

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НА ПРОВОДЯЩЕЙ МИШЕНИ В ВИДЕ ДВУГРАННОГО УГЛА

В. В. Сыщенко*, А. И. Тарновский, В. А. Кривцов

Белгородский государственный национальный исследовательский университет, 308015 Белгород, Россия

*E-mail: syshch@yandex.ru

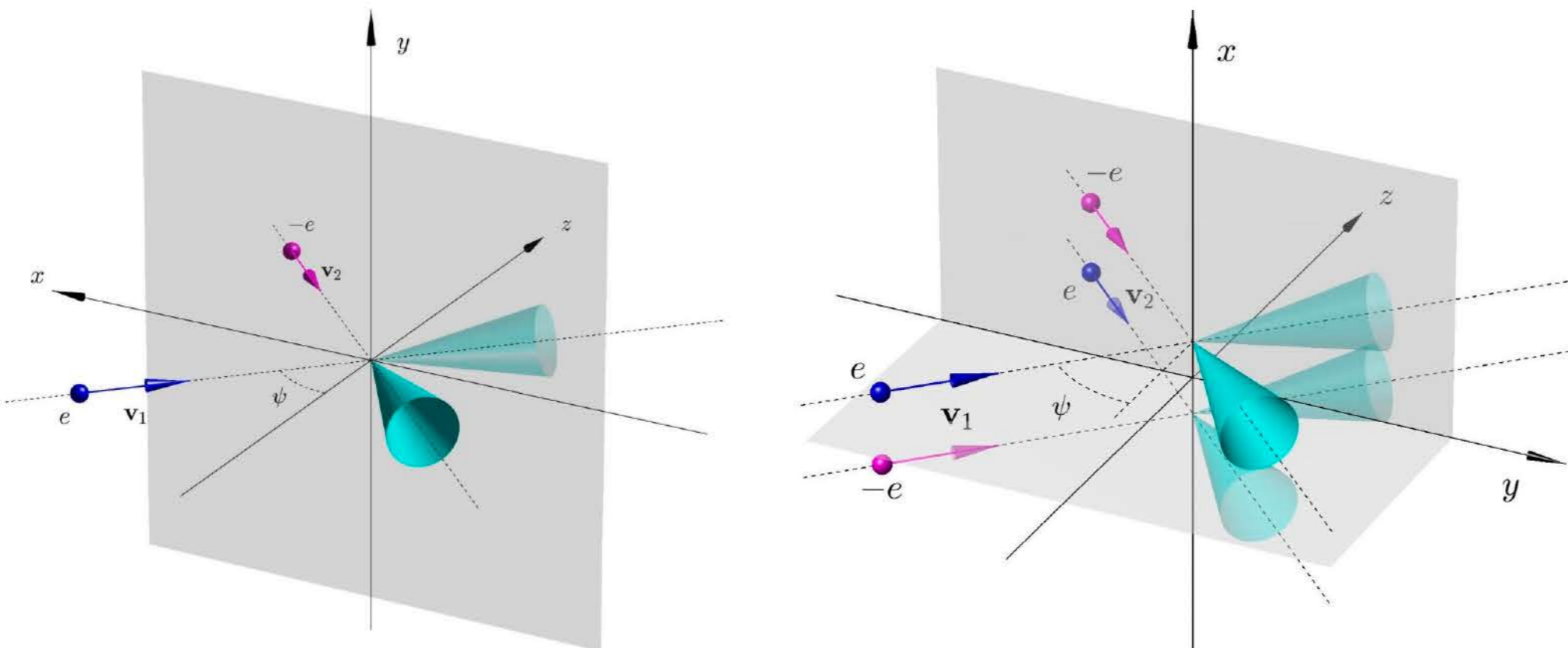
Переходное излучение заряженной частицы на бесконечной проводящей плоскости было предсказано в на основе известного из электростатики метода изображений. В докладе с использованием этого же метода дано описание переходного излучения, возникающего при падении быстрой заряженной частицы на мишень в виде двух проводящих полуплоскостей, пересекающихся под прямым углом.

