

УДК 537.533

Численная модель термоэмиссии, согласованная с кинетическим кодом комплексной плазмы

А. Л. Бондарева, Г. И. Змиевская, В. Д. Левченко

Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН, Москва, Россия

Представлены результаты численного моделирования термоэмиссионных процессов в пылевой плазме.

Исследование пылевой плазмы необходимо для современной микроэлектроники, для нанотехнологий, в космофизике, в задачах управляемого термоядерного синтеза и т. д. Исследование особенностей рассеяния плазмы на пыли вблизи поверхности важно при плазменной обработке поверхности, при производстве микросхем, пленок и покрытий, содержащих наночастицы.

Трехмерный объектно-ориентированный кинетический плазменно-пылевой код SUR-Dust [1, 2] применяется в исследованиях коллективных и диссипативных процессов в пылевой плазме [3, 4]. Неравновесные функции распределения ионов и электронов по скоростям, самосогласованные электрические поля, создаваемые пылью и частицами плазмы, а также ослабление потоков

плазмы пылевым слоем в плазме дивертора получены в предположении неупругого прилипания частиц плазмы к поверхности пыли [2, 5, 6].

Однако при моделировании комплексной плазмы [7] важны плазмохимические превращения на поверхности, упругое и неупругое отражение плазмы, распыление, внедрение частиц в материал пылинки, а также термоэмиссия, эмиссия атомов, эмиссия под действием поля.

Объектно-ориентированный плазменно-пылевой кинетический код [1, 8, 9], реализованный на языке C++, SUR-Dust, позволяет решать уравнения Власова-Пуассона для кинетических функций распределения (ФР) ионов и электронов $f_{i,e}(\vec{r}, \vec{v}, t)$, где \vec{r} — координаты и \vec{v} — скорости частиц, t — время, интегрированием

которых рассчитываются потоки плазмы на пыль, что позволяет рассчитать влияние флуктуаций заряда пылинок на параметры течения плазмы. Высокая точность расчета обеспечивается оригинальной процедурой расчета самосогласованных электростатических полей [10].

Возможности кода SUR-Dust позволяют учесть процессы неупругого столкновения ионов и электронов с пылью, моделирование которых ведется на основе кинетической теории с применением метода стохастического аналога [11–13]. Кинетический подход позволяет получать не только интегральные характеристики эмиссии, потоковые характеристики и коэффициенты эмиссии, но и функцию распределения электронов термоэмиссии по скоростям и направлениям с учетом кривизны поверхности и потенциала на поверхности.

Кинетическая модель пылевой плазмы

Рассматривается электрон-ионная плазма с небольшим количеством заряженных пылинок. Плазма полагается бесстолкновительной, столкновения частиц плазмы друг с другом не рассматриваются, но рассматриваются столкновения частиц плазмы с пылевыми частицами, изменяющими зарядовое состояние пылинок. Такая система описывается уравнением Власова-Пуассона

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{V}_\alpha \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{r}} + e_\alpha \frac{\partial \varphi}{\partial r} \frac{\partial f_\alpha}{\partial V} = I_\alpha + Q_\alpha;$$

$$\Delta \varphi = -4\pi \left(\sum \rho_\alpha + \rho_d \right);$$

$$\rho_\alpha = e_\alpha \int f_\alpha d\vec{V},$$

где индекс $\alpha = e, i$ относится к сорту частиц плазмы, а индекс d — к частицам пыли;

$f_\alpha = f(\vec{r}, \vec{V}, t)$ — функция распределения частиц сорта α в $3D3V$ фазовом пространстве координат \vec{r} и скоростей \vec{V} ;

I_α — объемные источники частиц плазмы, отражающие процесс ионизации;

Q_α — обозначены стоки/источники частиц плазмы на поверхности пыли;

e_α, m_α — заряд и масса частицы плазмы, соответственно;

ρ_α — их вклад в плотность заряда.

Для решения этой системы используется метод частиц в ячейке (PIC) [14, 15], модифицированный для пылевой плазмы в эффективный метод PDPM [10]. При этом частицы плазмы агрегируются в крупные (модельные) частицы с тем же отношением e_α/m_α , что и у реальных

частиц, уравнение движения модельных частиц совпадает с уравнением движения реальных частиц

$$\frac{d\vec{r}_\alpha^j}{dt} = \vec{V}_\alpha^j, \quad \frac{d\vec{V}_\alpha^j}{dt} = \frac{\left(\vec{F}_{\text{ext}} \left(\vec{r}_\alpha^j \right) + e_\alpha \vec{E} \left(\vec{r}_\alpha^j \right) \right)}{m_\alpha},$$

где \vec{F}_{ext} — внешняя сила (гравитационная, магнитная), а

$$\vec{E} = -\nabla \left(\frac{\sum_k Q_d^k}{r_{jk}} + \sum_{\beta=e,i} \sum_{l \neq j} \frac{e\beta}{r_{jl}} \right);$$

$\vec{F} = Z_\alpha \vec{E}$ — сила, действующая на частицы плазмы.

