

К ТЕОРИИ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ПАРАЛЛЕЛЬНО ПОВЕРХНОСТИ СЛОЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА

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

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 28 сентября 1995 г.)

Рассмотрены потери энергии быстрой, но нерелятивистской заряженной частицей, движущейся параллельно поверхности слоя твердого тела. Получены выражения для дифференциальной вероятности потерь энергии в области прозрачности слоя, а также для слоя свободного электронного газа (слой проводника).

1. Введение

В последнее время в научной литературе интенсивно обсуждаются различные аспекты взаимодействия быстрых и медленных заряженных частиц с поверхностью твердого тела. Перечислим лишь некоторые из них: 1) потери энергии ионов, зеркально отражающихся от поверхности твердого тела [1]; 2) воздействие заряда изображения на траекторию быстрых протонов, рассеивающихся вблизи поверхности [2]; 3) смещение уровней энергии ионов, движущихся вблизи поверхности [3]; 4) эффекты ускорения ксено-электронов, возникающих при скользящем падении ионного пучка на поверхность твердого тела [4].

Теоретические основы этих исследований были заложены в ранних исследованиях по возбуждению поверхностных плазмонов [5]. Важные результаты, полученные в этой области, заключались в расширении формализма диэлектрической проницаемости с учетом пространственной дисперсии для случая взаимодействия внешних движущихся зарядов со средой с границей раздела [6] и развитии Гамильтоновского подхода, где поверхностные возбуждения определяются на языке квантованных мод [7]. Последний из двух подходов применим к идеальной поверхности металла в то время, как первый подход позволяет, в принципе, вводить более реалистичную функцию отклика для произвольной диспергирующей среды.

В вышеуказанных исследованиях основной интерес заключается в расчете индуцированных полей (динамический потенциал заряда изображения) или дифференциальной вероятности потерь энергии (ДВПЭ) заряженной частицей, движущейся вблизи поверхности. Исследования этих проблем для полугораниченной среды проводились многими авторами в приближении случайных фаз (модель Линдхарда) [8] и на основе оптических измерений диэлектрической проницаемости [9,10].

В настоящей работе рассмотрена более реалистичная задача. Найдена ДВПЭ быстрой, но нерелятивистской заряженной частицы, движущейся параллельно поверхности слоя произвольного твердого тела в области прозрачности. Найдено также выражение для ДВПЭ для случая слоя проводника.

2. Расчет ДВПЭ для произвольного слоя

Рассмотрим частицу с зарядом q , движущуюся в полупространстве $z < 0$ на расстоянии d от поверхности слоя (ограниченного плоскостями $z = 0$ и $z = a$) с постоянной скоростью u , направленной вдоль оси x . Отклик среды будем характеризовать диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\omega)$. Из уравнения Пуассона $\nabla^2(\hat{\epsilon}\phi) = -4\pi q\delta(x-ut)\delta(y)\delta(z+d)$, где $\hat{\epsilon}$ — оператор диэлектрической проницаемости [11], и условий непрерывности при $z = 0$ и $z = a$ нормальной компоненты электрической индукции и тангенциальной компоненты напряженности электрического поля найдем для индуцированного потенциала $\phi_{ind}(r, t)$ при $z < 0$ выражение

$$\phi_{ind}(r, t) = -\frac{q}{2\pi u} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk_y d\omega}{\chi} \exp[-\chi(d-z)] \exp\left(i\frac{\omega}{u}\xi + ik_y y\right) \times \\ \times \frac{\epsilon^2(\omega) - 1}{\epsilon^2(\omega) + 2\epsilon(\omega)\text{cth}(\chi a) + 1} \quad (1)$$

где $\xi = x - ut$, k_y , ω — переменные, соответствующие разложению Фурье по y и ξ , $\chi = \sqrt{k_y^2 + \omega^2/u^2}$

