

## РАДИОФИЗИКА

УДК 537.52

## ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В ЧИСТЫХ ГАЗАХ

С. А. Двинин, В. А. Довженко, А. А. Кузовников

(кафедра физической электроники)

**Рассчитана функция распределения ионов по энергиям в произвольной точке положительного столба разряда низкого давления при учете перезарядки ионов в случае произвольных соотношений между длиной свободного пробега ионов, радиусом Дебая и размером плазмы. Знание этой функции важно при создании плазменных технологических установок для ионного травления и нанесения тонких пленок.**

В работе [1] авторами получено уравнение для пространственного распределения потенциала в положительном столбе газового разряда. Его структура и используемые при выводе предположения аналогичны таковым для уравнения плазмы и слоя, введенного Ленгмюром и Тонксом [2]. Уравнение [1] описывает как область квазинейтральной плазмы, так и слой пространственного заряда, однако учитывает дополнительно перезарядку ионов, т. е. включает описание и кнудсеновского слоя. Предложенное уравнение, названное авторами столкновительным уравнением плазмы и слоя, применимо к процессам в чистых газах, если  $L < 30\lambda$ , где  $2L$  — поперечный размер положительного столба, а  $\lambda$  — длина свободного пробега иона. Это уравнение включает в себя уравнение Ленгмюра–Тонкса как частный случай. Данное уравнение неприменимо в области высоких давлений, поскольку не описывает переход к режиму нормального дрейфа ионов в амбиполярном поле. В настоящей работе решения столкновительного уравнения плазмы и слоя, полученные в [1], используются для численного расчета функции распределения ионов по энергиям (ФРИЭ) в произвольной точке пространства. Эта задача представляет интерес, например, для плазменных технологических процессов ионного травления и нанесения тонких пленок [3]. Преимуществом данного способа расчета ФРИЭ перед численным моделированием процессов в слое пространственного заряда методом Монте-Карло [4, 5] (в котором для ФРИЭ на входе в слой задаются модельные распределения) является использование самосогласованных решений для потенциала в плазме и слое, что приводит к более точному описанию слабостолкновительных режимов разряда.

Столкновительное уравнение плазмы и слоя имеет вид

$$\frac{\tilde{\alpha}}{s^\mu} \frac{d}{ds} s^\mu \frac{d\eta}{ds} = \left\{ -\exp(-\eta(s)) + \int_0^s ds' F(s, s', \eta(s')) \right\}, \quad (1)$$

где

$$F(s, s', \eta(s)) = \frac{\nu_i L}{V_S} \frac{\exp(-(s-s')/\tilde{\lambda})}{\sqrt{2(\eta(s)-\eta(s'))}} \times \\ \times \left\{ \frac{s'^\mu}{s^\mu} \exp(-\eta(s')) + \frac{1}{\tilde{\lambda}} \int_0^{s'} \frac{s''^\mu}{s^\mu} ds'' \exp(-\eta(s'')) \right\}$$

— нелинейный функционал относительно  $\eta(s)$ . При записи уравнения (1) использованы безразмерные переменные:  $s'' = x''/L$ ,  $s' = x'/L$ ,  $s = x/L$ ,  $\eta(s) = -(e\varphi(s)/kT_e)$ ,  $V_S = \sqrt{kT_e/M}$  — ионно-звуковая скорость,  $\tilde{\lambda} = \lambda/L$ ,  $r_D = \sqrt{kT_e/4\pi e^2 n_0}$ ,  $\tilde{\alpha} = (r_D/L)^2$  и обозначения:  $e$  — элементарный заряд,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\varphi(x)$  — потенциал ( $\varphi(0) = 0$ ),  $M$  — масса иона,  $n_0$  — плотность электронов в центре разряда. Значения  $\mu = 0, 1, 2$  соответствуют плоской, цилиндрической и сферической геометриям плазменного столба. Границные условия для уравнения (1) могут быть записаны в форме

$$\frac{d\eta}{ds}(0) = 0, \quad (2)$$

$$\left\{ \frac{\nu_i L}{V_S} \int_0^s \left( \frac{s'}{s} \right)^\mu \exp(-\eta(s')) ds' - \gamma \frac{1}{4} \frac{V_t}{V_S} \exp(-\eta(s)) \right\}_{s=1} = 0,$$