В уравнении движения пылинок мы должны учесть то, что их заряд Q_d , импульс и температура изменяются согласованно с параметрами плазмы

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}_d,$$

$$\frac{d \left(m_d \vec{v}_d \right)}{dt} = \vec{F}_{\text{ext}} + Q_d \vec{E} \left(\vec{r}_d \right) + \sum_{\alpha=e,i} m_\alpha \vec{v}_\alpha \vec{v}_\alpha ds.$$

Уравнения эволюции заряда Q_d и температуры пылинок T содержат в правых частях интегралы, которые описывают потоки импульса и поток заряда электронов и ионов плазмы на поверхности пылинок.

$$\frac{dQ_d}{dt} = J_1, \quad \frac{dT_d}{dt} = J_2.$$

Моделирование кинетики пылевой плазмы: расчет самосогласованных полей

Чтобы рассчитать самосогласованное поле $\vec{E} \left(\vec{r} \right)$ для пылевой плазмы, был реализован

численный метод PDPM [10], значительно повышающий эффективность расчета сил, действующих в пылевой плазме и делающий возможным реализацию трехмерной модели. Расчет самосогласованных полей прямым суммированием в формуле для $\vec{E} \left(\vec{r}_\alpha^j \right)$ не является продуктивным. Применение PIC-метода содержит большие погрешности, поскольку плотность заряда, создаваемая в объеме и плазмой, и пылью, не является гладкой функцией.

Применение в модели PIC только для плазмы, а для описания пыли использование представления чисто кулоновского взаимодействия не решает задачи хорошей аппроксимации зна-

чений поля на пространственной сетке, поскольку функция Q/r не является пространственно-локальной из-за того, что заряд на пыли велик, а эффект экранирования заряда пыли облаком плазмы делает плотность заряда негладкой, а ее представление на сетке неточным.

Оригинальный метод PDPM [10] расчета самосогласованных полей в пылевой плазме состоит в том, что происходит разбиение процедуры вычисления поля на две части, одна должна быть локализована на расстоянии нескольких длин Дебая, а другая часть должна допускать аппроксимацию на пространственной сетке с шагом порядка длины Дебая.

Физико-химические процессы на поверхности пылинки, изменяющие ее заряд

При обтекании пылинок плазмой возможны процессы, изменяющие заряд пылинки, условно записываемые как:

$a^z + e \rightarrow a^{z+1} + 2e$ — ионизация электронным ударом;

$a^z \rightarrow a^{z+1} + e$ — термоэмиссия;

$a^z + e \rightarrow a^z + e$ — упругое и неупругое рассеяние электрона;

$a^z + e \rightarrow a^{z-1}$ — полное торможение электрона;

$a^{z_1} + a^{z_2} \rightarrow a^{z_1+z_2} + a^0$ — нейтрализация иона;

$a^{z_1} + a^{z_2} \rightarrow a^{z_1} + a^{z_2}$ — упругое и неупругое рассеяние иона;

$a^{z_1} + a^{z_2} \rightarrow a^{z_1+z_2+1} + e$ — выбивание электрона ионом;

$a^{z_1} + a^{z_2} \rightarrow a^{z_1+z_2-3} + a^{z_3}$ — выбивание иона ионом;

$a^{z_1} + a^{z_2} \rightarrow a^{z_1+z_2}$ — полное торможение иона

и другие процессы, требующие отдельного рассмотрения.

Напомним в общем виде кинетические уравнения, позволяющие рассчитывать распределение частиц сорта a по скоростям V_i , изменяющееся в результате столкновительных процессов:

$$\begin{cases} \frac{df_a}{dt} = \sum J \\ f_a|_{t=0} = f_0 \\ \sum J = J_{ion} + J_{em}^i + J_{em}^e + J_{rec} \end{cases}$$

где f_a — кинетическая функция распределения по скоростям;

J_{ion} — интеграл столкновений для ионизационных процессов;

J_{em}^i — то же, для термоэмиссии;

J_{em}^e — учет эмиссии за счет ударных процессов, включающий в себя неупругое рассеяние и собственно выбивание электронов с поверхности;

J_{rec} — отвечает за процессы рекомбинации на поверхности пылинки.

Ниже рассмотрена численная модель, учитывающая процессы следующего типа:

$a^z \rightarrow a^{z+1} + e$ — процесс термоэмиссии;

$a^{z_1} + a^{z_2} \rightarrow a^{z_1+z_2}$ — изменение заряда при неупругом столкновении частиц плазмы с поверхностью пыли.

