

Резонансные флуктуационно-электромагнитные тормозные потери при скользящем отражении нейтрального атомного пучка от гладкой аморфной поверхности твердого тела

© Г.В. Дедков

Кабардино-Балкарский государственный университет,
360004 Нальчик, Россия

E-mail: gv_dedkov@mail.ru

(Поступила в Редакцию 29 июня 2005 г.)

Теоретически исследуются потери энергии пучка ионов Cs^+ при скользящем отражении от гладкой аморфной поверхности диэлектрика/полупроводника и пленок этих материалов на металлической подложке. Рассматриваются условия резонансного флуктуационно-электромагнитного взаимодействия между нейтрализованными атомами Cs и поверхностными поляритонами на поверхностях, где соответствующие эффекты представляются наиболее значительными. Результаты расчета показывают, что при оптимизированных начальных углах скольжения и энергии пучка ионов Cs^+ ($\psi_{\text{in}} = 0.1\text{--}1\text{ mrad}$, $E_0 \sim 50\text{--}100\text{ keV}$) флуктуационно-электромагнитные силы вносят ощутимый вклад в полную потерю энергии с характерной зависимостью от температуры, скорости и материальных параметров.

PACS: 34.50.Dy, 34.50.Bw

1. Введение

Потери энергии быстрых ионов, вызванные динамическими экранированными взаимодействиями у поверхности и внутри твердых тел, были предметом интенсивных исследований в течение длительного времени (см., например, обзор [1] и ссылки в нем). Упругие и неупругие взаимодействия нейтральных атомных пучков с поверхностями исследовались менее интенсивно [2–7]. Так, в [2,3] авторы изучали дальнедействующие силы взаимодействия для пучков тепловых атомов щелочных металлов вблизи металлической поверхности, в [4–6] — рассеяние атомов ксенона (энергии 2–15 eV) на полупроводниках (Ge, InP) и металлических поверхностях, в [7] — неупругие ван-дер-ваальсовы взаимодействия между атомами гелия более высокой энергии и металлической поверхностью. Можно также отметить эксперименты по отклонению атомов цезия и натрия, возбужденных в ридберговские состояния, металлической поверхностью [8], резонансное ван-дер-ваальсово отталкивающее взаимодействие между возбужденными атомами цезия и поверхностью сапфира [9] и отклонение атомов натрия при прохождении через микрополость под действием силы Казимира [10].

В целом, измерение потери энергии ионизированных и нейтральных атомных частиц, движущихся вблизи твердой поверхности, дает важную информацию об отклике атомов и электронов подложки с одной стороны и о микроскопических процессах, вызывающих макроскопическую силу трения, с другой. Кроме того, информация о демпфировании ионных/атомных пучков в микро- и нанополостях и капиллярных системах может иметь большое значение для будущего практического применения, связанного с ионно-лучевой технологией на основе пучков с диаметром несколько нанометров [11,12] и с

удержанием атомных частиц в ловушках [13] (см. также обзор [14] и ссылки в нем).

Изучение взаимодействий атомных пучков с поверхностью сначала стимулировалось развитием спектроскопии энергетических потерь ионных пучков в тонких фольгах и исследованиями эмиссии электромагнитного излучения атомов и ионов при прохождении углеродных пленок, пленок меди и монокристаллического никеля [15–17]. Эти эксперименты обнаружили эффект значительной нейтрализации ионного пучка после скользящего отражения от гладкой аморфной поверхности. Некоторые теоретические аспекты связанных с этим явлений обсуждались, например, в [18,19].

Важно отметить, что если заметная часть пучка нейтрализуется, то определенный вклад в энергетические потери отраженных частиц (вдоль уходящей траектории) вносят неупругие флуктуационно-электромагнитные силы. В литературе эти силы называются силами „квантового“ [20], „вакуумного“ [21] или „ван-дер-ваальсова“ трения [22]. Однако, строго говоря, в этом случае уместнее говорить о неконсервативной ван-дер-ваальсовой силе, так как она может быть не только тормозящей, но и (в определенных случаях) ускоряющей [23,24]. Следовательно, эксперименты по скользящему отражению низкозарядных/нейтральных атомных пучков дают возможность непосредственного измерения этих сил (что до сих пор никем не было сделано), а также возможность проверки соответствующих теоретических моделей.

Недавно мы обсуждали возможность экспериментального обнаружения ускоряющего взаимодействия данного типа для пучка ионов гелия (с энергией 10–600 keV), проходящего над гладкой поверхностью алюминия [25], предполагая, что в этом случае должно быть заметным резонансное взаимодействие с поверхностными плазмонами. Однако в более поздних публикациях [23,24,26,27]

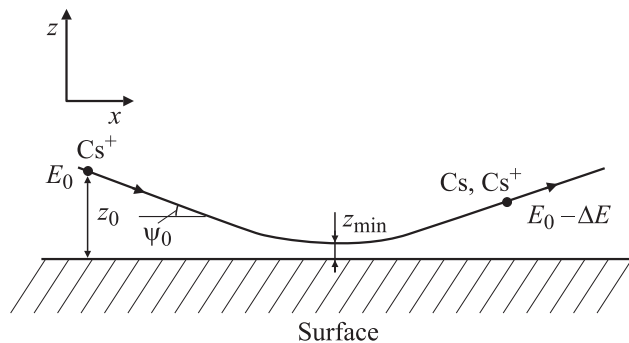


Рис. 1. Схема скользящего соударения атомарных частиц с гладкой поверхностью.

было показано, что основная формула, использованная для расчетов тангенциальной силы (формула (3) в [25]), неверно учитывала ход температурной зависимости неконсервативной силы. В частности, в случае взаимодействия между атомами в основном состоянии и металлической поверхностью доминирует тормозящее взаимодействие. В связи с этим появилась необходимость пересмотреть результаты этих расчетов. Очевидное достоинство постановки эксперимента по скользющему отражению в геометрии параллельного поверхности пучка [25] состоит в том, что поверхность может иметь протяженные участки плоских террас, а диаметр пучка не обязательно должен быть очень мал, так как условие зеркального отражения частиц от поверхности может быть выполнено на каждом плоском участке поверхностного рельефа (рис. 1). В то же время при параллельной геометрии для большей части частиц пучка обязательным является условие прохождения над одним плоским участком поверхности. В настоящей работе для численного анализа выбран случай скользящего отражения ионов и атомов цезия (Cs^+ , Cs^0) от поверхностей, поддерживающих инфракрасные поверхностные моды, когда могут выполняться условия резонансного диссипативного взаимодействия Ван-дер-Ваальса.

Интригующей особенностью флуктуационно-электромагнитного взаимодействия атомных частиц в ближнем поле поверхностных электромагнитных мод нагретой поверхности диэлектрика (полупроводника) является наличие сильной температурной зависимости [22,23,26–30]. Это контрастирует со случаем металлических поверхностей, где тепловые факторы резко обрезают диссипативное взаимодействие нейтральных частиц с поверхностью, поэтому оно пренебрежимо мало [6,7]. Для молекул, нейтральных кластеров и наночастиц диссипативные флуктуационно-электромагнитные силы тепловой природы значительно сильнее, и их следует учитывать уже при небольших температурах [23,24]. Более того, консервативные силы Ван-дер-Ваальса, связанные с вкладом ближнеполюсных поверхностных мод, тоже могут зависеть от температуры [28].

