

НЕЛИНЕЙНАЯ СТАДИЯ ИОНИЗАЦИОННО-ПОЛЕВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ РАЗРЯДЕ

В.Б.Гильденбург¹⁾, А.А.Солодов

Институт прикладной физики РАН
603600 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 5 сентября 1995 г.

Исследована динамика высокочастотного разряда на нелинейной стадии ионизационно-полевой неустойчивости, приводящей к пространственной модуляции параметров в направлении вектора электрического поля. Показано, что в результате развития неустойчивости в разряде образуются пульсирующие мелкомасштабные структуры (регулярные или стохастические), характеризуемые высокими (надкритическими) значениями плотности плазмы.

Разряды, создаваемые в газах переменными электромагнитными полями различных частотных диапазонов (включая ВЧ, микроволновые и оптические), подвержены действию так называемых ионизационно-полевых неустойчивостей, обусловленных эффектами взаимного усиления возмущений поля и плотности плазмы [1–6]. Динамические структуры, формируемые в результате развития этих неустойчивостей, существенно определяют общий характер взаимодействия излучения с создаваемой им плазмой и возможности использования этой плазмы в различных приложениях. В частности, они затрудняют применение рассматриваемых разрядов в лазерной технике и плазмохимии (в тех случаях, когда используемая рабочая среда должна быть достаточно однородной). В то же время, способствуя образованию в разряде структур с повышенными значениями электронной плотности и температуры, неустойчивости могут играть положительную роль в предложенных проектах использования энергии электромагнитного излучения для создания радиоотражающих или "озоновосстанавливающих" областей искусственной ионизации в атмосфере [7, 8].

Целью данной работы является исследование динамики разряда с развитой апериодической "плазменно-резонансной" неустойчивостью, преобладающей над неустойчивостями других типов в достаточно широкой области давлений газа, где она не подавляется диффузией и где частота соударений электронов *и* меньше частоты поля ω [1, 5]. Эта неустойчивость, приводящая к пространственной модуляции плотности плазмы в направлении вектора электрического поля, может рассматриваться как своеобразный ионизационный аналог известной модуляционной неустойчивости бесстолкновительной плазмы с фокусирующей нелинейностью, но, в отличие от последней, она способна развиваться (демонстрируя, как мы увидим, существенно иную нелинейную динамику) не только в узкой резонансной области вблизи поверхности критической плотности, а практически во всей области прозрачности плазмы.

Хотя анализ начальной (линейной) стадии неустойчивости и экспериментальные наблюдения некоторых форм разряда, возникавших, по-видимому, в результате ее развития, были выполнены довольно давно [1, 4, 5], теоретические исследования пространственно-временной эволюции разряда, отвечающей ее нелинейной стадии, до сих пор не проводились. Нами было проведено

¹⁾e-mail: gil@appl.sci-nnov.ru

компьютерное моделирование такой эволюции на основе решения одномерного интегро-дифференциального диффузионного уравнения для плотности плазмы, описывающего развитие неустойчивости в продольном (параллельном градиенту плотности) высокочастотном электрическом поле. Используемая одномерная модель (модель "плоского конденсатора") пригодна для описания мелкомасштабного дробления разрядов как в квазистатических, так и в волновых полях при условии малости характерного масштаба неустойчивости по сравнению с длиной волны λ .

Оставаясь в рамках приближений, обычных для теории неравновесного высокочастотного разряда в холодном газе [9–11] (локальность и безынерционность усредненного нагрева электронов и локальность поляризационного отклика плазмы на частоте поля ω), и рассматривая в качестве основных механизмов, управляющих балансом электронов, ионизацию электронным ударом, прилипание к нейтральным молекулам (в предположении быстрой рекомбинации образующихся отрицательных и положительных ионов) и диффузию (свободную или амбиполярную), запишем исходные уравнения для поля и плотности плазмы в виде

$$\frac{\partial(\epsilon E)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + (\nu_i - \nu_a)N. \quad (1)$$

