

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СГУСТКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ СФЕРЕ

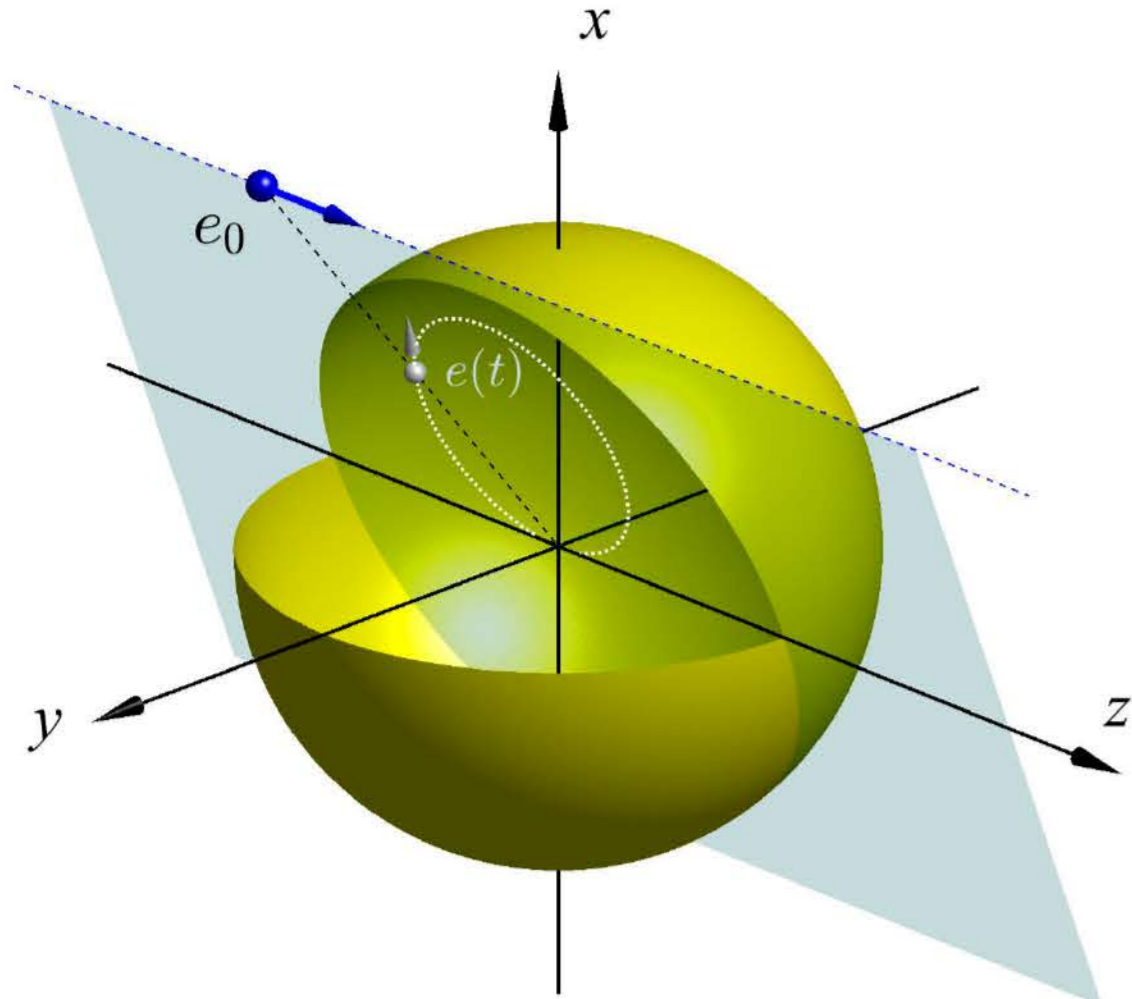
В. В. Сыщенко*, А. И. Тарновский

Белгородский государственный национальный исследовательский университет, 308015 Белгород, Россия

*E-mail: syshch@yandex.ru

Дифракционное излучение заряженной частицы на проводящей сфере может быть описано на основе известного из электростатики метода изображений.