Целью настоящей работы является вычисление энергетических потерь отраженного атомного пучка при

скользящем взаимодействии с гладкой аморфной поверхностью диэлектрика, полупроводника или пленок этих материалов на металлической подложке, когда на поверхности возможно существование поверхностных плазмон-поляритонов. Показано, что энергетические потери нейтрализованной компоненты отраженного пучка имеют характерные зависимости от скорости, температуры и угла скольжения. В частности, энергетические потери, обусловленные взаимодействием с поверхностными поляритонами, имеют резонансный характер и нелинейную зависимость от скорости и толщины пленок соответствующих материалов. Энергетические потери ионизированной фракции пучка слабо зависят от температуры и в диапазоне скоростей 10^5 – 10^6 м/с пропорциональны скорости, что соответствует силе торможения вязкого характера. В целом же распределение по энергии отраженных частиц несет важную информацию о флуктуационно-электромагнитных диссипативных силах. Эти результаты могут быть использованы для постановки соответствующих экспериментов. С другой стороны, проведение измерений неконсервативных ван-дер-ваальсовых сил позволит сделать критический выбор между различными теоретическими моделями этих сил, разрабатывавшимися несколькими группами авторов [20,25–27,30].

2. Общие соотношения для динамических флуктуационно-электромагнитных сил. Резонансные взаимодействия

Общая релятивистская теория флуктуационно-электромагнитного взаимодействия движущихся нейтральных частиц (атомов) с плоской поляризующейся поверхностью была разработана в наших работах [24,26,27]. Теория описывает как консервативные, так и диссипативные силы с учетом соответствующих материальных и температурных зависимостей. Как следует из полученных результатов, резонансные взаимодействия между движущимися нейтральными атомами и поверхностными плазмон-поляритонами осуществляются при условии

$$|\omega_s - \omega_{0n}| = \mathbf{k} \mathbf{V}, \quad (1)$$

где ω_s и ω_{0n} — частоты поляритона и атомного перехода из основного состояния „0“ в возбужденное состояние „n“, \mathbf{V} — скорость атома, \mathbf{k} — волновой вектор возбуждения. В дальнейшем будем считать, что скорость \mathbf{V} параллельна поверхности и мала по сравнению со скоростью света в вакууме c : $V/c \ll 1$. Для полярных материалов типа ионных диэлектриков, легированных полупроводников или низкоразмерных структур всегда выполняется соотношение $\omega_{0n} \gg \omega_s$, поэтому из (1) следует

$$k \gg \omega_{0n} - \omega_s/c, \quad (2)$$

что эквивалентно $k \gg \omega_{0n}/c$ и $k \gg \omega_s/c$.

Полученные условия позволяют полностью пренебречь эффектом запаздывания и дают возможность использовать нерелятивистское приближение теории [23,24]. Тогда основное уравнение для тангенциальной флуктуационно-электромагнитной силы, действующей на движущийся атом, принимает вид

$$F_x = -\frac{2\hbar}{\pi^2} \iiint d\omega dk_x dk_y k_x k \exp(-2kz_0) \times \left\{ \alpha''(\omega) [\Delta''(\omega + k_x V) - \Delta''(\omega - k_x V)] + \coth\left(\frac{\omega\hbar}{2k_B T}\right) \Delta''(\omega) [\alpha''(\omega + k_x V) - \alpha''(\omega - k_x V)] \right\}, \quad (3)$$

где \hbar и k_B — постоянные Планка и Больцмана, $\alpha''(\omega)$ и $\Delta''(\omega)$ — мнимые компоненты атомной поляризуемости и функции диэлектрического отклика поверхности $\Delta(\omega) = (\varepsilon(\omega) - 1)/(\varepsilon(\omega) + 1)$, $\varepsilon(\omega)$ — диэлектрическая функция образца. Пределы интегрирования в (3) соответствуют интервалу $(0, \infty)$ по каждой из переменных. Формула (3) может быть далее упрощена, если рассматривать резонансные взаимодействия атома с поверхностными модами. Тогда можно записать $\alpha''(\omega) = A\delta(\omega - \omega_{0n})$, $\Delta''(\omega) = B\delta(\omega - \omega_s)$ и выполнить в (3) интегрирование по частоте с учетом (1). В результате получим (z_0 — расстояние от частицы до поверхности)

$$F_x = -\frac{4\hbar}{\pi^2} A \iint dk_x dk_y k_x k \exp(-2kz_0) \times \frac{B\delta(\omega_s + k_x V - \omega_{0n})}{\exp(\hbar\omega_s/k_B T) - 1}. \quad (4)$$

Следует отметить, что в общем случае B и ω_s могут зависеть от k , если диэлектрическая функция нелокальна. В отсутствие пространственной дисперсии (4) приводится к виду

$$F_x = -\frac{\hbar e^2}{16m} \frac{B f_{0n}}{z_0^4 \Delta\omega\omega_{0n}} \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_s}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1} G(2\Delta\omega z_0/V), \quad (5)$$

$$G(x) = x^4 (K_0(x) + K_2(x)), \quad (6)$$

где $K_0(x)$ и $K_2(x)$ — модифицированные функции Бесселя, $\Delta\omega_n = |\omega_s - \omega_{0n}|$. При записи (6) учтено соотношение $A = \frac{\pi e^2 f_{0n}}{2m\omega_{0n}}$ для атомного перехода $(0) \rightarrow (n)$ (e , m , f_{0n} равны соответственно электронному заряду, массе и силе осциллятора).

Характеристическая функция $G(x)$ достигает максимума 7.7 при $x = 3.6$, поэтому условие резонанса (1) принимает вид $\Delta\omega z_0/V = 1.8$. Это соотношение определяет эффективный диапазон скоростей при резонансном взаимодействии, если расстояние z_0 не слишком велико (1–10 nm). При увеличении z_0 сила (5) быстро убывает (даже при выполнении условия $\Delta\omega z_0/V = 1.8$), поскольку $F_x \sim z_0^{-4}$. Из (5) также следует, что для

получения заметного эффекта частота поляритона ω_s должна быть порядка частоты Вина теплового излучения $\omega_W = k_B T/\hbar$. Следовательно, при комнатных температурах существенную роль будут играть только инфракрасные поверхностные моды. С другой стороны, даже если условие резонанса выполняется, взаимодействие оказывается тем больше, чем меньше частота атомного перехода ω_{0n} (см. (5)). Например, если сравнить возбуждение атомов He и Cs, то энергии соответствующих переходов равны примерно 21 и 1.4 eV, поэтому в случае атомов Cs тангенциальная сила будет больше примерно в 250 раз.

В приведенном анализе частица идентифицировалась с атомом, поэтому ее температура принималась равной нулю. Для горячих молекул, кластеров или наночастиц это не так, и модифицированная формула (3) включает дополнительный тепловой фактор $\coth(\hbar\omega/2k_B T_1)$ перед первым слагаемым в скобках под знаком интеграла (см. [23,24]), где T_1 — температура частицы. Если частицы имеют микроволновые резонансы, то при $\omega_{0n} < \omega_s$ ситуация обращается, и на них будет действовать ускоряющая тангенциальная сила. Соответствующий эффект может представлять интерес для физики удержания наночастиц в ловушках.

Другой важный результат теории [22–24,26] касается консервативной части флуктуационной электромагнитной силы — силы притяжения к поверхности, аналогичной обычной ван-дер-ваальсовой силе. Однако если микроволновая связь атома с поверхностью не мала, то соответствующие зависимости от температуры и скорости также необходимо учитывать. В нерелятивистском незапаздывающем приближении результирующая формула для консервативной части силы взаимодействия имеет вид

$$F_x = -\frac{2\hbar}{\pi^2} \iiint d\omega dk_x dk_y k^2 \exp(-2kz_0) \times \left\{ \alpha''(\omega) [\Delta'(\omega - k_x V) + \Delta'(\omega + k_x V)] + \Delta''(\omega) [\alpha'(\omega - k_x V) + \alpha'(\omega + k_x V)] \right\} - \frac{4\hbar}{\pi^2} \iiint d\omega dk_x dk_y k^2 \exp(-2kz_0) \times \frac{\Delta''(\omega)}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} [\alpha'(\omega - k_x V) + \alpha'(\omega + k_x V)], \quad (7)$$

где функции, помеченные одним штрихом, обозначают действительные части. При $V = 0$ первый интеграл в (7) сводится к обычной статической силе Ван-дер-Ваальса, если использовать аналитическое продолжение функции диэлектрического отклика и поляризуемости на мнимую ось частот

$$F_z = -\frac{3\hbar}{4\pi z_0^4} \int_0^\infty \alpha(i\omega) \Delta(i\omega) d\omega = -\frac{3C_3}{z_0^4}. \quad (8)$$

Формула (8) и ее модификация, учитывающая поправку на смещение положения плоскости заряда-изобра-

жения [31], справедливы только при достаточно больших расстояниях от поверхности, тогда как реальная сила Ван-дер-Ваальса должна быть конечной как при малых, так и при больших значениях расстояния z_0 .

Авторы [7] показали, что такая конечная (при $z_0 \rightarrow 0$) сила получается естественным образом, если использовать плазмонную диэлектрическую функцию нелокального типа. В более простом приближении [32] расходимость (8) при малых z_0 устраняется введением обрезывающей функции

$$f(x) = 1 - (2x^2 + 2x + 1) \exp(-2x), \quad x = k_c z_0, \quad (9)$$

где величина параметра регуляризации k_c составляет $2.5-5 \text{ nm}^{-1}$. Используем это простое приближение в дальнейшем, чтобы вычислить результирующий потенциал взаимодействия и траектории частиц у поверхности (см. раздел 5).

В дальнейшем нам потребуется также общее выражение для взаимодействия заряженной частицы с поверхностью. Соответствующие нормальная и потенциальная компоненты динамической силы взаимодействия с зарядом-изображением, отвечающие движущемуся заряду Ze , даются формулами [22–24]

$$F_z(z, V) = -\frac{2(Ze)^2}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\phi \int_0^\infty q dq \exp(-2qz) \Delta'(qV \cos \phi), \quad (10)$$

$$F_x(z, V) = -\frac{2(Ze)^2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \cos \phi d\phi \times \int_0^\infty q dq \exp(-2qz) \Delta''(qV \cos \phi). \quad (11)$$

В случае диэлектрической функции локального вида формулы (10), (11) приводятся к более простой форме (z — расстояние от частицы до поверхности)

$$F_z(z, V) = -\frac{2(Ze)^2}{\pi V^2} \int_0^\infty d\omega \omega K_1(2\omega z/V) \Delta'(\omega), \quad (12)$$

$$F_x(z, V) = -\frac{2(Ze)^2}{\pi V^2} \int_0^\infty d\omega \omega K_0(2\omega z/V) \Delta''(\omega). \quad (13)$$

Кроме того, в тестовом случае проводящей поверхности и низкочастотного взаимодействия уравнения (12), (13) описывают силу статического взаимодействия покоящегося заряда с зарядом-изображением $F_z = -(Ze)^2/4z^2$ и тормозящую силу $F_x = -\frac{(Ze)^2}{16\pi} \frac{V}{\sigma z^3}$, где σ — статическая проводимость [33].

Формулы (3) и (10) описывают далекие неупругие взаимодействия атомов и ионов с поверхностью. При минимальных расстояниях, отвечающих скользящему столкновению, необходимо также учитывать неупругие электронные (ионизационные) потери энергии. В то же время упругие (ядерные) энергетические потери являются менее существенными, так как вероятность парных столкновений с малыми прицельными параметрами оказывается пренебрежимо малой. Это аналогично каналированию ионов в кристаллах. В интервале скоростей 10^5-10^6 m/s ионизационные энергетические потери, отвечающие однократному столкновению с атомом поверхности с прицельным параметром b , хорошо аппроксимируются приближением Фирсова [34]

$$-\Delta E(b) = \frac{me^4}{2\hbar^2} \frac{0.7(Z_1 + Z_2)^{5/3}}{[1 + 0.16(Z_1 + Z_2)^{1/3} b/a_B]^5} \frac{V}{V_B}, \quad (14)$$

где a_B и V_B — боровские длина и скорость, Z_1 и Z_2 — заряды ядер для налетающей частицы и атома-мишени соответственно. Вследствие малой величины электрического заряда налетающего иона ($Z = 1$) мы не делаем различия между электронными тормозными потерями для однократно заряженных и нейтральных атомных частиц.

Вводя объемную плотность атомов материала поверхности n , для соответствующей потери энергии на единицу длины dx траектории частицы получим

$$\frac{dE^{(i)}}{dx} = 2n \int_z^\infty b db \arccos(z/b) \Delta E(b). \quad (15)$$

3. Функции диэлектрического отклика поверхности

Для проведения расчетов тормозных потерь необходимо иметь реалистичные аппроксимации диэлектрических функций материалов поверхности, поддерживающих инфракрасные электромагнитные моды. Рассмотрим следующие случаи: 1) полупроводник (легированный кремний); 2) ионный диэлектрик; 3) пленка полупроводника (диэлектрика) на металле.

В инфракрасной области частот диэлектрическая функция $\varepsilon(\omega)$ легированного полупроводника может быть описана известной формулой [35]

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/\tau)} \right), \quad (16)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi N e^2 / (m^* \varepsilon_\infty)$, $\varepsilon_\infty = 11.7$ для легированного кремния. Концентрация носителей N , эффективная масса электрона (дырки) m^* (для n - или p -Si) и время релаксации τ зависят от степени легирования: $\tau = m^* / N e^2 \rho$, где ρ — удельное сопротивление материала. Например, для n -Si с концентрацией доноров $N = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ и $m^* = 0.27m$ (m — масса свободного электрона) [36] объемная плазменная частота равна $\omega_p = 1.74 \cdot 10^{14} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$.

Таблица 1. Параметры материалов поверхности

Материал	ε_0	ε_∞	$\omega_T, \omega_P, \text{eV}$	$\gamma_T, 10^{-4} \text{eV}$	$f(\varepsilon_0, \varepsilon_\infty)$ (20)
1	2	3	4	5	6
n-Si		11.7	0.098	6	0.079
GaAs		10.9	0.033	1.65	0.084
SiC	9.8	6.7	0.098	5.9	0.037
MgO	9.8	2.95	0.049	4.9	0.161

Примечание. $\omega_g/\omega_T \approx 100$; параметры в столбцах 2-5 взяты из работ [38,39].

Удобной формой записи диэлектрической проницаемости диэлектрика, учитывающей наиболее существенные эффекты в инфракрасной и видимой частях спектра, является [37]

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)\omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega(\omega + i\gamma_T)} + \frac{(\varepsilon_\infty - 1)\omega_g^2}{\omega_g^2 - \omega(\omega + i\gamma_g)}, \quad (17)$$

где ω_T — частота поперечного оптического фонона, ω_g — угловая частота, соответствующая энергетической щели, γ_T и γ_g — параметры затухания, ε_0 и ε_∞ — статическая ($\omega = 0$) и оптическая ($\omega_T \ll \omega < \omega_g$) диэлектрические константы. Модельные параметры некоторых материалов приведены в табл. 1.