Потери энергии заряженной частицей на единице пути определяются из формулы (1). Учитывая определение ДВПЭ [12] из (1) имеем

$$-\frac{dW}{dk} = \int_0^{\infty} \hbar \omega P(\omega) d\omega \quad (2)$$

где

$$P(\omega) = \frac{2q^2}{\pi \hbar u^2} \int_0^{\infty} d\tau \exp(-2\omega d \cosh \tau / u) \operatorname{Im} \frac{\epsilon^2(\omega) - 1}{\epsilon^2(\omega) + 2\epsilon(\omega) \cosh(\omega a \cosh \tau / u) + 1} \quad (3)$$

есть дифференциальная вероятность потерь энергии. Как следует из выражения (3), дисперсионное уравнение для слоя квадратично относительно $\epsilon(\omega)$. Следовательно, частицей возбуждаются два типа поверхностных колебаний. При $a \rightarrow \infty$ эти два типа поверхностных волн совпадают и определяются дисперсионным уравнением для полуограниченной среды: $\epsilon(\omega) + 1 = 0$ [10] (в пределе $a \rightarrow \infty$ следующие из формул (1) и (3) выражения совпадают с приведенными в [10,13]).

Отметим два обстоятельства. Во-первых, применительно к сплошной среде в используемом нами макроскопическом подходе предполагается, что длина возбуждаемой поверхностной волны намного превышает межатомные расстояния. Во-вторых, формула (3) справедлива при $d > R$, где R — радиус экранирования среды (для металла $R \approx R_{TF} \approx 1$ Е, где R_{TF} — радиус Томаса-Ферми). При $d < R$ в формуле (3) необходимо учесть пространственную дисперсию поверхностных волн.

Таким образом, функция $P(\omega)$, имеющая важное значение для решения ряда прикладных проблем [1-4,10,12,13], в рамках вышеуказанных приближений определяется формулами (2) и (3).

3. Расчет ДВПЭ в области прозрачности слоя

Рассмотрим теперь ДВПЭ в области частот прозрачности слоя. В области прозрачности слоя $\operatorname{Im} \epsilon(\omega) \rightarrow 0$. Предельный переход $\operatorname{Im} \epsilon(\omega) \rightarrow 0$ в формуле (3) осуществляется с помощью соотношения

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} \frac{\varepsilon^2(\omega) - 1}{\varepsilon^2(\omega) + 2\varepsilon(\omega) \operatorname{cth}(\omega a \operatorname{ch} \tau / u) + 1} = \\ = -\pi \varepsilon(\omega) [\delta(\varepsilon(\omega) + \operatorname{cth}(\omega a \operatorname{ch} \tau / 2u)) + \delta(\varepsilon(\omega) + \operatorname{th}(\omega a \operatorname{ch} \tau / 2u))]. \end{aligned} \quad (4)$$

Первое слагаемое в формуле (10) отвечает тангенциальным модам [14]. Потенциал и тангенциальная компонента электрического поля в этих колебаниях симметричны, а нормальная компонента поля антисимметрична относительно центра слоя (плоскость $z = a/2$). Плотность заряда в этих колебаниях симметрична. Второе слагаемое в формуле (4) отвечает нормальным модам [14]. В этих колебаниях потенциал и тангенциальная компонента поля антисимметричны, а нормальная компонента поля симметрична относительно плоскости $z = a/2$. Плотность заряда на границах слоя распределена антисимметрично.

Из формул (3) и (4) после интегрирования по переменной τ получим для тангенциальных ($P_-(\omega)$) и нормальных ($P_+(\omega)$) мод:

$$P_{\pm}(\omega) = \frac{4q^2}{\hbar u^2} g(\omega) [f(\omega)]^{-2d/a} \left\{ [\ln f(\omega)]^2 - (\omega a/u)^2 \right\}^{-1/2} \quad (5)$$

где

$$g(\omega) = \left| \frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon^2(\omega) - 1} \right|, \quad f(\omega) = \left| \frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 1} \right|$$