Переходное излучение часто удается описывать с помощью метода изображений:

Спектрально угловая плотность излучения произвольно движущегося заряда: $\frac{dE}{d\omega d\Omega} = \frac{1}{4\pi^2 c} |\mathbf{k} \times \mathbf{I}|^2$, где амплитуда векторного потенциала излученной волны пропорциональна

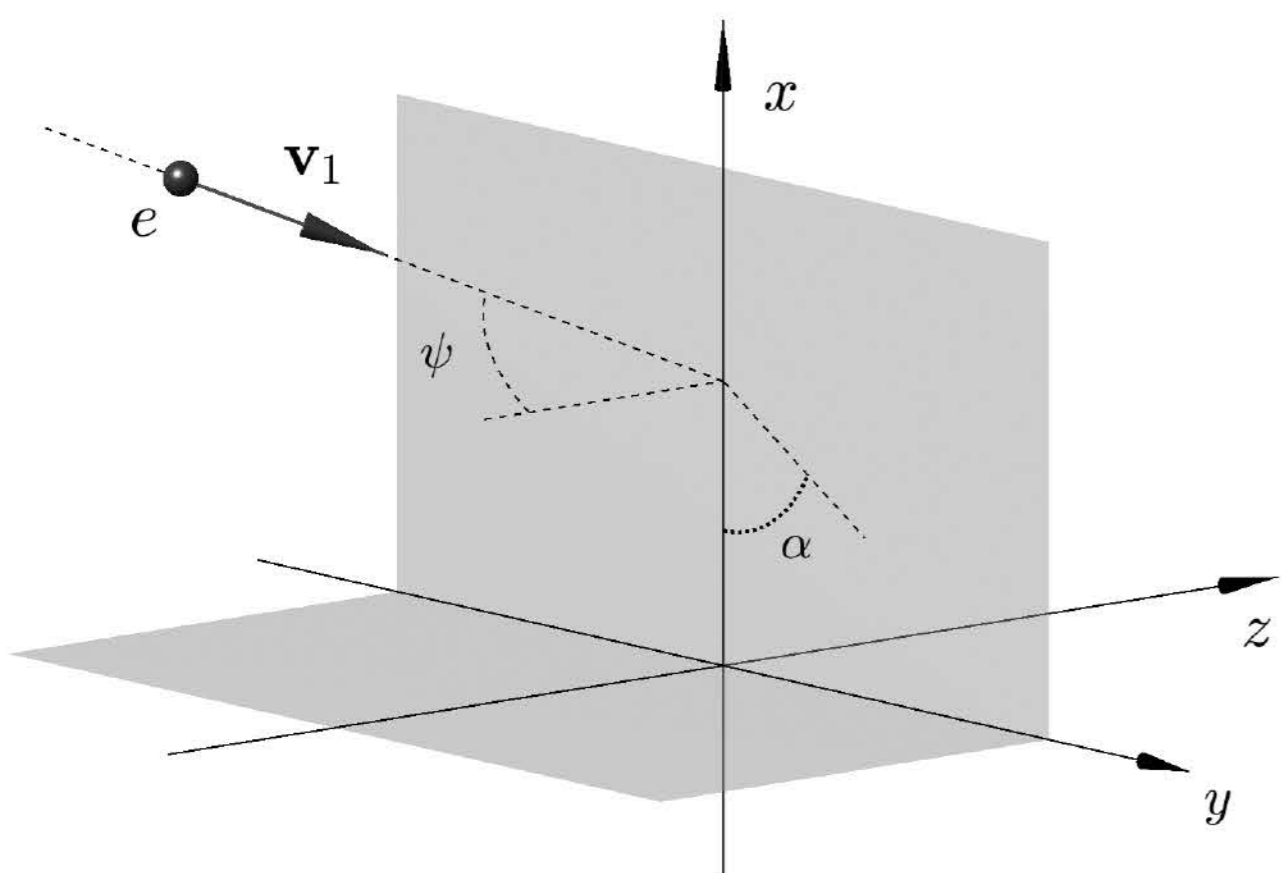
$$\mathbf{I} = e \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{v}(t) \exp[i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}(t))] dt.$$

В задаче о ПИ на проводящей плоскости \mathbf{I} будет суммой вкладов реального заряда и изображения, в задаче о ПИ на двугранном угле – реального и трех фиктивных:

