

К ТЕОРИИ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ,
ДВИЖУЩЕЙСЯ ПАРАЛЛЕЛЬНО ПОВЕРХНОСТИ
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КЛИНА

Г.Б. НЕРСИСЯН, Г.Г. МАТЕВОСЯН, Р.А. ГЕВОРКЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 21 ноября 1995 г.)

Рассмотрены потери энергии быстрой, но нерелятивистской заряженной частицей, движущейся параллельно поверхности диэлектрического клина. Получено выражение для дифференциальной вероятности потерь энергии.

В экспериментах с применением сканирующего электронного микроскопа очень часто исследуется объект остrokонечной геометрической формы. Например, в эксперименте [1] исследуется спектр потерь энергии электронного пучка, проходящего вблизи поверхности макроскопического объекта с размером порядка 100 нм и обладающего кубической симметрией. Обычно, в теоретических исследованиях объект остrokонечной геометрической формы моделируется геометрической фигурой с плавно меняющейся поверхностью. Так, взаимодействие электронного пучка с поверхностью тела кубической формы заменяется взаимодействием с плоской бесконечной поверхностью [1] или взаимодействием с поверхностью параболического или гиперболического цилиндра [2]. Хотя такой подход в большинстве случаев является удовлетворительным, но иногда приходится учитывать точную геометрическую форму объекта [2].

Другой геометрической формой объекта, часто встречающейся в экспериментах, является диэлектрический клин [2]. Исследование дисперсионных соотношений для электростатических мод диэлектрического клина в пренебрежении пространственной дисперсией проводилось Добрзинским и Марадудином [3]. Они показали, что собственные частоты не зависят от волнового вектора и зависят от параметра разделения для уравнения Лапласа.

В настоящей работе найдено точное выражение для дифференциальной вероятности потерь энергии (ДВПЭ) быстрой заряженной частицей, движущейся параллельно поверхности диэлектрического клина.

Рассмотрим частицу с зарядом q , движущуюся с постоянной скоростью u , направленной вдоль оси z . Пусть ось z цилиндрической системы координат r, θ, z совпадает с линией края клина, причем угол θ отсчитывается от одной из его сторон. В каждый момент времени t частица находится в точке a, γ, ut . Диэлектрический клин занимает пространство $-\infty < z < +\infty$, $\alpha \leq \theta \leq 2\pi$ ($\gamma < \alpha$) (рис.1). Угол раствора α между плоскостями

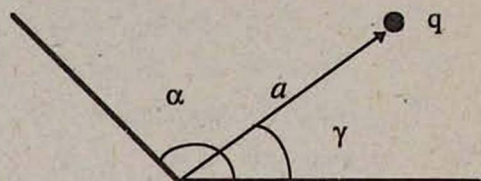


Рис. 1. Диэлектрический клин занимает пространство $\alpha \leq \theta \leq 2\pi$, $-\infty < z < \infty$ и характеризуется диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\omega)$.

может быть как меньше, так и больше π . Из уравнения Пуассона для Фурье-компоненты электрического потенциала следует

$$\varphi_{\omega}(\mathbf{r}) = \frac{q}{\pi^2 u} \int_{-\infty}^{+\infty} d\mu K_{i\mu}(ka) K_{i\mu}(kr) \{ \text{ch}[\mu(\pi - |\theta - \gamma|)] + \psi_{1\omega}(\mu, \theta) \} \quad (1)$$

при $0 \leq \theta \leq \alpha$,

$$\varphi_{\omega}(\mathbf{r}) = \frac{q}{\pi^2 u \epsilon(\omega)} \int_{-\infty}^{+\infty} d\mu K_{i\mu}(ka) K_{i\mu}(kr) \psi_{2\omega}(\mu, \theta) \quad (2)$$

при $\alpha \leq \theta \leq 2\pi$,

где $K_{\nu}(x)$ — функция Макдональда порядка $\nu = i\mu$, $\epsilon(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость клина, $k = |\omega|/u$, ω — переменное, соответствующее разложению Фурье по $z/u - t$,

$$\psi_{1\omega}(\mu, \theta) = A_{\omega}(\mu) \text{ch}(\mu\theta) + B_{\omega}(\mu) \text{sh}(\mu\theta),$$

$$\psi_{2\omega}(\mu, \theta) = C_{\omega}(\mu) \text{ch}(\mu\theta) + D_{\omega}(\mu) \text{sh}(\mu\theta),$$

$A_{\omega}(\mu), B_{\omega}(\mu), C_{\omega}(\mu), D_{\omega}(\mu)$ определяются из условий непрерывности при $\theta = 0$ и $\theta = \alpha$ нормальной компоненты электрической индукции и тангенциальной компоненты напряженности электрического поля. Первое слагаемое, стоящее в фигурных скобках в выражении (1), отвечает кулоновскому потенциалу частицы, второе слагаемое в (1) и выражение (2) отвечают потенциалу, возникающему из-за наличия границ раздела.