Функция распределения электронов может быть получена из решения уравнения Леонтовича [16, 17], сформулированного для модели пылевой плазмы [3]. В качестве модели-аналога выбрано кинетическое уравнение в частных производных, представляющее уравнения Леонтовича в корреляционном пределе, однако чаще оно известно как уравнение Фоккера—Планка—Крамерса [18, 19]. Заметим, что кинетическая модель термоэмиссии атомов с поверхности была предложена в работе [18]. Ранее уравнения Леонтовича были использованы при выводе уравнений стохастического аналога в [20] для химически активных газов, а численное решение стало возможно в результате реализации вычислительного метода стохастического аналога уравнений математической физики [12].

Модель потенциального барьера на поверхности пыли

В твердом теле расстояния между атомами настолько малы, что, по крайней мере, валентные электроны каждого атома оказываются в достаточно сильном поле соседних атомов. Если в первом приближении полагать, что ядра атомов твердого тела неподвижно закреплены в узлах кристаллической решетки, то даже при значительных упрощениях решение уравнения Шредингера указывает на то, что высота барьера между ионами может оказаться ниже первоначального положения энергетического уровня валентного электрона атома. В таком случае валентные электроны "обобществляются". Если бы даже потенциальные барьеры атомов в решетке при сближении понизились не настолько, обобществление все равно произошло бы вследствие эффекта туннелирования, просачивания электронов через потенциальный барьер. Вероятность этого резко уменьшается с ростом высоты и ширины барьера, поэтому и у электронов более глубоких уровней также появляется возможность перемещения от атома к атому, но скорость такого движения не может быть велика. Размытие энергетических зон тем больше, чем больший разброс скоростей электронов присутствует. Потенциальные барьеры соседних атомов решетки понижаются и сужаются. Потенциальный барьер у поверхности кристалла (у внешней границы) остается практически столь же высоким, как и у изолированных атомов. Выход электрона зависит от работы по преодолению силы, действующей со стороны кристалла. Для расстояний от поверхности порядка межатомных расстояний оценка этих сил с помощью сил зеркального изображения неприменима. Для большинства практически важных задач достаточно знать полную высоту барьера, отсчитанную от дна зоны проводимости, которую называют

внешней работой выхода или электронным сродством, или же высоту барьера, отсчитанную от уровня Ферми, которую называют термодинамической работой выхода.

Энергетическая схема металла и кривая распределения электронов по энергиям при повышении температуры "хвост" распределения заходят за нулевой уровень потенциальной ямы, что свидетельствует о появлении электронов с энергиями, превышающими высоту потенциального барьера. Такие электроны способны выходить из металла в результате термоэлектронной эмиссии.

Кинетическое уравнение термоэмиссии с поверхности пылинки

Определение импульсов адатомов, эмитируемых с поверхности твердого тела, или процесс термодесорбции адатомов с поверхности можно описывать с помощью стохастического диффузионного процесса, описываемого кинетическим уравнением. Идея описания кинетики термоэмиссии как результата осцилляций частицы в потенциальной яме, глубина которой зависит от температуры, а выход частиц с поверхности связан с продолжением потенциального барьера, была высказана в работе [18], однако численного решения этой задачи, равно как и формулировки модели термоэмиссии адатомов и электронов, не было. Решение задачи стохастического движения дефектов под действием потенциала дальнего действия было осуществлено авторами работ [21, 22].

В настоящей работе рассмотрен процесс термодесорбции адатомов и электронов с поверхности пыли как составной части кинетического плазменно-пылевого кода. Обычно для построения функции источника частиц в правой части кинетических уравнений, описывающих динамику пылевой плазмы, вводятся не согласованные с кинетическими неравновесными характеристиками плазмы величины.

Функция распределения $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ адатома (либо электрона) с массой M подчиняется уравнению Леонтовича (или Фоккера—Планка—Крамерса)

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_r \frac{\partial f}{\partial r} + e \frac{\partial U}{\partial r} \frac{\partial f}{\partial v_r} = \gamma \frac{\partial(\vec{v} f)}{\partial \vec{v}} + \gamma T \frac{\partial^2 f}{\partial v^2},$$

где потенциальная "яма" может быть представлена в виде

$$U(r) = \begin{cases} \left(\frac{Q_d}{R_d} - A_{out} \right) \left(1 + \alpha \cos \frac{2\pi r}{a} \right), & r \leq R_d - a \\ 1,58 \frac{\frac{Q_d}{R_d} - A_{out}}{1 + \exp\left(\frac{3(r - R_d)}{a}\right)}, & R_d - a < r < R_d + 2a, \\ \frac{Q_d/R_d}{r}, & R_d + 2a \leq r \end{cases}$$

где r — расстояние от центра пылинки;

\vec{v}, v_r — скорость и ее радиальная компонента;

e, m_e — заряд и масса электрона;

$\gamma = \gamma(r)$ — коэффициент демпфирующих свойств моделируемой системы;

R_d, Q_d — радиус и заряд пылинки;

a — постоянная решетки;

A_{out} — работа выхода материала пылинки.