С использованием (16), (17) вычисление действительной и мнимой частей функции $\Delta(\omega) = (\varepsilon(\omega) - 1)/(\varepsilon(\omega) + 1)$ выполняется элементарно. В пределе $\gamma_T \rightarrow 0$ или $\tau \rightarrow \infty$ мнимая часть $\Delta(\omega)$ может быть представлена в универсальном виде

$$\Delta''(\omega) = \pi\omega_s f(\varepsilon_0, \varepsilon_\infty)\delta(\omega - \omega_s), \quad (18)$$

где $f(\varepsilon_0, \varepsilon_\infty)$ и ω_s определяются следующими формулами:

1) для полупроводника

$$f(\varepsilon_0) = \frac{1}{(\varepsilon_\infty + 1)}, \quad \omega_s = \omega_T \sqrt{\frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon_\infty + 1}}, \quad (19)$$

2) для ионного диэлектрика

$$f(\varepsilon_0, \varepsilon_\infty) = \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty)}{(\varepsilon_0 + 1)(\varepsilon_\infty + 1)},$$

$$\omega_s = \omega_T \sqrt{\frac{\varepsilon_0 + 1}{\varepsilon_\infty + 1}}. \quad (20)$$

Для оптического пика поглощения (17) формула для $\Delta''(\omega)$ также приводится к виду (19) и (20), если заменить ε_T , ε_∞ и ε_0 на ω_g , 1, ε_∞ в соответствии с [40]. Для тонкой пленки (толщиной d) материала с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1(\omega)$ на субстрате с объемной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_2(\omega)$ формулы, аналогичные (18)–(20), также были получены

в [40]. Соответствующая функция диэлектрического отклика поверхности имеет вид (\mathbf{k} — двумерный волновой вектор, параллельный поверхности пленки)

$$D(\omega, \mathbf{k}) = \frac{\Delta_1(\omega) - \Delta_2(\omega) \exp(-2kd)}{1 - \Delta_1(\omega)\Delta_2(\omega) \exp(-2kd)}, \quad (21)$$

где

$$\Delta_1(\omega) = \frac{\varepsilon_1(\omega) - 1}{\varepsilon_1(\omega) + 1}, \quad (22)$$

$$\Delta_2(\omega) = \frac{\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega)}. \quad (23)$$

Используя (21) и проводя замену $\Delta(\omega) \rightarrow D(\omega, \mathbf{k})$, формулы (3) и (7) можно применять в случае поверхностей, покрытых пленками. Нетрудно показать, что формула (21) удовлетворяет очевидным предельным соотношениям $D(\omega, \mathbf{k}) \rightarrow \Delta_1(\omega)$ при $\varepsilon_1(\omega) \rightarrow \varepsilon_2(\omega)$, $D(\omega, \mathbf{k}) \rightarrow \Delta_1(\omega)$ при $d \rightarrow \infty$ и $D(\omega, \mathbf{k}) \rightarrow \Delta_2(\omega)$ при $d \rightarrow 0$.

Принимая во внимание (21)–(23), для мнимой части $D(\omega, \mathbf{k})$ получим

$$D''(\omega, k) = \frac{\Delta_1''(1 - a^2|\Delta_2|^2) - a\Delta_2''(1 - |\Delta_1|^2)}{1 + a^2|\Delta_1|^2|\Delta_2|^2 - 2a(\Delta_1'\Delta_2' - \Delta_1''\Delta_2'')}, \quad (24)$$

где $a = \exp(-2kd)$, а частотный аргумент ω в правой части (24) для краткости опущен.

В случае пленки диэлектрика (полупроводника) на металлической подложке в инфракрасной области частот $\Delta_2'(\omega) \approx -1$, $\Delta_2''(\omega) \approx 0$, $\Delta_1(\omega) = \Delta_1'(\omega) + i\Delta_1''(\omega)$. Тогда (24) сводится к

$$D''(\omega, k) \approx \frac{\Delta_1''(\omega)(1 - a^2)}{(1 + a\Delta_1'(\omega))^2 + a^2\Delta_1''(\omega)^2}. \quad (25)$$

Очевидно, что при условии $1 + a\Delta_1'(\omega) = 0$, $\Delta_1'(\omega) < 0$ знаменатель (25) может оказаться малым. Если использовать формулы (16), (17), то соответствующее условие резонанса $1 + a\Delta_1'(\omega) = 0$ имеет два решения, отвечающих поверхностным модам фонон-поляритонного типа. Вводя (в случае ионного диэлектрика) обозначения

$$p = \frac{\varepsilon_0 + 1}{\varepsilon_\infty + 1}, \quad q = \frac{\varepsilon_0 - 1}{\varepsilon_\infty - 1},$$

$$r = \frac{\varepsilon_\infty - 1}{\varepsilon_\infty + 1}, \quad \tilde{\gamma} = \gamma_T/\omega_T, \quad (26)$$

для дисперсионных соотношений, отвечающих этим модам, получим ($x_i(k) = \omega_i(k)/\omega_T$, $i = 1, 2$)

$$x_i(k) = \left[\frac{2p + ar(p+q) - \tilde{\gamma}^2(1+ar)}{2(1+ar)} \pm \sqrt{D(a, p, q, r)} \right]^{1/2}, \quad a = \exp(-2kd), \quad (27)$$

$$D(a, p, q, r) = \frac{[2p + ar(p+q) - \tilde{\gamma}^2(1+ar)]^2}{4(1+ar)^2} - \frac{p(p+aqr)}{(1+ar)}. \quad (28)$$

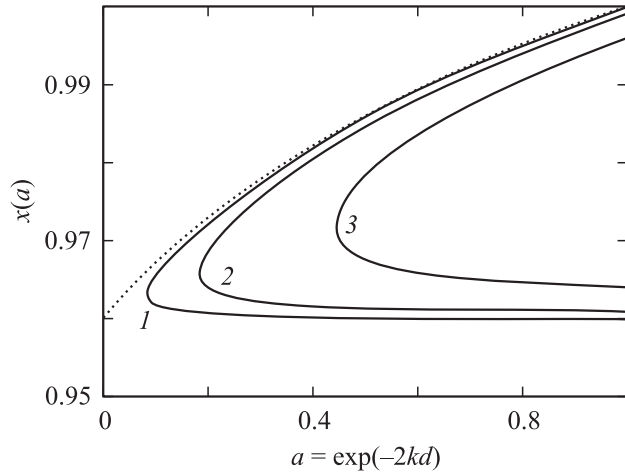


Рис. 2. Дисперсионные кривые поверхностных поляритонов, соответствующие n -Si (см. (27)). 1 — фактор затухания $\gamma = 0.0006$ eV, 2 — 2γ , 3 — 4γ . Пунктирная кривая построена с помощью формулы (30).

В случае пленки полупроводника (см. (10)) параметры (26) представляются в виде

$$p = \frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon_\infty + 1}, \quad q = \frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon_\infty - 1}, \quad r = \frac{\varepsilon_\infty - 1}{\varepsilon_\infty + 1},$$

$$\tilde{\gamma} = 1/\tau\omega_p, \quad x_i(k) = \omega_i(k)/\omega_p, \quad i = 1, 2. \quad (29)$$

Область дисперсии определяется условием $D(a, p, q, r) \geq 0$, из которого получается минимальное значение $a = \exp(-2kd)$ и соответственно максимально допустимое значение волнового вектора k_m . Дисперсионные уравнения (27) определяют верхнюю и нижнюю частотные ветви поверхностных мод в области $0 \leq k \leq k_m$. В пределе отсутствия затухания ($\tilde{\gamma} \rightarrow 0$) обе моды вырождаются в одну, а соответствующее дисперсионное соотношение принимает вид

$$\tilde{x}(k) = \left(\frac{p + qr \exp(-2kd)}{1 + r \exp(-2kd)} \right)^{1/2}. \quad (30)$$

На рис. 2 показаны вычисленные дисперсионные зависимости $x_i(k)$ и $\tilde{x}(k)$ в случае пленки SiC на металлической подложке.

