

04;10;11

Электронный энергетический спектр приэлектродной плазмы асимметричного емкостного ВЧ разряда низкого давления

© А.Ф. Александров, А.А. Рухадзе, В.П. Савинов,
И.Ф. Сингаевский

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию 4 сентября 1999 г.

Проведено экспериментальное изучение высокоэнергетичной части электронного энергетического спектра плазмы асимметричного емкостного ВЧ разряда низкого давления в воздухе в присутствии приэлектродных электронных пучков. Обнаружено, что полученные в разных условиях энергетические распределения содержат пучковый пик, как квазимоноэнергетический, так и существенно размытый по энергиям. На основании количественных оценок установлено, что причиной значительного затухания электронного пучка является возбуждение столкновительно-диссипативной и бесстолкновительной пучково-плазменной неустойчивостей.

Как известно, в емкостном ВЧ разряде низкого давления возникают приэлектродные электронные пучки с энергиями в электрон-вольтах порядка амплитуды приложенного ВЧ напряжения V_{\sim} [1]. Эти пучки должны обогащать электронный энергетический спектр плазмы электронами высоких энергий и при реализации соответствующих условий возбуждать пучково-плазменные неустойчивости [2], сопровождаемые генерацией СВЧ полей и дополнительным нагревом электронов плазмы.

Параметры и роль электронных пучков и пучково-плазменных неустойчивостей в физическом механизме ВЧ разряда пока практически не исследованы. Очевидно, что электронные пучки и вышеупомянутые неустойчивости могут существенно влиять на физические свойства исследуемого разряда.

Имеются экспериментальные работы, посвященные определению энергетического распределения электронов плазмы центральных областей ВЧ разряда низкого давления [3,4]. В этих работах зондовым методом получены функции распределения электронов по энерги-

ям $f_e(\varepsilon)$ в интервале около 40 eV. При этом высокоэнергетичная часть энергетического распределения удовлетворительно не исследована, что обусловлено низкой плотностью электронов повышенных энергий и недопустимостью использования высоких зондовых напряжений. Некоторое обогащение "хвоста" функции распределения $f_e(\varepsilon)$ "быстрыми" электронами объяснялось осцилляцией границы приэлектродного слоя пространственного заряда [4]. Ранее с помощью плоского зонда с переменной ориентацией исследовался электронный энергетический спектр приэлектродной плазмы емкостного ВЧ разряда и зафиксирован электронный пучок с энергиями $\varepsilon_e > 180$ eV [5].

В отдельных работах [6–9] зарегистрированы с помощью энергоанализаторов высокоэнергетичные части энергетического распределения электронов плазмы ВЧ разряда с энергиями $\varepsilon_e > 1$ keV.

Целью настоящей работы было экспериментальное изучение высокоэнергетичной части электронного энергетического спектра приэлектродной плазмы асимметричного емкостного ВЧ разряда, поиск проявлений пучково-плазменных неустойчивостей и их влияния на характер распределения электронов по энергиям.

Исследовался ВЧ разряд в воздухе при давлении $p = 5 \cdot 10^{-2} \div 5 \cdot 10^{-1}$ Торр на частоте поля $f = 1$ МГц. Диаметр активного электрода $D_a = 0.58$ см, диаметр заземленного электрода $D_g = 5.8$ см, межэлектродное расстояние $d = 6$ см. Использование асимметричного ВЧ разряда позволило увеличить на $1 \div 2$ порядка плотность электронного пучка n_{eb} от активного электрода по сравнению с плотностями n_{eb} в ВЧ разряде с плоскими симметричными электродами. Электронный энергетический спектр плазмы измерялся с помощью 3-электродного энергоанализатора с тормозящим электростатическим полем, размещавшегося позади заземленного электрода.

Общий вид электронного энергетического спектра (ЭЭС) плазмы исследованного разряда состоял из узкой группы "медленных" электронов с плотностью, на $1 \div 1.5$ порядка превышавшей плотности остальных частей энергетического распределения электронов, очень широкой (сотни eV) средней части спектра и группы наиболее "быстрых" электронов в окрестности пучкового пика.

Полученные характерные квазистационарные распределения электронов плазмы представлены на рис. 1 для $V_{\sim} = 600$ и 750 V.

Характер эволюции электронного энергетического спектра плазмы при монотонном увеличении ВЧ напряжения показан на рис. 2.