Выражение (5) для $P_-(\omega)$ справедливо в области частот, удовлетворяющих условию $\varepsilon(\Omega_-) \leq \varepsilon(\omega) \leq -1$, где $\Omega_-(a)$ — решение трансцендентного уравнения $\varepsilon(\Omega_-) = -\operatorname{cth}(\Omega_- a / 2u)$. Для $P_+(\omega)$ выражение (5) справедливо в области $-1 \leq \varepsilon(\omega) \leq \varepsilon(\Omega_+) < 0$, где $\Omega_+(a)$ — решение трансцендентного уравнения $\varepsilon(\Omega_+) = -\operatorname{th}(\Omega_+ a / 2u)$. Вне этих областей $P_-(\omega) = 0$ и $P_+(\omega) = 0$.

Формулы (5) для $P_{\pm}(\omega)$ не применимы вблизи резонансов $\Omega_-(a)$, $\Omega_+(a)$ и $\varepsilon(\omega) = -1$, где $P_{\pm}(\omega)$ обращается в бесконечность (заметим, что $P_{\pm}(\omega)$ при значениях ω , удовлетворяющих уравнению $\varepsilon(\omega) = -1$, обращается в ноль, если $a < 2d$). Поэтому для расчета

$P_{\pm}(\omega)$ в окрестностях этих точек необходимо использовать точную формулу (3), где учитывается затухание поверхностных колебаний.

Оптические измерения $\epsilon(\omega)$ для различных материалов, представляющих практический интерес [9], позволяют найти $P(\omega)$ по формулам (5).

4. Расчет ДВПЕ для слоя проводника

Для исследования ДВПЭ в различных проводящих материалах часто используется плазменная диэлектрическая проницаемость [10]

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)},$$

где ω_p — плазменная частота, ν — эффективная частота столкновений электронов. Подставляя это выражение в формулу (3), для $P_{\pm}(\omega)$ найдем

$$P_{\pm}(\omega) = \frac{q^2 \omega_s^2}{\pi \hbar u^2} \int_0^{\infty} d\tau \exp(-2\omega d \operatorname{ch} \tau / u) \frac{\nu \omega \alpha^2 - \alpha_{\pm}^2}{(\omega^2 - \omega_s^2 \alpha_{\pm}^2)^2 + \nu^2 \omega^2}, \quad (6)$$

где $\omega_s = \omega_p / \sqrt{2}$ — частота поверхностных колебаний для полуограниченного проводника, $\alpha_{\pm}^2 = 1 \pm \exp(-\omega a \operatorname{ch} \tau / u)$. В пределе $a \rightarrow \infty$ из (6) следует выражение, полученное в работах [10, 13].

Рассмотрим поведение $P_{\pm}(\omega)$ в пределах больших и малых частот. В пределе больших частот $\omega \gg u/a$ из (6) имеем [15]:

$$P_{-}(\omega) \approx P_{+}(\omega) \approx \frac{q^2 \omega_s^2}{\pi \hbar u^2} \frac{\nu \omega}{(\omega^2 - \omega_s^2)^2 + \nu^2 \omega^2} K_0(2\omega d / u), \quad (7)$$

где $K_0(x)$ — функция Макдональда нулевого порядка. В пределе малых частот $\omega \rightarrow 0$ [15]

$$P_{-}(\omega) \approx \frac{q^2}{\hbar^2 u^2} \frac{\lambda}{\sqrt{1 + \lambda^2}}, \quad (8)$$

$$P_{+}(\omega) \approx \frac{q^2}{\pi \hbar u^2} \frac{\nu \omega}{\omega_s^2} \left\{ \ln(d/a) + 2 \ln[\Gamma(d/a) / \Gamma(d/a + 1/2)] \right\}, \quad (9)$$