Используя (16), (17), (22), (23) и соотношение $\lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{\alpha}{\alpha^2 + x^2} = \pi\delta(x)$, формулу (25) можно преобразовать к более удобному для вычислений виду

$$D''(\omega, k) = \frac{\pi\tilde{\omega}}{2xa} \frac{(1 - a^2)((p - x^2)^2 + \tilde{\gamma}^2 x^2)}{\left| \frac{df(x, a)}{dx} \right|} \delta(\omega - x\tilde{\omega})$$

$$= \tilde{\omega}H(x, a)\delta(\omega - x\tilde{\omega}), \quad (31)$$

$$f(x, a) = \frac{(p - x^2)^2 + \tilde{\gamma}^2 x^2 + ar((p - x^2)(q - x^2) + \tilde{\gamma}^2 x^2)}{x},$$

$$a = \exp(-2kd), \quad (32)$$

где $x = x_i(k)$, $i = 1, 2$, $\tilde{\omega} = \omega_T$ или $\tilde{\omega} = \omega_p$ для пленок диэлектрика или полупроводника соответственно.

4. Расчеты траекторий и энергетических потерь

На рис. 1 показаны схема скользящего отражения частиц и используемая координатная система. Левая часть траектории (до отражения) соответствующая падающему ионному пучку, а правая — отраженному. Начальная энергия равна $E_0 = MV_0^2/2$; ψ_0 — начальный угол падения (по отношению к горизонтальной плоскости). После зеркального столкновения с поверхностью доля X ионов нейтрализуется, а доля $(1 - X)$ сохраняет первоначальный заряд. Некоторые ионы могут приобрести дополнительный электрический заряд, но эти процессы являются менее вероятными. Если же они имеют место, то соответствующие энергетические потери существенно отличаются от потерь ионов Cs^0 и Cs^+ и могут быть идентифицированы независимым образом. В результате получим, что доля $(1 - X)$ первоначального пучка затормозится в соответствии с формулами (11) и (15) как на отрезке траектории до отражения, так и после него, а доля частиц X затормозится на первичном отрезке траектории (до отражения) в соответствии с формулами (11), (15), а на отрезке после отражения — в соответствии с формулами (4), (15). Детальный расчет процессов перезарядки и изменения зарядового состава пучка выходит за рамки настоящей работы и представляет самостоятельную достаточно трудную задачу. Все, чего мы хотим достичь в данной работе, — представить вероятную ожидаемую картину этих процессов.

В процессе столкновения вследствие относительной малости величины тормозных потерь скорость частицы можно приближенно считать постоянной ($V = V_0$), тогда ее траектория будет определяться консервативным потенциалом взаимодействия с поверхностью. Соответствующие силы дальнего действия притяжения описываются формулами (7), (10) для атомов и ионов соответственно, но на малых расстояниях от поверхности необходимо принимать во внимание также и короткодействующие силы отталкивания. Следуя [18], потенциал отталкивания при скользящем отражении от аморфной поверхности можно найти, используя непрерывное приближение. Вводя экранированный отталкивательный парный потенциал вида $V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \Phi(r/a_s)$ (где $\Phi(x)$ и a_s — функция экранирования и параметр экранирования), потенциал взаимодействия атома (иона) с поверхностью запишем в виде

$$V_s(z) = 2\pi n \int_z^\infty dz' \int_0^\infty \rho d\rho V \left(\sqrt{\rho^2 + z'^2} \right). \quad (33)$$

Далее, используя приближение Мольера для функции экранирования $\Phi(x)$ и приближение Фирсова (см. [18])

для параметра экранирования a_s

$$\Phi(x) = 0.1 \exp(-6x) + 0.55 \exp(-1.2x) + 0.35 \exp(-0.3x) = \sum_{i=1}^3 \alpha_i \exp(-\beta_i x) / \beta_i^2, \quad (34)$$

$$a_s = 0.8853 \left(\sqrt{Z_1} + \sqrt{Z_2} \right)^{-2/3} a_B, \quad (35)$$

из (33) получим

$$V_s(z) = 2\pi n Z_1 Z_2 e^2 a_s^2 \sum_{i=1}^3 \frac{\alpha_i}{\beta_i^2} \exp(-\beta_i z / a_s). \quad (36)$$

Очевидно, что если аморфная среда состоит из нескольких сортов атомов с объемными концентрациями n_j и зарядами ядер Z_{2j} , то (36) обобщается путем суммирования по соответствующим атомным компонентам. В целях упрощения мы не делаем различия между отталкивательным взаимодействием нейтральных и однократно заряженных атомов.

Суммарный потенциал взаимодействия частицы с поверхностью $U(z)$ представим в виде суммы (36) и притягивающего взаимодействия $V_a(z)$, которое определяется формулами (7) и (10) для нейтральных и однократно заряженных атомов соответственно. Как обычно, консервативный потенциал $U(z)$ связан с силой взаимодействия соотношениями $F_z(z) = -dU(z)/dz$.

При $\psi_0 \ll 1$ для параллельной поверхности компоненты скорости будем иметь $V_x = V \cos \psi_0 \approx V_0$, тогда продольная (вдоль поверхности) координата частицы равна $x = V_0 t$. Вводя координату x вместо времени t и учитывая постоянство продольной скорости, можно записать закон сохранения энергии частицы в поле $U(z)$ в виде

$$E_0 \left(\frac{dz}{dx} \right)^2 + U(z) = E_0 \psi_0^2. \quad (37)$$

Точка отражения частицы от поверхности находится из условия $U(z_m) = E_0 \psi_0^2$. Используя (37), для потери энергии, соответствующей падающей (отраженной) части траектории частицы, получим

$$\Delta E(\psi_0) = \frac{1}{\psi_0} \int_{z_m}^{\infty} \frac{F_x(z, V_0) dz}{\sqrt{1 - U(z)/E_0 \psi_0^2}}, \quad (38)$$

где сила торможения $F_x(z, V_0)$ вычисляется с помощью (4), (5), (11), (13) и (15).

Для неупругих взаимодействий с поверхностными модами подстановка (31) в (4) и (11) приводит к следующему выражению (индекс i нумерует поверхностные моды $i = 1, 2$):

$$\frac{dE^{(a-pol)}}{dx} = F_x(z, V) = -\frac{\hbar e^2 \tilde{\omega}}{8\pi m z^4} \sum_n \frac{f_{0n}}{\omega_{0n} \Delta \omega_n} G_{1i} \left(\frac{2\Delta \omega_n z}{V}, \frac{\Delta \omega_n d}{V}, \frac{\tilde{\omega}}{\omega_W} \right), \quad (39)$$

$$G_{1i}(x, y, z) = x^4 \int_1^{k_m d/y} \frac{u^2 du}{\sqrt{u^2 - 1}} \times \frac{\exp(-xu) H[x_i(\exp(-2yu), \exp(-2yu))]}{\exp[zx_i(\exp(-2yu))] - 1}, \quad (40)$$

$$\frac{dE^{(i-pol)}}{dx} = F_x(z, V) = -\frac{2(Ze)^2}{\pi d^2} J_{2i} \left(\frac{z}{d}, \frac{\tilde{\omega} d}{V}, k_m d \right), \quad (41)$$

$$J_{2i}(x, y, z) = -y \times \int_{u_i(y)}^{k_m d/y} \frac{u du H[x_i(\exp(-2u), \exp(-2u)) \exp(-2xu)]}{\sqrt{u^2/y^2 - x_i(\exp(-2u))}}, \quad (42)$$

где $u_i(y)$ есть решение уравнения $u x_i(\exp(-2u)) - u = 0$. Наконец, используя (13) и (18) (если не учитывается пространственная дисперсия), для тормозных потерь ионов на возбуждение поверхностных поляритонов получим

$$\frac{dE^{(i-pol)}}{dx} = -\frac{2(Ze)^2 \omega_s^2 f(\epsilon_0, \epsilon_\infty)}{V^2} K_0(2\omega_s z/V). \quad (43)$$

Формулы (5), (15), (34) для нейтральных атомов и (41), (43), (15) для однократно заряженных ионов являются основными для последующих численных расчетов суммарных энергетических потерь.

5. Результаты численных расчетов

В этом разделе представлены результаты численного расчета мощности тормозных потерь и суммарной потери энергии атомов Cs и ионов Cs⁺, отражающихся от поверхностей различных материалов. Частоты атомных переходов и силы осцилляторов переходов из основного состояния атомов Cs (табл. 2) взяты из работы [41].

Сначала сравним формулы (6) и (40), которые отражают наиболее интересные зависимости резонансных флуктуационных сил (для пленки MgO и аморфной поверхности MgO) от температуры и приведенных расстояния, скорости, а также толщины пленки (рис. 3). Можно видеть, что резонансные интегралы имеют максимумы по отношению к переменной $a = \frac{2\Delta \omega_n z}{V}$, положение которых зависит также от приведенной толщины пленки $b = \frac{\Delta \omega_n d}{V}$. Для взаимодействия с объемными поляритонами положение максимума соответствует $a = 3.62$. Заметим, что параметр b не должен превосходить $k_m d$, где k_m — максимальный волновой вектор поверхностного поляритона. С уменьшением температуры резонансное взаимодействие тоже уменьшается. Из рисунка также видно, что наличие пленки может приводить к возрастанию взаимодействия в несколько раз.

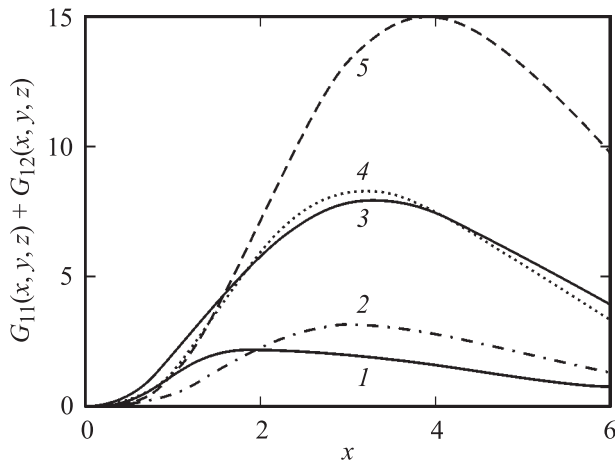


Рис. 3. Функции (40) (кривые 1, 2, 4, 5) и (6) (кривая 3) при различных значениях приведенной скорости, расстояния и температуры: $x = 2\Delta\omega_n z/V$, $y = \Delta\omega_n d/V$, $z = \tilde{\omega}/\omega_n$. 1 — $y = 0.5$, $z = 1$; 2 — $y = 1$, $z = 1.5$; 4 — $y = 1$, $z = 1$; 5 — $y = 1.5$, $z = 1$. Кривые 1, 2, 4, 5 вычислялись при $k_m d = 1.62$, что соответствует пленке MgO.

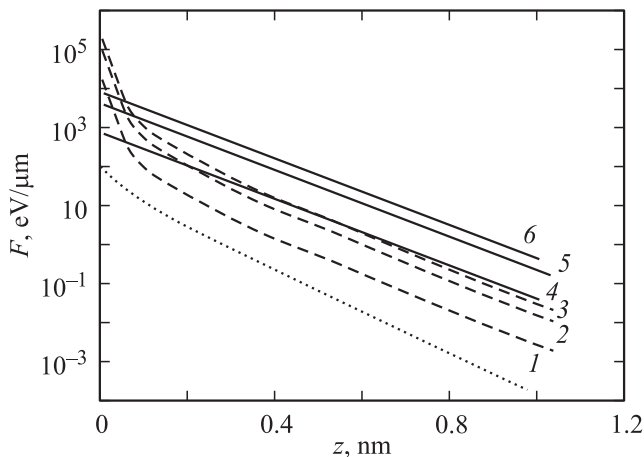


Рис. 4. Резонансные тормозные потери на „ван-дер-ваальсово трение“ для пучка атомов Cs (1–6) на пленке MgO (сплошные линии) и объемном MgO (штриховые линии) при различных температурах: T, K : 1, 4 — 300, 2, 5 — 600, 3, 6 — 900. Пунктирная кривая соответствует торможению ионов Cs^+ , обусловленному взаимодействием с полем заряда-изображения. Все кривые рассчитывались при $V = 4.4 \cdot 10^5$ m/s, $d = 0.32$ nm, $C_3 = 10 \cdot 10^{-36}$ erg \cdot cm³ и $k_c = 2.5$ nm⁻¹.

На рис. 4 показаны зависимости тормозной способности (на резонансных поляритонах) от расстояния до поверхности и ее температуры для атомов Cs (линии 1–6) и ионов Cs^+ (пунктир). Значения толщины пленки ($d = 0.32$ nm) и скорости ионов ($V = 4.4 \cdot 10^5$ m/s) оптимизировались для получения максимального тормозного эффекта в случае нейтральных атомов Cs. Сплошные линии отвечают взаимодействию с пленкой (см. (39)), штриховые линии — с поверхностью объемного образца (см. (5)). Кривая, показанная пунктиром, вычисля-

лась по формуле (41) и соответствует взаимодействию (с поляритонами) ионов Cs^+ . Как видно из рисунка, это взаимодействие незначительно, поскольку величина параметра $2\omega_s z/V$ намного меньше, чем требуется для получения максимума потерь (1.55 в случае формулы (43)).

Прежде чем перейти к расчету суммарных энергетических потерь (см. (38)), мы также анализировали величину притяжения F_z в соответствии с (7)–(9). Строгое решение данной задачи требует информации о функции диэлектрического отклика $\Delta(\omega)$ в широкой области частот от микроволновых до оптических. С целью упрощения расчетов вклады частот микроволнового и оптического диапазонов в константу C_3 (см. (8)) находились отдельно (они оказались одного порядка), а суммарное взаимодействие затем корректировалось функцией (9). Расчеты показали слабую зависимость C_3 от температуры: при $T = 900$ K значения C_3 для разных материалов отличались от низкотемпературных значений ($T = 0$ K) не более чем на 1%. Незначительным оказалось и влияние скорости (при $V = 10^5$ – 10^6 m/s). Заметим, однако, что температурные эффекты могут быть выражены значительно сильнее для тех материалов, у которых резонансные частоты меньше, чем приведенные в табл. 2.

Таблица 2. Параметры переходов в атомах цезия

Переход	f_{0n}	ω_{0n}, eV
$6^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$	0.394	1.387
$6^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$	0.814	1.458
$6^2S_{1/2} - 7^2P_{1/2}$	0.00284	2.704
$6^2S_{1/2} - 7^2P_{3/2}$	0.0174	2.729

Поскольку для ионов Cs^+ простой притягивающий потенциал „зеркального“ вида $V_i(z) = -(Ze)^2/2z$ имеет более слабую расходимость (при $z \rightarrow 0$), чем для нейтральных атомов ($V_a \sim z^{-3}$), для него „регуляризация“ при малых z не производилась.

На рис. 5 показаны зависимости резонансных энергетических потерь от угла падения на поверхность MgO пучка атомов Cs (на участке траектории после отражения от поверхности). Сплошные линии соответствуют пленке MgO, штриховые — поверхности объемного MgO. Как видно, взаимодействие с пленкой больше примерно на порядок величины. Также можно отметить сильную температурную зависимость и увеличение взаимодействия при малых углах скольжения. Рис. 5, а и б были получены с использованием различных значений дисперсионной константы C_3 . Кроме того, из рис. 5 следует, что неупругое взаимодействие с поляритонами для ионов Cs^+ (пунктирные линии) пренебрежимо мало по сравнению с аналогичным для нейтральных атомов Cs.