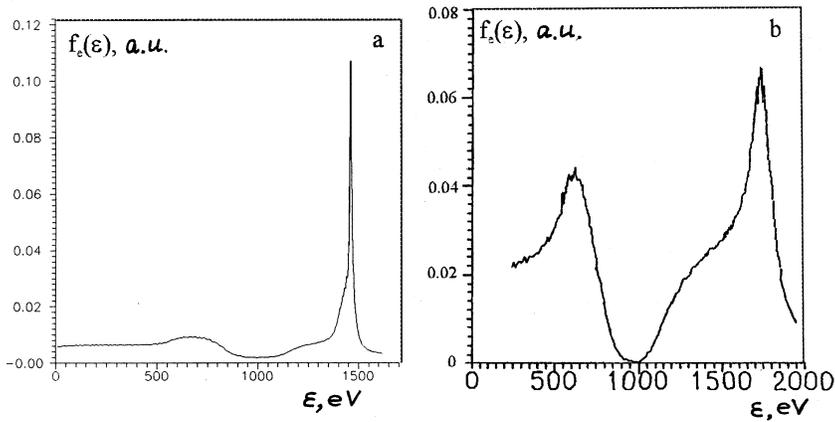


Рис. 1. Высокоэнергетичная часть распределения электронов приэлектродной плазмы по энергиям в ВЧ разряде в воздухе при давлении $p = 0.1$ Торр, частоте поля $f = 1$ МГц и ВЧ напряжении $V_{\sim} = 600$ В (а) и 750 В (б).

Отметим, что наблюдаемая на полученных функциях распределения максимальная энергия электронов пучка $\varepsilon_{eb\max}$ практически равна предсказываемой для асимметричного ВЧ разряда теорией [10]: $\varepsilon_{eb\max} \approx 2\sqrt{2}V_{\sim}$ (eV), где V_{\sim} — эффективное значение приложенного ВЧ напряжения.

Между энергетическими распределениями, приведенными на рис. 1, имеется принципиальное отличие.

Функция распределения электронов при $V_{\sim} = 600$ В содержит квазимоноэнергетический пучковый пик. Его полуширина составляет около 30 eV. Близкий к этой величине разброс по энергиям происходит при эмиссии электронов из электрода [11]. Таким образом, можно считать, что в данном случае электронный пучок рассеивается весьма слабо при столкновениях электронов пучка с нейтральными частицами газа. При этом средняя длина свободного пробега электронов пучка превышает расстояние между электродами. Амплитуда же пучкового пика в несколько раз превосходит амплитуду средней части энергетического спектра.

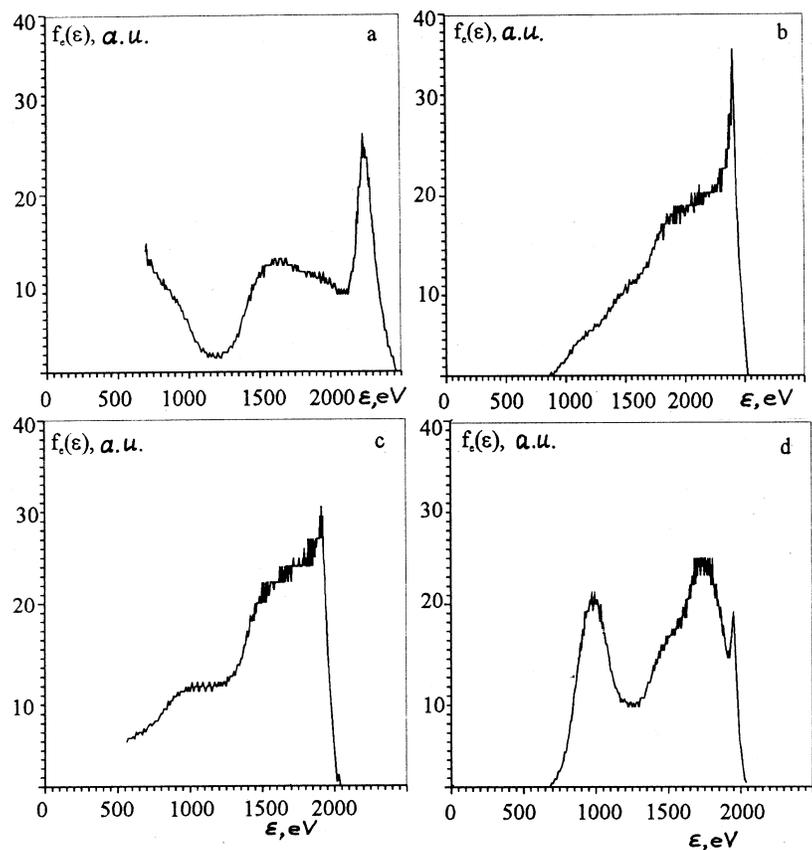


Рис. 2. Зависимость высокоэнергетической части распределения электронов приэлектродной плазмы по энергиям от величины ВЧ напряжения в ВЧ разряде в воздухе при давлении $p = 0.07$ Торр и частоте поля $f = 1$ МГц: $a - V_{\sim} = 850$ В, $b - 900$ В, $c - 950$ В, $d - 1000$ В.