Численный метод решения кинетической задачи

Решение уравнения Леонтовича для $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ на шаге $t_0 < t < t_0 + \Delta t$ заменяется решением систем уравнений

$$\begin{cases} \frac{\partial f_1}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}} + \frac{e}{m_e} \frac{\partial U}{\partial \vec{r}} \frac{\partial f_1}{\partial \vec{v}} = 0 \\ f_1(\vec{r}, \vec{v}, t = t_0) = f(\vec{r}, \vec{v}, t = t_0) \end{cases} \quad (1)$$

и

$$\begin{cases} \frac{\partial f_2}{\partial t} = \gamma \left[\frac{\partial}{\partial \vec{v}} \left(\vec{v} f_2 \right) + T \frac{\partial}{\partial \vec{v}} f_2 \right] \\ f_2(\vec{r}, \vec{v}, t = t_0) = f_1(\vec{r}, \vec{v}, t = t_0 + \Delta t) \end{cases} \quad (2)$$

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t = t_0 + \Delta t) = f_2(\vec{r}, \vec{v}, t = t_0 + \Delta t),$$

где Δt — шаг по времени;

γ — варьируемый параметр.

Для (1) записываются характеристики, которые являются уравнениями движения

$$\frac{dr}{dt} = v; \quad \frac{dv}{dt} = e \frac{\partial U}{\partial R},$$

которые решаются численно по центрированной явной схеме с перешагиванием второго порядка точности

$$\begin{cases} v_{n-1/2} = v_{n-1} - 0,5\Delta t F(r_{n-1}) \\ r_n = r_{n-1} + \Delta t v_{n-1/2} \\ v_n = v_{n-1/2} - 0,5\Delta t F(r_n) \\ F = -z_e \frac{\partial U}{\partial r} = e \frac{\partial U}{\partial r} \end{cases} \quad (4)$$

Для (2) по методу стохастического аналога строится стохастическое дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial v}{dt} = -\gamma_e v + \sqrt{2\gamma_e T} \xi(t),$$

которое решается численно устойчивым методом Артемьева [23] второго порядка точности

$$v_{n+1} = v_n + [1 + 0,5\Delta t \gamma_e]^{-1} [-\Delta t \gamma_e v_n + \sqrt{2\gamma_e T} \Delta t \xi_n].$$

Функция распределения электронов $f_e = f_+ + f_-$. Граничные условия формулируются в случае эмиссии $f(v, \mu) = F(v, \mu)$ для $\mu > 0$ и $\mu < 0$,

где $\mu = \vec{V} \cdot \vec{n}$, привлекая решение уравнения с интегралом столкновений для недостающего условия при $\mu < 0$

$$\begin{cases} [f_-(\mu < 0) - \beta f_+(\mu > 0)]_{x \rightarrow \infty} = 0 \\ x = 0 : f_+(0, v, \mu) = F(v, \mu), \mu > 0 \\ x \rightarrow \infty : f_-(x \rightarrow \infty, v, \mu) = \beta(v, \mu) f_+(x \rightarrow \infty, v, \mu) \end{cases}$$

где β — коэффициент задачи.

На рис. 1 приведено распределение потенциала $U(r)$, используемое в расчетах.

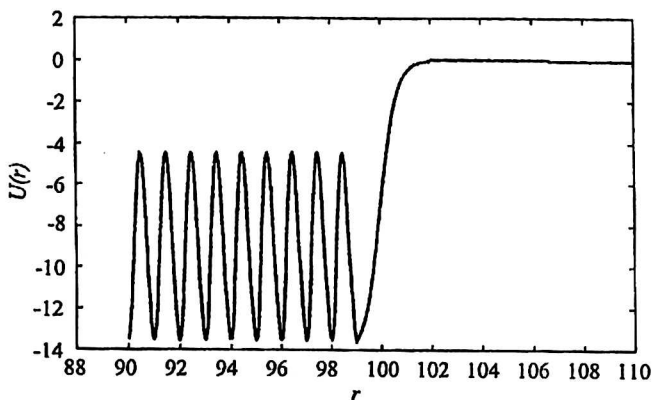


Рис. 1. Потенциал, используемый в расчетах.

По оси абсцисс отложено расстояние от центра пылинки в параметрах решетки, по оси ординат — потенциал, эВ

Потоки частиц и энергии в пылевой плазме

Условие баланса массовых потоков на границе пыли с плазмой связано с условием непротекания $N_2^+ = |N_2^-|$, где N — число частиц.

Обозначим испущенный с поверхности поток частиц в единице телесного угла $d\Omega$ в единицу времени с единичной площади поверхности

$$N_i^{+,S} = \int_{nV>0} v_r f_i^{+,S}(r_0, \vec{v}) dv;$$

$$|N_i^-| = \int_{nV<0} |v_r| f_i^-(r_0, \vec{v}) dv.$$

Массовый поток на поверхность равен $J = M \sum (N_i^{+,S} - |N_i^-|)$.