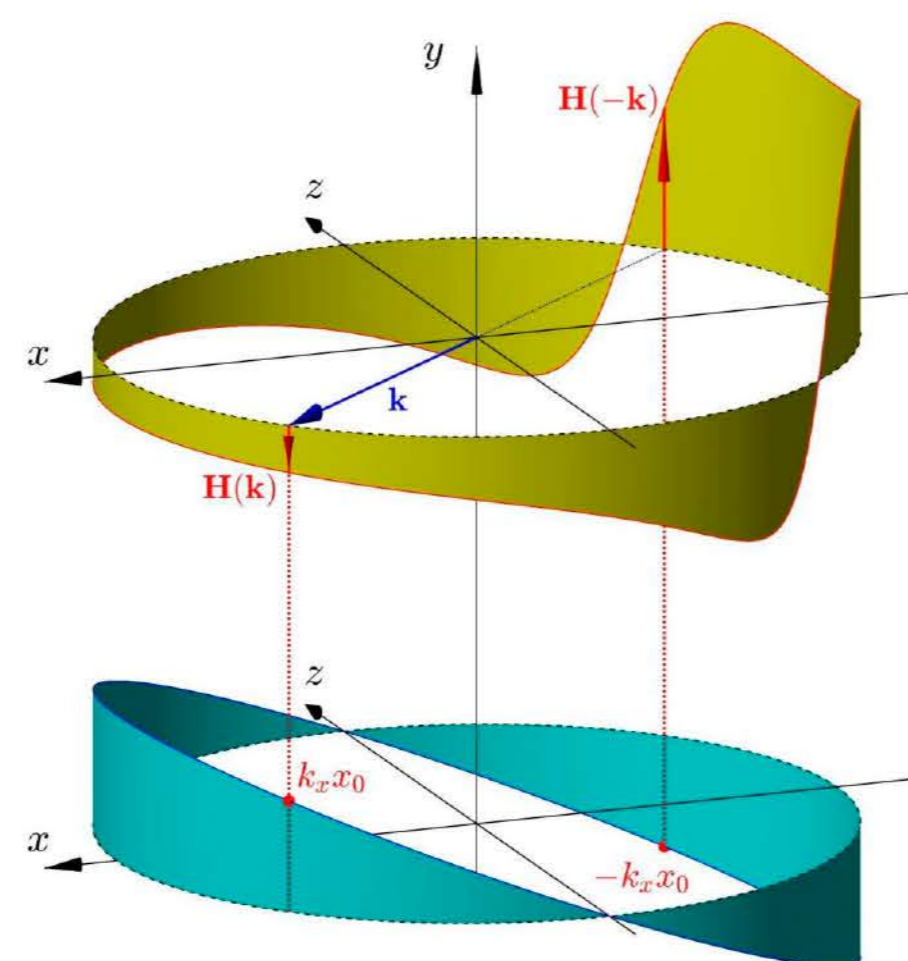


В релятивистском случае каждый из этих зарядов порождает привычную для ПИ «воронку», интерференция которых порождает характерные черты возникающего излучения. При этом одна пара слагаемых в \mathbf{I} описывает излучение, возникающее при падении частицы на бесконечную плоскость (x, y) , вторая – отражение этого излучения плоскостью (y, z) , различие в фазовых множителях описывает интерференцию этих двух вкладов.

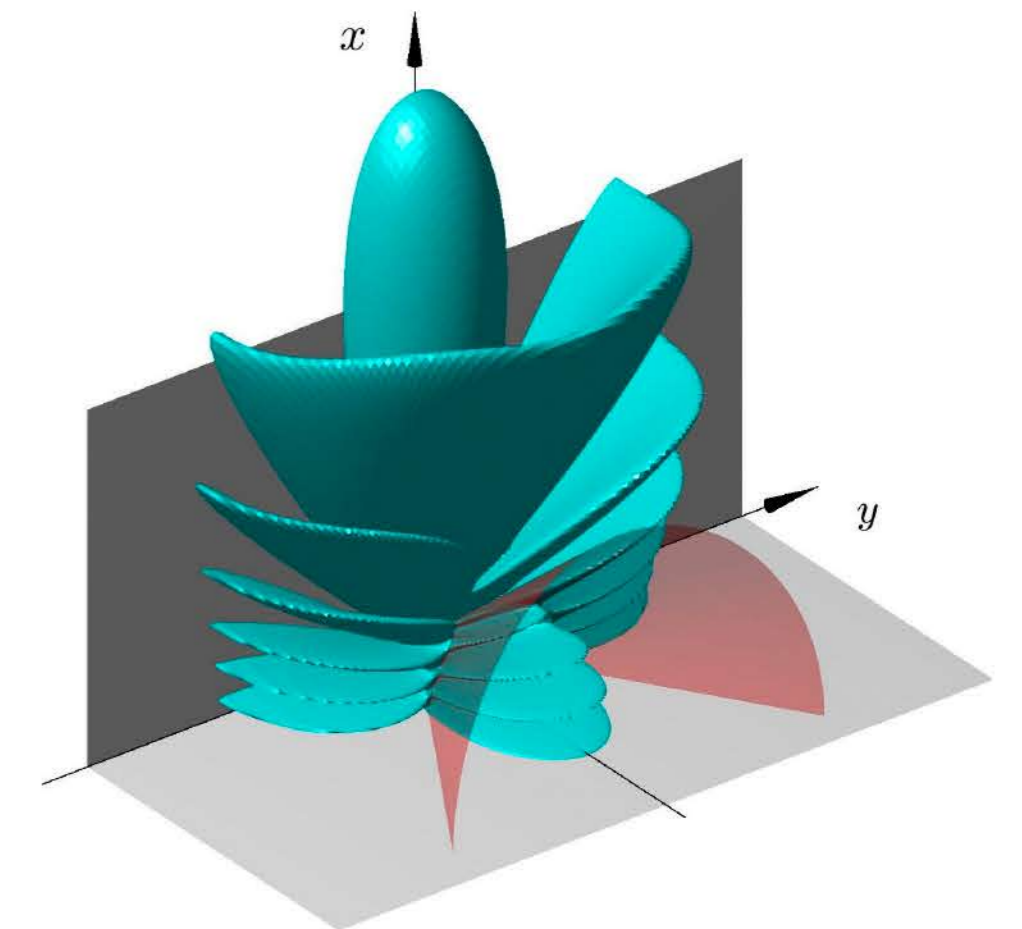
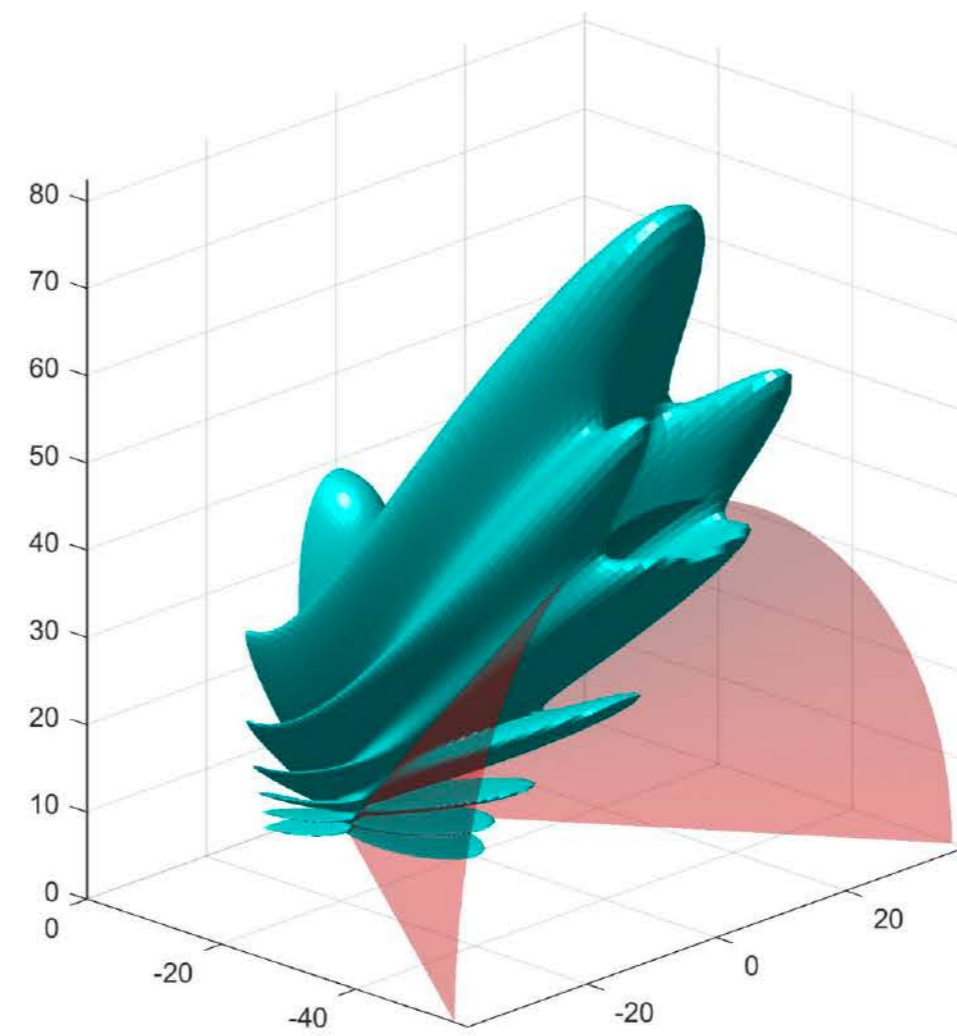
Проще всего анализировать случай, когда траектория налетающей частицы лежит в плоскости (x, z) , то есть $\alpha = \pi$:



