

01;03;04

## Эволюция профилей концентраций и потоков заряженных частиц при диффузионном распаде плазмы электроотрицательных газов

© Е.А. Богданов,<sup>1</sup> А.А. Кудрявцев,<sup>2</sup> Л.Д. Цендин<sup>3</sup><sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный горный институт (технический университет),  
199026 Санкт-Петербург, Россия<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет,  
198904 Санкт-Петербург, Россия<sup>3</sup> Санкт-Петербургский государственный технический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 28 августа 2000 г.)

Исследованы различные сценарии пространственной и временной эволюции параметров диффузионного распада импульсной плазмы электроотрицательных газов в отсутствие плазмохимических процессов. Показано, что нелинейная диффузия в плазме с отрицательными ионами происходит в несколько этапов. Распад концентрации электронов обостряется во времени, и к началу второй стадии практически все электроны уходят из разрядного объема. В то же время ионный профиль концентраций расплывается благодаря ион-ионной амбиполярной диффузии, причем на первой стадии распада поток отрицательных ионов на стенку отсутствует. Эволюция ион-ионной (безэлектронной) плазмы на второй стадии начинается с установления основной диффузионной моды, а затем происходит по обычному экспоненциальному закону с характерным временем ион-ионной амбиполярной диффузии.

Эволюция неоднородностей концентраций электронов и ионов в многокомпонентной плазме определяется нелинейными уравнениями [1]. Поэтому попытки (по аналогии с простой плазмой) свести проблему к определению набора эффективных коэффициентов амбиполярной диффузии для каждой из заряженных компонент могут приводить к принципиальным ошибкам [1]. В [1,2] было показано, что расплывание неоднородностей в многокомпонентной плазме может происходить в несколько этапов с образованием скачков ионной концентрации и их распространением в пространстве. В простейшем случае, когда сквозной электрический ток в системе отсутствует, механизм этого явления в электроотрицательных газах состоит в следующем [1–3]. Поскольку для сохранения квазинейтральности в плазме должны удерживаться наиболее подвижные заряженные частицы — электроны, то возникающее амбиполярное поле разделения зарядов определяется температурой электронов  $T_e$  и градиентом их концентрации. В газоразрядной плазме  $T_e$  значительно превосходит температуру ионов ( $T \ll T_e$ ), поэтому полевые составляющие потоков ионов обычно существенно превосходят диффузионные и отрицательные ионы втягиваются полем вглубь разрядного объема. В результате происходит расслоение плазмы на области с разным ионным составом с формированием резко неоднородных пространственных распределений концентраций заряженных частиц по сечению разряда [3]. В стационарных условиях внешняя область 1 электрон-ионной плазмы состоит из электронов и положительных ионов ( $n_p \sim n_e \gg n_n$ ), а во внутренней области 0 сосредоточены практически все отрицательные ионы ( $n_n \sim n_p > n_e$ ). Наличие двух зон с разным пространственным распределением и составом заряжен-

ных компонент приводит соответственно к двум стадиям распада плазмы электроотрицательных газов (электрон-ионной и ион-ионной), причем переход к ион-ионной плазме происходит с обострением [4], т.е. практически все электроны уходят из объема за конечное время.

Поскольку распад плазмы в присутствии отрицательных ионов имеет большое практическое значение [5–8], то представляется необходимым более детальное исследование этих явлений. В данной работе рассмотрена пространственная и временная эволюция концентраций и потоков заряженных частиц при диффузионном распаде плазмы электроотрицательных газов в отсутствие объемных плазмохимических процессов. Такая ситуация характерна для низких давлений, когда распад плазмы определяется в основном диффузией. Тот факт, что скорости многих важных плазмохимических процессов часто сильно зависят от  $T_e$  и выключаются в послесвечении, также является оправданием этой модели.

Для плоскопараллельной геометрии с холодными поглощающими стенками, расположенными при  $x = \pm L$ , после выключения разряда система уравнений имеет вид [1,2]

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \Gamma_j = \frac{\partial}{\partial x} \left( D_j \frac{\partial n_j}{\partial x} \pm b_j n_j E \right), \quad (1)$$

Здесь  $\Gamma$  — поток частиц; индексы  $j = e, n, p$  относятся к электронам, отрицательным и положительным ионам соответственно;  $D$  и  $b$  — коэффициенты диффузии и подвижности.

Самосоглазованное (амбиполярное) поле имеет вид

$$E = (D_p n_p' - D_n n_n' - D_e n_e') / (b_p n_p + b_n n_n + b_e n_e) \quad (2)$$

(здесь для удобства штрих означает производную по координате). В центре ( $x = 0$ ) имеют место нулевые

граничные условия для производных (условия симметрии). Граничные условия на стенке ( $x = L$ ) в плазме с отрицательными ионами требуют более детального рассмотрения, поскольку дрейфовая составляющая их потока может превышать диффузионную и иметь (в отличие от положительных ионов) противоположный знак. Поэтому нулевые условия для концентраций:

$$n_j(L, t) = 0, \quad j = e, n, p, \quad (3)$$

которые обычно используются при рассмотрении диффузионного распада обычной (двухкомпонентной) плазмы, могут приводить к отрицательным значениям  $\Gamma_n(L, t)$  (поток направлен от стенки), так как поле (2) в приближении (3) стремится к бесконечности при  $x \rightarrow L$  и дрейфовый поток отрицательных ионов  $b_n n_n(x, t)E$  не стремится к 0 при  $x \rightarrow L$ . Это эквивалентно источнику эмиссии отрицательных ионов на стенке и может приводить к нефизическому росту полного числа отрицательных ионов. В этом легко убедиться, если рассмотреть модельные профили  $n_j(x, t) = \tilde{n}_j(t) \cos(\pi x / (2L))$  для каждого сорта частиц [9]. Данные профили удовлетворяют условиям симметрии в центре, нулевым условиям на стенке и сводят систему (1) к системе обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка для неизвестных функций  $\tilde{n}_j(t)$ . Если  $\tilde{n}_e \simeq \tilde{n}_n$ ,  $b_e \gg b_n \simeq b_p$  и  $D_e \gg D_n \simeq D_p$ , то, вычисляя правые части полученной системы, можно увидеть, что  $d\tilde{n}_n/dt > 0$  и интегральная концентрация отрицательных ионов растет со временем. Граничные условия вида

$$\Gamma_j(L, t) = C_0 n_j(L, t), \quad j = e, n, p \quad (4)$$

лишены указанного недостатка. Они автоматически удовлетворяют условию квазинейтральности, делают значения  $n_j(L, t)$  при больших положительных значениях константы  $C_0$  сколь угодно малыми и обеспечивают неотрицательность потоков каждой из компонент. Хотя в пределе  $C_0 \rightarrow \infty$  условия (4) переходят в (3), рассмотренный выше пример показывает, что использовать условия (3), вообще говоря, нельзя. Они являются вырожденными в том смысле, что знак  $C_0$  при переходе от (4) к (3) может быть как положительным, так и отрицательным. Однако отрицательный поток  $\Gamma_n(L, t)$  дает нефизический рост концентрации отрицательных ионов за счет "подтекания" их со стенки. Если же при использовании граничных условий (3) потоки всех компонент оказываются неотрицательными, то решения системы (1) с условиями (3) и (4) совпадают с тем большей точностью, чем выше значение  $C_0$ . Поэтому на практике условия (4) использовались только тогда, когда условия (3) приводили к решениям с значительным отрицательным потоком  $\Gamma_n(L, t)$ .

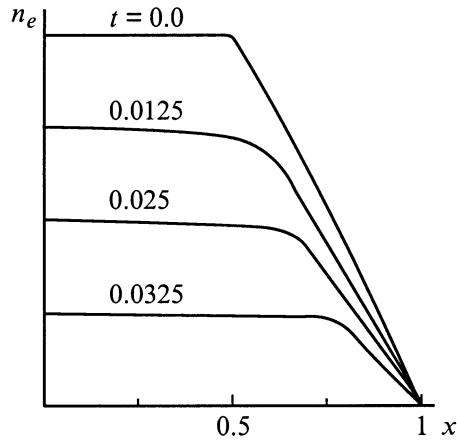
В качестве начальных задавались расчетные профили концентраций плазмы стационарного разряда низкого давления, когда в центральной области 0 имеется больцмановское распределение не только электронов, но и отрицательных ионов, т.е. поток  $\Gamma_n$  в центральной

области можно положить равным нулю. Плоский электронный профиль имеет место при не слишком высоких давлениях [1], когда эффективность процессов переноса в активной фазе гораздо выше, чем плазмохимических процессов (ионизации, прилипания, отлипания и т.п.). При этом электронный перенос происходит в  $T_e T_i$  раз быстрее, чем ионный, и приводит к плоскому профилю  $n_e$  в центральной области. При дальнейшем уменьшении давления (мы будем рассматривать такие давления, которые представляют в настоящее время наибольший интерес в приложениях) проявляется ионная диффузия, при которой отрицательные ионы заперты, а диффузия положительных ионов происходит с коэффициентом  $2D_p$ . Из этих условий следует параболический начальный профиль отрицательных ионов и плоский — электронов [3]. При этом лишь малой добавки к плоскому профилю концентрации  $n_e$  достаточно, чтобы потенциал был больцмановским для электронов. При этом по существу потенциал определяется больцмановским равновесием отрицательных ионов, а больцмановское равновесие электронов определяет лишь малую несущественную добавку к плоскому профилю  $n_e$ . Типичное начальное распределение, которое использовалось в расчетах, представлено ниже как начальное на рис. 1, 3.

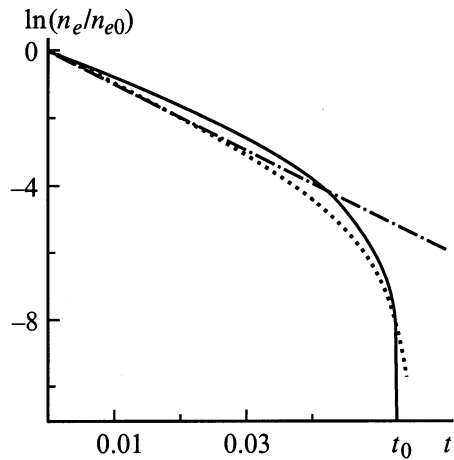
Время релаксации  $T_e$  после выключения внешнего источника энергии, как известно (см., например, [10]), существенно меньше времени распада плазмы. С другой стороны, само квазистационарное значение  $T_e$  может быть значительно больше температуры газа [1]. Поэтому были рассмотрены как небольшие значения параметра  $k = T_e/T \sim 1$ , так и  $k \gg 1$ .

Результаты моделирования показали, что эволюция профилей концентраций происходит по-разному в зависимости от значения  $k$  и от соотношения подвижностей ионов  $g = b_p/b_n$ . Наиболее простым является случай  $k \gg 1$ , когда температура электронов поддерживается на достаточно высоком уровне и после выключения разряда. На практике это можно реализовать, например, при неполном отключении внешнего источника энергии. Результаты типичных расчетов для  $k = 33$  и значений подвижностей  $g = 1/\sqrt{2}$ ,  $b_e/b_n = 250$  представлены на рис. 1–5. При построении рисунков использовались безразмерные координаты в единицах  $L$  и безразмерное время в единицах  $\tau_n = L^2/D_n$  — характерного времени свободной диффузии отрицательных ионов.

Отличительной особенностью режима распада при больших  $k$  является сохранение практически плоского, как и в активной фазе, профиля электронов во внутренней области 0. Как видно из рис. 1, в процессе эволюции лишь ширина  $x_0$  этой области растет со временем, т.е. происходит расширение ионного профиля и возникает нескомпенсированный поток отрицательных ионов наружу ( $\Gamma_n(t) > 0$ ). Этот поток приводит к нарушению начального больцмановского распределения для отрицательных ионов и это условие в отличие от стационарного разряда уже нельзя использовать для определения профилей концентраций. Однако поскольку



**Рис. 1.** Эволюция профиля электронов в процессе распада при больших электронных температурах ( $k = 33$ ). Здесь и далее на всех рисунках отношение начальных концентраций  $n_{n0}/n_{e0} = 6$ .



**Рис. 2.** Изменение концентрации электронов в центре  $n_{e0}(t)$  (сплошная кривая). Расчет по (7) (пунктир), по (6) с использованием для  $x_0(\tau)$  результатов численного моделирования (штрихпунктир).

$b_e \gg b_n, b_p$ , то пока  $n_e b_e > n_n b_n + n_p b_p$ , что выполняется на первой стадии распада, электрическое поле (2) по-прежнему имеет больцмановский для электронов вид  $E = T_e n'_e / n_e$ . Тогда из условия  $\Gamma_n(t) > 0$  следует неравенство  $|n'_e| < |n'_n| n_e / (k n_n)$ , которое при больших  $k$  и  $n_n > n_e$  и дает практически плоский электронный профиль  $n_e \simeq n_{e0}$ .

На рис. 2 представлено изменение концентрации электронов в центре  $n_{e0}(t)$ , которое в этом режиме ( $k \gg 1$ ) имеет продолжительный экспоненциальный участок и резкий обрыв в некоторый момент времени  $t_0$ . Причины этой практически точной экспоненциальной зависимости, которую, на первый взгляд, трудно было бы ожидать из решения достаточно сложной системы нелинейных уравнений (1), следующие. Для плоского при  $x < x_0$  профиля концентрации электронов скорость  $\partial n_e / \partial t$  не

зависит от координаты. Из уравнения баланса (1) отсюда следует линейная зависимость их потока  $\Gamma_e$  от координаты [11]. В то же время во внешней области 1 ( $x > x_0$ ), где имеет место обычная электрон-ионная амбиполярная диффузия (с коэффициентом  $D_{ap} = (k + 1)D_p$ ), сам профиль  $n_e(x)$  близок к линейному. В итоге изменение величины концентрации электронов  $n_{e0}$  (рис. 2) удовлетворяет уравнению

$$\Gamma_e(x_0) = \frac{\partial n_{e0}}{\partial t} x_0 = -D_{ap} n_{e0} / (L - x_0). \quad (5)$$

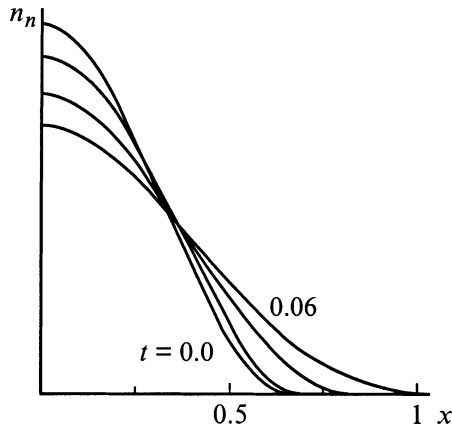
Отсюда следует зависимость

$$n_e(t) = n_{e0} \exp \left[ -D_{ap} \int_0^t \frac{d\tau}{x_0(\tau)(L - x_0(\tau))} \right], \quad (6)$$

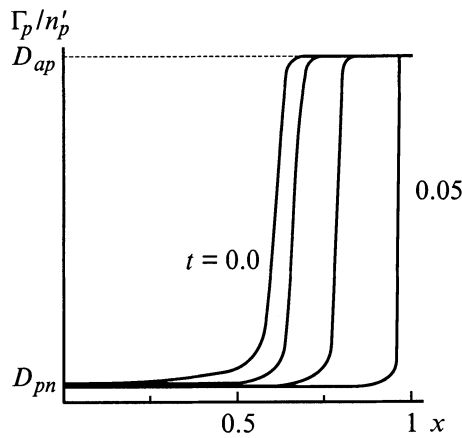
где  $x_0(\tau)$  — текущее положение границы между областями 0 и 1. При изменении  $x_0$  в широких пределах, произведение  $x_0(\tau)(1 - x_0(\tau))$  в знаменателе подынтегрального выражения в (6) меняется слабо. Поэтому сам интеграл в (6), который еще менее чувствителен к деталям поведения этого произведения, при изменении  $0.1 < x_0 < 0.9$  можно приближенно заменить на  $4/L^2$ . Подставляя это значение в (6), получим, что зависимость  $n_e(t)$  имеет большой начальный экспоненциальный участок

$$n_e(t) \approx n_{e0} \exp \left( -4 \frac{1}{\tau_{ap}} t \right), \quad (7)$$

нанесенный пунктиром на рис. 2 ( $\tau_{ap} = L^2/D_{ap}$  — характерное время электрон-ионной амбиполярной диффузии). При приближении к стенке ( $x_0 > 0.9$ ) знаменатель в (6) резко растет, начинается обострение распада и в некоторый момент  $t_0$  практически все электроны уходят из объема (рис. 2). Если использовать значения, полученные в результате численного решения системы (1) и подставить в (6), то получим зависимость, нанесенную на рис. 2 штрихпунктиром. Момент  $t_0$  соответствует исчезновению ("ссыданию") внешней области 1 ( $x_0 \rightarrow 1$ ). Амбиполярное поле (2) в этой внешней "шкурке", состоящей только из электронов и положительных ионов, всегда имеет вид  $E = T_e n'_e / n_e$  и при  $k > 1$  оно препятствует уходу отрицательных ионов на стенки, запирая их в объеме [1]. Поэтому при  $t < t_0$  (первая стадия распада электрон-ионной плазмы), пока существует эта "шкурка", играющая роль своеобразного "поверхностного натяжения" для отрицательных ионов, эволюция профилей концентраций происходит при сохранении полного числа отрицательных ионов  $\langle n_n \rangle = \langle n_{n0} \rangle$ . Необходимо подчеркнуть, что отсутствие потока отрицательных ионов на стенки на первой стадии распада является отличительным свойством послесвечения плазмы с отрицательными ионами. При  $t < t_0$  на стенку поступают только равные потоки электронов и положительных ионов (рис. 9). Поэтому попытки охарактеризовать уход заряженных частиц, вводя некие эффективные коэффициенты диффузии компонент плазмы, единые для всего



**Рис. 3.** Эволюция профиля отрицательных ионов при  $k = 33$ . Здесь и далее кривые чередуются через равные промежутки времени.



**Рис. 4.** Пространственное распределение эффективного коэффициента диффузии для положительных ионов ( $k = 33$ ).

объема, представляются бесперспективными. Например, такой коэффициент для отрицательных ионов при  $t < t_0$  был бы тождественно равен нулю.

Синхронно с движением границы  $x_0(t)$  происходит расплывание основной части ион-ионного профиля ( $x < x_0(t)$ ), в которой значения концентраций ионов превышают электронную концентрацию (рис. 3). Эволюция этой части профилей в зоне 0, где  $n_n(x, t), n_p(x, t) > n_e(x, t)$ , происходит за счет ион-ионной амбиполярной диффузии с коэффициентом  $D_{pn} = 2D_pD_n / (D_p + D_n) = 2g / (1 + g)$  (рис. 4). Поэтому знак амбиполярного поля в центральной области 0 (в отличие от активной стадии разряда и от области 1, когда оно всегда направлено наружу) зависит от соотношения  $g$  между подвижностями положительных и отрицательных ионов. Если  $g < 1$ , это поле направлено наружу плазмы, т. е. так же, как и во внешней области, оно тормозит электроны. При  $g > 1$ , что соответствует более подвижным положительным ионам, ион-ионное амбиполярное поле

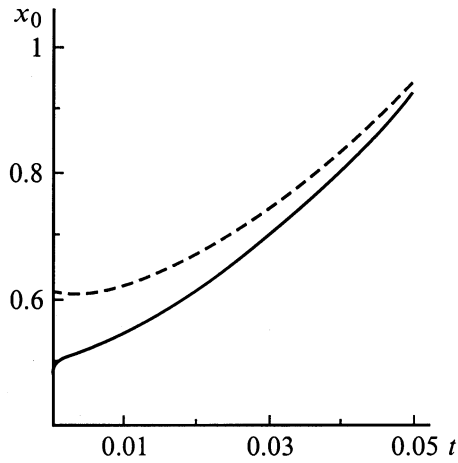
направлено вовне, т. е. противоположно полю во внешней области 1. В рассматриваемом случае  $k \gg 1$  профиль электронов, как показано выше, лишь незначительно отличается от плоского. Если при этом  $g < 1$ , то электронный профиль в области 0 слегка выпуклый. Соответственно при  $g > 1$  электронный профиль в области 0 является слегка вогнутым. Указанные тенденции резко усиливаются при невысоких электронных температурах  $k \sim 1$  (см. ниже).

При аналитическом описании диффузии движущимися границами получаются очень громоздкие и мало обозримые выражения (см., например, [12]). Для наглядности этот процесс можно более грубо описать простым автомодельным решением для распространения тепла в безграничной среде [12]

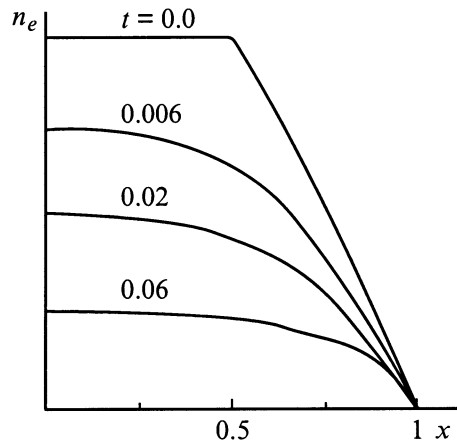
$$n_n(x, t) = \left( 1 / (2\sqrt{\pi D_{pn}t}) \right) \times \int_{-x_0}^{x_0} n_{n0}(\xi) \{ \exp[-(x - \xi)^2 / (4D_{pn}t)] \} d\xi. \quad (8)$$

Это решение неплохо описывает эволюцию центральной части профиля  $n_n(x, t)$ . Вблизи же точки  $x_0(t)$ , где значения концентрации отрицательных ионов малы  $n_n(x, t) \ll n_n(0, t)$ , она нарушается. В свою очередь эволюция внешней области 1 ( $x > x_0(t)$ ), где отрицательные ионы практически отсутствуют, определяется обычной электрон-ионной амбиполярной диффузией с коэффициентом  $D_{ap} = (k + 1)D_p$ , причем ее граница с областью 0 при  $k \gg 1$  является резкой (рис. 4).

Чтобы найти время обострения  $t_0$ , т. е. время быстрого ухода электронов из объема (рис. 2), необходимо знать закон движения границы  $x_0(t)$ . В работе [11] движение этой границы интерпретировалось как распространение фронта ионной плотности. Моделирование в [11] показало, что это часто происходит с постоянной скоростью. На представленном выше рис. 4 движение этой границы, как видно, происходит заметно неравномерно. На рис. 5 приведены зависимости  $x_0(t)$  для этого случая, определенные двумя разными способами: по точке равенства концентраций электронов и отрицательных ионов и по точке резкого перехода от одного типа диффузии к другому (рис. 4). Видно, что рассмотренный пример не подтверждает вывод работы [11], поскольку зависимость  $x_0(t)$  от времени по нашим результатам ближе к квадратичной, чем к линейной. Специальное моделирование при изменении  $k$  в широких пределах показало, что лишь с уменьшением  $k$  до 3–5 на зависимостях  $x_0(t)$  появляется линейный участок. Протяженность этого участка зависит от начального отношения  $n_{n0}/n_{e0}$  и от значения  $x_{00} = x_0(0)$ . В итоге мы не обнаружили какого-либо универсального закона изменения  $x_0(t)$ . По нашему мнению, интерпретировать изменение  $x_0(t)$  по аналогии с результатами [2] как распространение резкого фронта в рассматриваемом случае нецелесообразно.



**Рис. 5.** Зависимости движения границы  $x_0(t)$ , определяемой по точке равенства концентраций электронов и отрицательных ионов (сплошная кривая) и по точке резкого перехода от одного типа диффузии к другому (рис. 4) (штриховая).



**Рис. 6.** Эволюция профиля электронов при низких электронных температурах ( $k = 3$ ).

Более типичным для распадающейся плазмы является быстрое уменьшение электронной температуры до низких значений, т.е. случай малых  $k \sim 1-5$ . Так как начальный электронный профиль содержал излом на границе областей 0 и 1, то в таких режимах наиболее быстрым процессом является сглаживание этого излома. Если при этом более подвижными являются отрицательные ионы, т.е.  $g \leq 1$ , то, как видно из рис. 6, плоский начальный профиль  $n_e(x)$  быстро становится косинусообразным и подобным зависимости  $n_p(x)$  (рис. 7). Как и в рассмотренном выше случае, концентрация электронов быстро уменьшается со временем, а расплывание основной части ион-ионного профиля происходит при сохранении полного числа отрицательных ионов  $\langle n_n \rangle = \langle n_{n0} \rangle$ . При малых  $k$  изменение интегральной концентрации положительных ионов  $\langle n_p \rangle$  на первой стадии хорошо описыва-

ется обычным экспоненциальным законом (рис. 8)

$$\langle n_p \rangle(t) = \langle n_p \rangle_0 \exp(-t/\tau_{ap}) \quad (9)$$

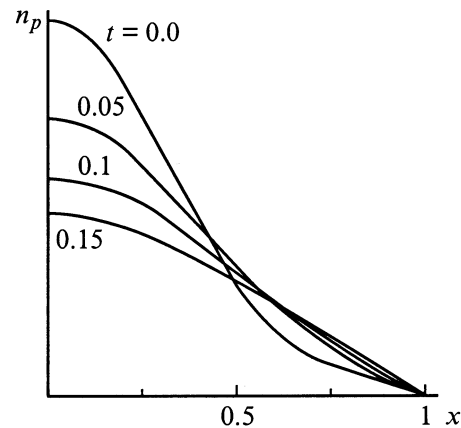
с постоянной спада

$$\tau_{ap} = 4\langle x_0 \rangle^2 / (\pi^2 D_{ap}), \quad (10)$$

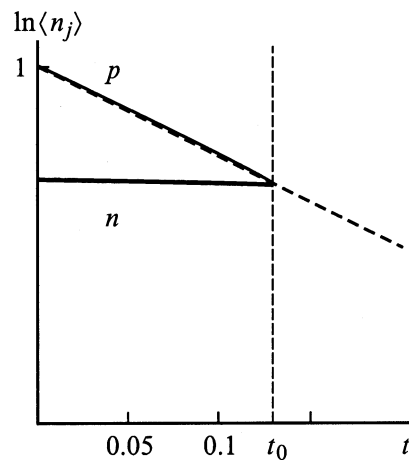
определяемой амбиполярной электрон-ионной диффузией. Поскольку ширина основной части ионного профиля  $x_0(t)$  меняется в процессе распада, то  $\tau_{ap}$  определяется некоторой "средней" диффузионной длиной  $\langle x_0 \rangle$ , лежащей в диапазоне  $x_{00} \leq \langle x_0 \rangle \leq L$ . Для временного изменения  $\langle n_e \rangle(t) = \langle n_p \rangle(t) - \langle n_{n0} \rangle$  из (9) следует обострение распада  $n_e$  и исчезновение электронов в момент

$$t_0 \approx \frac{1}{\tau_{ap}} \ln \frac{\langle n_{n0} \rangle}{\langle n_{p0} \rangle} \quad (11)$$

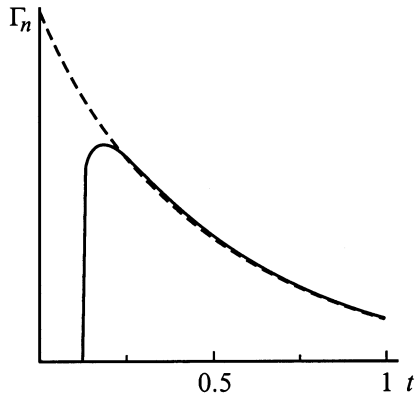
в соответствии с результатами, полученными ранее в [4]. В тех случаях, когда начальная толщина  $x_{00}$  области 0 не-



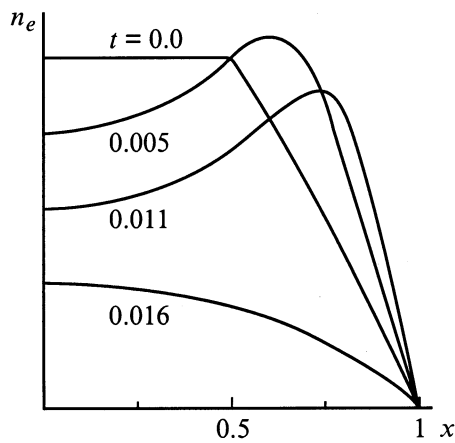
**Рис. 7.** Эволюция профиля положительных ионов в процессе распада при  $k = 3$ .



**Рис. 8.** Изменение интегральных концентраций положительных и отрицательных ионов и электронов при  $k = 3$  (сплошные линии). Штриховая линия — расчет по (9).



**Рис. 9.** Временное изменение потока отрицательных ионов на стенку (сплошная кривая) и расчет по основной диффузионной моде (штриховая).



**Рис. 10.** Эволюция профиля электронов в процессе распада при низких температурах ( $k = 3$ ) и менее подвижных отрицательных ионов ( $g = 10$ ).

мала, можно, как ранее в [4], принять  $\langle x_0 \rangle = L$ . В противном случае узких начальных профилей для оценок  $\langle x_0 \rangle$  в (10) можно взять среднее значение  $\langle x_0 \rangle = (x_{00} + L)/2$ .

На временах  $t > t_0$  (стадия ион-ионного распада), когда электроны и соответственно внешняя "шкурка" (зона 1) отсутствуют, отрицательные ионы могут уходить на стенки. Распад плазмы в этом случае определяется ион-ионной амбиполярной диффузией на неподвижные границы (стенки) с коэффициентом  $D_{pn} = 2D_p D_n / (D_p + D_n)$ , и решение имеет стандартный вид. Поскольку к моменту  $t_0$  профили ионов еще не являются косинусами, то на временах  $\sim t_{pn} = 4L^2 / \pi^2 D_{pn}$  происходит установление основной диффузионной моды. Далее имеет место обычный закон распада на основной диффузионной моде.

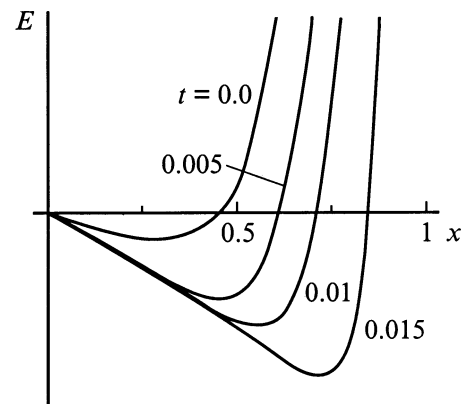
$$n_n = n_p \sim \exp(-t/t_{pn}). \quad (12)$$

На рис. 9 представлено изменение потока отрицательных ионов на стенку со временем. Видно, что  $\Gamma_n(L, t) = 0$  при  $t < t_0$ , а при  $t > t_0$  происходит уста-

новление основной диффузионной моды с последующим экспоненциальным распадом согласно (12).

Как уже указывалось выше, при  $g > 1$  амбиполярное поле во внутренней области 0 направлено наружу, т.е. замедляет положительно заряженные частицы и выносит отрицательные ионы и электроны к стенкам. Как хорошо известно, из-за высокой подвижности электронов потоки, обусловленные градиентом их концентрации, в квазинейтральной плазме всегда должны быть практически скомпенсированы противоположным по направлению и практически равным по величине дрейфовым потоком в самосогласованном амбиполярном поле. Поэтому при  $g > 1$  в области 0 концентрация электронов должна не падать, как обычно, а расти по направлению от центра к периферии. Поскольку в пристеночной зоне 1 плотности всех заряженных частиц всегда падают по направлению к границам, в итоге формируется немонотонный по сечению профиль электронной концентрации. Если, как уже указывалось выше, при  $k \gg 1$  этот эффект малозаметен, то при невысоких значениях электронных температур картина драматически меняется. На рис. 10 для примера представлены расчеты эволюции электронного профиля, аналогичные рассмотренным выше на рис. 1 и 6, но с  $g = 10$ . Видно, что при распаде плазмы с менее подвижными отрицательными ионами быстро формируется резко немонотонное распределение электронов по сечению, т.е. возникает явление, не имеющее аналогов в простой плазме. На рис. 11 представлена динамика изменения амбиполярного поля по сечению разряда в различные моменты времени, дополняющая и иллюстрирующая выявленную картину. Видно, что поле изменяется по сечению также немонотонно и меняет направление при переходе из одной зоны в другую.

Временное и пространственное поведение положительных и отрицательных ионов при  $g > 1$  происходит аналогично рассмотренному выше. На первой стадии концентрация электронов быстро уменьшается со временем, а расплывание основной части ион-ионного профиля происходит при сохранении полного числа от-



**Рис. 11.** Динамика изменения амбиполярного поля по сечению разряда в различные моменты времени в случае менее подвижных отрицательных ионов ( $g = 10$ ).

рицательных ионов  $\langle n_n \rangle = \langle n_{n0} \rangle$ . Изменение интегральной концентрации положительных ионов  $\langle n_p \rangle$  хорошо описывается обычным экспоненциальным законом (9) и справедливы выражения (10), (11).

Проведенный анализ показал, что в пространственной и временной эволюции концентраций заряженных частиц при диффузионном распаде плазмы электроотрицательных газов можно выделить две стадии распада [1–4]:

1) На первой стадии распада создаваемое электронами амбиполярное поле запирает отрицательные ионы в плазме, поток которых на стенки при этом практически отсутствует. На этой стадии происходит лишь расплывание ионных профилей за счет ион-ионной амбиполярной диффузии, ускоряющей менее подвижный тип ионов. Поскольку величина и знак амбиполярного поля здесь определяются ионами, то это приводит к драматическим изменениям профиля электронов в процессе распада. В случае малоподвижных (по сравнению с положительными) отрицательных ионов амбиполярное поле ускоряет электроны и для поддержания квазинейтральности формируется резко немонотонный электронный профиль концентрации, который в принципе не может наблюдаться при диффузии в обычной плазме. В течение этой стадии плазма обедняется электронами и положительными ионами, причем переход к ион-ионной (безэлектронной) плазме происходит с обострением, т. е. практически все электроны уходят из объема за конечное время.

2) На второй стадии ион-ионного распада электроны практически отсутствуют и происходит ион-ионная амбиполярная диффузия на стенки с последующей их нейтрализацией. Эволюция концентраций ионов определяется сначала установлением основной диффузионной моды, а затем происходит по обычному экспоненциальному закону с характерным временем ион-ионной амбиполярной диффузии.

Таким образом, для временных зависимостей параметров плазмы послесвечения электроотрицательных газов подтвердилась предложенная ранее модель [1–4] обострения распада электронной концентрации и образования ион-ионной плазмы на второй стадии.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 98-02-17778 и 98-02-16000.

## Список литературы

- [1] Рожанский А.В., Цендин Л.Д. Столкновительный перенос в частично ионизированной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988. 248 с.
- [2] Каганович И.Д., Цендин Л.Д. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 10. С. 1229–1240.
- [3] Цендин Л.Д. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 1. С. 21–28.
- [4] Гуцев С.А., Кудрявцев А.А., Романенко В.А. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 11. С. 77–85.
- [5] Hopkins M.B., Bakal M., Graham W.G. // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 70. P. 2009–2014.
- [6] Satukawa S., Ohtake H. // J. Vac. Sci. Technol. 1996. Vol. A14(6). P. 3049–3058.
- [7] Ahn T.H., Nakamura K., Sugai S. // Plasma Sources Sci. Technol. 1996. Vol. 5. P. 139–144.
- [8] Lieberman M.A., Ashida S. // Plasma Sources Sci. Technol. 1996. Vol. 5. P. 145–158.
- [9] Колюков М.В. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. Вып. 4. С. 908–911.
- [10] Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.
- [11] Kaganovich I.D., Economou D.J., Ramamurthi B.N., Midha V. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. N 9. P. 1918–1921.
- [12] Карташев Э.М. Аналитические методы в теории теплопроводности твердых тел. М.: Высшая школа, 1985. 480 с.