

02; 04; 09

ПРИЛИПАТЕЛЬНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СВОБОДНО ЛОКАЛИЗОВАННОГО СВЧ РАЗРЯДА В ОТКРЫТОМ РЕЗОНАТОРЕ

*А. Л. Вихарев, О. А. Иванов, Л. С. Иванова, О. Ю. Кузнецов,
А. Н. Степанов*

Приводятся результаты экспериментального и теоретического исследования непрерывного СВЧ разряда в открытом резонаторе в молекулярных газах при давлении $p = 0.1 - 100$ Тор. В электроотрицательных газах обнаружены автоколебания амплитуды поддерживающего разряд высокочастотного поля с периодом от единиц до сотен микросекунд. Колебания существовали в ограниченном диапазоне давлений и вводимой в резонатор СВЧ мощности, а их возникновение не приводило к нарушению пространственной структуры разряда (появлению слоев или страт). На основе численного решения уравнений баланса заряженных и возбужденных частиц проведен анализ линейной и нелинейной стадий наблюдаемого нестационарного процесса. Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов позволяет сделать вывод о развитии в плазме свободно локализованного СВЧ разряда прилипательной неустойчивости.

1. Интерес к изучению неустойчивостей неравновесного СВЧ разряда обусловлен перспективами его использования в плазмохимии [1] и лазерной технике [2]. В СВЧ диапазоне достигаются высокие энерговыходы в разрядную плазму [3] и удается значительно увеличить эффективность ряда плазмохимических процессов [1]. Другим существенным достоинством СВЧ разряда является его безэлектродность, что позволяет получать чистую, не загрязненную материалами стенок или электродов, плазму, и избежать неустойчивостей зарождающихся в приэлектродных областях тлеющего разряда.

Прилипательная неустойчивость [4, 5] является одной из наиболее распространенных неустойчивостей газового разряда в электроотрицательных газах, ограничивающих применение неравновесной низкотемпературной плазмы. Эта неустойчивость возникает, когда в разряде действует источник рождения электронов, слабо зависящий от электронной температуры, и связана с резкой зависимостью частоты диссоциативного прилипания от приведенного электрического поля. В самостоятельном разряде первое из этих условий обычно реализуется вследствие интенсивного процесса отлипания электронов. Прилипательная неустойчивость впервые наблюдалась в разрядах постоянного тока [6], где ее возникновение приводило к расслоению плазмы вдоль электрического поля и образованию движущихся или неподвижных слоев (страт). Применительно к случаю быстропеременных волновых полей эта неустойчивость остается неисследованной.

В данной работе приводятся результаты экспериментального и теоретического исследований прилипательной неустойчивости неравновесного свободно локализованного СВЧ разряда в открытом резонаторе. Применение резонансной системы дает возможность зажигать и поддерживать непрерывный разряд в широком диапазоне давлений в различных газах и управлять параметрами разрядной плазмы. Кроме того, свободная локализация разряда позволяет выявить роль различных объемных процессов в механизме указанной неустойчивости и провести детальное сравнение эксперимента с расчетной моделью.

2. Эксперименты проводились на установке, подробная схема которой приведена в работе [7]. Основу установки составлял открытый резонатор, образованный круглыми сферическими зеркалами (диаметр $d=24$ см, радиус кривизны $R=18$ см, расстояние между отражателями $L=21$ см, добротность $Q_0=7 \cdot 10^3$). Резонатор помещался в вакуумную камеру и запитывался от СВЧ генератора (магнетрона) с помощью рупора и сетки отверстий связи в одном из зеркал. Магнетрон соединялся с рупором через циркулятор (развязка 30 дБ), устранявший влияние отраженного от резонатора сигнала на режим генерации. В резонаторе возбуждался основной тип колебаний TEM_{00q} ($q=13$) на длине волны $\lambda=3$ см. Настройка в резонанс осуществлялась изменением длины резонатора L и контролировалась по уменьшению отраженного сигнала. Напряженность электрического поля в резонаторе измерялась с помощью штыревой антенны, помещенной в пучность поля вблизи одного из зеркал резонатора [7]. Калибровка антенны проводилась по измеренным добротности резонатора и вводимой в него СВЧ мощности.

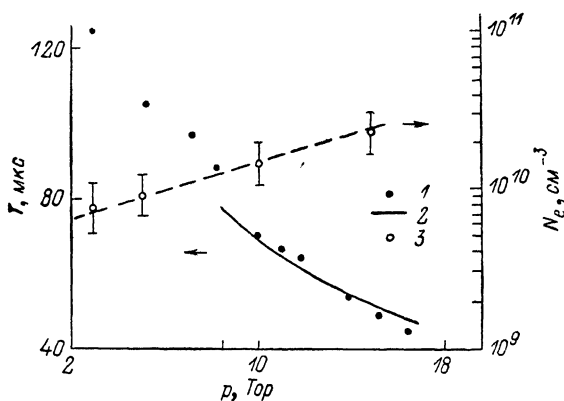


Рис. 1. Зависимость периода автоколебаний T и концентрации электронов N_e в разряде от давления воздуха при мощности, вводимой в резонатор, $W=10$ Вт.

1 — эксперимент, 2 — расчет, 3 — концентрация электронов в устойчиво горящем разряде.

Разряд зажигался и поддерживался в диапазоне давлений $p \approx 0.1-100$ Торр в различных молекулярных газах (воздух, кислород, азот, аммиак, пары воды). Основное внимание, однако, было уделено исследованию разряда в смеси $N_2 : O_2$. При высоких ¹ давлениях ($p \geq 10$ Торр) разряд, как правило, возникал в одной центральной пучности поля в резонаторе и имел небольшие (меньше λ) размеры. С понижением давления число пучностей, в которых происходит пробой, увеличивалось. Эксперименты показали, что в электроотрицательных газах в системе плазма—резонатор возникали автоколебания амплитуды поддерживающего разряд высокочастотного поля с периодом от единиц до сотен микросекунд. Колебания фиксировались как по отраженному от резонатора СВЧ сигналу, так и с помощью помещенной внутри резонатора штыревой антенны. В фазе с колебаниями амплитуды поля изменялась и светимость разряда, регистрируемая коллимированным фотоумножителем ФЭУ-84. С помощью фотоэлектронного регистратора ФЭР-2М была проведена скоростная фоторазвертка свечения разряда. Щель прибора проецировалась параллельно вектору электрического поля в возбуждаемой моде. Анализ хронограмм показал, что возникновение колебаний не сопровождалось нарушением пространственной структуры разряда (появлением слоев или страт), как это происходит в разрядах постоянного тока.

Автоколебания наблюдались в воздухе в диапазоне давлений $p_n \approx 3-17$ Торр и по форме были близки к синусоидальным. Период колебаний уменьшался с ростом давления (рис. 1). Автоколебания возникали, когда вводимая в резонатор СВЧ мощность превышала некоторый пороговый уровень. По мере увеличения мощности период колебаний и глубина их модуляции уменьшались, и раз-

¹ Под высоким подразумевается давление, при котором частота электрон-молекулярных столкновений превышает круговую частоту СВЧ излучения $\nu \geq \omega$.

ряд опять переходил в устойчивый режим поддержания (рис. 2). При этом необходимом для поддержания устойчивого горения разряда поле существенно превышало усредненное по времени поле при наличии автоколебаний.

По сдвигу собственной частоты резонатора, частично заполненного плазмой, определялась концентрация электронов в разряде [7] при мощности ниже пороговой в области давлений, где существуют автоколебания. Для этого в резонатор вводился частотно-модулированный сигнал от клистронного генератора.

Сдвиг собственной частоты резонатора Δf измерялся с помощью спектр-анализатора С4-27. Связь между Δf и электронной концентрацией рассчитывалась по теории возмущений [8]. Результаты измерений представлены на рис. 1 (кривая 3).

В разряде в азоте описываемых осцилляций амплитуды высокочастотного поля не наблюдалось во всем исследуемом диапазоне давлений. При добавлении к азоту кислорода колебания в смеси газов возникали, когда добавка превышала величину

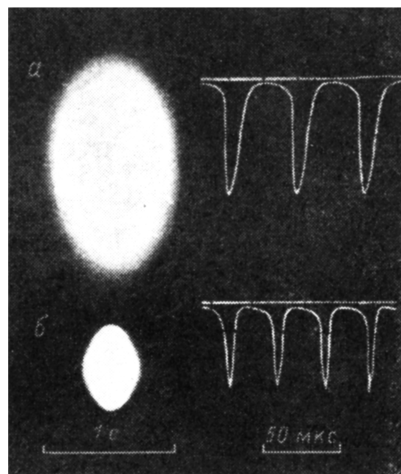
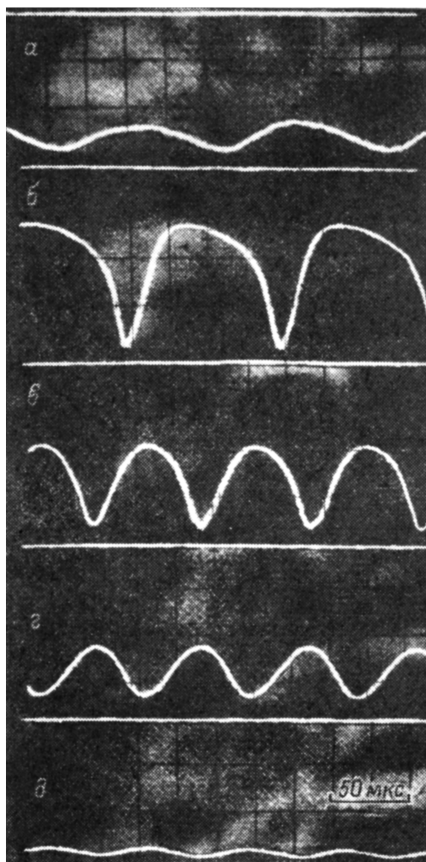


Рис. 2. Осциллограммы автоколебаний в воздухе ($p=7$ Тор) при различном уровне закачиваемой в резонатор мощности.