Здесь $E(x, t)$ – медленная (в масштабе периода $2\pi/\omega$) комплексная огибающая электрического поля, представляемого в виде $E = \frac{1}{2}x_0 E \exp(-i\omega t) + \text{к.с.}$, $N(x, t)$ – концентрация электронов, $\epsilon = 1 - (N/N_c)(1 - i\nu/\omega)$ – комплексная диэлектрическая проницаемость плазмы, $N_c = m(\omega^2 + \nu^2)/4\pi e^2$ – критическая концентрация, e и m – заряд и масса электрона. Частота ионизирующих соударений электронов ν_i рассматривается как заданная (быстро растущая) функция амплитуды поля, для которой в достаточно широкой области значений $|E|$ может быть использована степенная аппроксимация: $\nu_i \sim |E|^\beta$, где коэффициент β зависит от рода газа (для воздуха $\beta \approx 4 \div 5$ [12]). Эффективная частота соударений электронов ν , частота прилипания ν_a и коэффициент диффузии D , зависящие от $|E|$ гораздо слабее, для простоты предполагаются постоянными. Входящую в уравнение для N разность частот ионизации и прилипания удобно представить в виде

$$\nu_i - \nu_a = \nu_a[(|E|/E_c)^\beta - 1], \quad (2)$$

где E_c – критическое значение амплитуды, определяемое из условия однородного пробоя $\nu_i = \nu_a$. Динамика пространственно-периодических возмущений амплитуды поля и плотности, характеризуемых заданным периодом L по координате x ($N(x, t) = N(x + L, t)$, $E(x, t) = E(x + L, t)$) и заданным (не зависящим от времени) значением средней по периоду L амплитуды поля

$$E_0 = L^{-1} \int_0^L E(x) dx = \text{const},$$

как следует из (1),(2), описывается в безразмерных переменных $t \rightarrow \nu_a t$, $x \rightarrow x/L_a$, $E \rightarrow E/E_c$, $n = N/N_c$ ($L_a = \sqrt{D/\nu_a}$ – диффузионная длина прилипания электронов) уравнениями

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + F\{n\}, \quad F\{n\} = (|E|^\beta - 1)n, \quad (3)$$

$$E = \frac{E_0 \epsilon_{eff}}{\epsilon}, \quad \epsilon = 1 - n(1 - i\delta), \quad \epsilon_{eff}^{-1} = L^{-1} \int_0^L \epsilon^{-1} dx, \quad (4)$$

где $\delta = \nu/\omega$, ϵ_{eff} – эффективная диэлектрическая проницаемость, определяющая среднюю по x поляризуемость плазмы, E_0 и L – здесь и далее безразмерные величины ($E_0 \rightarrow E_0/E_c$, $L \rightarrow L/L_a$). Важной особенностью полученного нелинейного диффузационного уравнения для n является присутствие в нем нелинейностей двух типов: "локальной", определяемой формой резонансной кривой $|E|^\beta(n) \sim [(1-n)^2 + (n\delta)^2]^{-\beta/2}$, и "интегральной", определяемой величиной ϵ_{eff} , представляющей собой функционал распределения плотности $n(x)$ на всем промежутке $(0, L)$.

