

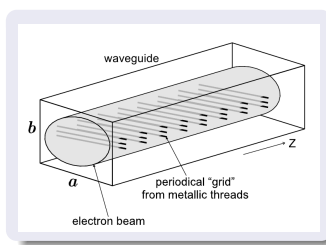
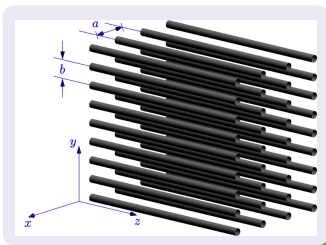
ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ В ОБЛАСТИ ЧАСТОТ ВЫШЕ ПЕРВОЙ ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ

В.Г. Барышевский, Е.А. Гурневич

Институт ядерных проблем
Белорусского государственного университета,
Минск, Беларусь

XXIV Международный семинар “Нелинейные явления в
сложных системах”

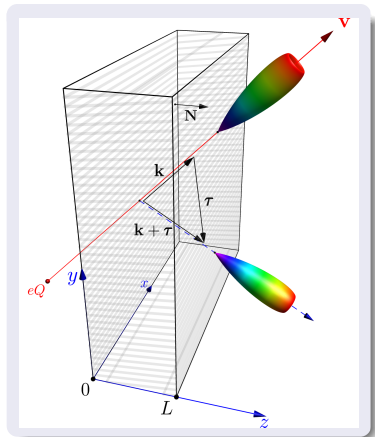
Двумерные фотонные кристаллы



Большой интерес в настоящее время вызывают фотонные кристаллы, образованные параллельными нитями или проволочками. В зависимости от периода и толщины проволочек эти кристаллы могут работать в широком диапазоне частот – от микроволновых и ТГц с проволочками миллиметровой и субмиллиметровой толщины до инфракрасных и оптических при использовании проволочек с размерами нанометрового масштаба (т.н. nanowires and nanorods).

Параметрическое (квазичеренковское) излучение

Впервые было предсказано в рентгеновском диапазоне (для естественных кристаллов). Это излучение появляется благодаря дифракции фотонов в кристалле: в условиях дифракции поле в кристалле представляет собой сумму нескольких волн, среди которых есть как быстрые, которые можно характеризовать показателем преломления $n < 1$, так и медленные, для которых $n > 1$.



[2] V.G Baryshevsky, I.D. Feranchuk, A.P. Ulyanenko. Parametric X-Ray Radiation in Crystals: Theory, Experiment and Applications. – Springer, 2005.

Предыдущие результаты

- Получено дисперсионное уравнение, позволяющее найти возможные значения волнового вектора в кристалле при $0 < kR \lesssim 1$ (а не только $kR \ll 1$); учтен анизотропный характер рассеяния волн на отдельных проволочках.
- Показана возможность черенковского излучения в кристалле из металлических проволочек.
- Найдено, что интенсивность черенковского и параметрического излучения растет с увеличением радиуса проволочек и достигает максимального значения в области $kR \sim 1$; найдено значение этого максимума.
- Рассмотрена генерация излучения релятивистскими электронными пучками современных ускорителей. Мгновенная мощность излучения в ТГц-диапазоне при выполнении условия $kR \sim 1$ может составлять десятки МВт.

[3] V.G. Baryshevsky, E.A. Gurnevich, *Journal of Nanophotonics*, 6, 061713 (2012).

[4] V.G. Baryshevsky, A.A. Gurinovich, *Nucl. Instr. Meth. B*, 355, 69–75, 2015.

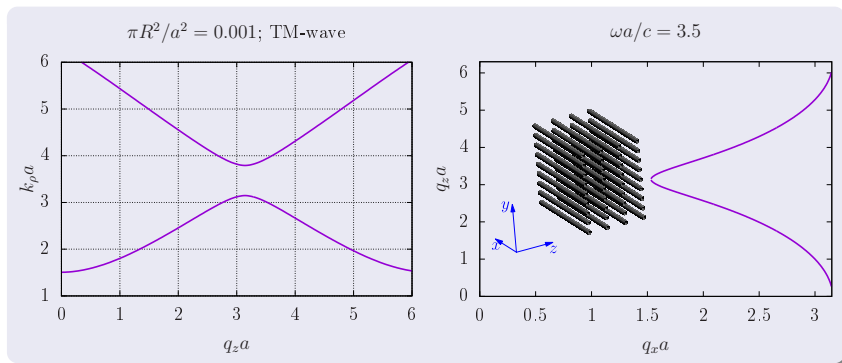
[5] V.G. Baryshevsky, E.A. Gurnevich, *Nucl. Instr. Meth. B*, 2017,