Среднюю радиальную составляющую потока на поверхность s пылинки с радиусом r_0 находим

$$\langle J \rangle = - \int_s J ds = 2\pi r_0^2 \int_0^\pi J(\theta) \sin \theta d\theta.$$

Электронный и ионный токи на пылинку вычисляются по значениям неравновесной функции распределения $f_{i,e}(\vec{r}, \vec{V})$

$$J^\sigma = \int d\vec{r} \int dv f_{i,e}(r_k, v) dv.$$

Закон сохранения момента импульса

$$v_s^{e,i} r_0 = V_\infty^{e,i} p,$$

где v_s — скорость частицы на поверхности; V_∞ — скорость на бесконечном удалении от пылинки;

p — прицельный параметр.

Закон сохранения энергии

$$\frac{mv_s^2}{2} + z_{e,i} \Phi_s = \frac{mv_\infty^2}{2} + z_{e,i} \Phi_\infty,$$

где Φ_s — потенциал на поверхности пылинки;

Φ_∞ — потенциал на бесконечном удалении от пыли.

Считая $\Phi_s \gg \Phi_\infty$, получаем баланс потоков зарядки от частиц с зарядами z_i

$$-\frac{dz}{dt} = -I_e + z_i^+ I_i^+ - z_i^- I_i^- + I_s + I_{ph}.$$

Такая оценка изменения заряда на пылинке может быть дополнена величиной заряда, следующей из решения кинетических уравнений, для потока термоэмиссии.

Уравнение Ричардсона—Дэшмана

Приведем некоторые традиционно используемые формулы (и их вывод) для описания эмиссионных процессов. Пусть равновесное значение концентрации электронов вблизи поверхности равно

$$n_{es} = 2 \left(\frac{mkT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} e^{-W/kT},$$

где W — работа выхода.

Эмиссионные свойства поверхности зависят от числа электронов в зоне проводимости

$n = A \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$, где введены обозначения

$A \approx (n\bar{\lambda}_T^3)$, $\bar{\lambda} = \hbar 2mkT$. Приравнивая потоки электронов на поверхность пылинки и с нее, получаем

$$n_s = n_c \exp\left(-\frac{V_0}{kT}\right),$$

где V_0 — ширина зоны проводимости;

$W = V_0 + 0,5E_g$ — работа выхода;

E_g — ширина запрещенной зоны.

Таким образом,

$$n_s = \left[n_c + \frac{z}{4\pi R^3} \right] \exp\left(-\frac{V_0}{kT}\right).$$

Аналог формулы Ричардсона—Дэшмана для равновесной термоэмиссии

$$n_s = \frac{z}{8\pi \epsilon R^3} \frac{ze^2}{\epsilon RkT} \exp\left(-\frac{V_0}{kT}\right)$$

при выполнении условия, что радиус пылинки R меньше дебаевского радиуса экранирования.

Моделирование ухода электронов с поверхности пластин дивертора характеризуется коэффициентом вторичной эмиссии γ .

Пусть J — термоэмиссионный поток электронов, Γ — поток ионов, σ — коэффициент вторичной эмиссии. Уравнение Ричардсона—Дэшмана связывает поток J с параметрами плазмы и материала поверхности

$$eJ = A^2 e^{-B/T},$$

где A , B — коэффициенты, зависящие от материала пылинки для вольфрама $B = 4,54$ эВ;

$$A = 67 \text{ } \overset{\circ}{\text{A}} \text{ см}^{-2}\text{K}^{-2}.$$

Полагая однородность электрического поля вдоль поверхности пылинки, значение потенциала приближенно записывают

$$\Delta\Phi = \ln \left(\sqrt{\frac{T_e}{2\pi m n^2}} \frac{1-\sigma}{1+\gamma} \right),$$

где σ — коэффициент вторичной эмиссии;

$$\gamma = J/\Gamma.$$

Тепловой поток q_T резко возрастает при приближении J к Γ , а затем изменяется слабо. Удельный тепловой поток с поверхности обуславливается теплопередачей и тепловым излучением.

В токамаке $\Delta\Phi_{\max} = \frac{kT_e}{2e} \ln \left(\frac{M}{2\pi m} \right)$ оценивалась роль вторичной эмиссии, которая ограничивается сверху за счет образования виртуального катода: $\gamma_e < (1 - 8,3\sqrt{m/M})$, γ_e — коэффициент вторичной электронной эмиссии с поверхности.

Поскольку вблизи пластин дивертора заметную роль играет даже тонкий слой заряженных пылевых частиц [5, 6, 11], настоящая модель термоэмиссии призвана расширить рассмотре-

ние роли металлических пылинок как источника электронов в пристеночной области.