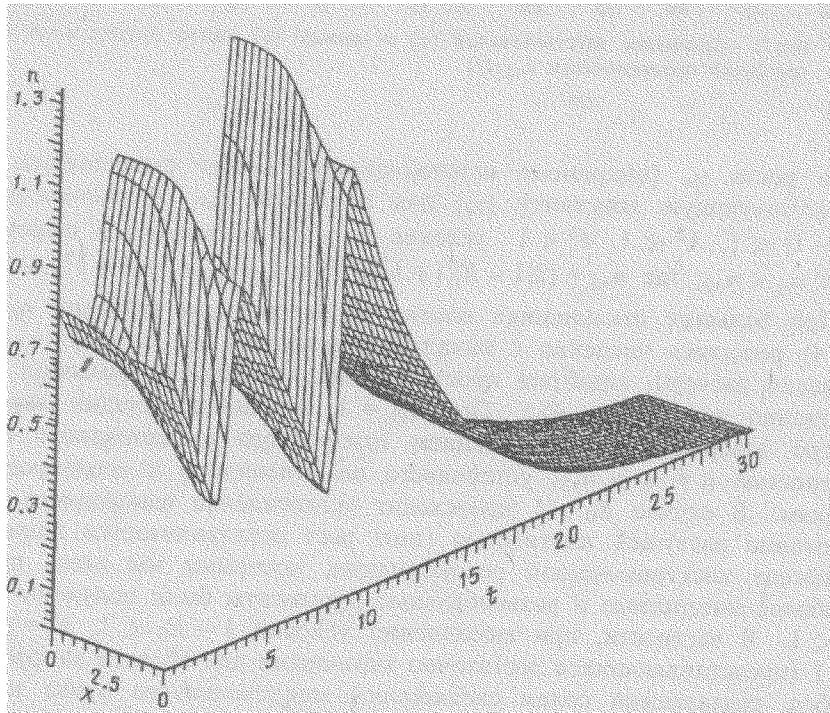


Рис.1. Пространственно-временная эволюция плотности плазмы $n(x, t)$ в отсутствие стороннего источника ионизации

Производя линеаризацию уравнений (3),(4) на фоне однородного (в общем случае нестационарного) состояния $n = n_a(t)$, $\epsilon = \epsilon_a = 1 - n_a(1 - i\delta)$, $E = E_0 = \text{const}$, то есть полагая $n = n_a(t) + n_v(t) \cos kx$, $k = 2\pi/L$, $n_v \ll n_a$ и учитывая, что в этом приближении $\epsilon_{eff} \approx \epsilon_a$, находим скорости изменения однородной и неоднородной составляющих плотности:

$$\frac{dn_{a,v}}{dt} = \gamma_{a,v} n_{a,v}, \quad \gamma_a = E_0^\beta - 1, \quad \gamma_v = \beta E_0^\beta |\epsilon_a|^{-2} n_a (1 - n_a - \delta^2 n_a) + E_0^\beta - 1 - k^2. \quad (5)$$

При любом знаке разности $E_0 - 1$, то есть как в процессе зажигания ($\gamma_a > 0$), так и в процессе погасания ($\gamma_a < 0$) разряда, существует область значений средней плотности n_a , где первоначально малое неоднородное возмущение n_v экспоненциально растет со временем, причем временная константа

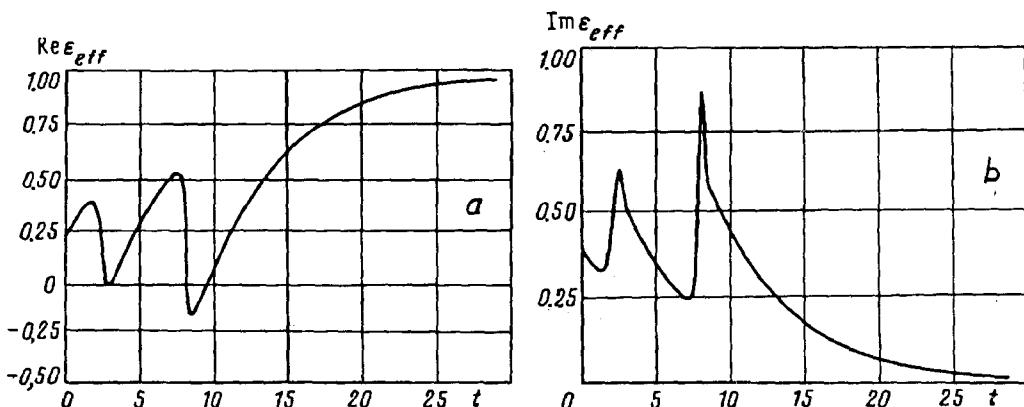


Рис.2. Изменение действительной (а) и мнимой (б) частей эффективной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{eff}(t)$

этого роста γ_u (инкремент неустойчивости) может существенно превышать соответствующую константу $|\gamma_a|$ для величины n_a . В частности, в случае $|E_0^\beta - 1| \ll 1$, $k^2 \ll 1$, $\delta^2 < 1$ условие $\gamma_u > |\gamma_a|$ выполнено в широкой области $n_{a1} < n_a < n_{a2}$, где $n_{a1} = (2|1 - E_0^\beta| + k^2)\beta^{-1} \ll 1$, $n_{a2} = 1/(1 + \delta^2) \sim 1$.