Векторное произведение $\mathbf{k} \times \mathbf{I}$ пропорционально амплитуде магнитного поля в излученной волне, и рассматриваемом частном случае вторая пара слагаемых в этой величине совпадает с первой с точностью до замены $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$. Рис. справа иллюстрирует частный случай излучения в плоскости (x, z) . Верхняя его часть изображает вклад в амплитуду магнитного поля излученной волны $\mathbf{H}(\mathbf{k})$, описываемый подстановкой в векторное произведение $\mathbf{k} \times \mathbf{I}$ первого слагаемого в (4) для различных направлений волнового вектора \mathbf{k} (напомним, что фактическое излучение происходит только в направлениях, определяемых неравенствами $k_x > 0$, $k_z < 0$) и одновременно, в соответствии со сказанным выше, вклад второго слагаемого $\mathbf{H}(-\mathbf{k})$. Нижняя часть рис. 3 иллюстрирует соответствующие этим двум вкладам фазовые сдвиги.



Интерференционный член между двумя этими вкладами обращается в нуль для углов излучения, удовлетворяющих условию $\sin^2 \theta = \frac{v^2 \sin^2 \psi}{1 + \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \psi \sin^2 \varphi}$, знаки интерференционного члена по обе стороны от задаваемой этим условием поверхности (красная) будут противоположны.



Одновременно с этим, множитель $\cos(2k_x x_0)$ в интерференционном члене приводит к появлению максимумов и минимумов с осью x в качестве оси симметрии. Все это в совокупности формирует весьма сложную картину углового распределения излучения.

Здесь $\psi = \pi/4$, $\alpha = \pi$, $x_0/c = 20$, $v = 0.9c$ (вверху) и $v = 0.99c$ (внизу).

Рассмотрим теперь случай, когда скорость налетающей частицы параллельна плоскости (y, z) , то есть $\alpha = \pi/2$. В этом случае единственным знакопеременным множителем в интерференционном члене остается $\cos(2k_x x_0)$, что ведет к упрощению интерференционной картины.