Следующие из формул (1) и (2) выражения для скалярного потенциала в статическом пределе ($u \rightarrow 0$) и в случае проводящего клина ($\epsilon \rightarrow \infty$) совпадают с приведенными в [4].

Потери энергии частицей на единицу пути определяются вторым слагаемым выражения (1). После учета граничных условий из (1) имеем

$$-\frac{dW}{dz} = \int_0^{\infty} \hbar \omega P(\omega) d\omega,$$

где

$$P(\omega) = \frac{4q^2}{\pi^2 \hbar u^2} \int_0^{\infty} d\mu K_{\mu}^2(\omega a / u) \operatorname{sh}[\mu(2\pi - \alpha)] Q_{\omega}(\mu) \quad (3)$$

есть дифференциальная вероятность потерь энергии [2],

$$Q_{\omega}(\mu) = \operatorname{Im} \frac{\eta(\omega) \{ \operatorname{sh}(\pi\mu) \operatorname{ch}[\mu(2\gamma - \alpha)] - \eta(\omega) \operatorname{sh}[\mu(\pi - \alpha)] \}}{\operatorname{sh}^2(\pi\mu) - \eta^2(\omega) \operatorname{sh}^2[\mu(\pi - \alpha)]} \quad (4)$$

$$\eta(\omega) = \frac{\epsilon(\omega) - 1}{\epsilon(\omega) + 1}$$

есть "поверхностная" диэлектрическая проницаемость для плоской геометрии, которая измерена для многих веществ в широком диапазоне частот [1, 5]. Из выражений (3) и (4), в частности, при значении $\alpha = \pi$ получим известное выражение для ДВПЭ для случая плоской геометрии [1]

Формула (3) неудобна для численных расчетов и для анализа экспериментальных данных. Для численных расчетов удобно ввести представление Никольсона для $K_{\mu}^2(x)$ [6]:

$$K_{\mu}^2(x) = 2 \int_0^{\infty} dt \cos(2\mu t) K_0(2x \operatorname{ch} t).$$

Как следует из выражения (4), имеются две собственные моды поверхностных колебаний. Частота первой, т.н. четной моды определяется из дисперсионного уравнения:

$$\epsilon(\omega) = -\operatorname{th}(\mu\alpha/2) / \operatorname{th}[\mu(\pi - \alpha/2)].$$

Электрический потенциал в этих колебаниях симметричен относительно плоскости симметрии клина (плоскость $\theta = \alpha/2$) [3]. Частота второй, т.н. нечетной моды определяется из дисперсионного уравнения:

$$\epsilon(\omega) = -\operatorname{th}[\mu(\pi - \alpha/2)] / \operatorname{th}(\mu\alpha/2).$$

Электрический потенциал в этих колебаниях антисимметричен относительно плоскости симметрии клина [3]. При $\alpha > \pi$ вышеуказанные дисперсионные уравнения для четной и нечетной моды меняются местами.

ЛИТЕРАТУРА

1. L.D.Marks. Solid State Commun., 43, 727 (1982).
2. R.Garcia-Molina, A.Grass-Marti and R.H.Ritchie. Phys. Rev. B, 31, 121 (1985).
3. L.Dobrzynsky and A.A.Maradudin. Phys. Rev. B, 6, 3810 (1972).
4. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., "Наука", 1982.
5. H.-J.Hagemann, W.Gudat and C.Kunz. DESY Report, No.SR-74/7, 1974 (unpublished).
6. Г.Бейтмен, А.Эрдейи. Высшие трансцендентные функции. М., "Наука", 1974.

ON THE THEORY OF ENERGY LOSSES OF CHARGED PARTICLE MOVING PARALLEL TO THE SURFACE OF A DIELECTRIC WEDGE

H.B. NERSISSIAN, G.G. MATEVOSSIAN, R.A. GEVORKIAN

The energy losses of a charged non-relativistic particle moving parallel to the surface of a dielectric wedge are considered. An expression for the differential energy loss probability is obtained.

ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ՍԵՊԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻՆ ՋՈՒԳԱՅԵՈՒ ՇԱՐԺԱՂՂ ԼԻՑԶԱՎՈՐՎԱԾ
ՄԱՍՆԻԿԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԿՈՐՈՒՄՏՆԵՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

Հ.Բ. ՆԵՐՍԻՍԻԱՆ, Գ.Գ. ՄԱԹԵՎՈՍԻԱՆ, Ր. Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Դիտարկված են լիցքավորված արագ մասնիկի էներգիայի կորուստները, որոնք առաջանում են դիէլեկտրիկ սեպի մակերևույթին զուգահեռ շարժվելիս: Գտնված է արտահայտություն էներգիայի կորուստների դիֆերենցիալ հավանականության համար: