

04;09

## ИОНИЗАЦИОННО-ПЕРЕГРЕВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ В СВЧ ПОЛЕ

© Л.П.Грачев, И.И.Есаков, Г.И.Мишин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
(Поступило в Редакцию 6 июля 1995 г.)

Приведены результаты экспериментов по исследованию безэлектродного СВЧ разряда в волновом пучке с уровнем поля, близким к критическому, в воздухе среднего давления. Зафиксирован этап его развития, связанный с ионизационно-перегревной неустойчивостью процесса ионизации. В локальном линейном приближении и условии заданного поля получен его инкремент, который подтвержден в опыте. Определена область исходной степени ионизации плазмы и надкритичности поля, в которой реализуется данного типа неустойчивость.

### Введение

При формировании структуры импульсных газовых СВЧ разрядов при среднем давлении  $p$  в электромагнитной (ЭМ) волне [1,2] важную роль играет явление образования в первоначальном относительно однородном плазменном фоне одного или нескольких ярких тонких каналов. Наличие таких каналов обычно связывают с ионизационно-перегревной неустойчивостью (ИПН) процесса ионизации [3]. Природа ИПН плазмы в СВЧ поле близка к природе аналогичного явления в тлеющем разряде постоянного тока. В обоих случаях канал зарождается в области малого возмущения параметров и затем катастрофически нарастает во времени  $t$ . Например, локальное уменьшение концентрации молекул газа  $n_a$  приводит к увеличению в этой области темпа ионизации, что в свою очередь вызывает возрастание температуры  $T$  газа в ней и дополнительное падение  $n_a$ . В то же время в импульсных СВЧ разрядах ИПН развивается на существенно нестационарном фоне, что значительно усложняет как феноменологию самого явления, так и его математическую трактовку. Эта особенность явления ставит вопрос об уместности применения в его названии слова неустойчивость, так как на устойчивость обычно принято исследовать системы, имеющие стационарное состояние.

Теория ИПН СВЧ плазмы изложена в [3]. В ней показано, что как и в постоянном поле, эта неустойчивость является поперечной относительно электрической компоненты  $E$  поля. В ней оценены пороговые значения некоторых параметров, обеспечивающих возникновение ИПН, определены ее инкремент  $\gamma$  и характерный пространственный масштаб  $\lambda$ . Эксперименты по исследованию разрядов этого типа [1,2] показали, что рассчитанные в соответствии с [3] значения  $\gamma$  находятся в пределах точности оценки его в опытах, но экспериментальные  $\lambda$ , как правило, существенно отличаются от теоретических. Кроме того, развитая в [3] теория не определяет пороговые значения некоторых величин, влияние которых явно прослеживается в опыте.

В настоящей работе рассматривается задача о ИПН плазме в СВЧ поле в простейшей локальной постановке и в приближении заданного поля. Такой более узкий подход позволил придать задаче большую строгость и нагляднее представить условия реализации этого вида неустойчивости. Выводы теории затем сравниваются с результатами эксперимента, в котором исследовался импульсный СВЧ разряд в фокусе квазиоптической бегущей линейно-поляризованной ЭМ волны.

### Условия эксперимента

Чтобы лучше представить предмет исследования начнем с описания условий эксперимента и его результатов.

В опыте импульсное с прямоугольной огибающей линейнополяризованное *ТЕМ*-излучение с длиной волны  $\lambda = 8.5$  см фокусировалось в безэховой герметической камере [1]. Длительность СВЧ импульсов  $t_{\text{и}}$  устанавливалась в диапазоне от 4 до 40 мкс с точностью 1 мкс. Паузы между импульсами были не менее 1 мин.

Эксперименты проводились с воздухом. В [3] показано, что ИПН характерна для плазмы с электрон-молекулярной частотой столкновений  $\nu_c$ , превышающей круговую частоту поля  $\omega$ . Для воздуха  $\nu_c \simeq 4 \cdot 10^9 p \text{ с}^{-1}$ , и если учесть, что в эксперименте  $\omega = 2.2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ , то опыты проводились с  $p \geq 20$  Тор. Установленное  $p$  измерялось с точностью  $\pm 1.5$  Тор.

В опытах амплитуда исходного (без разряда) поля в области фокуса  $E_{00}$  по возможности приближалась к пробойной. Последняя в условиях опыта практически совпадает с так называемой критической амплитудой  $E_k$ , при которой частота ионизации молекул электронным ударом  $\nu_i$  равна частоте прилипания электронов  $\nu_a$ . Эта особенность экспериментов позволяла растянуть по  $t$  процесс развития разряда и привязать место пробоя к фокусу.

В опытах пробой осуществлялся при естественном уровне начальной ионизации. Редкость появления фоновых электронов в области  $E_{00} \geq E_k$  делало наиболее вероятным инициацию разряда единичным электроном. В каждом конкретном импульсе пробой мог и не быть, а при его наличии время разряда  $t_p$ , длящееся от момента появления иницирующего электрона до конца СВЧ импульса, могло быть меньше  $t_{\text{и}}$ .

В установке предусматривался также контроль "рассеянного" поля. При этом на осциллографе при наличии разряда вершина огибающей СВЧ импульса имела "характерное" искажение, длительность которого  $t_{\text{иск}}$  можно было измерять. Очевидно, что  $t_{\text{иск}} > t_p$ , так как такая

система контролировала реакцию реагирувала на малую начальную электронную концентрацию  $n_e$ .

Разряд фотографировался с временем экспозиции, бóльшим  $t_{и}$  и направления, перпендикулярного плоскости, содержащей  $\mathbf{E}_{00}$  и волновой вектор  $\mathbf{\Pi}$ . С фиксированными параметрами опыт проводился до пяти пробоев, и для анализа отбиралась фотография с наиболее развитой структурой разряда. Рассматриваемая особенность эксперимента делала его достаточно трудоемким и не позволяла изменять значение  $t_p$  с дискретом, меньшим единиц мкс.

В ходе опытов разрядная область зондировалась непрерывным микроволновым излучением с  $\lambda = 1$  см вдоль линии, проходящей через фокус и перпендикулярной  $\mathbf{E}_{00}$ . Измерялось его затухание при распространении через плазму, что позволяло рассчитать среднее по ее объему значение  $\bar{n}_e$ . Размеры апертур излучающей и приемной антенн были равны  $0.7 \times 0.7$  см.

## Результаты опытов

Эксперимент показал, что при  $p$  в несколько десятков Тор разряд начинается с образования эллипсоидального диффузного облака, вытянутого вдоль  $\mathbf{E}_{00}$ . Затем внутри этого плазмоида, приблизительно по его оси, также вдоль  $\mathbf{E}_{00}$  формируются два соосных более ярких канала. Эти каналы могут начать удлиняться, выходя из первоначального диффузного фона и давая начало СВЧ стримерам.

С ростом  $p$  характерные времена каждого из этих процессов уменьшаются и в опытных условиях становилось практически невозможно проследить за их динамикой. В связи с этим в дальнейшем будем подробно рассматривать разряд лишь при 20 Тор. Кроме того, ограничимся диапазоном изменения  $t_p$ , для которого характерен только начальный этап процесса формирования каналов.

На рис. 1,  $a-b$  приведены разряды при  $p = 20$  Тор и соответственно  $t_{p1} = (14+17)/2 = 15.5$  мкс,  $t_{p2} = (18+23)/2 = 20.5$  мкс и  $t_{p3} = (30+35)/2 = 32.5$  мкс. Здесь в скобках второе число есть  $t_{и}$ , а первое —  $t_{иск}$ . На рисунке  $\mathbf{E}_{00}$  вертикален, вектор  $\mathbf{\Pi}$  направлен справа налево и указан геометрический масштаб. На изображениях слева вверху паразитный блик.

Из рис. 1 следует, что до  $t_{p1}$  разряд является диффузным, не имеющим внутренней мелкомасштабной структуры. Затем в нем за время  $\theta$ , меньшее, чем  $t_{p2} - t_{p1} = 5$  мкс, формируются два соосных канала (напомним, что в экспериментальных условиях не было возможности реализовывать временное разрешение, меньшее нескольких мкс). Каждый канал имеет длину  $L \simeq 10$  мм и диаметр  $2a \simeq 1$  мм. Они расположены выше и ниже среднего экваториального сечения начального плазмоида. Свечение каждого канала по длине примерно одинаково (нижний из них менее ярк). Это косвенно свидетельствует о том, что каналы формируются сразу по всей длине.

Оциллограмма зондирующего разряд микроволнового сигнала была аналогичной оциллограмме, приведенной в [1] при 20 Тор. В ходе разряда амплитуда принимаемого сигнала за несколько мкс почти линейно падала, а затем оставалась практически неизменной до окончания СВЧ импульса. Максимальное затухание сигнала было

1 см

$\Pi$

$E_0$

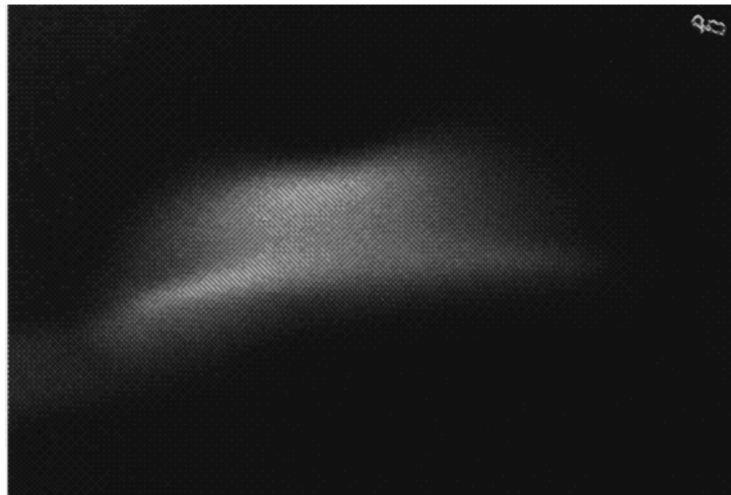


Рис. 1. Безэлектродный СВЧ разряд в воздухе.

равно 0.92. В соответствии с моделью не отражающего плоского плазменного слоя толщиной 11 мм, равной толщине диффузного эллипсоида (рис. 1), с однородной по объему  $n_e$  это затухание соответствует  $n_e = 3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  или средней степени ионизации  $\psi = 5 \cdot 10^{-7}$ . Значение  $\bar{n}_e$  практически совпало с аналогичной величиной, измеренной в [1].

Обратим внимание на существенные для дальнейшего внешние особенности диффузного плазмоида, на фоне которого образуются каналы. Поперечный  $E_{00}$  размер плазмоида в его экваториальной области растет только первые 7.5 мкс, а затем в течение  $t_0 \simeq 25$  мкс практически не меняется (ср. рис. 1, а и б). К  $t_p \simeq 32.5$  мкс в экваториальной области плазмоида у его границы, обращенной к  $\Pi$ , начинает увеличиваться по отношению к окружающему фону яркость свечения с последующим плавным перемещением этой границы навстречу  $\Pi$  (рис. 1, в). Из рис. 1, а и б следует, что при  $t_p \geq 15.5$  мкс у плазмоида выше и ниже экватора навстречу  $\Pi$  отрастают выступы.