W, Вт: а — 8, б — 9.4, в — 12, г — 20, д — 24. Верхняя светлая линия является нулевой линией напряженности электрического поля.

Рис. 3. Диффузный (а) и контрагированный (б) разряд в кислороде ($p=20$ Тор) и осциллограммы автоколебаний в этих разрядах.

10—15 %. Увеличение доли O_2 приводило к уменьшению периода автоколебаний и порогового (по сравнению с воздухом) давления. Так, в чистом кислороде колебания появлялись при давлении $p_k \approx 0.3$ Тор и носили вблизи порога (как по давлению, так и по заканчиваемой мощности) стохастический характер. С увеличением вводимой в резонатор мощности осцилляции поля приобретали регулярность. Форма колебаний в O_2 имела выраженный релаксационный характер (рис. 3), а глубина модуляции была существенно большей, чем в воздухе. При давлениях $4 \leq p_k \leq 80$ Тор в кислороде наблюдались две формы разряда: диффузная и контрагированная [9], в которых существовали автоколебания (рис. 3). Переход из диффузного в контрагированное состояние осуществлялся подсогласованием резонатора (увеличением вводимой мощности) и сопровождался резким уменьшением периода колебаний (рис. 3, б).

Автоколебания наблюдались и в других электроотрицательных газах. В аммиаке они существовали в диапазоне давлений $p_{\text{к}}=3\div 10$ Тор, а в парах воды $p_{\text{к}}=1\div 12$ Тор и по форме были близки к осцилляциям в кислороде. Контракция разряда в этих газах также происходила при невысоких давлениях ($p_{\text{к}}\approx 5$ Тор) и приводила к уменьшению периода автоколебаний.

3. Анализ наблюдаемого нестационарного процесса проводился на основе численного решения системы уравнений баланса заряженных и возбужденных (при столкновении с которыми происходит разрушение отрицательных ионов) частиц в электроотрицательном газе, дополненной уравнением, связывающим амплитуду поля в резонаторе с концентрацией электронов. При этом в балансе частиц рассматривались только объемные процессы, а также предполагалось, что область, занимаемая плазмой, не превышает характерный размер неоднородности поля.² Такое предположение позволяет пренебречь пространственной неоднородностью задачи и пользоваться локальными уравнениями баланса. Кроме того, при анализе не учитывались нагрев газа и связанные с ним уменьшение плотности молекул и изменение напряженности приведенного электрического поля. Состояние плазмы в этих условиях описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{dN_e}{dt} &= \nu_i \left(\frac{E_e}{p} \right) N_e - \nu_a \left(\frac{E_e}{p} \right) N_e + kN^*N_- - \alpha N_e N_+, \\ \frac{dN_-}{dt} &= \nu_a \left(\frac{E_e}{p} \right) N_e - kN^*N_- - \beta N_- N_+, \\ \frac{dN^*}{dt} &= k_1 N N_e - kN^*N_- - \frac{N^*}{\tau}, \\ N_+ &= N_- + N_e, \quad E_e = E(N_e) \left(1 + \frac{\omega^2}{\nu^2} \right)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь N_e , N_- , N_+ , N^* , N — концентрации электронов, отрицательных и положительных ионов возбужденных частиц и нейтральных молекул соответственно; ν_i (E_e/p), ν_a (E_e/p) и ν — частоты ионизации электронным ударом, диссоциативного прилипания и соударений электронов с молекулами; k , k_1 — константы реакций отлипания и образования возбужденных частиц; τ — характерное время релаксации N^* ; α и β — коэффициенты диссоциативной электрон-ионной рекомбинации; E_e — эффективное электрическое поле.

Связь $E(N_e)$ рассчитывалась на основании теории возмущений и имела следующий вид:

$$E(N_e) = E_0 \left[\left(1 + \frac{\nu}{\omega} J Q_0 \right)^2 + (Q_0 J)^2 \right]^{-1/2}, \quad (2)$$

где $J = \int_{V_p} N_e |E_q|^2 dv / 2N_e \int_{V_r} |E_q|^2 dv$ — интегральная характеристика, определяющая изменение собственной частоты резонатора при заполнении его плазмой; $N_c = m(\omega^2 + \nu^2) / 4\pi e^2$ — критическая концентрация; E_q — напряженность электрического поля возбуждаемой моды; E_0 — амплитуда электрического поля в центральной пучности в отсутствие плазмы; V_p , V_r — объемы, занимаемые плазмой и полем в резонаторе.

В случае, когда образующаяся плазма однородна и не изменяет возбуждаемой в резонаторе моды, выражение для J существенно упрощается

$$J = \frac{1}{2} \frac{N_e}{N_c} \frac{V_p}{V_r}. \quad (3)$$

Отметим, что связь (2) учитывает как изменение поля в резонаторе, вызываемое сдвигом его собственной частоты, так и ухудшение добротности из-за омиче-

² Такое приближение выполняется в диапазоне давлений, где диффузионная длина прилипания $L_a = (D_a/\nu_a)^{1/2}$ (D_a — коэффициент амбиполярной диффузии) меньше размера неоднородности поля $L_E \ll \lambda/2$ (для разряда в воздухе это соответствует давлению $p \geq 0.3$ Тор).

ских потерь в плазме. В то же время при таком рассмотрении не учитывается уменьшение добротности резонатора, связанное с рассеянием СВЧ излучения на разрядной плазме.

Система уравнений, подобная описываемой выше, неоднократно исследовалась и ранее при анализе прилипательной неустойчивости тлеющего разряда [1, 2]. Отличительной особенностью нашего рассмотрения наряду со спецификой связи $E(N_2)$ является учет генерации возбужденных частиц, определяющих кинетику отлипания электронов в течение разряда.

На начальном этапе с помощью критерия Раусса—Гурвица исследовалась устойчивость линеаризованной вблизи состояния равновесия системы (1), (2). В связи с тем, что коэффициенты получающегося характеристического уравнения третьего порядка имеют весьма громоздкий вид и не слишком наглядны,

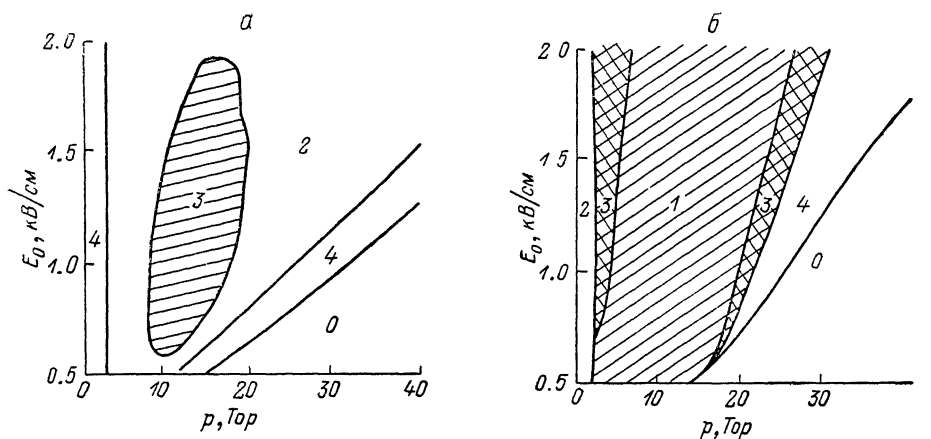


Рис. 4. Классификация состояния равновесия на плоскости параметров (E_0, p) .

Область неустойчивости заштрихована. а — воздух, б — кислород. Состояния равновесия: 0 — отсутствие состояния равновесия, 1 — седло, 2 — устойчивый фокус, 3 — седло-фокус, 4 — устойчивый узел.

анализ устойчивости проводился численно. В качестве задаваемых параметров стационарного состояния использовались величины E_0 и p , близкие к экспериментальным. При расчетах для смеси $N_2 : O_2$ выбирались следующие константы скоростей элементарных процессов³ [10^{-15}]:

$$\begin{aligned} \nu_i(E_0/p) &= 5.5 \cdot 10^7 p \cdot 10^{-96.6/\gamma} \text{ c}^{-1}, \quad \nu = 5.3 \cdot 10^9 p \text{ c}^{-1}, \\ \nu_a(E_0/p) &= 1.8 \cdot 10^6 p_{O_2} \cdot 10^{-42.4/\gamma} \text{ c}^{-1}, \quad \gamma = E_0/p, \\ \alpha &= (0.4 - 2) \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{c}, \quad \beta = (0.7 - 5) \cdot 10^{-8} p \text{ cm}^3/\text{c}, \\ \tau &= (10^{-2} - 10^{-1})/p \text{ c}, \quad \frac{V_p}{V_r} = 10^{-2} - 10^{-1}, \\ k &= (1 - 10) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{c}, \quad k_1 = (1 - 10) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{c}, \end{aligned}$$

где p и p_{O_2} (парциальное давление O_2) в Торр, E_0 в В/см.