где $\lambda = \nu u / \omega_s^2 a$, $\Gamma(x)$ – функция Эйлера. В пределе $\omega > u/d$

$$P_{\pm}(\omega) \approx \frac{q^2}{\pi \hbar u^2} \frac{\omega_s^2 \nu \omega}{\left[\omega^2 - \omega_s^2 p_{\pm}^2(\omega) \right]^2 + \nu^2 \omega^2} \left[K_0(2\omega d/u) - K_0(2\omega(d+a)/u) \right], \quad (10)$$

где $p_{\pm}^2 = 1 \pm \exp(-\omega a/u)$. Как следует из формул (7)-(10), в ДВПЭ образуется два пика. Первый из них соответствует тангенциальным поверхностным модам, а его положение приближенно определяется уравнением $\omega = \omega_s p_-(\omega)$. Второй пик соответствует нормальным поверхностным модам. Его положение приближенно можно определить из уравнения $\omega = \omega_s p_+(\omega)$. Следовательно, пик, соответствующий тангенциальным колебаниям лежит левее, а пик, соответствующий нормальным колебаниям лежит правее значения $\omega = \omega_s$.

В конце нашего рассмотрения заметим, что выражение (6) позволяет провести численный расчет ДВПЭ для различных проводников с известными экспериментальными значениями ω_p и ν [10].

ЛИТЕРАТУРА

1. K.Kimura, M.Mannami. Interaction of Charged Particles with Solid Surface. New York, Plenum, 1991.
2. H.Winter. Phys. Rev. A, **46**, R13 (1992).
3. H.J.Andra et al. Nucl. Instrum. Methods, **170**, 527 (1980).
4. E.A.Sanchez et al. Phys. Rev. Lett., **71**, 801 (1993).
5. R.H.Ritchie. Phys. Rev., **106**, 874 (1957).
6. F.Flores, F.Garcia-Moliner. J. Phys. C, **12**, 907 (1979).
7. A.A.Lucas. Phys. Rev. B, **20**, 4990 (1979).
8. F.J.Garci'a de Abajo, P.M.Echenique. Phys. Rev. B, **46**, 2663 (1992).
9. H.-J.Hagemann, W.Gudat, C.Kunz. DESY report No.SR-74/7, 1974 (unpublished).
10. N.R.Arista. Phys. Rev. A, **49**, 1885 (1994).
11. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., "Наука", 1982.
12. A.Rivacoba, N.Zabala, P.M.Echenique. Phys. Rev. Lett., **69**, 3362 (1992).
13. L.D.Marks. Solid State Commun., **43**, 727 (1982).
14. E.A.Stern, R.A.Ferrell. Phys. Rev., **120**, 130 (1960).
15. И.С.Градштейн, И.М.Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., Физматгиз, 1962.

ON THE THEORY OF ENERGY LOSSES OF CHARGED PARTICLE MOVING PARALLEL TO THE SURFACE OF SOLID-STATE LAYER

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

Energy losses of a fast but nonrelativistic charged particle moving parallel to the surface of solid-state layer are studied. Expressions for differential energy losses probability are obtained in the region of the layer transparency, as well as for the layer of free electron gas (layer of conductor).

ՊԻՆԴ ՄԱՐՄՆԻ ՇԵՐՏԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻՆ ՁՈՒԳԱՀԵՌ
ՇԱՐԺՎՈՂ ԼԻՑԲԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՄՆԻԿԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ
ԿՈՐՈՒՄՏՆԵՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

Հ.Բ. ՆԵՐՍԻՍԻԱՆ, Հ.Հ. ՄԱԹԵՎՈՍԻԱՆ, Ռ.Ա. ԳԵՎՈՐԳԻԱՆ

Դիտարկված են լիցքավորված արագ մասնիկի էներգիայի կորուստները, որոնք առաջանում են պինդ մարմնի շերտի մակերևույթին զուգահեռ շարժվելիս: Գտնված են արտահայտություններ կամայական շերտի քափանցելիության տիրույթում և հաղորդչի շերտում էներգիայի կորուստների դիֆերենցիալ հավանականության համար: