

На границе пинча при $\xi = \xi_0 = 1$ давление и плотность плазмы обращаются в нуль при $\lambda = \sqrt{2}$, что соответствует разлету плазменного шнура пинча с постоянной по сечению плотностью тока при спадаании полного тока в цепи и перегреве плазмы вблизи границы пинча.

Для $\xi = -1$ решение уравнений (22) и (19) имеет вид $\psi = 2\lambda\eta/(4 + \lambda^2\eta)$, $Y = (1 + (1/4)\lambda^2\eta)^2$ и отвечает пинчу с диффузной границей, а разлет пинча происходит при постоянном полном токе

$$\alpha(t) = (1 + 2\lambda^2 t/t_0)^{1/2},$$

$$n(\xi, t) = n_0 \alpha^{-2} (1 + (1/4)\lambda^2 \xi^2)^{-2/3}, \quad T(\xi, t) = T_0 (1 + (1/4)\lambda^2 \xi^2)^{-4/3},$$

$$B(\xi, t) = B_0 \alpha^{-1} 2\lambda \xi / (4 + \lambda^2 \xi^2), \quad I(t) = (c/\lambda) B_0 R_0 = \text{const.}$$

В последнем случае значение λ определяется величиной полного тока, протекающего в пинче.

ЛИТЕРАТУРА

1. Scudder D. W. High-density z-pinch formed from solid deuterium fibres // Bull. Amer. Phys. Soc.— 1985.— V. 30, N 9.
2. Scudder D. W., Dagazian R. Y. et al. Experiments on high-density z-pinch formed from solid deuterium fibres // Bull. Amer. Phys. Soc.— 1986.— V. 31, N 9.
3. Sethian J. D., Robson A. E. et al. Enhanced stability and neutron production in a dense z-pinch plasma formed from a frozen deuterium fiber // Phys. Rev. Lett.— 1987.— V. 59, N 8.
4. Scudder D. W. Experiments on high-density z-pinch formed from solid deuterium fibres.— Los Alamos, 1987.— (CTR — DOT/Los Alamos Nat. Lab.; MS F 640).
5. Liberman M. A., Velikovich A. L. Self-similar motions in z-pinch dynamics // Nucl. Fusion.— 1986.— V. 26, N 6.
6. Куликовский А. Г. К вопросу о пульсации плазменного шнура // ДАН СССР.— 1957.— Т. 114, № 5.
7. Felber F. S. Self-similar oscillations of a z-pinch // Phys. Fluids.— 1982.— V. 25, N 4.
8. Felber F. S., Liberman M. A., Velikovich A. L. Magnetic flux compression by plasma liners // IVth Intern. conf. on megagauss field generation and related topics, Santa Fe, 1986.— N. Y., 1987.
9. Брагинский С. И. Вопросы теории плазмы.— М.: Атомиздат, 1963.— Т. 1.

г. Москва

Поступила 27/VII 1988 г.

УДК 537.521

А. В. Жаринов, С. В. Никонов

НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД В $E \perp H$ ПОЛЯХ С НЕЗАМКНУТЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ДРЕЙФОМ

Мощные газоразрядные приборы, управляемые малым сигналом, представляют значительный интерес для задач сильноточной электроники и высоковольтной коммутационной техники. В данной работе изучается несамостоятельный разряд в разреженном газе между коаксиальными цилиндрическими электродами во внешнем азимутальном магнитном поле. Показано, что при определенных условиях разряд горит только при наличии внешнего пускового тока и разрядный ток много больше пускового.

Большинство работ, в которых изучался газовый разряд в $E \perp H$ полях, посвящено самостоятельному разряду с замкнутым электронным дрейфом. Такой разряд применяется в ускорителях плазмы [1], для формирования ионных пучков [2] и может быть использован для магнитной изоляции [3] и генерации импульсов высокого напряжения [4]. В [5] экспериментально исследовался самостоятельный разряд с незамкнутым дрейфом электронов, катод и анод которого — коаксиальные цилиндры радиусов R_k и R_a ($R_k < R_a$) и длины $L \gg R_a$. Внешнее магнитное поле создавалось текущим по внутреннему цилиндру аксиальным током. Электроны при этом дрейфуют в радиальном электрическом E и азимутальном магнитном H_0 полях вдоль оси системы x , размножаясь за счет ионизации и ион-электронной γ -эмиссии с катода. Самостоятельность разряда обеспечивалась тем, что кванты рентгеновского излучения, поступающие в основном с торцевого электрода, находящегося под анодным потенциалом и расположенного при $x = L$ (где холловский ток максимален), выбивают фотоэлектроны с катода в области $x = 0$. При отсутствии рентгеновского потока из области $x \approx L$ (что достигалось соответствующим изменением геометрии электродов в этой об-

ласть) разряд не зажигался. Характеристики несамостоятельного разряда не рассматривались.

Настоящая работа посвящена изучению несамостоятельного разряда низкого давления в такой системе, реализуемого при подаче небольшого пускового тока I_0 . Показано, что возможны режимы, при которых разрядный ток значительно превосходит I_0 . При «отключении» пускового тока I_0 следует ожидать гашения разряда. Такой разряд представляет интерес как основа для решения широкого круга задач сильноточной электроники, связанных с мощными усилителями тока и коммутаторами, управляемыми малым сигналом.

Рассмотрим для простоты плоский случай, когда $d = R_a - R_k \ll R_a$ (см. рисунок). Родившиеся при ионизации ионы бесстолкновительно движутся к катоду и, достигая его, выбивают γ -электроны. При типичных для экспериментов условиях (напряжение $\phi_0 \sim 1$ кВ, давление $p \sim 0,1-1$ Па, $H_0 \sim 10^2-10^3$ Э) параметр замагниченности электронов $\omega t \equiv \kappa \gg 1$. Их движение представляет суперпозицию аксиального дрейфа со скоростью $v_{ex} = cE/H_0$ и движения к аноду в режиме замагниченной подвижности со скоростью $v_{ey} = -b_d E$. Несамостоятельность разряда обеспечивается за счет того, что ион попадает на катод правее точки, из которой стартовал вызвавший акт ионизации электрон. Таким образом, при отсутствии рентгеновского потока на катод в области $x = 0$ разрывается положительная обратная связь, обеспечивающая самостоятельность разряда (отсутствие такой связи может быть стабилизирующим фактором по отношению к развитию некоторых неустойчивостей разряда).

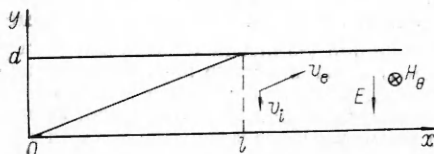
В принципе можно себе представить несамостоятельный разряд с большим коэффициентом усиления $k = j_a/j_0$ (j_a — плотность разрядного тока на аноде при $y = d$, j_0 — плотность внешнего затравочного тока на катоде при $y = 0$) в системе с замкнутым холловским током (когда магнитное поле направлено вдоль оси) и в газонаполненном диоде без внешнего магнитного поля. В обоих случаях из таунсендовской теории разряда следует

$$(1) \quad k = \frac{e^{\alpha d}}{1 - \Gamma(e^{\alpha d} - 1)} = \frac{1}{\delta} + \frac{1}{\Gamma} \left(\frac{1}{\delta} - 1 \right).$$

Здесь $\alpha = v_i/v_{ey} = \text{const}$ — первый коэффициент Таунсенда; v_i — частота ионизации; Γ — эффективный (с учетом действия магнитного поля) коэффициент ион-электронной эмиссии; $\delta = 1 - \Gamma[\exp(\alpha d) - 1]$. При $\delta = 0$ разряд становится самостоятельным. Из (1) видно, что большие коэффициенты усиления ($k \approx 10^3$) могут быть достигнуты либо при малом δ , либо при малом Γ .

Требование $0 < \delta \ll 1$ накладывает очень жесткие ограничения на рабочие параметры системы (напряжение, давление). При небольшом их изменении разряд становится самостоятельным и не гаснет при «отключении» тока I_0 . Малые значения Γ реализуются при достаточно сильном магнитном поле ($H \geq 10^3$ Э), поскольку в этом случае большинство γ -электронов заворачивается под действием магнитного поля и возвращается на катод, не успев столкнуться с нейтралом ($\Gamma \sim \gamma_0 h/\lambda$, γ_0 — коэффициент ион-электронной эмиссии без учета магнитного поля, h — длина циклоиды, описываемой выбитым с катода электроном в отсутствие столкновений, λ — длина свободного пробега электрона по отношению к столкновениям с нейтрами).

Представляется, что для реализации несамостоятельного разряда с большим коэффициентом усиления предпочтительнее система с незамкнутым холловским током. Во-первых, в этом случае при соответствующих мерах подавления рентгеновского потока с анода разряд всегда несамостоятельный, следовательно, отсутствуют жесткие ограничения на допуски к параметрам, связанные с необходимостью предотвращения перехода разряда в самостоятельную форму. Во-вторых, объемное размножение электронов и их поступление



в разряд из-за γ -процессов на катоде происходят в каждом сечении x . Поэтому коэффициент усиления тока растет с увеличением как αd , так и Γ , и нет необходимости в очень малых значениях Γ , а следовательно, в очень больших магнитных полях.

Найдем зависимость разрядного тока от параметров системы и покажем возможность существования сильноточного режима с большим коэффициентом усиления. Не ставя перед собой задачу точного описания структуры двумерного разрядного слоя, примем упрощающее предположение об однородности электрического поля вдоль оси x (см. рисунок). При $\kappa \gg 1$ $v_{ex} = \kappa v_{ey}$, $j_e = n_e v_e = n_e v_{ex} \sqrt{1 + 1/\kappa^2} \approx n_e v_{ex}$ и из уравнения непрерывности для ионов имеем

$$(2) \quad \operatorname{div} j_i = \frac{\partial j_i}{\partial y} = -v_i n_e = -\frac{v_i}{v_{ey}} v_{ey} n_e = -\alpha j_{ey} \equiv -\alpha_0 f\left(\frac{y}{d}\right) j_{ey},$$

$$j_i(x, y=0) = -\alpha_0 \int_0^{y_0(x)} f\left(\frac{y}{d}\right) j_{ey} dy = -\frac{\alpha_0}{\kappa} \int_0^{y_0(x)} f\left(\frac{y}{d}\right) j_e(x, y) dy.$$

Здесь индексами i, e отмечены величины, относящиеся к ионам и электронам; n — концентрация; j — плотность потока; v_i — частота ионизации электронами; $\alpha_0 = v_i d / b_{\perp} \varphi_0$.

Электрон, стартовавший с катода в точке $x=0$, достигает анода при $x=l = \kappa d$. Разобьем разрядный промежуток на области I ($x \leq l$) и II ($x > l$). Функция $y_0(x)$ в области I определяет границу электронного потока $y_0(x) = x/\kappa$, в области II $y_0 = d$. Полагаем, что в области II поперечный размер разрядного слоя равен d . Направив вектор s вдоль $v_e(|ds| = \sqrt{dx^2 + dy^2} = dx \sqrt{1 + 1/\kappa^2} \approx dx)$, из уравнения непрерывности для электронов находим

$$(3) \quad \operatorname{div} j_e(x, y) = \frac{dj_e}{ds} = v_i n_e = \frac{v_i}{v_{ey}} v_{ey} n_e = \frac{\alpha}{\kappa} j_e(x, y),$$

$$j_e(x, y) = j_e(s=0) \exp\left[\frac{\alpha_0}{\kappa} \int_0^s f\left(\frac{y}{d}\right) ds\right] = \kappa j_K(x - \kappa y) \exp\left[\alpha_0 \int_0^y f\left(\frac{y}{d}\right) dy\right],$$

где j_K — плотность электронного потока в плоскости катода при $y=0$; она складывается из потока γ -эмиссии и потока $j_{ок}(x)$, который определяется внешним заправочным током:

$$(4) \quad j_K(x) = -\Gamma j_i(x, y=0) + j_{ок}(x)$$

(Γ — эффективный коэффициент ион-электронной γ -эмиссии). Положим $\Gamma = \Gamma_0 \gamma(y/d)$, $\Gamma_0 = \Gamma(e\varphi_0)$. Функция γ описывает зависимость Γ от энергии ионов. Обозначая $\xi = x/l$, из (2)–(4) получим

$$(5) \quad j_K(\xi) = \Gamma_0 \alpha_0 d \int_0^{\min(\xi, 1)} j_K(\xi - t) \Psi(t) dt + j_{ок}(\xi) \left(\Psi(t) = f(t) \gamma(t) \exp\left[\alpha_0 d \int_0^t f(t') dt'\right] \right).$$

Покажем, что уравнение (5) имеет решения, соответствующие как нарастающей, так и спадающей при $\xi > 1$ зависимости $j_K(\xi)$:

$$j_K(\xi) = j_0 \exp(\beta \xi), \quad j_0 = \text{const}, \quad \beta = \text{const}.$$

При этом значение β определяется из условия

$$(6) \quad \Gamma_0 \alpha_0 d \int_0^1 \exp(-\beta t) \Psi(t) dt = 1,$$

а пусковой ток с катода

$$(7) \quad j_{0K}(\xi) = j_0 \exp(\beta\xi) \left[1 - \frac{\int_0^{\min(\xi,1)} \exp(-\beta t) \Psi(t) dt}{\int_0^1 \exp(-\beta t) \Psi(t) dt} \right].$$

Из (7) видно, что $j_{0K}(\xi \geq 1) = 0$. В области I плотность катодного тока за вычетом затравочного $j_K(\xi) - j_{0K}(\xi)$ возрастает от нуля до $j_0 \exp(\beta)$. В области II поведение $j_K(\xi)$ зависит от значений $\Gamma_0, \alpha d$. Если

$$(8) \quad \Gamma = \Gamma^* = \left[\alpha_0 d \int_0^1 \Psi(t) dt \right]^{-1},$$

то $\beta = 0, j_K(\xi) = \text{const}$. Разрядный ток, приходящий на анод на отрезке $[1, \xi]$,

$$I_p(\xi) = 2\pi R_a \int_1^\xi j_a(\xi) d\xi \approx 2\pi R_a \int_1^\xi j_K(\xi - 1) \exp(\alpha_0 d) d\xi$$

(j_a — плотность тока на аноде) при этом линейно нарастает по длине. При $\Gamma_0 < \Gamma^* (\beta < 0)$ $j_K(\xi)$ экспоненциально спадает, разрядный ток ограничен. При $\Gamma_0 > \Gamma^* (\beta > 0)$ разрядный ток экспоненциально растет. Именно этот режим представляет интерес для усиления тока и коммутации больших токов. Заметим, что значение I_p , а следовательно, и коэффициент усиления рассматриваемого разряда могут быть существенно повышены путем простого увеличения длины разрядной камеры L .

Ограничимся далее случаем $f = \gamma = 1$. Тогда соотношения (6), (8) принимают вид

$$(9) \quad 1 - \exp(\alpha d - \beta) = (\beta - \alpha d) / \Gamma \alpha d, \quad \Gamma^* [\exp(\alpha d) - 1] = 1.$$

Из (7), (9) для коэффициента усиления при $\Gamma \neq \Gamma^*$ находим (ср. с (1))

$$(10) \quad K = \frac{I_p(\xi)}{2\pi R_K \int_0^1 j_{0K}(\xi) d\xi} = \frac{\exp(\alpha d)}{\Gamma [\exp(\alpha d) - 1] - 1} \{ \exp[\beta(\xi - 1)] - 1 \}.$$

Здесь β определяется из (9). При $\Gamma > \Gamma^*$ знаменатель правой части (10) и β положительны, при $\Gamma < \Gamma^*$ отрицательны. При $\Gamma = \Gamma^*$ $\beta = 0$,

$$(11) \quad K = \frac{\alpha d \exp(\alpha d)}{\Gamma \alpha d \exp(\alpha d) - 1} (\xi - 1).$$

Например, при $\Gamma = 1/\alpha d$ $\beta = \alpha d$, полагая $\alpha d \gg 1$ для $\xi = 2$, из (10) получаем $K = \alpha d \exp(\alpha d) \gg 1$. При $\Gamma = \Gamma^*$ из (11) в этом случае находим $K \approx \exp(\alpha d) \gg 1$.

Формально равенство $\Gamma = \Gamma^*$ совпадает с таунсендовским условием зажигания самостоятельного разряда (см. (1)). В нашем случае Γ влияет лишь на коэффициент усиления.

Выше предполагалось, что пусковой ток $j_{0K}(\xi)$ описывается зависимостью (7). При $\alpha = \gamma = 1$ несложно найти $j_K(\xi)$ для произвольного вида $j_{0K}(\xi)$. Полагая $u(\xi) = j_K(\xi) \exp(-\alpha d \xi)$, $u_0(\xi) = j_{0K}(\xi) \exp(-\alpha d \xi)$, из (5) получаем

$$u(\xi) = \Gamma \alpha d \int_{\max(0, \xi-1)}^{\xi} u(t) dt + u_0(\xi),$$

откуда

$$(12) \quad \begin{aligned} [u(\xi) - u_0(\xi)]' &= \Gamma \alpha d u(\xi), \quad \xi \leq 1, \\ [u(\xi) - u_0(\xi)]' &= \Gamma \alpha d [u(\xi) - u(\xi - 1)], \quad \xi > 1 \end{aligned}$$

(штрих означает дифференцирование по ξ). Уравнения (12) решаются аналитически для любого вида $u_0(\xi)$. На каждом последующем отрезке $[\xi, \xi + 1]$ решение получается с учетом решения на предыдущем отрезке $[\xi - 1, \xi]$. Можно показать, что для различного вида $j_{0K}(\xi)$ (сосредоточенный на участке $0 < \xi < \varepsilon \ll 1$ ток, однородная плотность тока $j_{0K} = \text{const}$ и др.) существуют режимы быстрого нарастания $j_K(\xi)$, для которых $K(\xi \geq 2) \gg 1$.

В экспериментах [5] длина $L \approx 2$ м. При этом разрядный ток достигал нескольких килоампер. Для уменьшения габаритов разрядной камеры можно наложить внешнее продольное магнитное поле H_x . Тогда электроны будут двигаться по винтовой линии и при том же разрядном токе длина системы может быть уменьшена в $\sqrt{1 + H_x^2/H_0^2}$ раз (в предположении $d \ll R_K$ и без учета эффектов, связанных с широм силовых линий магнитного поля).

При рассмотрении полярности приложенного напряжения φ_0 разрядный слой диамагнитный. Если внутренний электрод находится под анодным потенциалом, появится новый механизм нарастания холловского тока вдоль x , связанный с парамагнетизмом электронного потока. Указанный эффект, однако, проявляется лишь для очень больших токов (при большой длине L) и ограничивается процессом выгорания газа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Плазменные ускорители/Под ред. Л. А. Арцимовича.— М.: Машиностроение, 1973.
2. Калашников В. К., Саночкин Ю. В. К теории самостоятельного разряда низкого давления с замкнутым дрейфом электронов // ЖТФ.— 1974.— Т. 44, вып. 12.
3. Жаринов А. В., Никонов С. В. Сильноточные устройства на основе разряда в скрещенных полях // VII Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике, Новосибирск, 1988: Тез. докл.— Томск, 1988.— Ч. 1.
4. Жаринов А. В., Никонов С. В. Высоковольтный самостоятельный $E \perp H$ разряд с замкнутым дрейфом электронов // Физика плазмы.— 1986.— Т. 12, № 10.
5. Жаринов А. В., Рыбалов С. В. Механизм зажигания электрического разряда в $E \times H$ полях с незамкнутым электронным дрейфом // Физика плазмы.— 1984.— Т. 10, № 5.

г. Москва

Поступила 18/VII 1988 г.

УДК 533.932—533.601.18

Н. П. Резниченко, В. А. Шувалов

О ПЕРЕДАЧЕ ЭНЕРГИИ АТОМАРНЫХ ИОНОВ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ЧАСТИЧНО ДИССОЦИИРОВАННОГО ГАЗА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Энергообмен ионов сверхзвукового потока частично диссоциированного газа с обтекаемой поверхностью характеризуется многообразием физических процессов и явлений, таких как нейтрализация, вторичная ионно-электронная эмиссия, гетерогенная рекомбинация, аккомодация энергии частиц на поверхности твердого тела и др. Присутствие в газовом потоке атомарных ионов значительно усложняет задачу, так как для определения конвективных тепловых потоков помимо коэффициентов аккомодации энергии, вторичной ионно-электронной эмиссии требуется знание и коэффициентов гетерогенной рекомбинации атомарных компонентов на поверхности тела. Особенно это важно для теплообмена тел в верхних слоях атмосферы, где количество атомарных частиц является преобладающим. В литературе отсутствует в необходимом объеме информация о значениях коэффициентов рекомбинации атомарных частиц на поверхностях моно- и поликристаллов для практически важного с точки зрения аэродинамики диапазона энергии частиц ($\sim 1-15$ эВ). Поэтому изучение особенностей передачи энергии для различных систем атомарный ион — твердое тело в указанном диапазоне энергии частиц существенно необходимо.

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований энергообмена атомарных ионов сверхзвуковых газовых потоков с обтекаемыми поверхностями. Предложена методика и определены коэффициенты рекомбинации атомарных