Предполагалось, что основным отрицательным ионом в разряде является образующийся в результате диссоциативного прилипания ион O^- . Широкий диапазон используемых значений констант связан с тем, что в качестве возбуждаемых частиц предполагались разные их варианты (молекулы $O_2(1\Delta_g)$, $N_2(A^3\Sigma)$, атомы O и N , колебательно-возбужденный азот). Кроме того, для констант конкретных реакций в плазме с электроотрицательными компонентами в литературе существует довольно большое разнообразие данных. Отмеченная неопределенность в выборе констант, однако, не меняет основных закономерностей рассматриваемого процесса и приводит лишь к некоторому изменению его количественных характеристик. Типичные результаты расчета областей неустойчивости и классификация состояний равновесия на плоскости парамет-

³ Расчет проводился также для зависимостей $\nu_i(E_0/p)$ и $\nu_a(E_0/p)$, приведенных в [16].

ров (E_0 , p), моделирующие разряды в воздухе ($\alpha=10^{-7}$ см³/с, $\beta=7\cdot 10^{-9}$ р см³/с, $k=10^{-9}$ см³/с, $k_1=10^{-10}$ см³/с, $\tau=10^{-2}/p$ с) и кислороде ($p=p_{O_2}$, $k=3\cdot 10^{-10}$ см³/с), приведены на рис. 4, а, б. На рис. 5 представлены зависимости от давления концентраций частиц и напряженности электрического поля в резонаторе в различных состояниях равновесия, соответствующих рис. 4, б при фиксированном значении поля $E_0=1.5$ кВ/см.

Проведенный анализ показал, что обнаруженная неустойчивость имеет ту же природу, что и прилипательная неустойчивость тлеющего разряда, но в СВЧ разряде определяется в основном объемными кинетическими процессами (дрейф частиц и разделение зарядов несущественны). Характер возникающей неустойчивости существенным образом зависит от параметров разряда. Неустойчивость наблюдается в областях параметров (E_0 , p) и констант кинетических реакций, при которых баланс процессов прилипания и отлипания обеспечивает в стационарном состоянии условия $v_i < v_a$ и отношение концентраций отрицательных ионов и электронов ($\eta=N_-^0/N_e^0$) в диапазоне $0.1 \leq \eta \leq 10$.

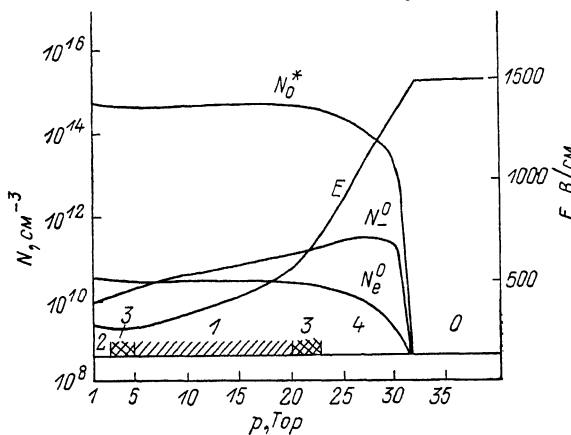


Рис. 5.

1, 2, 3, 4 — то же, что и на рис. 4.

В случае значительного преобладания какого-либо из этих процессов разряд является устойчивым.

При невысоких значениях частоты прилипания (малой доли электроотрипательной компоненты) и интенсивно идущем процессе отлипания (высокие значения k и k_1) область неустойчивых состояний равновесия, подобно эксперименту в воздухе, существует в ограниченном диапазоне давлений и полей (рис. 4, а). Область полей, при которых разряд неустойчив, ограничена сверху вследствие роста скорости ионизации и снизу из-за невысокой степени возбуждения газа. Концентрация электронов в области неустойчивости, отвечающей состоянию равновесия типа седло-фокус, значительно превышает концентрацию отрицательных ионов. Определяющее влияние на устойчивость разряда при этом оказывает комбинация, стабилизирующая разряд в области низких давлений, в результате чего неустойчивость возникает при достаточно высоких давлениях рис. 4, а.

В случае разряда в кислороде, обладающего более высокими по сравнению с воздухом частотами прилипания, ионизации и менее эффективным отлипанием, расширяется область полей и давлений, где процессы прилипания и отлипания сбалансированы, а разряд неустойчив (рис. 4, б). При этом значительную часть области неустойчивости занимает состояние равновесия типа седло, в котором концентрации электронов и отрицательных ионов близки друг к другу (рис. 5), а колебания имеют релаксационный вид (см. раздел 4).

В области высоких давлений процесс прилипания является определяющим, и разряд поддерживается в условиях $v_i \sim v_a$. При этом оказываются малыми стационарные плотности электронов N_e^0 и соответственно возбужденных частиц N_0^* . В результате процесс отлипания становится несущественным, в разряде накапливаются отрицательные ионы ($\eta \gg 1$), и он переходит в устойчивый

режим поддержания. Анализ системы (1) показал, что в отсутствие процесса отлипания электронов ($k=0$) разряд устойчив во всей исследуемой области полей и давлений газа. Таким образом, при высоких давлениях нарушается

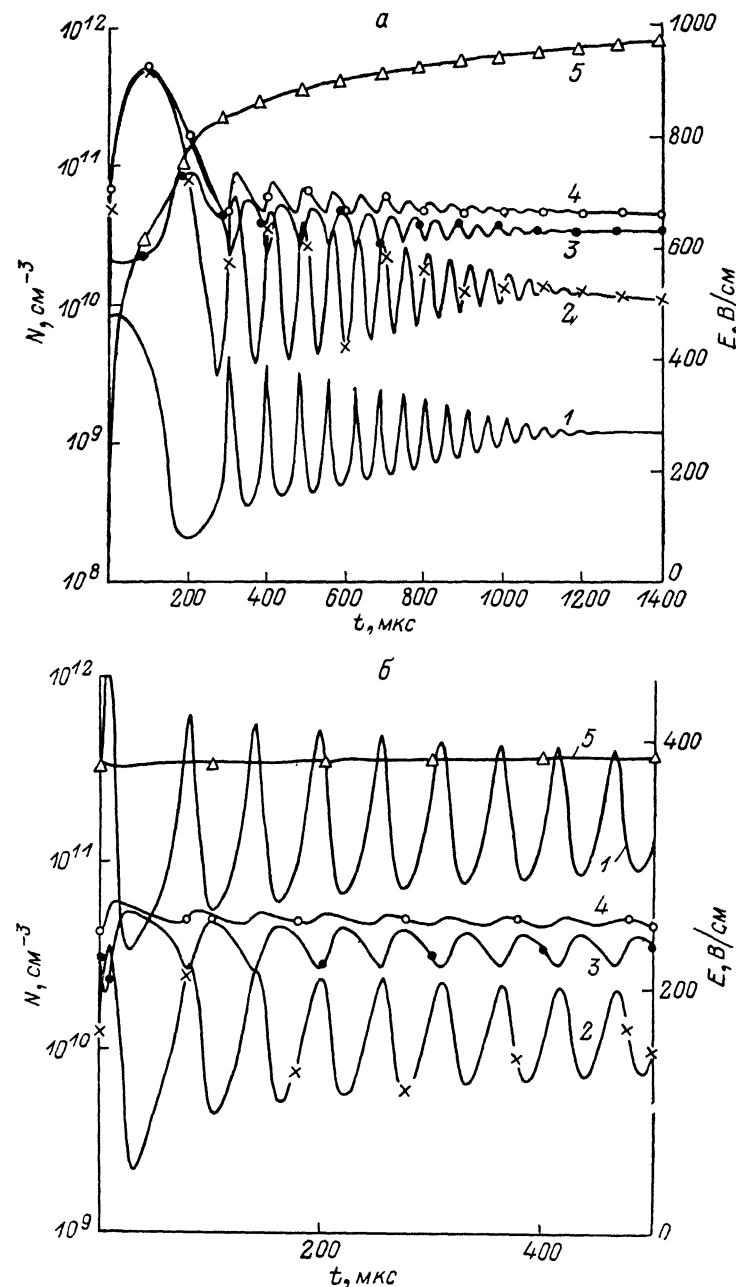


Рис. 6. Изменение во времени напряженности электрического поля (1 — E) и концентрации частиц (2 — N_- , 3 — N_+ , 4 — N^+ , 5 — $N \cdot 10^{-3}$) в различных состояниях равновесия. а — устойчивый фокус, б — седло-фокус.

необходимое для возникновения неустойчивости условие независимости источника ионизации от температуры электронов [4, 5].

При дальнейшем повышении давления (в области 0) поддержание разряда становится невозможным из-за малости частоты ионизации по сравнению с частотой потерь электронов.

4. Проведенный выше линейный анализ дает лишь качественный критерий устойчивости. В то же время важным является вопрос о конечной стадии раз-

вита неустойчивости, для чего необходимо исследование нелинейной стадии процесса.⁴ Поэтому было проведено численное решение системы (1), (2) при параметрах, соответствующих различным состояниям равновесия на плоскости (E_0, p) . Расчеты показали, что при параметрах, отвечающих неустойчивым состояниям равновесия, в системе возникают автоколебания. Начальные условия для концентраций заряженных и возбужденных частиц задавались в следующем виде: $N_+(t=0)=1-100 \text{ см}^{-3}$, $N_-(t=0)=N^*(t=0)=0$, что позволяло проследить динамику установления автоколебаний с момента включения. В качестве начальных условий использовались также равновесные значения плотностей частиц (рис. 5), что, однако, не приводило к изменению структуры установив-

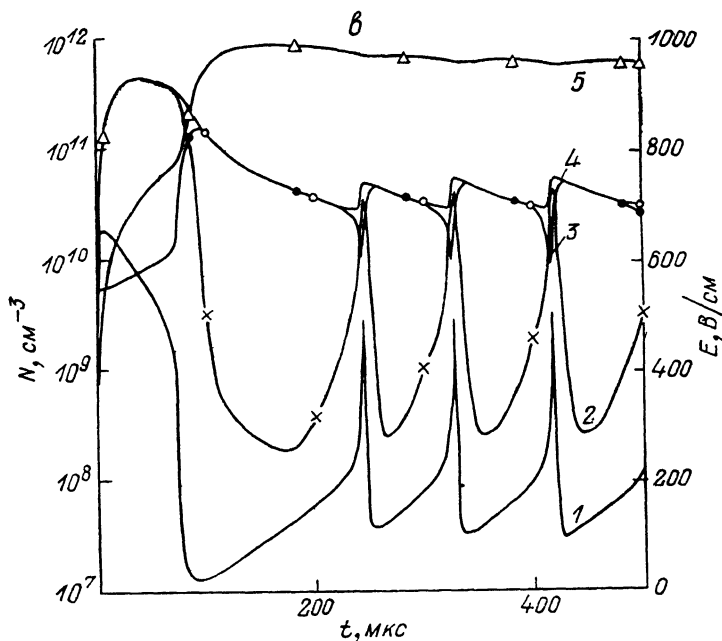


Рис. 6 (продолжение).

е — седло.

шихся автоколебаний. Физический механизм автоколебаний состоит в следующем. Пробой газа на начальной стадии характеризуется лавинообразным ростом концентрации заряженных частиц. Обратная связь системы плазма—резонатор приводит из-за расстройки и уменьшения добротности резонатора к снижению напряженности поля и замедлению этого процесса. При этом, однако, продолжается накопление генерируемых в разряде активных для процесса отлипания частиц. Начиная с некоторого момента времени их плотность становится достаточной, чтобы процесс отлипания компенсировал потери электронов на прилипание. В этих условиях резкая зависимость от величины поля $\nu_i(E_0/p)$ и $\nu_a(E_0/p)$ приводит к тому, что небольшое увеличение концентрации электронов сопровождается значительным уменьшением частот ионизации и прилипания. Частота же отлипания $\nu_d=kN^*$ практически не изменяется, поэтому плотность электронов возрастает еще сильнее. В результате роста N_+ за счет разрушения отрицательных ионов и падения поля в резонаторе преобладающим процессом в балансе заряженных частиц становится рекомбинационный распад плазмы. В течение распада амплитуда поля начинает возрастать. При этом увеличивается частота прилипания, ускоряющая распад и приводящая к увеличению концентрации N_- . Уменьшение N_+ в конечном итоге приводит к увеличению поля до значения, когда существенной опять становится ионизация, и весь цикл повторяется вновь (в системе устанавливаются автоколебания).

⁴ Нелинейная стадия прилипательной неустойчивости тлеющего разряда рассматривалась в работах [1⁶–1⁸].

В режиме установившихся автоколебаний изменение концентрации N^* уже несущественно (автоколебания существуют и при $N^* = \text{const}$) и требуется лишь, чтобы квазистационарное значение N^* обеспечивало необходимую для возникновения неустойчивости эффективность отлипания.

На рис. 6, а, б, в приведены характерные зависимости изменения компонент разрядной плазмы и напряженности электрического поля во времени в различных состояниях равновесия. Так, на рис. 6, а показана динамика перехода системы в состояние равновесия типа устойчивый фокус. Видно, что в процессе установления на определенном этапе в системе возникают осцилляции поля, затухающие по мере возрастания концентрации возбужденных частиц N^* и перехода разряда в устойчивый рекомбинационный режим. При параметрах разряда, отвечающих состоянию равновесия типа седло-фокус, в системе устанавливаются незатухающие колебания, близкие по форме к синусоидальным (рис. 6, б). Исследования показали, что колебания такой формы возникают при сравнительно малой концентрации отрицательных ионов ($\eta < 1$), образующихся в разряде при невысоких значениях частоты прилипания и наличии интенсивного процесса отлипания электронов. Такие условия, по-видимому, и реализуются в разряде в воздухе, где доля электроотрицательной примеси (O_2) относительно невелика, а эффективное разрушение отрицательных ионов O^- может быть обусловлено их столкновениями с колебательно-возбужденным азотом [12]. При параметрах, соответствующих состоянию равновесия типа седло (наиболее характерному для разряда в кислороде), автоколебания приобретают ярко выраженный релаксационный характер (рис. 6, в). Видно, что основную часть периода колебаний занимает рекомбинационная стадия, характеризующаяся низкими значениями напряженности электрического поля. При увеличении амплитуды СВЧ поля E_0 (в эксперименте это соответствует увеличению вводимой в резонатор мощности) возрастает концентрация электронов в разряде и соответственно ускоряется процесс рекомбинации, а прилипание начинает играть заметную роль при более высоких значениях N_e . В конечном итоге это приводит к укорочению рекомбинационной стадии автоколебаний, уменьшению их периода и глубины модуляции (рис. 2). К уменьшению периода автоколебаний приводит и увеличение давления газа. Так, на рис. 1 приведена зависимость периода от давления воздуха, рассчитанная для параметров, соответствующих рис. 4, а, при $E_0 = 10^3$ В/см. В области параметров, где в расчетах, подобно разряду в воздухе, удастся получить замкнутую область неустойчивости, форма колебаний и их период достаточно хорошо соответствуют данным эксперимента. Отметим, что время выхода системы на автоколебательный режим, как показывают расчеты, существенно возрастает при увеличении давления, что связано с уменьшением параметра E_0/p и, следовательно, достигением концентраций частиц, отвечающих неустойчивым состояниям равновесия, за большие времена.

В рамках предложенной модели были также исследованы изменения структуры автоколебаний при сжатии (контракции) разряда. Для этого в режиме установившихся автоколебаний в некоторый момент времени задавалось резкое уменьшение объема плазмы V_p и прослеживалась реакция системы на такое изменение (механизм контракции при этом не конкретизировался). Исследования показали, что уменьшение V_p приводит к увеличению концентрации электронов в разряде, уменьшению периода и глубины модуляции автоколебаний. Это свидетельствует о том, что обсуждаемая модель качественно правильно отражает изменение основных характеристик исследуемой неустойчивости, наблюдаемых в эксперименте при контракции разряда.

В заключение отметим, что существенное влияние на устойчивость разряда может оказывать процесс трехчастичного прилипания электронов к молекулам кислорода, частота которого пропорциональна квадрату плотности нейтральных молекул и уменьшается с ростом параметра E_0/p . Расчеты, проведенные с учетом указанного механизма потерь электронов (частота трехчастичного прилипания аппроксимировалась зависимостью, приведенной в работе [13]), показали, что учет трехчастичного прилипания несколько сдвигает границу неустойчивости в сторону низких давлений. При этом уменьшается глубина модуляции концентрации отрицательных ионов, в то время как характер зависимостей

$N_e(t)$ и $E(t)$ практически не меняется. В области высоких давлений преобладание в балансе частиц процесса прилипания, слабо зависящего от напряженности приведенного электрического поля, оказывает стабилизирующее действие на развитие прилипательной неустойчивости.

Литература

- [1] Русанов В. Д., Фридман А. А. Физика химически активной плазмы. М.: Наука, 1984. Гл. 6. С. 218—227.
- [2] Востинский О. С., Кружалов В. А., Перчанок Т. М. и др. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 3. С. 318.
- [3] Богатов Н. А., Голубев С. В., Зорин В. Г. // Письма ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 5. С. 271—274.
- [4] Напартович А. П., Старостин А. Н. // Химия плазмы. 1979. № 6. С. 153—208.
- [5] Ниган В. А. // Плазма в лазерах. М.: Энергоиздат, 1982. Гл. 7. С. 264—311.
- [6] Sabadil H. // Beitr. Phys. 1966. Vol. 6. N 5. P. 305—317.
- [7] Вихарев А. Л., Иванов О. А., Кузнецов О. Ю., Степанов А. Н. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. № 9. С. 1124—1130.
- [8] Голант В. Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М.: Наука, 1968. 327 с.
- [9] Вихарев А. Л., Иванов О. А., Кузнецов О. Ю., Степанов А. Н. // ДАН СССР. 1987. Т. 295. № 2. С. 358—361.
- [10] Словецкий Д. И. Механизм химических реакций в неравновесной плазме. М.: Наука, 1980. 310 с.
- [11] Masek K. // Czech. J. Phys. B. // 1984. Vol. 34. N 7. P. 655—664.
- [12] Morrizi J. L., Price D. A. // J. Phys. D. 1974. Vol. 7. N 10. P. 1434.
- [13] Высокыйло Ф. И., Напартович А. П. // ТВТ. 1981. Т. 19. № 2. С. 421—424.
- [14] Mehr F. J., Biondi M. A. // Phys. Rev. 1969. Vol. 181. N 1. P. 264—271.
- [15] Вихарев А. Л., Иванов О. А., Степанов А. И. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. № 4. С. 792—800.
- [16] Баркалов А. Д., Гладуш Г. Г. // ТВТ. 1980. Т. 18. № 4. С. 690—694.
- [17] Баркалов А. Д., Гладуш Г. Г. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 1. С. 2183—2188.
- [18] Мьяльников Г. Д., Напартович А. П. // Физика плазмы. 1975. Т. 1. № 6. С. 892—900.
- [19] Акишев Ю. С., Елкин Н. П., Напартович А. П. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 10. С. 1225—1232.

Институт прикладной физики
АН СССР
Горький

Поступило в Редакцию
14 июля 1987 г.
В окончательной редакции
13 ноября 1987 г.