где  $V_t = \sqrt{8kT_e/\pi m}$ ,  $m$  — масса электронов, а  $\gamma$  — коэффициент порядка единицы [6]. Знание решения (хотя бы численного) уравнения (1) с граничными условиями (2) позволяет рассчитать ФРИЭ в любой точке разряда. Подынтегральное выражение в (1) представляет собой плотность ионов, испытавших последнее соударение (неважно, было ли оно перезарядкой или ионизацией) в точке  $s'$ . Эти ионы имеют в точке  $s$  нормированную на  $kT_e$  энергию  $\varepsilon(s) = \eta(s) - \eta(s')$ , поэтому ФРИЭ может быть рассчитана по формуле

$$f(s, \varepsilon) = \int_0^s ds' \delta(\varepsilon - (\eta(s) - \eta(s'))) F(s, s', \eta). \quad (3)$$

Функция распределения в (3) нормирована на плотность ионов в точке  $s$ . После вычисления интеграла получаем

$$f(s, \varepsilon) d\varepsilon = \sqrt{\frac{MV_s^2}{2\varepsilon}} \left\{ f^{I(1)}(s, \varepsilon) + f^{I(2)}(s, \varepsilon) \right\} s \varepsilon, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} f^{I(1)}(s, \varepsilon) &= \sqrt{\frac{1}{M} \frac{\nu_i L}{V_S^2}} \left( \frac{ds'(\varepsilon)}{d\varepsilon} \right) \times \\ &\times \exp \left( - (s - s'(\varepsilon)) / \tilde{\lambda} \right) \left\{ \frac{s'^{\mu}(\varepsilon)}{s^{\mu}} \exp(\varepsilon - \eta(s)) \right\}, \\ f^{I(2)}(s, \varepsilon) &= \sqrt{\frac{1}{M} \frac{\nu_i L}{V_S^2}} \left( \frac{ds'(\varepsilon)}{d\varepsilon} \right) \times \\ &\times \exp \left( - (s - s'(\varepsilon)) / \tilde{\lambda} \right) \left\{ \int_0^{s'(\varepsilon)} \frac{s''^{\mu}}{s^{\mu}} \frac{ds''}{\tilde{\lambda}} \exp(-\eta(s'')) \right\}. \end{aligned}$$

(Функция  $s'(\varepsilon)$  определяется соотношением  $\eta(s) = \varepsilon + \eta(s')$ ).

Кроме ФРИЭ для приложений важна функция распределения по энергиям потока ионов (ФРПИ)  $f^I(s, \varepsilon)$ :

$$\begin{aligned} f^I(s, \varepsilon) d\varepsilon &= f(s, \varepsilon) \sqrt{2\varepsilon/MV_s^2} d\varepsilon = \\ &= f^{I(1)}(s, \varepsilon) d\varepsilon + f^{I(2)}(s, \varepsilon) d\varepsilon. \end{aligned} \quad (5)$$

В дальнейшем мы будем пользоваться представлением (5), так как ФРПИ, в отличие от ФРИЭ (4), не имеет интегрируемой особенности при низких энергиях\*, что упрощает анализ и графическое представление результатов. В области максимальных энергий функция распределения (5) имеет интегрируемую особенность, которая связана с тем, что не учитывается тепловой разброс ионов, образующихся при ионизации и перезарядке, а также со спецификой геометрии разряда. Запись в форме (5) выделяет в ФРПИ две составляющие:  $f^{I(1)}(s, \varepsilon)$  — для ионов, не испытавших перезарядки,  $f^{I(2)}(s, \varepsilon)$  — для ионов, перезарядившихся хотя бы один раз.