При больших отклонениях плотности от среднего значения n_a уравнения (3), (4) решались численно с начальным условием $n(x, 0) = n_0 + n_1 \cos kx$. Как показали расчеты, сценарии пространственно-временной эволюции разряда существенно зависят от E_0 . При $E_0 = 1$ нелинейная стадия неустойчивости быстро завершается установлением однородного стационарного состояния с плотностью $n = n_a > n_{a2}$, устойчивого по отношению к неоднородным возмущениям. В случае $E_0 > 1$ происходит установление однородного состояния с монотонно растущей плотностью (этот рост останавливается лишь при учете процессов электрон-ионной рекомбинации, которыми мы здесь пренебрегли). Наиболее интересные и разнообразные результаты были получены для области $E_0 < 1$. В частности, при выполнении условий $1 - E_0 \ll 1$, $k^2 = (2\pi/L)^2 \ll 1$, $\delta < 1$ (представляющихся достаточно типичными для области за фронтом волны пробоя, создаваемой полем сходящегося микроволнового пучка при давлениях газа $p \simeq 1 \div 30$ Торр [5]) реализуется серия повторяющихся пульсаций разряда, характеризуемых глубокой временной и пространственной модуляцией плотности и резонансным усилением поля в быстро движущихся областях критической плотности $n = 1$. Результаты расчета для значений параметров $E_0 = 0.95$, $\beta = 4$, $\delta = \nu/\omega = 0.5$, $L = 10$, $n_0 = 0.8$, $n_1 = 0.04$ представлены на рис.1, 2. В каждом из повторяющихся циклов пространственно-временной эволюции плотности плазмы (рис.1) можно выделить две стадии – быструю и медленную. На первой из них ($1.5 < t < 3$ и $7 < t < 8.5$) развитие неустойчивости приводит к переходу максимума плотности через точку $n = 1$, после чего формируется быстрая волна пробоя, приводящая к установлению почти однородного состояния с $n \simeq n_a > n_{a2}$. На этой стадии возникают резкие временные пики действительной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости плазмы $\epsilon_{eff}(t)$ (рис.2), свидетельствующие о резких изменениях ее преломляющих и поглощающих свойств как макроскопической среды в

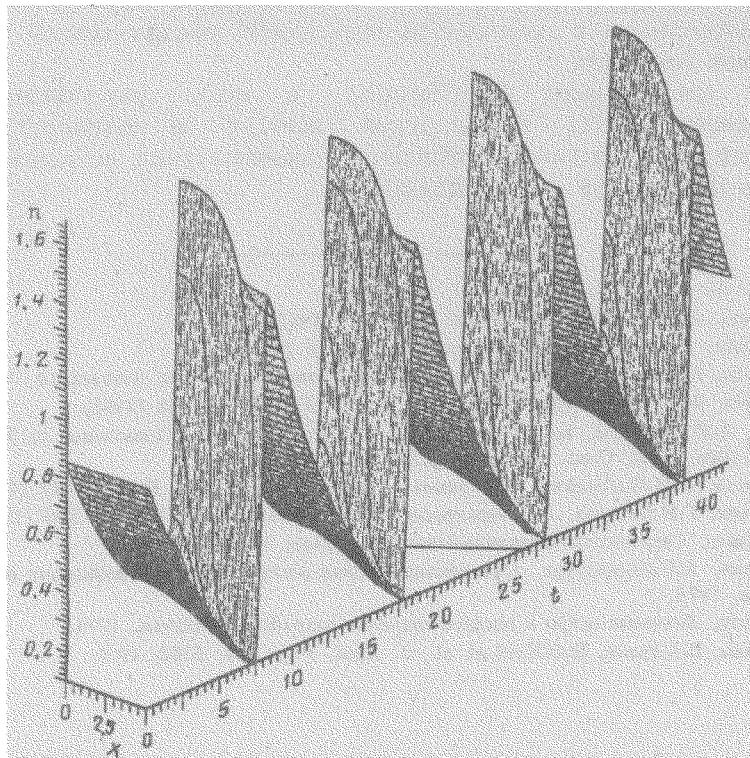


Рис.3. Пространственно-временная эволюция плотности плазмы $n(x,t)$ в присутствии слабого стороннего источника