В разряде с $V_{\sim} = 750$ В пучковый пик уже сильно размыт по энергии: его полуширина более чем на порядок превышает соответствующую величину при $V_{\sim} = 600$ В. Несмотря на ожидаемое уменьшение сечения столкновений электронов с нейтральными частицами с ростом энергии частиц пучка, расплывание пучка по энергии резко возросло. Ампли-

туда пучкового пика здесь уже соизмерима с амплитудами вторичных пиков средней части энергетического распределения. Это указывает на возникновение более эффективного механизма рассеяния пучка.

Хорошо известно, что энергия, до которой ускоряются эмитированные из электрода электроны, зависит от распределения электронов по фазам вылета и формы напряжения в приэлектродном слое [9,12]. Это, в принципе, должно приводить к уширению наблюдаемого квазистационарного энергетического спектра приэлектродных электронных пучков, что зафиксировано при ВЧ напряжениях $V_{\sim} \ll 1$ кВ в условиях потенциальной ионно-электронной эмиссии с электродов [5,13].

Однако полученные в настоящей работе результаты показывают, что, когда падение напряжения в приэлектродном слое превышает 1 кВ, в приэлектродной плазме в зависимости от режима наблюдаются ЭЭС как с квазимоноэнергетическим, так и со значительно размытым пиком в области максимальных энергий (рис. 1, *a,c*).

Этот экспериментальный факт можно объяснить рядом факторов, обуславливающих сужение пучкового пика квазистационарного ЭЭС. Во-первых, в определенных фазах ВЧ поля ускоряющее ионы напряжение в слое существенно превышает 1 кВ, что вызывает переход от потенциальной ионно-электронной эмиссии к кинетической с заметным увеличением коэффициента поверхностной ионизации γ [14]. Во-вторых, вследствие использования относительно низкой частоты ВЧ поля $f = \omega/2\pi = 1$ МГц в эксперименте выполняется условие $\omega_{pi} > \omega$ (ω_{pi} — ионная плазменная частота) и в фазах с максимальными напряжениями в приэлектродном слое должен увеличиваться поток бомбардирующих электрод ионов $J_i = n_i v_i$. В-третьих, в исследованных условиях в вышеупомянутых фазах возрастают плотность возбужденных нейтральных частиц и интенсивность излучения плазмы, что увеличивает эффективный коэффициент эмиссии электронов с электрода $\gamma_{eff} \gg \gamma$ [15]. Указанные факторы увеличивают плотность электронов пучка в фазах, соответствующих максимальным значениям приобретаемой ими энергии. В качестве четвертого фактора следует отметить, что электроны пониженных энергий в соответствующие фазы поля испытывают более интенсивное упругое рассеяние и затрудняется достижение ими энергоанализатора. Тенденция к обогащению квазистационарного ЭЭС электронами максимальных энергий прослеживается также в экспериментальных результатах работы [9] при менее благоприятных для этого условиях.

В силу сказанного выше вклад пучковых электронов в исследованный квазистационарный ЭЭС в фазы с максимальными ускоряющими напряжениями должен быть определяющим, приводя к формированию квазимоноэнергетического пучкового пика. Причем с увеличением ВЧ напряжения эффект монокинетизации высокоэнергетичной части ЭЭС должен возрастать.

Наиболее вероятным объяснением усиления рассеяния пучка является предположение о развитии пучково-плазменных неустойчивостей: столкновительно-диссипативной черенковской неустойчивости с инкрементом δ_1 и бесстолкновительной черенковской неустойчивости с инкрементом δ_2 . Соответствующие выражения имеют вид [2]:

$$\delta_1 = \omega_p \left(\frac{n_{eb}}{n_e} \frac{\omega_p}{\nu_e} \right)^{1/2} \quad \text{и} \quad \delta_2 = \omega_p \left(\frac{n_{eb}}{2n_e} \right)^{1/3},$$

где ω_p — электронная плазменная частота, ν_e — частота упругих столкновений электронов с нейтральными частицами.

Оценим возможность возбуждения пучково-плазменных неустойчивостей для физических условий, соответствующих полученным функциям распределения (рис. 1).