Пусть потенциал амбиполярного поля при  $s \rightarrow 0$  обращается в нуль по закону

$$\eta(s) = C|s|^{\tau}$$

(стандартное значение  $\tau = 2$ ). В этом случае первая компонента ФРПИ в области максимальной энергии  $\varepsilon_{\max}(s) = \eta(s) - \eta(0)$  имеет особенность

$$f^{I(1)}(s, \varepsilon_{\max} - \delta\varepsilon) \approx s^{\mu} \left( \frac{ds}{d\varepsilon} \right) \approx \delta\varepsilon^{(\mu+1-\tau)/\tau}. \quad (6)$$

Таким образом, ФРПИ при максимальной энергии в плоской геометрии ( $\tau = 2$ ,  $\mu = 0$ ) имеет особенность

типа  $\sqrt{\varepsilon_{\max} - \varepsilon}$ , в цилиндрической геометрии ( $\tau = 2$ ,  $\mu = 1$ ) нарушается ее непрерывность (скачок от конечного значения до нуля), в сферической ФРПИ спадает до нуля. В любой геометрии  $f^I(\varepsilon) \equiv 0$  при  $\varepsilon > \varepsilon_{\max}$ . Поскольку плотность электронов убывает при удалении от центра плазмы, а амбиполярное поле растет, первая составляющая ФРПИ в плоской геометрии в отсутствие перезарядки будет возрастающей функцией энергии ионов. В цилиндрической геометрии возможен, а в сферической всегда существует максимум при определенной энергии ионов.

Увеличение ФРПИ с ростом энергии связано с увеличением плотности электронов и уменьшением амбиполярного поля в точке рождения ионов. Ионная перезарядка вносит в ФРПИ весовой множитель  $g(s, \varepsilon) = \exp \left( - (s - s'(\varepsilon)) / \tilde{\lambda} \right)$ , отражающий вероятность того, что ион долетит до точки  $s$  без столкновения. При низких энергиях, пока  $g(\varepsilon) \approx 1$ , вид функции распределения не меняется, однако высокоэнергетическая часть ФРПИ при  $\lambda < L$  резко спадает. Поэтому при определенных соотношениях между длиной свободного пробега иона и характерной величиной размера изменения потенциала первая часть ФРПИ может стать немонотонной.

Вторая компонента ФРПИ  $f^{I(2)}$  содержит дополнительный интеграл по координате, поэтому вблизи максимальной энергии

$$f^{I(2)}(s, \varepsilon_{\max} - \delta\varepsilon) \approx s^{\mu+1} \left( \frac{ds}{d\varepsilon} \right) \approx \delta\varepsilon^{(\mu+2-\tau)/\tau}. \quad (7)$$

Таким образом, эта компонента ФРПИ не имеет особенности при высоких энергиях (лишь нарушается ее непрерывность в плоской геометрии). При большой величине  $\lambda$  доля этой компоненты ФРПИ равна отношению полуширины плазменного столба к длине свободного пробега, при малых  $\lambda$  эта компонента ФРПИ преобладает. Если длина свободного пробега иона много меньше характерного расстояния, на котором изменяется электрическое поле, можно получить аналитическое выражение для ФРПИ:

$$f^I(s, \varepsilon) = \frac{1}{E(s)\tilde{\lambda}} \exp \left( - \frac{\varepsilon}{E(s)\tilde{\lambda}} \right), \quad (8)$$

где  $E(s) = -d\eta/ds$  — безразмерная напряженность электрического поля. Результаты расчета пространственной эволюции ФРПИ по формуле (5) в положительном столбе (ПС) разряда низкого давления приведены на рис. 1\*). Пространственное распределение потенциала рассчитывалось с помощью уравнения плазмы и слоя с учетом столкновений частиц [1]. Отношение  $M/m$ , определяющее падение напряжения на слое пространственного заряда (СПЗ), соответствовало при расчете аргону. На рис. 1, a в силу отсутствия столкновений ионов представлена лишь компонента  $f^{I(1)}$  ФРПИ. Когда величина  $\lambda$  сравнима с размером системы, часть быстрых ионов успевает рассеяться на нейтралах в пределах ПС, поэтому уменьшается число быстрых ионов с максимальными

\*). Это особенность типа квадратного корня из энергии.