Результаты расчетов и заключительные замечания

На приведенных графиках (рис. 2, 3) представлены расчеты кинетических функций распределения вылетевших электронов при различных температурах пылинки. Рис. 2, 3, а соответствуют температуре пылинки, равной 1 эВ; графики 3, б и в — 2,5 эВ, а 3, г и д — 4 эВ. На рис. 2 представлена функция распределения электронов внутри пылинки в зависимости от их скоростей, нормированная на полное число рассматриваемых электронов. Видно, что функция распределения электронов внутри пылинки является равновесной и соответствует современным представлениям о состоянии электронов в твердом теле.

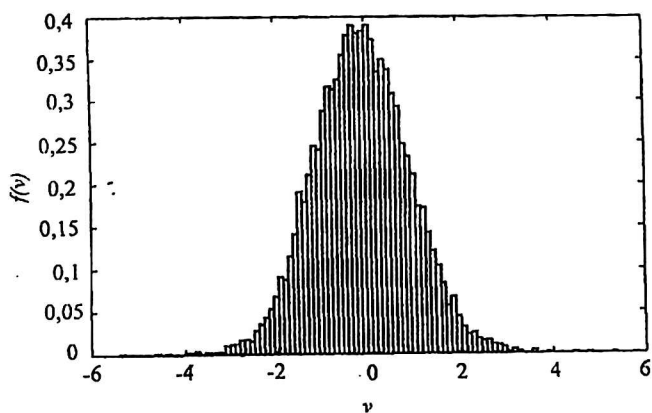


Рис. 2. Функция распределения электронов внутри пылинки в зависимости от их скоростей, нормирована на полное число рассматриваемых электронов.

По оси абсцисс отложена скорость электронов

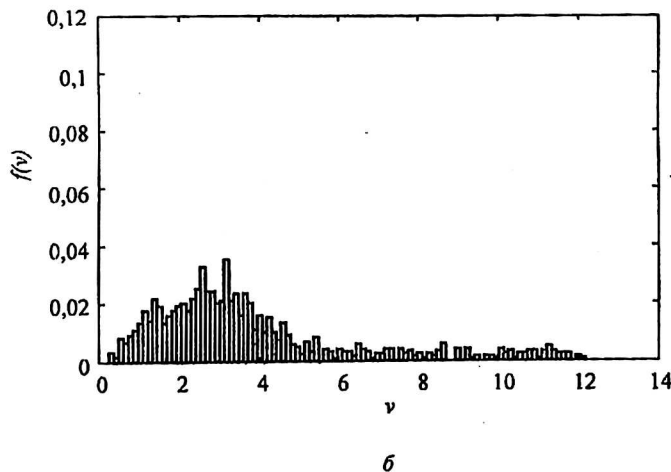
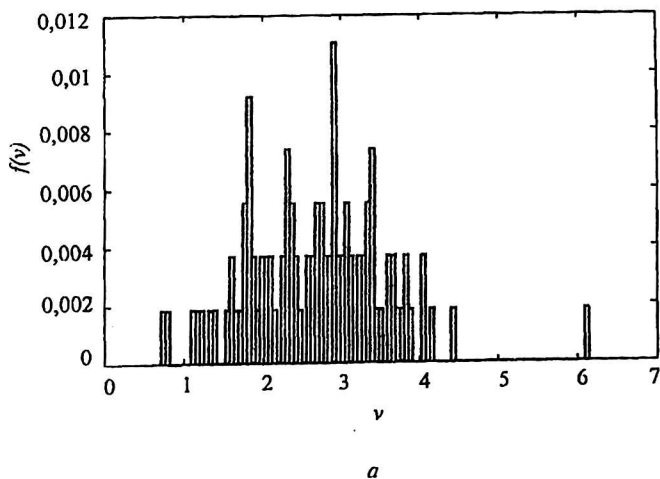


Рис. 3. Функция распределения вылетевших электронов:

а — в момент окончания расчета с температурой пылинки 1 эВ;