В исследованных условиях всегда выполнялось необходимое (но не достаточное) условие существования плазменных волн [2]:

$$\omega_p > \nu_e.$$

В условиях разряда с $V_{\sim} = 600 \text{ V}$ имеем: $\omega_p \sim 10^9 \text{ s}^{-1}$, $\nu_e \sim 10^8 \text{ s}^{-1}$, согласно данным наших измерений [16], здесь $n_{eb}/n_e \sim 10^{-2}$. Отсюда получаем: $\delta_1 > 3 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ и $\delta_2 > 2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$. Таким образом:

$$\delta_1 \approx \delta_2 \approx \nu_e,$$

что означает неблагоприятные условия для развития обоих типов пучково-плазменных неустойчивостей и соответствует неразмытому пучковому пику на рис. 1, а.

Для разряда с $V_{\sim} = 750 \text{ V}$ соответственно получаем: $\omega_p \leq 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $n_{eb}/n_e \sim 10^{-2}$, $\nu_e \sim 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\delta_1 \sim 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\delta_2 \sim 10^9 \text{ s}^{-1}$. Следовательно, $\delta_1 \gg \nu_e$, $\delta_2 > \nu_e$. Таким образом, должна эффективно возбуждаться бесстолкновительная черенковская неустойчивость, приводящая к существенному нагреву электронов пучка, т.е. резкому снижению его

моноэнергетичности. Последнее соответствует виду полученного распределения (рис. 1, *b*).

Рассмотрим эволюцию электронного энергетического спектра с ростом V_{\sim} на рис. 2. Эта серия измерений проделана для более высоких V_{\sim} и более низкого давления газа ($p = 0.07$ Торг) по сравнению с рассмотренными выше условиями.

Как видно из рис. 2, с увеличением V_{\sim} пучковый пик все больше расплывается по энергии, а величина отношения амплитуды пучкового пика к амплитудам пиков электронов средней части распределения монотонно уменьшается до значений, меньших 1.

Таким образом, в исследованных условиях с увеличением V_{\sim} под действием бесстолкновительной черенковской неустойчивости затухание приэлектродного электронного пучка монотонно возрастало, а характер высокоэнергетической части распределения претерпевал существенные качественные изменения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ 94-02-05194а). Авторы благодарны И.Д. Кагановичу за полезные обсуждения полученных результатов, а также рецензенту за ряд ценных замечаний.

Список литературы

- [1] Ковалевский В.Л., Савинов В.П. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 3. С. 322–334.
- [2] Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высш. школа, 1988. 424 с.
- [3] Dilecce G., Capitelli M., De Benedictis S.J. // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. N 1. P. 121–128.
- [4] Godyak V.A., Piejak R.B., Alexandrovich B.M. // Plasma Source Sci. Technol. 1992. V. 1. N 1. P. 36–58.
- [5] Кузовников А.А., Савинов В.П. // Вопросы физики низкотемпературной плазмы: Сб. статей / Под ред. М.А. Ельяшевича. Минск: Наука и техника, 1970. С. 162–165.
- [6] Koenig H.R., Maissel L.I. // IBM J. Res. Devel. 1970. V. 14. March. P. 168–171.
- [7] Смирнов А.С., Фролов К.С., Уставщиков А.Ю. // Мат. конф. "Физика низкотемпературной плазмы". Петрозаводск, 1995. Ч. 2. С. 178–180.

- [8] Александров А.Ф., Ковалевский В.Л., Савинов В.П., Сингаевский И.Ф. // Тез. докл. VIII конф. по физике газового разряда. Рязань, 1996. Ч. 2. С. 48–49.
- [9] Орлов К.Е., Смирнов А.С. // Мат. конф. "Физика плазмы и плазменные технологии". Минск, 1997. Т. 1. С. 142.
- [10] Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н. // Физ. плазмы. 1992. Т. 18 В. 9. С.1211–1221.
- [11] Hagstrum H.D. // Phys. Rev. 1956. V. 104. N 3. P. 672–683.
- [12] Кузовников А.А., Савинов В.П. // Вестн. Московского ун-та. Сер. Физика. Астрономия. 1973. № 2. С. 215–223.
- [13] Медвед Д., Штрассер И. // УФН. Т. 91. № 3. С. 485–526.
- [14] Брусиловский Б.А. Кинетическая ионно-электронная эмиссия. М.: Энергоатомиздат, 1990. 184 с.
- [15] Смирнов А.С., Уставщиков А.Ю., Фролов К.С. // ЖТФ. 1995, Т. 65. В. 8. С. 38–50.
- [16] Ковалевский В.Л., Савинов В.П., Сингаевский И.Ф., Якунин В.Г. // Тез. докл. IX конф. по физике газового разряда. Рязань, 1998. Ч. 1. С. 102–103.