\*) ФРПИ на рисунках нормирована на единицу.

энергиями, однако рассеянные ионы ускоряются в пределах слоя пространственного заряда (СПЗ) (столкновения в слое малы, так как его размер много меньше величины  $\lambda$ ) и их энергия уменьшается незначительно. Когда  $\lambda$  примерно в 4 раза меньше, чем размер ПС, число ионов с большими энергиями, не рассеявшихся в пределах ПС, мало, однако средняя энергия ионов на границе плазмы, ускоряющихся в СПЗ, меняется незначительно, а особенность при максимальных энергиях еще проявляется в численном счете. ФРПИ с одним максимумом сохраняется до тех пор, пока характерный размер, на котором изменяется амбиполярное поле (для СПЗ это около 10 радиусов Дебая), меньше длины свободного пробега. На рис. 1, б показано изменение ФРПИ от монотонно спадающей (8) внутри ПС ( $x/L < 0,8$ ) к ФРПИ с максимумом, которая наблюдается вблизи СПЗ и внутри него. При дальнейшем увеличении давления газа функция распределения во всей области пространства близка к определяемой соотношением (8) (рис. 1, в).

Рисунок 2 иллюстрирует изменение ФРПИ, связанное с конечностью продольного размера ПС, и

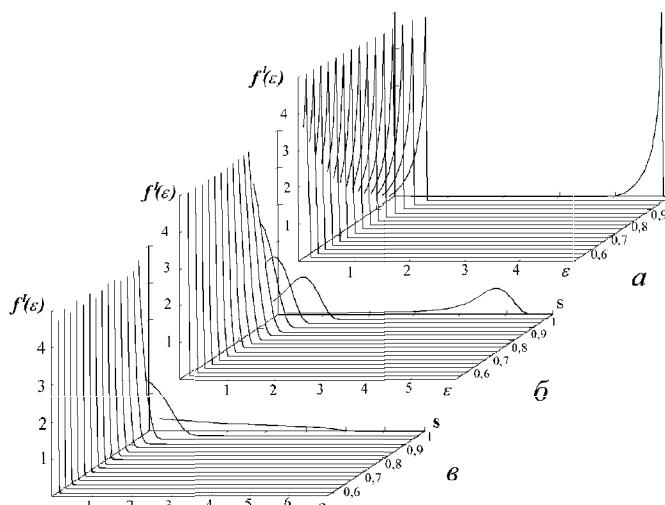


Рис. 1. Нормированная на единицу функция распределения потока ионов по энергиям в разных точках газового разряда при различных условиях: а —  $\lambda/L = 1700$ ,  $r_D/L = 0,0017$ ; б —  $\lambda/L = 0,07$ ,  $r_D/L = 0,007$ , в —  $\lambda/L = 0,01$ ,  $r_D/L = 0,01$

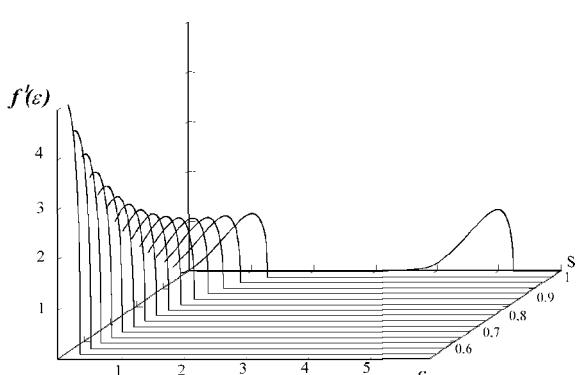


Рис. 2. Влияние поперечной неоднородности ПС на функцию распределения потока ионов по энергиям (бесстолкновительный режим, сферический ПС,  $r_D/L = 0,001$ )

соответствует ФРПИ в сферическом положительном столбе. Поскольку геометрия разрядного промежутка существенна только для ионов, не испытавших расщепления, приведены результаты лишь для бесстолкновительного режима.

Для практического применения разряда (при нанесении покрытий или ионном травлении с большой анизотропией) часто необходимо формировать на границе плазмы с твердым телом функцию распределения ионов строго определенного вида. Качественно будем оценивать ФРПИ средней энергией ионов  $\langle \varepsilon \rangle$ , бомбардирующих подложку, а также их среднеквадратическим разбросом по энергии  $\delta \varepsilon = \langle (\varepsilon - \langle \varepsilon \rangle)^2 \rangle^{1/2}$ . Для моноэнергетической ФРПИ  $\delta \varepsilon = 0$ , для функции вида (8)  $\delta \varepsilon = \langle \varepsilon \rangle = E\bar{\lambda}$ . Зависимости средней энергии ионов, бомбардирующих подложку, и их теплового разброса как функции отношения  $L/\lambda$  для различных радиусов Дебая приведены на рис. 3. При больших длинах свободного пробега средняя энергия ионов остается практически неизменной, пока полуширина ПС превышает  $5\lambda$ , затем начинает падать по мере увеличения  $L/\lambda$ , а тепловой разброс постепенно растет как функция этого же параметра. Максимум теплового разброса ионов примерно соответствует равенству длины свободного пробега и толщины СПЗ. При дальнейшем уменьшении  $\lambda$  слой становится столкновительным, и средняя энергия ионов падает, одновременно падает и разброс ионов по энергиям.

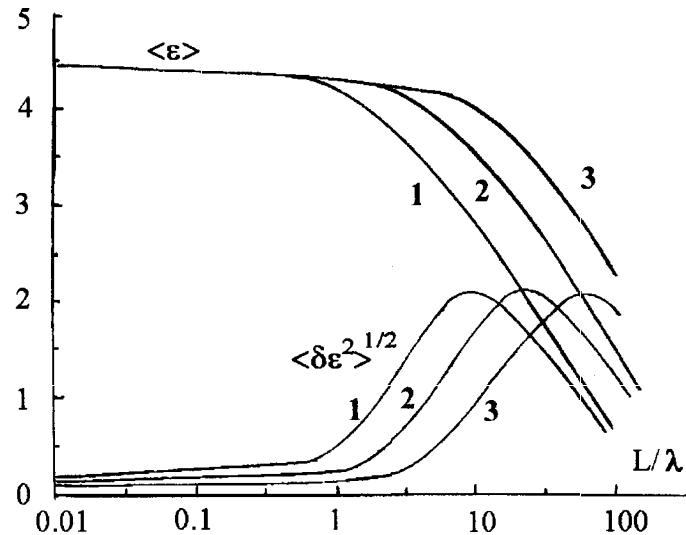


Рис. 3. Зависимость безразмерной средней энергии ионов  $\langle \varepsilon \rangle$ , бомбардирующих подложку, и их энергетического разброса  $\langle \delta \varepsilon^2 \rangle^{1/2}$  от отношения полуширины ПС к длине свободного пробега иона:  $r_D/L = 0,02$  (1), 0,006 (2) и 0,002 (3)

Ион-ионные столкновения, не учитываемые в настоящей модели, существенны при степенях ионизации  $\alpha > 10^{-4}$  (для столкновительного режима). В бесстолкновительном режиме для быстрых ионов в условиях, характерных для плазмохимических установок, ими можно пренебречь. Учет тепловых скоростей ионов, возникающих при ионизации или перезарядке, приводит к размытию расчетных распределений энергии на  $\sim 0,03$  эВ. Наибольшие от-

клонения рассчитанных ФРПИ от экспериментальных могут быть связаны с тем, что не учитывается зависимость сечения перезарядки от энергии ионов, а также упругое рассеяние ионов на нейтралах, так как рассеянные ионы имеют большую энергию. Поэтому приведенные результаты расчетов количественно правильно описывают ФРПИ в чистых газах, когда сечение перезарядки много больше сечения упругого рассеяния, либо при длинах свободного пробега, существенно превышающих радиус Дебая, когда вероятность рассеяния быстрых ионов мала в силу малой пространственной протяженности области ускорения ионов. Вопросы устойчивости разряда с неравновесной функцией распределения ионов по энергиям мы в данной работе не рассматриваем, хотя известно, что генерируемые при неустойчивости нестационарные

электрические поля могут повлиять на вид функции распределения ионов.