б — время равно четверти времени расчета с температурой пылинки 2,5 эВ

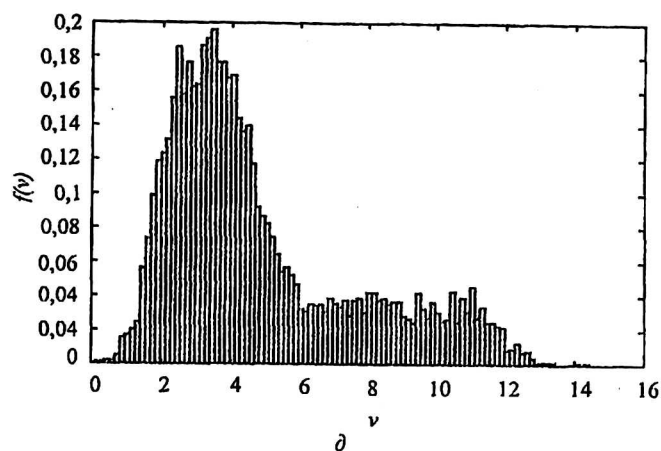
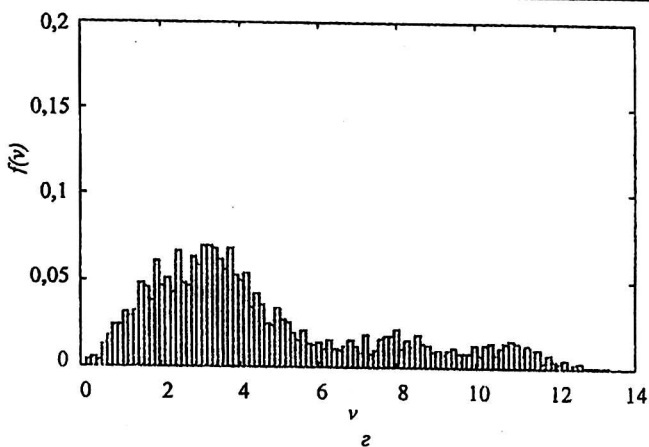
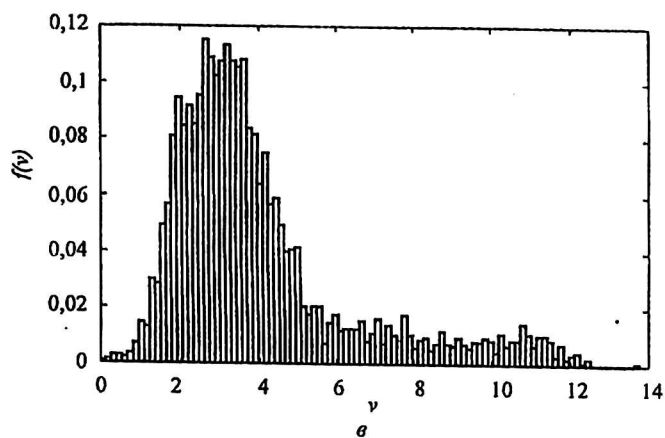


Рис. 3. Окончание:
 v — в момент окончания расчета с температурой пылинки 2,5 эВ; z — время равно четверти времени расчета с температурой пылинки 4 эВ;
 d — в момент окончания расчета с температурой пылинки 4 эВ

Заметно, что с течением времени после начала термоэмиссии наблюдается формирование максимума на функции распределения, т. е. система приходит в стационарное состояние и определяется наиболее вероятная скорость, с которой электроны покидают поверхность пылинки. Также вначале возрастает число электронов, уходящих с поверхности в единицу времени, затем этот показатель приходит к некоему стационарному состоянию.

С ростом температуры пылинки наблюдается как увеличение скоростей вылетевших электронов (рассматриваются все покинувшие поверхность электроны, в том числе и вылетевшие ранее в течение расчета), так и формирование нескольких наиболее вероятных скоростей. Наиболее существенный максимум соответствует электронам, которые имеют относительно невысокие скорости. Сюда же входит и основная доля только что покинувших поверхность электронов. Максимумы с большими скоростями формируются как электронами, вылетевшими ранее и ускоренными внешним полем, так и небольшой долей электронов, покинувших поверхность с высокой скоростью. Исследования зависимости числа вылетевших электронов от температуры показали, что с увеличением температуры число электронов, сумевших преодолеть потенциальный барьер, увеличивается. Также стало понятно, что рассмотрение термоэмиссии электронов при температурах, больших 4 эВ, без уче-

та изменения заряда пылинки, становится неправомерным. Проводилось изучение влияния параметра γ на функцию распределения электронов внутри пылинки, вне пылинки $\gamma = 0$. Выяснено, что γ влияет на скорость релаксации системы, увеличение данного параметра приводит к увеличению вероятности электрону преодолеть потенциальный барьер и покинуть поверхность пылинки.

На рис. 4 представлена зависимость числа электронов N , вылетевших с поверхности частицы в результате термоэмиссии, от температуры пылинки.

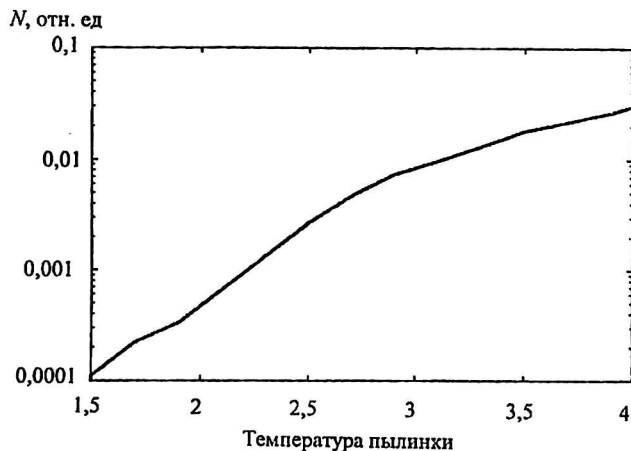


Рис. 4. Зависимость числа электронов, покинувших пылинку в результате термоэмиссии, от температуры пылинки

Заметно, что представленная зависимость совпадает с зависимостью Ричардсона—Дэшмана для тока термоэмиссии. Отклонение от зависимости Ричардсона—Дэшмана при высоких и очень высоких температурах пылинки связано с нестационарностью функции распределения электронов по скоростям пылинки.

Работа частично поддержана Фондом содействия отечественной науке, грантом РФФИ № 02-01-01004 и программой "Нанотехнологии" № 3.5 Отделения математики Президиума РАН.

Литература

1. Сигов Ю. С. Вычислительный эксперимент: мост между прошлым и будущим физики плазмы: Избранные труды//Сост. Г. И. Змиевская, В. Д. Левченко. — М.: Физматлит, 2002. — 288 с.
2. Иньков Л. В., Левченко В. Д., Сигов Ю. С.//Прикладная физика. 2000. № 3. С. 138—150.
3. Змиевская Г. И., Иньков Л. В., Левченко В. Д., Левченко Т. В. Рассеяние плазмы на зародышах металлических капель вблизи поверхности//Поверхность, 2004. № 5 (в печати).
4. Levchenko V. D., In'kov L. V., Zmievskaia G. I.: Proc. 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. — St.-Petersburg, Russia: EPS. 2003. ECA 27A. C. O-1.6B. P. 1—4.
5. Levchenko T. V., Soboleva T. K., Zmievskaia G. I.: Proc. of 15th Symp. on Plasma Chemistry, V. VII. A. Bouchoule et al., Eds.: Orleans, France. 2001. P. 2793.
6. Bondareva A. L., In'kov L. V., Levchenko V. D., Levchenko T. V., Zmievskaia G. I.: Proc. of XXV Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. — Nagoya, Japan, Toshio Goto, Ed., Nagoya Univ. 2001. V. 4. P. 119—120.
7. Цытович В. Н., Морфил Дж. Е., Томас Х.//Физика плазмы. 2002. Т. 28. С. 675—690.
8. Levchenko V. D., Sigov Yu. S.: In book "Dynamics of transport in plasmas and charged beams"/G. Maino and M. Ottaviani, Eds., Singapore-London, Publishing Co. Pte. Ltd. World Scientific. 1996. P. 55—70.
9. Левченко В. Д. Новое в синергетике: взгляд в третье тысячелетие. — Информатика: неограниченные возможности и возможные ограничения. — М.: Наука, 2002. С. 159.
10. Иньков Л. В.//Математическое моделирование. 2003. Т. 15. № 7. С. 46.
11. Змиевская Г. И., Левченко Т. В., Соболева Т. К.// Теплофизика и аэромеханика. 2002. Т. 9. № 4. С. 633—645.
12. Змиевская Г. И.//Физика плазмы. 1997. Т. 23. № 4. С. 368—382.
13. Zmievskaia G. I.: In book "Dynamics of transport in plasmas and charged beams"/G. Maino and M. Ottaviani, Eds., Singapore-London, Publishing Co. Pte. Ltd. World Scientific. 1996. P. 84—99.
14. Сигов Ю. С. Численные методы кинетической теории плазмы. — М.: МФТИ, 1984. — 93 с.
15. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц: Пер. с англ. — М.: Мир, 1987. — 640 с.
16. Леонтович М. А.//ЖЭТФ. 1935. Т. 5. С. 211—248.
17. Климонтович Ю. Л. Статистическая теория открытых систем. — М.: ТОО "Янус", 1995. — 622 с.
18. Девятко Ю. Н., Маркун Ф. Н. Влияние зависимости параметра затухания от расстояния до поверхности на кинетику термодесорбции: Матер. межд. конф. "Взаимодействие ионов с поверхностью". — Звенигород. 2003. Т. 1. С. 466—468.
19. Kramers H. A.//Physica. 1940. Т. 7. № 4. P. 284—304.
20. Пярнпуу А. А., Змиевская Г. И., Шематович В. И.// Доклады АН СССР. 1981. Т. 258. № 4. С. 815—819.
21. Бондарева А. Л., Змиевская Г. И.//Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т. 10. № 2. С. 255—268.
22. Бондарева А. Л., Змиевская Г. И.//Изв. РАН. Сер. физ. 2002. Т. 66. № 7. С. 994—998.
23. Артемьев С. С., Аверина Т. А. Новое семейство численных методов решения стохастических дифференциальных уравнений//Докл. АН СССР. 1986. Т. 288. № 4. С. 777.

Computational model of thermoemission, compounded with a kinetic code of complex plasma

A. L. Bondareva, G. I. Zmievskaia, V. D. Levchenko
Keldysh Institute of Applied Mathematics, Moscow, Russia

Account is taken of results for computational simulation of the thermoemission processes in dust plasma.

* * *