целом. На второй стадии ($3 < t < 7$ и $t > 8.5$) плотность $n \simeq n_a$ медленно убывает и в конце концов вновь попадает в зону неустойчивости $n < n_{a2}$. Если неоднородная составляющая возмущения $(n - n_a)$ к этому моменту времени еще не успела слишком сильно релаксировать (как в конце последней пульсации на рис.1), она вновь сильно увеличивается, и процесс повторяется. Последняя пульсация в рассматриваемой нами модели завершается на стадии релаксации образованием состояния со столь слабой неоднородностью, что за время снижения плотности от n_{a2} до n_{a1} , то есть за время пребывания в зоне неустойчивости, эта неоднородность не успевает достичь заметной величины и разряд необратимо релаксирует к состоянию $n = 0$. Очевидно, что на этой заключительной стадии эволюции разряда определяющую роль могут приобрести неучтенные нами в уравнении (3) слабые сторонние источники ионизации, способные создать затравочные неоднородные возмущения плотности, достаточные для перехода разряда в режим непрекращающихся пульсаций. В качестве примера реализации такого режима на рис.3 приведены результаты численного решения, полученного (для тех же значений параметров E_0 , β , δ , L) при добавлении к правой части уравнения (3) для n стороннего источника вида $I(x) = I_0(1 + \cos kx)$ ($I_0 = 2 \cdot 10^{-4}$). Поскольку эволюция неустойчивых возмущений после каждой пульсации в этом режиме фактически начинается заново, в практически важном случае шумового стороннего источника, характеризуемого случайной функцией $I(x,t)$, пульсации должны приобрести стохастический хаос.

стический характер, то есть приводить к образованию структур со случайным (не коррелированным с предыдущей пульсацией) расположением максимумов и минимумов плотности.

Авторы признательны В.Е.Семенову, а также участникам семинара В.Д.Шафранова в РРЦ "Курчатовский институт" за полезные обсуждения. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 9302843) и фондом ISF (грант R8A000).

-
1. В.Б.Гильденбург, А.В.Ким, ЖЭТФ **74**, 141 (1978).
 2. А.Т.Рахимов, Н.В.Суетин, ДАН СССР **368**, 341 (1982).
 3. Р.Р.Киквидзе, А.А.Рухадзе, Физика плазмы **13**, 246 (1987).
 4. А.Л.Вихарев, В.Б.Гильденбург, О.А.Иванов, А.Н.Степанов, Физика плазмы **10**, 165 (1984).
 5. А.Л.Вихарев, В.Б.Гильденбург, С.В.Голубев и др. ЖЭТФ, **94**, 136 (1988).
 6. J.P.Voegel, L.C.Pitchford, and W.L.Morgan, 22 Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, 1995, Hoboken, USA, Cont. Papers 4, p.187.
 7. A.L.Vikharev, A.M.Gorbachev, O.A.Ivanov et al., J. Geoph. Res. D**99**, 21097 (1994).
 8. Г.А.Аскарьян, Г.М.Батанов, А.Е.Бархударов и др., Письма в ЖЭТФ **55**, 500 (1992).
 9. А.Мак-Доналд, *Сверхвысокочастотный пробой в газах*, М.: Мир, 1969.
 10. А.В.Гуревич, А.Б.Шварцбург, *Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере*, М.: Наука, 1973.
 11. Ю.П.Райзер, *Лазерная искра и распространение разрядов*, М.:Наука, 1974.
 12. J.T.Mayhan, R.L.Fante, R.O'Keef et al., J. Appl. Phys. **42**, 5362, 1971.