
 10. A.V.Korol, A.V.Solovuyov, and W.Greiner, J. Phys., G: Nucl. Part. Phys. **24**, L45 (1998).
 11. В.В.Каплин и др, Аннотация X Совещания по применению пучков заряженных частиц для изучения состава и свойств веществ, МГУ, 1979, ст.28.
 12. V.G.Barishevsky et al, Phys. Lett. **A77**, 61 (1980).
 13. H.Ikezi et al, Phys. Rev. **B30**, 1567 (1984).
 14. A.R.Mkrtchian et al, Phys. Lett. **A115**, 410 (1986).
 15. А.Р.Мкртчян и др, ЖЭТФ **93**, 432 (1987).
 16. A.R.Mkrtchian et al, Phys. Lett. **A126**, 528 (1988).
 17. А.Ц.Аматуни, С.С.Элбакян, ЖЭТФ **94**, 297 (1988).
 18. A.R.Avakian and C.Yang, Radiation Effects Express **2**, 195 (1989).
 19. A.R.Mkrtchian et al, Phys. Lett. **A152**, 297 (1991).
 20. R.A.Carrigan, Jr, *Relativistic Channeling*, Eds. R.A.Carrigan, J.A.Ellison, Plenum, New York, 1987, p.339.
 21. R.O.Avakian et al, Nucl. Instr. and Methods **B48**, 266 (1990).
 22. L.Gevorgian, *Resonance Hard Radiation in a Gas Loaded FEL*, Abstracts of the 17th Intern. Free Electron Laser Conf., August 21-25, New York, 1995.