doi:10.1016/j.nimb.2017.03.015

Цели данного исследования

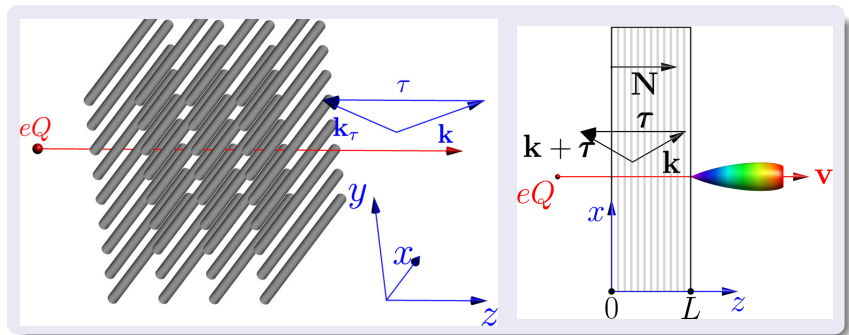
- Рассмотреть излучение релятивистских частиц в компактных структурах (несколько кристаллических плоскостей).
- Провести анализ параметрического излучения в геометрии Брэгга на относительно низких частотах (первая-вторая полосы пропускания, $ka \sim 3$, где a – период кристалла).

Дисперсионная характеристика кристалла



Амплитуды рассеяния на проволочках явным образом зависят только от составляющей волнового вектора $k_\rho = (k_y, k_z)$, перпендикулярной оси проволочки. В дисперсионное уравнение также явным образом входит только k_ρ (от частоты также может зависеть ϵ проволочек).

Геометрия задачи



Рассматривается параметрическое излучение в случае двухволновой дифракции в геометрии Брэгга. Предполагается, что скорость частицы перпендикулярна поверхности кристалла (\mathbf{v} направлена вдоль оси z). Анализируется излучение в направлении дифракции и т.н. параметрическое излучение вперед.

Спонтанное параметрическое излучение вперед

Число фотонов, испускаемых пролетающей через кристалл частицей в единичном интервале частот в единицу телесного угла, в случае геометрии Брэгга

$$\frac{d^2 N_0^s}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 Q^2 \omega}{4\pi^2 \hbar c^3} (\mathbf{e}_s \mathbf{v})^2 \left| \sum_{\mu=1,2} \gamma_{\mu s}^0 e^{i \frac{\omega}{c\gamma_0} \varepsilon_{\mu s} L} \left[\frac{1}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}} - \frac{1}{\omega - \mathbf{q}_{\mu s}\mathbf{v}} \right] \times \right. \\ \left. \times (e^{i(\omega - \mathbf{q}_{\mu s}\mathbf{v}) \frac{L}{c\gamma_0}} - 1) \right|^2,$$

где $\mathbf{q}_{\mu s}$ – корни дисперсионного уравнения, $\varepsilon_{\mu s} = q_{z\mu s}/k_z - 1$, $\gamma_0 = \mathbf{k}\mathbf{N}/k$, \mathbf{N} – нормаль к входной поверхности кристалла, направленная внутрь кристалла, $\mathbf{e}_1 \parallel [\mathbf{k} \times \boldsymbol{\tau}]$, $\mathbf{e}_2 \parallel [\mathbf{k} \times \mathbf{e}_1]$, $\gamma_{1(2)s}^0 = [2\varepsilon_{2(1)s} - g_0] \times [(2\varepsilon_{2(1)s} - g_0) - (2\varepsilon_{1(2)s} - g_0) \times \exp[i \frac{\omega}{\gamma_0} (\varepsilon_{2(1)s} - \varepsilon_{1(2)s}) L]]^{-1}$, g_0 – эффективная диэлектрическая восприимчивость кристалла.