### Вывод аналитических соотношений

Свечение в оптическом спектре низкотемпературной наравновесной плазмы связано с возбуждением в ней электронных уровней молекул воздуха горячими плазменными электронами. Доля энергии, передаваемой полем электронному газу, расходуемая на этот процесс, растет с ростом отношения  $E/n_a$  [4]. Следовательно, наблюдаемое на рис. 1 более яркое свечение отдельных локальных областей плазмоида может быть связано не только с увеличением в них  $n_e$ , но и с локальным ростом отношения  $E/n_a$ . Так как с увеличением  $n_e$  в ограниченной плазменной области поле  $E$  в ней может лишь падать, то рост  $E/n_a$  может быть обусловлен только более быстрым падением  $n_a$ , например, за счет увеличения  $T$  газа. Проанализируем такую возможность. Пусть в линейнополяризованном гармоническом поле с амплитудой  $E_0$  имеется безграничный плазменный фон с однородной электронной концентрацией  $n_{e0}$ , концентрацией молекул  $n_{a0}$  и температурой газа  $T_0$ . Напомним, что мы рассматриваем случай  $\nu_c \gg \omega$ . При этом условии амплитуда так называемого эффективного поля в плазме, которое вводится для того, чтобы учесть в электронный процессы эффекты, связанные с временным непостоянством поля, практически совпадает с его реальной амплитудой [4]. Выделим в этом фоне вдоль  $E_0$  цилиндрическую область длиной  $L$  и радиусом  $a$ , причем  $a \ll L \ll 1/k$  ( $k = 2\pi/\lambda$ ). При малом изменении  $n_e$  в этой области поле в ней будет совпадать с полем в фоне  $E = E_0 = \text{const}$  и не зависеть от  $n_e$  (для сферы или цилиндра, перпендикулярного  $E_0$ , это не справедливо [5]).

Будем исходить из следующих уравнений, связывающих  $E_0$ ,  $n_e$ ,  $T$  и  $n_a$  в этой области [3],

$$\partial n_e / \partial t = (\nu_i - \nu_a) n_e, \quad (1)$$

$$(5/2) n_a k_\delta \partial T / \partial t = (1/2) \eta \sigma E_0^2, \quad (2)$$

$$p = n_a k_\delta T = \text{const}. \quad (3)$$

Здесь для воздуха  $\nu_i = \nu_a = (E_0/E_k)^\beta$ , где  $\beta = 5.34$ ;  $k_\delta$  — постоянная Больцмана;  $\eta$  — коэффициент, учитывающий, какая часть энергии ЭМ поля переходит в тепло за характерные времена рассматриваемых процессов;  $\sigma = n_e q_e^2 / (m_e \nu_c)$  — проводимость плазмы при  $\nu_c \gg \omega$ ;  $q_e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона. Уравнение (1) подразумевает, что мы пренебрегаем диффузией зарядов из рассматриваемой области и их рекомбинацией в ней. Первое условие выполняется при  $a \gg \sqrt{D_a / (\nu_i - \nu_a)}$ , где  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии. Второе — при  $n_e \ll (\nu_i - \nu_a) / \alpha_r$ , где  $\alpha_r$  — коэффициент рекомбинации

Уравнение (3) подразумевает изобаричность процессов, т.е. их характерный инкремент  $\gamma$  и  $a$  должны быть связаны соотношением  $v_{зв} / \gamma \geq a$ , где  $v_{зв}$  — скорость звука.

Из (2) и (3) следует, что по мере выделения ЭМ энергии происходит нагрев газа и падение его плотности. Действительно, из (3)  $T = p / (n_a k_\delta)$ , а так как  $p = n_{a0} k_\delta T_0 = \text{const}$ , то  $T = T_0 n_{a0} n_a^{-1}$ . Дифференцируя это выражение по  $t$ , получим  $\partial T / \partial t = -T_0 n_{a0} n_a^{-2} (\partial n_a / \partial t)$ . Подставив эту производную в (2) и преобразуем его

$$-5T_0 n_{a0} k_\delta n_a^{-1} (\partial n_a / \partial t) = \eta \sigma E_0^2,$$

$$\partial n_a / \partial t = -(\eta \sigma E_0^2 / 5 n_{a0} k_\delta T_0) n_a (\sigma_0 / \sigma) = -(\gamma_0 / \sigma_0) n_a \sigma.$$