В целом, несмотря на то что резонансные энергетические потери нейтральных атомов имеют заметную величину, доминирующая часть потерь (97–99%)

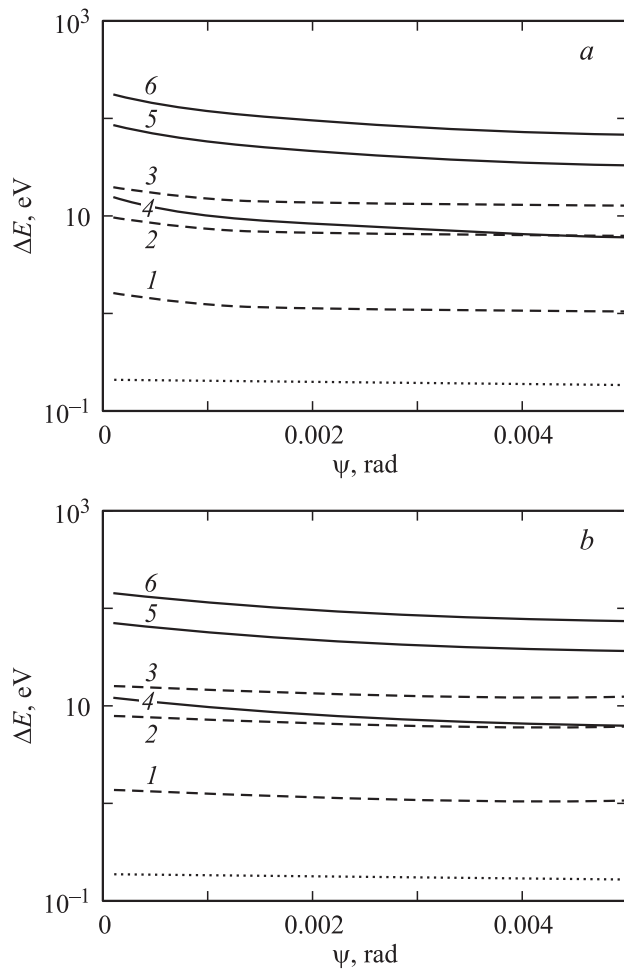


Рис. 5. Зависимость энергетических потерь от угла скольжения и температуры (для Cs и Cs⁺ на MgO). *a* — для тех же условий, что на рис. 4 (на участке траектории после отражения), *b* — то же при $C_3 = 20 \cdot 10^{-36} \text{ erg} \cdot \text{cm}^3$.

обусловлена потерями на электронное возбуждение (см. (15)). На рис. 6 приведены соответствующие результаты для Cs⁰ (сплошная кривая) и Cs⁺ (пунктир). Заметное увеличение суммарной потери энергии для Cs⁰ при очень малых углах скольжения вызвано более слабым притяжением к поверхности на больших расстояниях от нее. Это вызывает увеличение радиуса кривизны траектории и как следствие увеличение длины отрезка траектории вблизи поверхности, где взаимодействие наиболее эффективно. Однако, если сравнить энергетические потери пучка Cs⁰ для различных притягивающих потенциалов (ср. рис. 5, *a* и *b*; 6, *a* и *b*), то наблюдается противоположный „траекторный“ эффект: более притягивающий потенциал Ван-дер-Ваальса ($C_3 = 20 \cdot 10^{-36} \text{ erg} \cdot \text{cm}^3$) отвечает меньшей величине потерь при меньших углах скольжения, так как частицы вблизи поверхности движутся в течение более короткого промежутка времени. Основное различие абсолютной величины ΔE для разных расчетных моделей связано с различным вкладом ионизационных энергетических

потерь (ср. рис. 6, *a* и *b*), в то время как различия, обусловленные резонансными вкладами в торможение, оказываются не столь заметными (ср. рис. 5, *a* и *b*).

Подобные результаты характерны и для других рассмотренных материалов. В табл. 3 суммированы данные соответствующих расчетов для различных значений температуры образцов и углов падения частиц. Данные в скобках соответствуют пленкам, а остальные — поверхностям объемных материалов того же типа. Для Cs⁰ суммарные потери ΔE получены суммированием вклада потерь Cs⁰ на участке траектории до отражения (1/2 от значений для Cs⁺) и вклада потерь Cs⁰ на участке после отражения. Начальные энергии пучка и толщина пленок во всех случаях оптимизировались для получения максимального вклада резонансных диссипативных потерь.

Как можно видеть из табл. 3, абсолютная величина потерь и температурные эффекты оказываются больше для пленок MgO и GaAs. В реальной экспериментальной ситуации, разумеется, измеренная величина ΔE будет промежуточной между соответствующими значениями

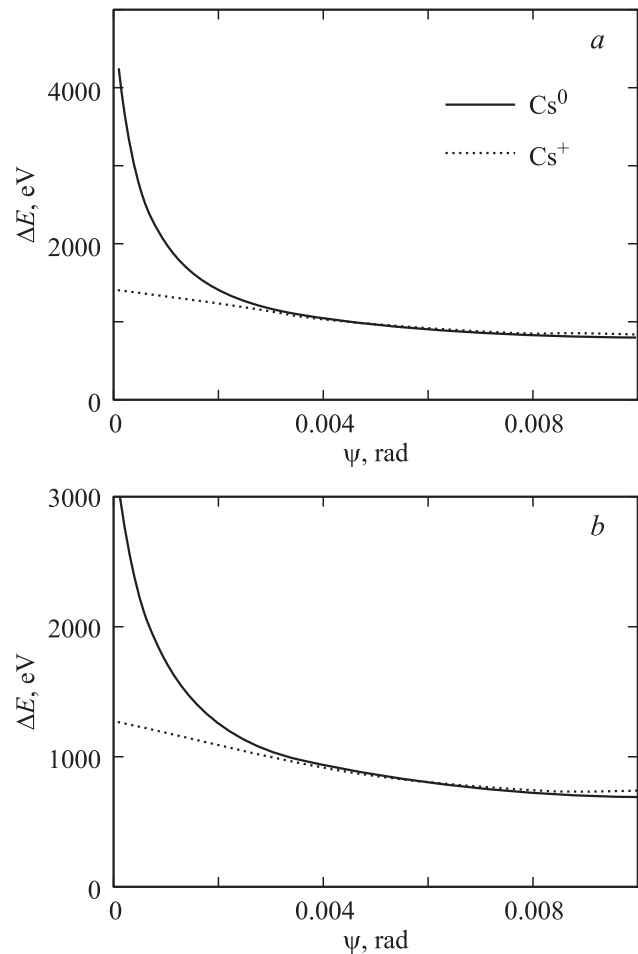


Рис. 6. Электронные тормозные потери в зависимости от угла скольжения для атомов Cs и Cs⁺ на участке траектории после отражения от поверхности. *a* — скорость и потенциал притяжения те же, что на рис. 4, *b* — то же при $C_3 = 20 \cdot 10^{-36} \text{ erg} \cdot \text{cm}^3$.