Спонтанное параметрическое излучение вперёд

Спектрально-угловое распределение излучения может быть найдено, если известно решение однородных уравнений Максвелла $\mathbf{E}_{-\mathbf{k}}^{(+)\prime s}$, описывающее рассеяние плоской волны с волновым вектором $-\mathbf{k}$ на кристалле:

$$\frac{d^2 N_0^s}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 Q^2 \omega}{4\pi^2 \hbar c^3} \left| \int \mathbf{E}_{-\mathbf{k}}^{(+)\prime s}(\mathbf{r}(t), \omega) \mathbf{v}(t) e^{i\omega t} dt \right|^2.$$

Например, для ТМ-поляризованной волны $\frac{d^2 N_0^{\parallel}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 Q^2}{\hbar c} \frac{1}{\omega} |I^{\parallel}|^2$, где

$$I^{\parallel} = \frac{i\omega k_x}{k_{\rho} \sqrt{\omega^2 - k_{\rho}^2 v^2}} \frac{\sinh a \sqrt{\omega^2/v^2 - k_{\rho}^2}}{\cosh a \sqrt{\omega^2/v^2 - k_{\rho}^2} - \cos k_y a} \times \sum_{m=0}^{M-1} F_{0m} e^{i\omega m a/v},$$

M – число кристаллических плоскостей, а система уравнений для нахождения амплитуд F_{0m} получена в [7].

Индуцированное параметрическое излучение

В случае, если через кристалл движется пучок частиц (например, электронный пучок), для анализа процессов индуцированного излучения необходимо использовать следующую систему нелинейных уравнений:

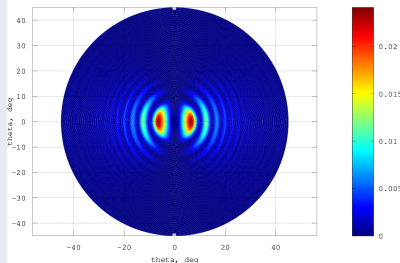
$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, \omega) = \frac{4\pi i \omega}{c^2} \vec{j}(\vec{r}, \omega) + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{D}(\vec{r}, \omega),$$

$$\frac{dv_\alpha}{dt} = \frac{e}{m\gamma} \left\{ \vec{E}(\vec{r}_\alpha, t) + \frac{1}{c} [\vec{v}_\alpha, \vec{H}(\vec{r}_\alpha, t)] - \frac{\vec{v}_\alpha}{c^2} (\vec{v}_\alpha, \vec{E}(\vec{r}_\alpha, t)) \right\},$$

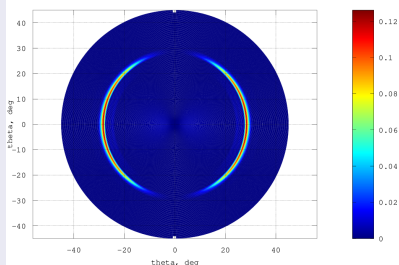
где $\vec{j}(\vec{r}_\alpha, t) = e \sum_{\alpha} \vec{v}_\alpha(t) \delta(\vec{r} - \vec{r}_\alpha(t))$, $\vec{D}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon(\vec{r}, \omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega)$, $\varepsilon(\vec{r}, \omega) = \sum_{\tau} \varepsilon_{\tau}(\omega) e^{-i\vec{\tau}\vec{r}}$, $\varepsilon_0 = 1 + g_0$, $\varepsilon_{\tau} \equiv g_{\tau}$ – Фурье-компоненты диэлектрической восприимчивости кристалла, $\vec{\tau}$ – вектор обратной решётки.

Угловое распределение: ТМ-поляризация

$$\omega a/c = 2.5$$



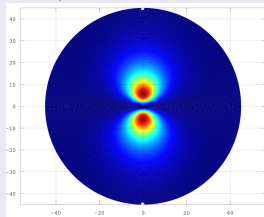
$$\omega a/c = 3.5$$



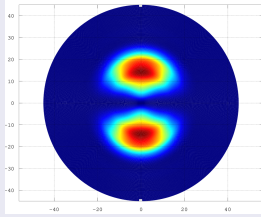
Угловые распределения излучения для кристалла, состоящего из $M = 101$ плоскости; Лоренц-фактор электрона $\gamma = 10$. В области частот выше верхней границы первой полосы пропускания излучение сконцентрировано в узком конусе с достаточно большим углом раскрыва (в примере около 30°), подобно обычному черенковскому излучению.

Угловое распределение: ТЕ-поляризация

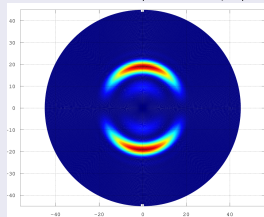
$\omega a/c = 2.1: M = 5$



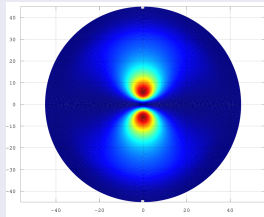
$M = 39$



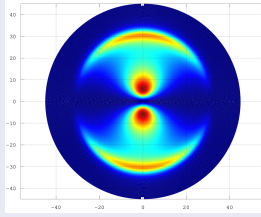
$M = 101 (L \sim \lambda \gamma^2)$



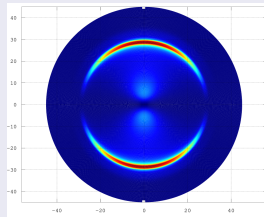
$\omega a/c = 3.0: M = 5$



$M = 9$



$M = 15 (L \ll \lambda \gamma^2)$



Угловое распределение

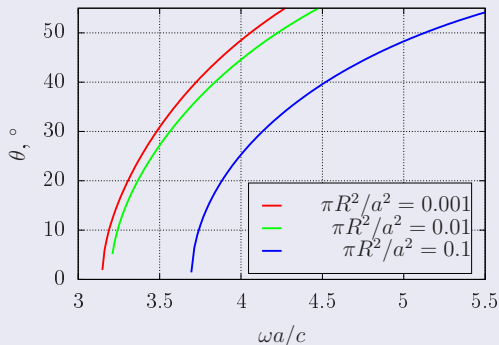
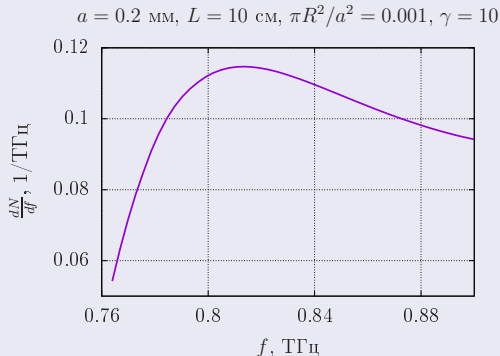


Диаграмма направленности излучения в области частот выше границы первой полосы пропускания достаточно хорошо формируется уже на очень тонких пластинках кристалла (порядка 10 периодов), а угол раскрытия квазичеренковского конуса сильно зависит от частоты.

Интенсивность излучения



В приведенном примере один электрон при пролете через кристалл излучает в узком интервале частот $0.8 \pm 5\%$ ТГц в среднем 10^{-2} фотонов. Фемтосекундный электронный сгусток с $N_e \sim 1.25 \cdot 10^9$ (параметры SwissFEL) будет излучать в том же диапазоне $\sim 1.6 \cdot 10^{16}$ фотонов (мгновенная мощность ~ 25 кВт).

Выводы

В области частот выше границы первой полосы пропускания параметрическое излучение в двумерных фотонных кристаллах обладает рядом особенностей:

- Угловое распределение излучения становится подобным распределению обыкновенного черенковского излучения и представляет собой конус с достаточно большим (десятки градусов) углом раскрыва, значение которого зависит от частоты.
- Диаграмма направленности излучения достаточно хорошо формируется уже на очень тонких пластинках кристалла (порядка 10 периодов).
- Интенсивность излучения достигает значительных величин, что позволяет использовать этот эффект для создания компактных мощных источников терагерцового и оптического излучения.



Спасибо за внимание!