

$$f_{17} = \left[ k_2 \left( \frac{1}{4} k_2 - \frac{1}{2} k_3 x - qy \right) + \frac{1}{4} k_3^2 + q^2 + \right. \\ \left. + k_3 q (xy + \sqrt{(1-x^2)(1-y^2)}) \cos \varphi \right]^{1/2},$$

$$f_{18} = k_2 k_3 x + q [k_2 y - q - k_3 (xy + \sqrt{(1-x^2)(1-y^2)}) \cos \varphi] + m_u^2,$$

$$f_{19} = \left[ \frac{1}{4} (M_{J/\psi} + M_\rho)^2 - M_D^2 \right]^{1/2},$$

$$\varepsilon_c(q) = \sqrt{q^2 + m_c^2}.$$

В результате проведения расчетов на ЭВМ получим  $\Gamma = 2,8 \pm \pm 0,3$  МэВ.

На основании полученных результатов и результатов работы [8] можно полагать, что вклад дезинтеграции чармония при столкновениях с адронами газа в подавление рождения  $J/\psi$  и вклад, обусловленный образованием кварк-глюонной плазмы, являются эффектами, равными по порядку величины. Для более полного решения проблемы механизма подавления рождения чармония необходима конкретизация предположений о качественном и количественном составе адронного газа, а также о функциях распределения его компонент по импульсам.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Matsui T., Satz H. // Phys. Lett. 1986. 178B. P. 416. [2] Bussiere A. // Z. f. Phys. C: P.&F. 1988. 38. P. 117. [3] Satz H. // Nucl. Phys. 1988. A 488. P. 555. [4] Kapusta J. // Phys. Rev. 1988. D 36. P. 2857. [5] Ftáčnik J., Lichard P., Pisutová N., Pisút J. Preprint CERN-TH. 5090/88, June 1988. [6] Gavin S., Gyulassy M., Jackson A. // Phys. Lett. 1988. 207 B, N 3. P. 257. [7] Faustov R. N. // Ann. of Phys. (N. Y.). 1973. 78. P. 176. [8] Hansson T. H., Lee Su H., Zahed I. // Phys. Rev. 1988. D 37. P. 2672.

Поступила в редакцию  
18.09.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 1

#### РАДИОФИЗИКА

УДК 533.9.082

#### ВЛИЯНИЕ НАПРАВЛЕННОЙ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ВЕЛИЧИНУ ТОКА НАСЫЩЕНИЯ СФЕРИЧЕСКОГО ЗОНДА

А. М. Девятков, А. А. Кузовников, М. А. Мальков

(кафедра физической электроники)

Определено влияние дрейфовой скорости электронов на ток насыщения сферического зонда в диффузионном режиме, когда необходимо учитывать эффект стока электронов. Показано, что при достаточно больших электрических полях  $E$ , когда  $eEa \geq kT_e$  ( $a$  — радиус зонда,  $T_e$  — температура электронов), величина тока насыщения может значительно превышать рассчитанную в случае нулевой дрейфовой скорости.

Диагностика плазмы средних давлений с помощью зонда Ленгмюра возможна лишь до давлений  $p \leq 10$  Тор [1]. Нарушение условия малого радиуса зонда  $a$  по сравнению со средней длиной свободного про-

бега  $\lambda$  приводит к уменьшению электронного тока насыщения  $I_0$  (по сравнению с бесстолкновительным случаем  $a/\lambda \rightarrow 0$ ) в  $(1+\delta)$  раз, где  $\delta$  — параметр стока, равный для сферического зонда [2]

$$\delta = \frac{3}{4} \frac{a^2}{\lambda(a+\lambda)} \quad (1)$$

или в диффузионном режиме, когда  $a \gg \lambda$ ,  $\delta \simeq (3/4)a/\lambda \gg 1$ . Таким образом, ток насыщения сферического зонда в данном режиме есть

$$I_{\text{sat}} = \frac{I_0}{1+\delta} = \frac{n_0 e S \bar{v}}{4[1+(3/4)a/\lambda]} \simeq \frac{e S n_0 D_e}{a}, \quad (2)$$

где  $n_0$  — концентрация электронов на бесконечности,  $D_e = \lambda \bar{v} / 3$  — коэффициент диффузии электронов. При этом предполагается, что ФРЭЭ является максвелловской.

Задача определения тока насыщения для зондов различной формы рассматривалась также в [3]. Так, в условиях, когда процессами рождения и гибели заряженных частиц вблизи зонда можно пренебречь, профиль распределения концентрации электронов  $n(r)$  описывается уравнением Лапласа  $\nabla^2 n = 0$ . Решение его для случая сферической геометрии для профиля  $n(r)$  дает

$$n(r) = n_0(1 - a/r), \quad (3)$$

где, как и в (2),  $n_0$  — концентрация электронов в невозмущенной присутствием зонда плазме. При выводе (3) полагается, как обычно, что в диффузионном режиме на поверхности зонда справедливо граничное условие  $n(a) = 0$ . Легко видеть, что из (3) для диффузионного тока электронов

$$I_{\text{sat}} = - \int_S D_e \nabla n dS \quad (4)$$

следует выражение (2), т. е. расчет на основе [2] и [3] дает одно и то же выражение для величины тока насыщения.

Попытки применения теории эффекта стока электронов на зонд для обработки вольт-амперных характеристик привели [4] к завышенным значениям концентрации электронов по сравнению со значениями, измеренными другими методами. В работе [4] делается вывод, что основная причина такого превышения состоит в том, что в теории [2, 3] не рассматривается восполнение обедненной призондовой области электронами вследствие их направленного дрейфа в электрическом поле, поддерживающем газоразрядную плазму.

Как показывает выражение (2), среднее значение градиента концентрации электронов  $|\nabla n| \sim n_0/a$ , т. е. сферический зонд возмущает плазму на расстояниях  $\sim a$ . Ясно, что ток электронов, переносимый внешним (созданным не зондом) электрическим полем  $E_z$  в сечении  $\pi a^2$ , должен быть много меньше тока на зонд, обусловленного диффузионным движением, т. е.

$$I_{\text{sat}} = e \cdot 4\pi a^2 n_0 D_e / a \ll e \mu E_z n_0 \cdot 4\pi a^2$$

или, учитывая соотношение  $\mu_e / D_e = e / kT_e$ , получаем условие

$$\frac{e E_z a}{k T_e} \ll 1. \quad (5)$$

Численных оценок влияния рассматриваемого эффекта восполнения призондового слоя электронами в [4] не проводилось. В настоящей ра-

боте на примере сферического зонда будет проведена оценка величины тока насыщения в случае, когда требование (5) не выполняется.

Предположим, что в плазме, поддерживаемой электрическим полем, процессы рождения и гибели заряженных частиц заморожены\*. Тогда уравнение непрерывности при ненулевых значениях дрейфовой скорости электронов  $v_0 = \mu E$  можно записать в виде

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0; \quad \mathbf{j} = D_e \nabla n + n v_0, \quad (6)$$

где, как обычно, будем считать, что вектор дрейфовой скорости  $v_0$  направлен вдоль оси  $z$ .

Определим вначале профиль распределения концентрации  $n(r)$ . Уравнение для  $n(r)$ , следующее из (6),

$$\nabla^2 n = 2\alpha \frac{\partial n}{\partial z}; \quad \alpha = v_0 / 2D_e, \quad (7)$$

преобразуем заменой  $n \rightarrow n' \exp\{\alpha z\}$  к виду

$$\nabla^2 n' = \alpha^2 n'. \quad (8)$$

Данное уравнение решается методом разделения переменных в сферической системе координат. Учитывая, что рассматриваемая задача обладает цилиндрической симметрией, т. е.  $n'$  является функцией только  $r, \theta$ , после разделения переменных —  $n'(r, \theta) \approx P_m(\cos \theta) n_1(r)$  — имеем для известной функции  $n_1(r)$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial n_1}{\partial r} \right) - [m(m+1) + \alpha^2 r^2] n_1 = 0. \quad (9)$$

Для интересующего нас случая ограниченное на бесконечности решение уравнения (9) записывается как [5]

$$n_1(r) \sim \frac{1}{\sqrt{\alpha r}} K_{m+\frac{1}{2}}(\alpha r), \quad (10)$$

где  $K_{m+1/2}(x)$  — модифицированная функция Бесселя полуцелого порядка.

Будем окончательное решение для профиля концентрации электронов искать в виде

$$n(r, \theta) = n_0 - \exp\{\alpha z\} \sum_{m=0}^{\infty} C_m P_m(\cos \theta) \frac{1}{\sqrt{x}} K_{m+\frac{1}{2}}(x), \quad (11)$$

где  $z = r \cos \theta$ ;  $x = \alpha r$ ;  $C_m$  — некоторые неопределенные пока константы.

Для вычисления неопределенных коэффициентов  $C_m$  воспользуемся, как и выше, граничным условием  $x(\alpha, \theta) = 0$ . После стандартной процедуры для  $C_m$  получаем

$$C_m = \frac{2m+1}{2} B_m n_0 C'_m; \quad C'_m = \int_{-1}^1 \exp\{-\alpha a t\} P_m(t) dt, \quad (12)$$

$$B_m = \frac{\sqrt{\alpha a}}{K_{m+\frac{1}{2}}(\alpha a)}.$$

\* Точнее, характерные длины ионизации и рекомбинации много больше радиуса зонда.

Функции  $K_{m+1/2}(\alpha)$  при целых  $m$  выражаются через элементарные функции. Разложение Ханкеля для этих функций есть

$$K_{m+\frac{1}{2}}(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} \exp\{-x\} \times \\ \times \left[ 1 + \frac{((m+1/2)^2 - 1/4)}{2x} + \frac{((m+1/2)^2 - 9/4)((m+1/2)^2 - 1/4)}{2! (2x)^2} + \dots \right] \quad (13)$$

и первый член разложения в ряде (11) записывается в виде

$$n_0 \frac{C_0'}{2} \exp\{\alpha r \cos \theta\} \frac{a}{r} \exp\{-\alpha(r-a)\}. \quad (14)$$

Если учесть, что при малых  $\alpha$  остальные слагаемые в (11) малы, а  $C_0' \approx 2$ , то в пределе  $\alpha \rightarrow 0$  для  $n(r, \theta)$  получим, как и следовало, выражение (3).

С использованием (11) для радиальной компоненты плотности потока электронов на зонд получаем

$$j_r = D_e \exp\{x \cos \theta\} \alpha \sum_{m=0}^{\infty} C_m P_m(\cos \theta) \left[ \cos \theta f_m(x) + \frac{m f_m(x)}{x} - f_{m+1}(x) \right], \quad (15)$$

где функция  $f_m(x) = \frac{1}{\sqrt{x}} K_{m+\frac{1}{2}}(x)$ . Таким образом, окончательно для величины электронного тока насыщения на сферический зонд находим

$$I_{\text{sat}} = \frac{n_0 D_e e S}{a} \frac{\alpha a}{2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2m+1}{2} C_m'(\alpha a) C_m''(\alpha a), \quad (16)$$

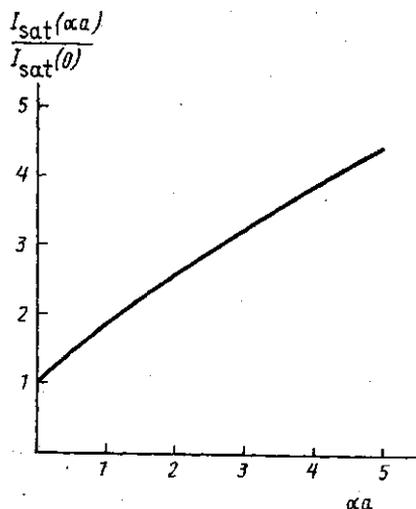
где

$$C_m''(\alpha a) = - \int_{-1}^1 \exp\{\alpha a t\} \left[ t + \frac{m}{\alpha a} - \frac{f_{m+1}(\alpha a)}{f_m(\alpha a)} \right] P_m(t) dt. \quad (17)$$

Расчет токов насыщения согласно (16), (17) проводился численно на ЭВМ при учете первых 10 членов разложения. Знакопеременный ряд (16) сходится довольно быстро. Например, при максимально большом рассматриваемом значении параметра  $\alpha a = 5$  отношение последнего слагаемого в ряде (16) к первому составляет  $\sim 10^{-6}$ .

Результаты расчета  $I_{\text{sat}}(\alpha a)/I_{\text{sat}}(0)$  приведены на рисунке. Как видно, по мере роста параметра  $\alpha a$  величина  $I_{\text{sat}}(\alpha a)/I_{\text{sat}}(0)$  непрерывно растет, причем почти линейно.

Таким образом, при невыполнении требования (5) электронный ток насыщения может быть значительно



больше предсказываемого теорией [2, 3]. В заключение заметим, что для цилиндрического зонда длины  $l$  характерный размер области возмущения  $\sim l$  и неравенство (5) записывается как  $\xi = eEl/(kT_e) \ll 1$ . Например, в [6] выполняется скорее обратное требование ( $\xi > 1$ ), что и обусловило, видимо, значительное (приблизительно на порядок величины) расхождение эксперимента и теории.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Иванов Ю. А., Лебедев Ю. А., Полак Л. С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмодимии. М., 1981. [2] Swift G. D. // Proc. Phys. Soc. 1962. 79. P. 697. [3] Чен Ф. // Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда. М., 1967. [4] Мальков М. А. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1985. [5] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М., 1977. [6] Голубовский Ю. Б., Захарова В. М., Пасункин В. М., Цендин Л. Д. // Физика плазмы. 1981. 7. С. 620.

Поступила в редакцию  
26.03.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 1.

УДК 533.9:533.7

### РЕЗОНАНСНОЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОЕ РАССЕЯНИЕ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЕ

М. В. Кузелев, В. А. Панин, А. П. Плотников, А. А. Рухадзе

(кафедра физической электроники)

Исследуется нелинейная динамика резонансного четырехволнового взаимодействия двух волноводных мод с первой и второй гармониками волны плотности заряда релятивистского пучка электронов. Показано, что в случае релятивистских пучков существует такой режим неустойчивости, когда вторая гармоника плотности не возбуждается. Последнее может быть использовано для создания модулированных пучков с заранее заданными свойствами.

Нелинейная динамика процессов рассеяния электромагнитных волн на плотных замагниченных релятивистских пучках электронов сопровождается возбуждением в пучках волн плотности заряда [1—5]. При этом в пучках большой плотности стабилизация амплитуд взаимодействующих волн определяется нелинейностями кубического типа, в которые дают вклад три эффекта: торможение электронного пучка, генерация в нем высших гармоник волны плотности заряда и релятивистский сдвиг частоты, связанный с зависимостью частоты плазменных колебаний электронов от их амплитуды.

В нерелятивистском пределе, когда учитываются только два первых эффекта, существенное влияние на динамику рассеяния оказывает вторая гармоника волны плотности заряда [6]. Отмеченная особенность заметно проявляется для пучковых волн плотности с линейным законом дисперсии, когда вторая гармоника является резонансной и вместо обычного взаимодействия трех волн (двух электромагнитных и пучковой) реализуется четырехволновое взаимодействие двух электромагнитных волн с первой и второй гармониками волны плотности заряда пучка [6]. Четырехволновое взаимодействие реализуется и в случае релятивистских пучков и рассматривается в настоящей работе.