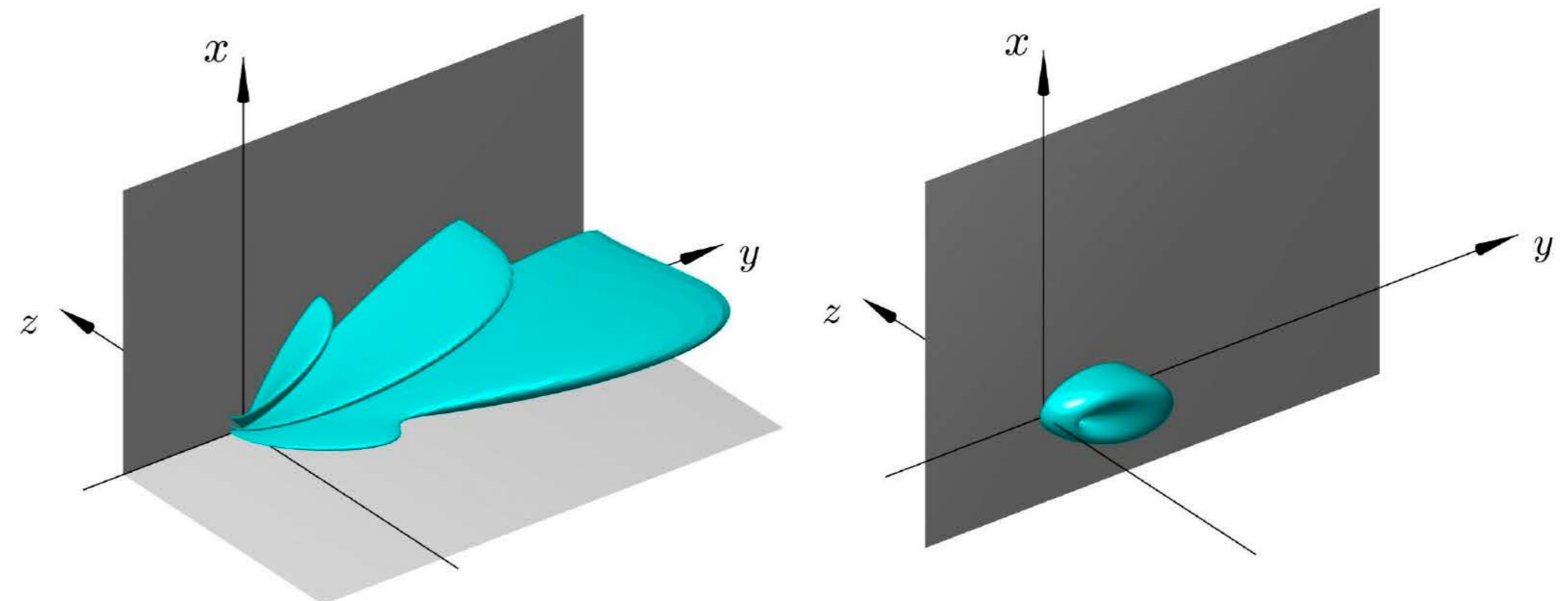
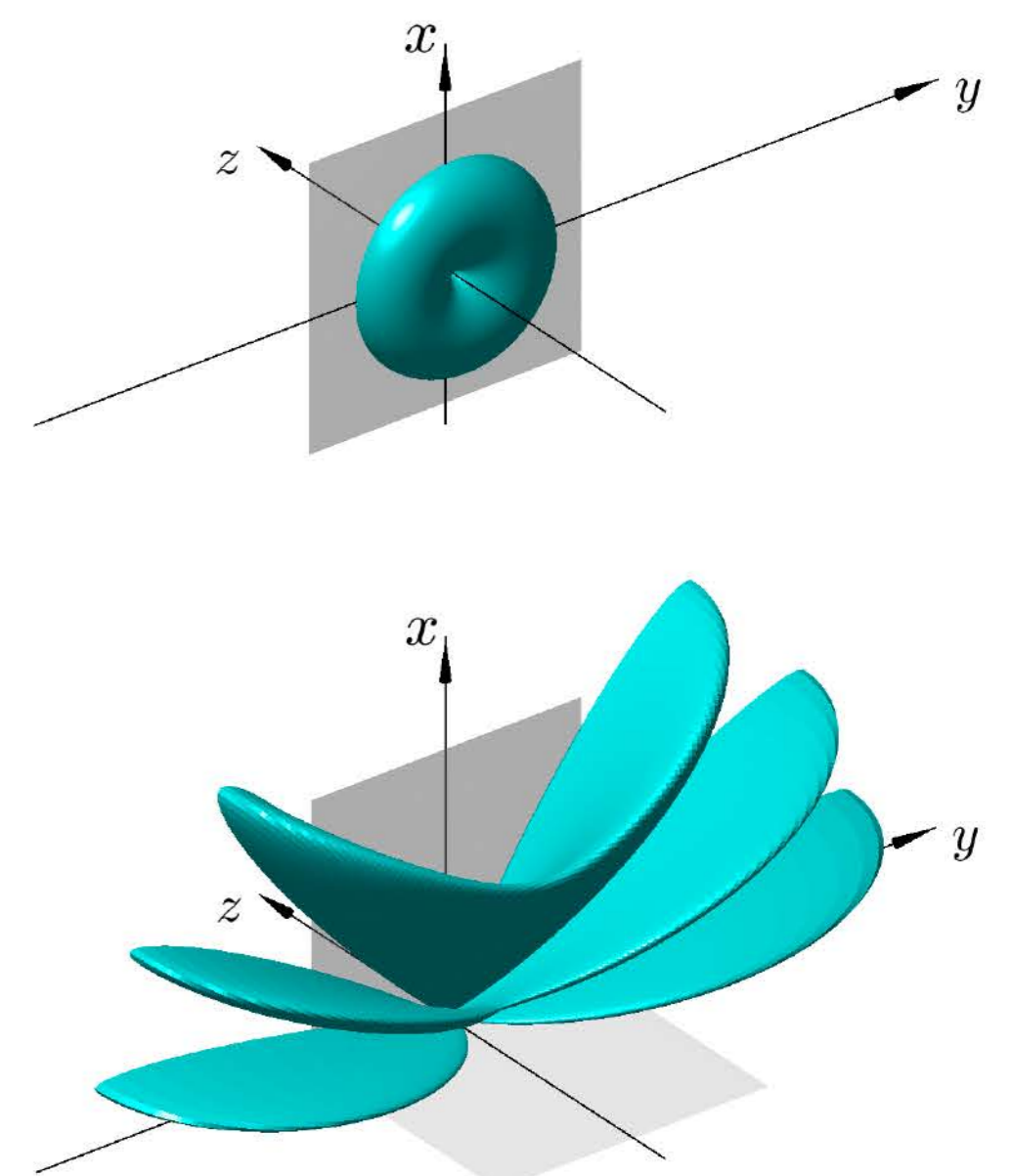