В настоящем докладе рассмотрена поляризация когерентного излучения, создаваемого на сфере коротким сгустком частиц (pancake-bunch). Показано, что регистрация поляризации излучения позволяет оценить положения краев сгустка относительно центра сферы.



Возникающее на сфере излучение можно описать на основе известного из электростатики метода изображений [Shul'ga N.F., Syshchenko V.V. // Nuclear Instrum. Methods Phys. Res. B. 2019. V. 452. P. 55.]. Амплитуда расходящейся волны векторного потенциала поля излучения пропорциональна величине

$$\mathbf{I} = \int_{-\infty}^{\infty} e(t) \mathbf{v}(t) \exp[i(\omega t - \mathbf{k} \mathbf{r}(t))] dt,$$

где ω и \mathbf{k} – частота и волновой вектор излучения, $|\mathbf{k}| = \omega/c$, $e(t)$, $\mathbf{r}(t)$ и $\mathbf{v}(t)$ – величина, положение и скорость «изображения» заряда. Спектрально-угловая плотность излучения с определенной поляризацией будет при этом описываться формулой

$$\left(\frac{dE}{d\omega d\Omega}\right) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^3} |\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{I}|^2,$$

где \mathbf{e}_α ($\alpha = 1, 2$) – два вектора поляризации, ортогональных волновому вектору \mathbf{k} и друг другу.

Максимум интенсивности излучения нерелятивистской частицы приходится на область больших длин волн, $\lambda \gg 2\pi R^2/b$, $\omega \ll cb/R^2$, где R – радиус сферы, $b = \sqrt{x^2 + y^2}$ – прицельный параметр налетающей частицы. В этом случае компоненты вектора \mathbf{I} будут равны

$$I_x^{(1)} = \frac{4}{3} e_0 R^3 \frac{\omega^2}{v_0^2} i \frac{x}{b} K_1\left(\frac{\omega}{v_0} b\right), \quad I_y^{(1)} = \frac{4}{3} e_0 R^3 \frac{\omega^2}{v_0^2} i \frac{y}{b} K_1\left(\frac{\omega}{v_0} b\right), \quad I_z^{(1)} = -\frac{4}{3} e_0 R^3 \frac{\omega^2}{v_0^2} \left[K_0\left(\frac{\omega}{v_0} b\right) + \frac{v_0}{2\omega b} K_1\left(\frac{\omega}{v_0} b\right) \right],$$

где K_0 и K_1 – функции Макдональда. Безразмерная величина $(4\pi^2 c/e_0^2) \sum_\alpha (dE/d\omega d\Omega)_\alpha$, характеризующая спектрально-угловую плотность излучения, просуммированную по поляризациям, представлена на следующем слайде. Максимум спектральной плотности излучения приходится на комбинации значений параметров $\frac{\omega b}{v_0} \approx 2,34$.

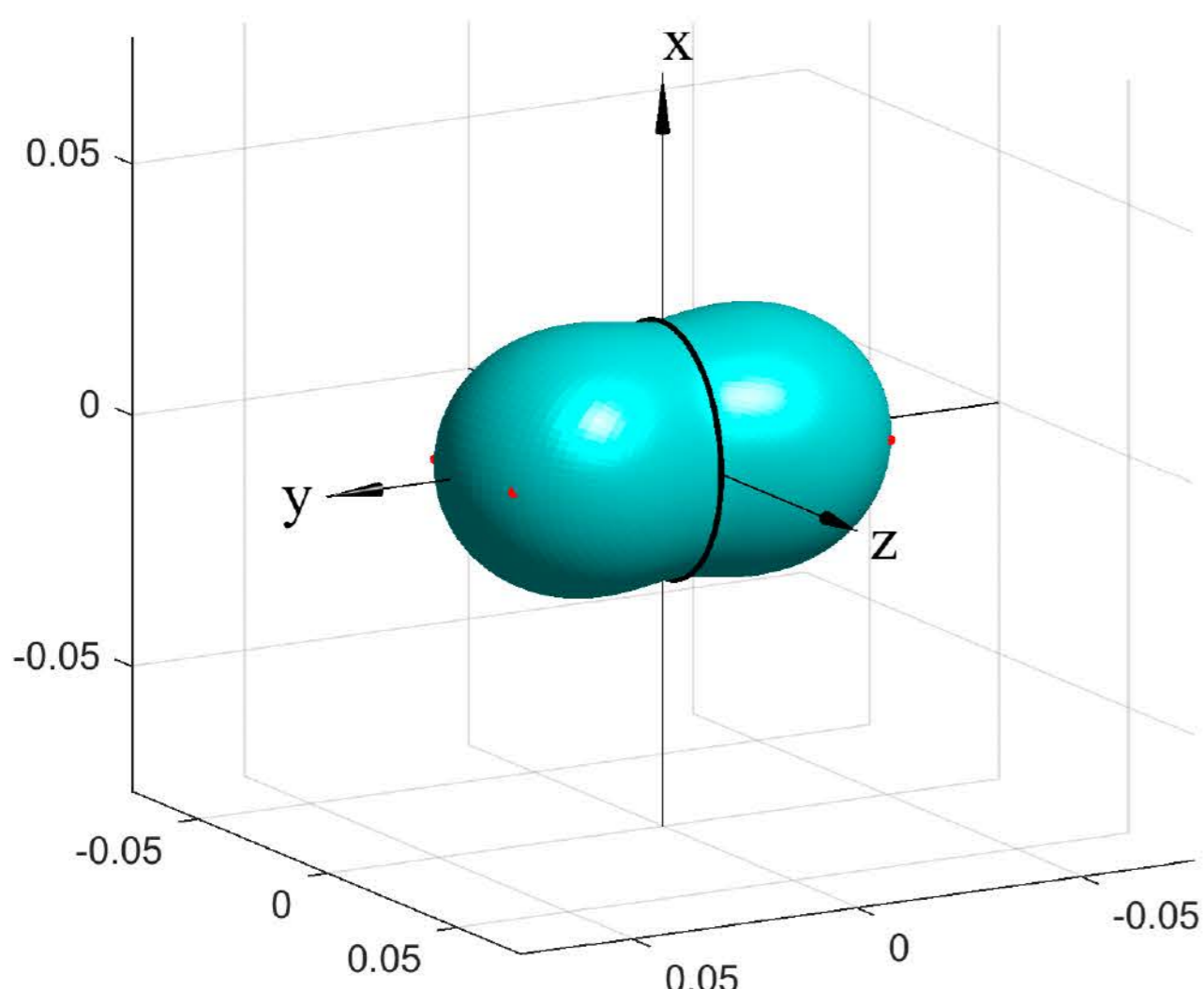


Диаграмма направленности дифракционного излучения на сфере при $b = R + 0$, $v_0 = 0.1c$, и $R\omega/v_0 = 2.34$ для случая, когда траектории налетающей частицы и ее изображения лежат в плоскости (x, z) . Направления излучения со 100%-ной линейной поляризацией отмечены сплошной жирной линией, а со 100%-ной круговой поляризацией – точками.

А что будет, если на сферу налетает сгусток частиц с плотностью распределения заряда $Nn(x, y)$?

В случае, когда размеры сгустка много меньше длины волны излучения, компоненты \mathbf{I} , описывающие когерентное излучение сгустка, могут быть найдены интегрированием с с функцией распределения:

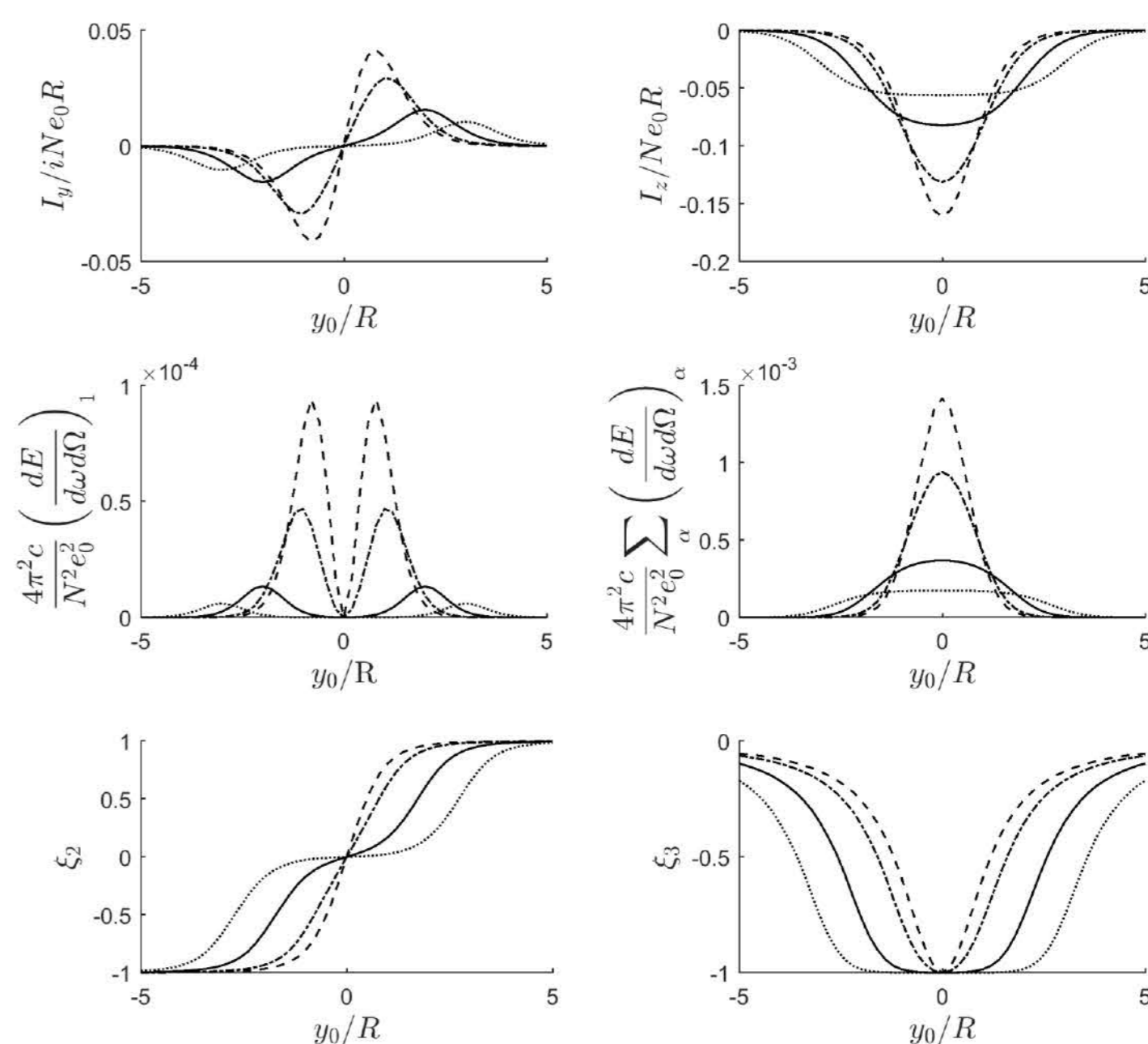
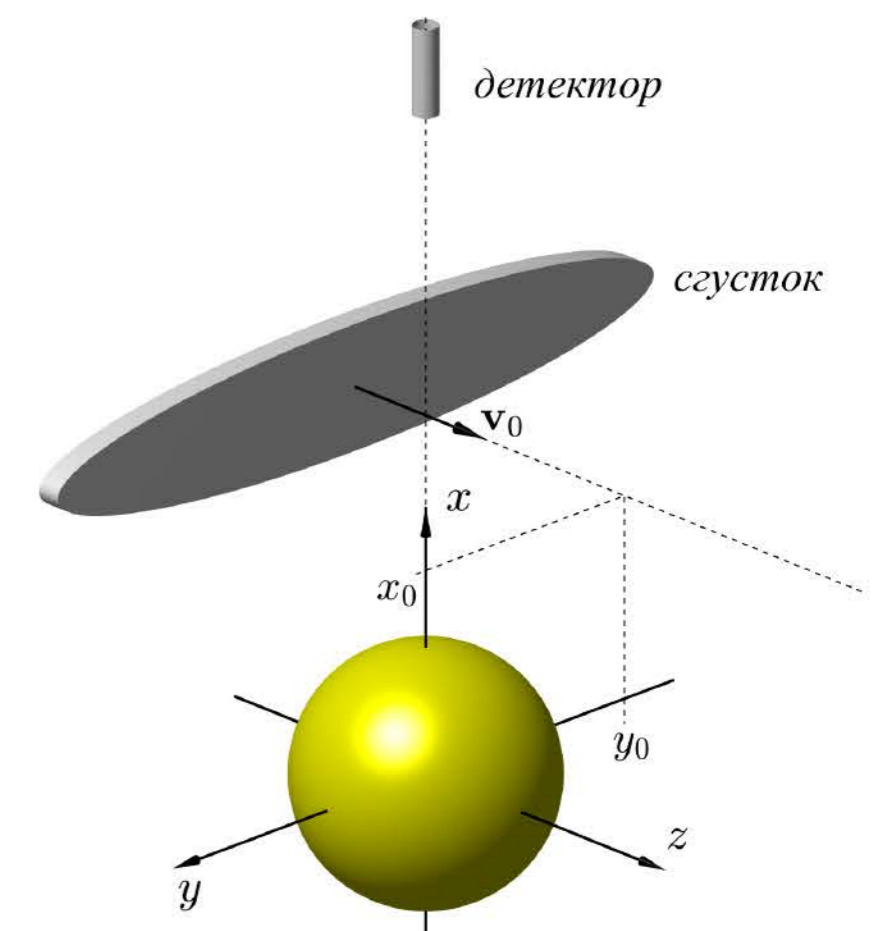
$$I_i = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_i^{(1)}(x, y) n(x, y) dx dy.$$

В частности, для компоненты I_y после интегрирования по частям получим

$$I_y = N \frac{4}{3} e_0 R^3 \frac{\omega^2}{v_0^2} i \frac{v_0}{\omega} \int K_0\left(\frac{\omega}{v_0} \sqrt{x^2 + y^2}\right) \frac{\partial n(x, y)}{\partial y} dx dy.$$

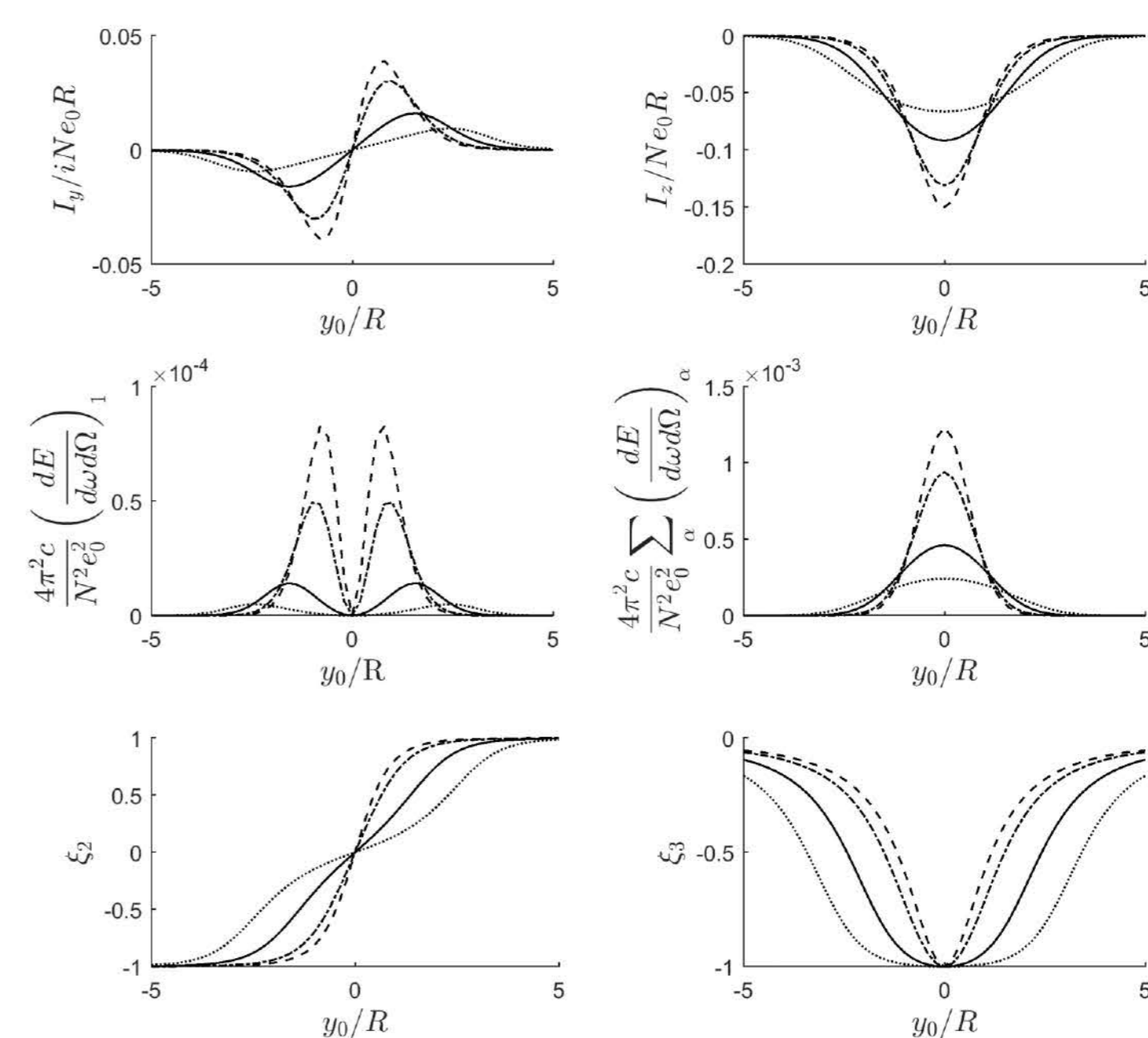
Из этой формулы следует, что излучение, поляризованное в направлении оси y , будет максимальным, когда над верхней точкой сферы проходит максимум изменения плотности сгустка частиц в направлении оси y (левая или правая граница сгустка). Это обстоятельство делает возможным детектирование краев сгустка.

Пусть детектор располагается над верхней точкой сферы, векторы поляризации $\mathbf{e}_1 = -\mathbf{e}_y$, $\mathbf{e}_2 = -\mathbf{e}_z$. Характеристики излучения, возникающего в этом направлении, для однородного прямоугольного сгустка представлены на рисунке внизу. Видно, что максимум излучения, поляризованного в направлении оси y , будет наблюдаться при прохождении правого или левого края сгустка над верхней точкой сферы, как это следует из нашей формулы. Таким образом, перемещая сферу и детектор и регистрируя интенсивность поляризованного в направлении оси y излучения, мы можем найти неразрушающим образом положения левого и правого краев сгустка, а значит, измерить его размер в направлении оси y .



Здесь размеры сгустка $2a_x = R$, $2a_y = 6R$ (пунктирная линия), $4R$ (сплошная линия), $2R$ (штрих-пунктирная линия), R (штриховая линия). Прицельный параметр центра сгустка в направлении оси x равен $x_0 = 1.6R$, прицельный параметр центра сгустка в направлении оси y изображен на оси абсцисс.

Кроме того, появление значительной степени круговой поляризации излучения (описываемой параметром Стокса ξ_2) или значительное снижение величины линейной поляризации (описываемой в нашем случае параметром Стокса ξ_3) также свидетельствует о близости края сгустка к верхней точке сферы.



То же, что и на предыдущем рисунке, но для эллиптического однородного сгустка частиц, размеры осей которого равны сторонам прямоугольного сгустка из предыдущего случая.

Summary:

Рассмотрено когерентное дифракционное излучение короткого сгустка нерелятивистских заряженных частиц, пролетающего мимо проводящей сферы. Установлено, что в формулы, описывающие поляризационные характеристики такого излучения, входят производные по координатам от функции распределения плотности частиц в сгустке. Таким образом, поляризация излучения сгустка оказывается чувствительной к положению краев сгустка относительно плоскости, содержащей скорость частиц пучка, центр сферы и направление на детектор излучения. Это создает возможности для не разрушающей сгусток оценки его размеров и положения его краев.