Таблица 3. Суммарные энергетические потери ΔE для частиц Cs^0 , Cs^+ при скользящем отражении от поверхностей различных материалов

Материал d, nm E_0, keV	T, K	$\Delta E, eV$					
		$\psi_{in} = 0.0002 rad$		$\psi_{in} = 0.001 rad$		$\psi_{in} = 0.003 rad$	
		Cs^0	Cs^+	Cs^0	Cs^+	Cs^0	Cs^+
n -Si 0.2	300	1039 (1039)	575	766 (766)		551 (551)	
47	900	1045 (1040)		771 (766)	566	557 (551)	518
GaAs 0.2	300	1622 (1634)	881	1144 (1153)		796 (802)	
80	900	1635 (1690)		1155 (1200)	858	806 (838)	753
SiC 0.2	300	1788 (1790)	942	1285 (1286)		907 (907)	
47	900	1790 (1792)		1287 (1288)	924	909 (910)	838
MgO 0.3	300	4499 (4510)	2483	2974 (2983)		2049 (2055)	
117	900	4515 (4560)		2987 (3020)	2380	2061 (2082)	2008

Примечание. Все расчеты выполнены с использованием значений параметров $C_3 = 10 \cdot 10^{-36} \text{ erg} \cdot \text{cm}^3$ и $k_c = 2.5 \text{ nm}^{-1}$. Данные в скобках отвечают пленкам с толщиной d , указанной в первом столбце.

для Cs^0 и Cs^+ , поэтому необходимо отделять друг от друга вклады в тормозные потери от различных фракций пучка. Результаты расчетов показывают, что такое разделение принципиально возможно, поскольку резонансные и ионизационные потери имеют различные угловую, температурную и скоростную зависимости. Кроме того, экспериментальные измерения будут более информативными в том случае, когда энергетические потери ионов и нейтральных частиц анализируются независимо. Из других подходящих материалов поверхностей, по нашему мнению, наибольший интерес представляют структуры, содержащие массивы квантовых точек, поддерживающих низкочастотные (микроволновые) моды.

6. Заключение

Теоретически исследованы энергетические потери атомарных частиц при скользящих столкновениях с гладкой поверхностью аморфных ионных диэлектриков (полупроводников), поддерживающих микроволновые поверхностные моды. Теория учитывает атомные характеристики и скорость частиц, углы падения на поверхность, температуру и материальные свойства поверхностей.

Найдены условия резонансных диссипативных потерь атомов Cs (образующихся при нейтрализации исходного пучка Cs^+) при скользящих столкновениях с гладкой аморфной поверхностью различных материалов — потерь на „трение Ван-дер-Ваальса“. Показано, что механизм резонансных потерь вносит ощутимый вклад в энергетические потери отраженных нейтрализовавшихся атомов (несколько процентов от суммарных значений). Установлено, что резонансные потери существенно

зависят от температуры и от того, является ли материал поверхности пленкой или представляет собой объемный материал. Для пленок MgO и GaAs на металлических подложках резонансные потери оказываются на порядок больше, чем на поверхностях объемных мишеней данного типа. Полученные результаты создают перспективы для экспериментального измерения сил „ван-дер-ваальсова трения“ (пока не доступных для исследования другими методами) и проверки имеющихся теоретических моделей.

Список литературы

- [1] P.M. Echenique, F.J. Garcia de Abajo, V.H. Ponce, M.E. Uranga. Nucl. Instr. Meth. B **96**, 583 (1995).
- [2] A. Shih, V.A. Parsegian. Phys. Rev. A **12**, 835 (1975).
- [3] M.J. Mehl, W.L. Schaich. Phys. Rev. A **16**, 921 (1977).
- [4] A. Amirav, M.J. Cardillo. Phys. Rev. Lett. **57**, 229 (1986).
- [5] A. Amirav, M.J. Cardillo. J. Appl. Phys. **59**, 2213 (1986).
- [6] J.F. Annett, P.M. Echenique. Phys. Rev. B **36**, 8986 (1987).
- [7] J.F. Annett, P.M. Echenique. Phys. Rev. B **34**, 6853 (1986).
- [8] A. Anderson, S. Haroche, E.A. Hinds, W. Jhe, D. Meschede. Phys. Rev. A **37**, 3594 (1988).
- [9] H. Failache, S. Saltiel, M. Fichet, D. Bloch, M. Ducloy. Phys. Rev. Lett. **83**, 26, 5467 (1999).
- [10] C.I. Sukenik, M.G. Boshier, D. Cho, V. Sangoghdar, E.A. Hibbs. Phys. Rev. Lett. **70**, 560 (1993).
- [11] G.V. Dedkov. Nucl. Instr. Meth. B **143**, 584 (1998).
- [12] G.V. Dedkov. Surf. Coat. Technol. **158**, 75 (2002).
- [13] J. Gordon, A. Ashkin. Phys. Rev. A **21**, 5, 1606 (1980).
- [14] X. Artru, S.P. Fomin, N.F. Shul'ga, K.A. Ispirian, N.K. Zheva-go. Phys. Rep. **412**, 89 (2005).
- [15] H.J. Andra, R. Frohling, H.J. Plohn. In: Inelastic Ion-Surface Collisions / Eds N.H. Talk et al. Academic Press, N. Y. (1977). P. 329.

- [16] H.J. Andra, R. Froling, H.J. Plohn, H. Winter, W. Wittmann. *J. Phys. (Paris) C* **40**, 275 (1979).
- [17] H. Winter. *Nucl. Instr. Meth. B* **2**, 286 (1984).
- [18] Y.H. Ohtsuki. *Charged Beam Interaction with Solids*. Taylor & Francis Ltd, London—N. Y. (1983).
- [19] M.A. Kumakhov, A.S. Sabirov. *Rad. Eff. Def. Sol.* **107**, 197 (1989).
- [20] J.B. Pendry. *J. Phys.: Cond. Matter* **9**, 10 301 (1997).
- [21] M. Kardar, R. Golestanian. *Rev. Mod. Phys.* **71**, 4, 1233 (1999).
- [22] A.I. Volokitin, B.N.J. Persson. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 10, 106 101 (2003).
- [23] Г.В. Дедков, А.А. Кясов. *ФТТ* **44**, 10, 1729 (2002).
- [24] G.V. Dedkov, A.A. Kyasov. *Phys. Low-Dim. Struct.* **1/2**, 1 (2003).
- [25] G.V. Dedkov, A.A. Kyasov. *Nucl. Instr. Meth. B* **183**, 241 (2001).
- [26] A.A. Kyasov, G.V. Dedkov. *Nucl. Instr. Meth. B* **195**, 247 (2002).
- [27] Г.В. Дедков, А.А. Кясов. *ФТТ* **45**, 10, 1729 (2003).
- [28] C. Henkel, K. Joulain, J.P. Mulet, J.J. Greffet. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **4**, S109 (2002).
- [29] A.I. Volokitin, B.N.J. Persson. *Phys. Rev. B* **69**, 045 417 (2004).
- [30] J.R. Zurita-Sanchez, J.J. Greffet, L. Novotny. *Phys. Rev. A* **69**, 022 902 (2004).
- [31] E. Zaremba, W. Kohn. *Phys. Rev. B* **13**, 2270 (1976).
- [32] P. Nordlander, J. Harris. *J. Phys. C* **17**, 1141 (1984).
- [33] M.S. Tomassone, A. Widom. *Phys. Rev. B* **56**, 993 (1997).
- [34] О.Б. Фирсов. *ЖЭТФ* **36**, 1517 (1959).
- [35] P.J. Hesketh, J.N. Zemel, B. Gebhart. *Phys. Rev. B* **37**, 10 795 (1988).
- [36] K. Joulain, R. Carminati, J.P. Mulet, J.J. Greffet. *Phys. Rev. B* **68**, 254 405 (2003).
- [37] P.M. Echenique, A. Howie. *Ultramicroscopy* **16**, 269 (1985).
- [38] J.S. Blakemore. *J. Appl. Phys.* **53**, R 123 (1982).
- [39] E. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Acad. Press, San Diego, CA (1985).
- [40] Г.В. Дедков. *Письма в ЖТФ* **30**, 16, 65 (2004).
- [41] А.А. Радциг, Б.М. Смирнов. *Справочник по атомной и молекулярной физике*. Атомиздат, М. (1980).