Диаграмма направленности результирующего излучения (слева) и одного из двух парциальных вкладов (справа) в случае $\psi = \pi/4$, $\alpha = \pi/2$, $v = 0.95c$, $x_0/c = 10$.

Наиболее просто угловое распределение выглядит в случае нерелятивистской частицы. В этом случае зависимость \mathbf{I} от направления скорости налетающей частицы становится пренебрежимо малой, а направление \mathbf{I} становится нормальным к плоскости (x, y) . Поэтому угловое распределение переходного излучения нерелятивистской частицы на бесконечной плоскости (любой из двух парциальных вкладов в излучение, верхний рисунок) симметрично относительно нормали к поверхности металла с нулевой интенсивностью в этом направлении.

Интерференция этих двух вкладов (т.е. влияние горизонтальной отражающей плоскости) приводит к угловому распределению, показанному на нижнем рисунке; здесь $\psi = \pi/4$, $\alpha = \pi/2$, $v = 0.05c$, $x_0/c = 10$. Подчеркнем, что характер интерференции, определяемый в случае нерелятивистской частицы исключительно множителем $\cos(2k_x x_0)$, не зависит ни от величины, ни от направления скорости частицы, поэтому подсчет числа интерференционных максимумов на диаграмме направленности при заданной частоте излучения позволяет судить о величине координаты x_0 , что может быть использовано для мониторинга пучков.



Summary:

- Получены формулы, описывающие ПИ на проводящей мишени в виде двух бесконечных полуплоскостей, пересекающихся под прямым углом. В основе описания лежит известный из электростатики метод изображений. Это позволило дать наглядную интерпретацию углового распределения возникающего излучения в зависимости от величины и направления скорости налетающей частицы, а также координаты точки падения частицы на поверхность проводника, как результата интерференции четырех парциальных вкладов в поле излучения от реального заряда и трех его изображений.
- Наиболее простой характер интерференция имеет место в двух случаях: (I) падение на одну полуплоскость параллельно другой полуплоскости (то есть $\alpha = \pi/2$) в случае релятивистской частицы и (II) в случае нерелятивистской налетающей частицы безотносительно к направлению ее скорости. В этих случаях представляется возможным извлечь из характера интерференции информацию о координате точки падения частицы на проводник, что, в свою очередь, может послужить основой для нового метода диагностики пучков.