#### Литература

- Двинин С.А., Довженко В.А., Кузовников А.А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1999. № 5. С. 13 (Moscow University Phys. Bull. 1999. No. 5).
- Langmuir I., Tonks L. // Phys. Rev. 1929. **34**. P. 876.
- Ивановский Г.Ф., Петров В.И. Ионно-плазменная обработка материалов. М.: Радио и связь, 1986.
- Lawler J.E. // Phys. Rev. 1985. **A32**. P. 2977.
- Hamaguchi S., Farouki R.T., Dalvie M. // Phys. Rev. 1991. **A44**. P. 2664.
- Бакшт Ф.Г., Мойжес Б.Я., Немчинский В.А. // ЖТФ. 1967. **37**. С. 729.

Поступила в редакцию  
28.12.98

УДК 537.876.23

## О ВОЗМОЖНОСТИ СЕЛЕКТИВНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ДВУХСКАЧКОВОЙ ИОНОСФЕРНОЙ РАДИОТРАССЕ

В. В. Балинов, Ю. В. Березин, О. Ю. Волков

(кафедра радиофизики)

Обсуждаются возможности улучшения качества передачи информации на двухскаковых ионосферных радиотрассах. Показано, что комбинация метода селективного возбуждения характеристических волн в ионосфере и метода поляризационной фильтрации многолучевого сигнала при определенной величине отношения сигнал/шум может улучшить качество передачи информации на двухскаковой радиотрассе более чем на порядок.

На двухскаковых ионосферных радиотрассах в точку приема, как правило, приходят четыре магнитоионные компоненты (характеристические волны — XB), которые там интерферируют, снижая качество передачи информации.

Цель данной работы — построить модель адаптивного ионосферного канала связи (ИКС), имитирующую распространение радиоволн на двухскаковой радиотрассе, показать возможность настройки канала на работу только с одной XB и получить сравнительные оценки помехоустойчивости приема информации при использовании в точке приема одного и нескольких лучей.

В понятие ИКС включаются аппаратура передающего пункта, передатчик, антенны, подстилающая поверхность, ионосфера, поверхность Земли после первого скачка, аппаратура приемного пункта и другие факторы.

#### Модель ИКС

Пусть передатчик имеет два независимых канала излучения с регулируемыми комплексными коэффициентами передачи; выходы этих каналов нагружены на ортогональные антенны  $X, Y$  (рис. 1), и такая система обеспечивает излучение эллиптически поляризованной волны с произвольным фазором  $P$ .

Будем считать, что в рассматриваемом ИКС электромагнитная волна распространяется между передающим и приемным пунктами с помощью двух «скакков», каждый из которых соответствует одиноскаковой радиотрассе. Предполагается, что среда распространения линейна и принцип суперпозиции выполняется для всего ИКС.

Распространение волны между передатчиком и приемником происходит следующим образом. Излученная передающей системой волна возбудит на первой одиноскаковой радиотрассе две характеристические волны ( $XB_1$  и  $XB_2$ ). Эти волны отражаются от поверхности Земли, изменяют свою поляризацию и распространяются на втором участке двухскаковой радиотрассы.

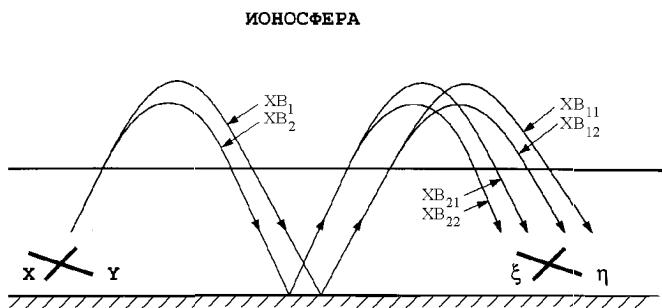


Рис. 1. Схема ионосферной двухскаковой радиотрассы