Здесь  $\sigma_0$  — проводимость фона, введено обозначение

$$\gamma_0 = \eta \sigma_0 E_0^2 / (5 n_{a0} k_\delta T_0). \quad (4)$$

В свою очередь  $E_k$ , входящая в  $\nu_i$ , пропорциональна  $n_a$ :  $E_k = \chi n_a$ , где  $\chi$  — коэффициент пропорциональности. Записав  $E_0$  в виде  $E_0 = \xi E_{k0} = \xi \chi n_{a0} = \text{const}$ , где  $\xi$  — исходная надкритичность поля, получим  $(E_0 / E_k)^\beta = \xi^\beta n_{a0}^\beta n_a^{-\beta}$ . Подставив это выражение в  $\nu_i$ , а его в (1), получим

$$\partial n_e / \partial t = \nu_a \xi^\beta n_{a0}^\beta n_a^{-\beta} n_e - \nu_a n_e.$$

Таким образом, (1)–(3) преобразовались к виду

$$\partial n_e / \partial t = \nu_a \xi^\beta n_{a0}^\beta n_a^{-\beta} n_e - \nu_a n_e, \quad (5)$$

$$\partial n_a / \partial t = -(\gamma_0 / \sigma_0) \sigma n_a. \quad (6)$$

Система, описываемая уравнениями (5), (6), не имеет стационарного состояния. Действительно, если, например, положить в (5) при  $\xi > 1$ ,  $n_a = n_{a0} = \text{const}$ , а в (6) —  $n_e = n_{e0} = \text{const}$ , следовательно, и  $\sigma = \sigma_0 = \text{const}$ , то эти уравнения становятся независимыми и имеют экспоненциально изменяющиеся во времени решения.

$$n_e(t) = n_{e0} \exp[\nu_a (\xi^\beta - 1)t] \equiv n_{e0} \exp(\gamma_e t), \quad (7)$$

$$n_a(t) = n_{a0} \exp(-\gamma_0 t). \quad (8)$$

И тем не менее исследуем эту систему на устойчивость к малым флюктуациям параметров, в том смысле, что мы будем искать процесс с характерным инкрементом

$$\gamma \gg \gamma_0 \quad \text{и} \quad \gamma \gg \gamma_e. \quad (9)$$

Пусть

$$n_e = n_{e0} + n'_e, \quad n_a = n_{a0} + n'_a \quad \text{и} \quad \sigma = \sigma_0 + \sigma'. \quad (10)$$

причем  $n'_e/n_{e0}$ ,  $n'_a/n_{a0}$  и  $\sigma'/\sigma_0 \ll 1$  (напомним, что в реальных условиях возмущения параметров геометрически должны быть "вытянуты" вдоль  $\mathbf{E}_0$ , так как только в этом случае справедливо приближение  $E_0 = \text{const}$ ). Подставим (10) в (5) и линеаризуем его

$$\begin{aligned} \partial n'_e / \partial t &= \nu_a \xi^\beta n_{a0}^\beta n_{a0}^{-\beta} (1 - \beta n'_a / n_{a0}) (n_{e0} + n'_e) - \nu_a (n_{e0} - n'_e) = \\ &= \nu_a \xi^\beta (n_{e0} + n'_e - \beta n_{e0} n'_a / n_{a0} - \beta n'_e n'_a / n_{a0}) - \nu_a n_{e0} - \nu_a n'_e \simeq \\ &\simeq \nu_a \xi^\beta n_{e0} - \nu_a \beta \xi^\beta \psi n'_a - \nu_a n_{e0} = \gamma_e n_{e0} - \nu_a \beta \xi^\beta \psi n'_a \equiv A - B n'_a. \end{aligned}$$

Здесь замена  $\partial n_e / \partial t$  на  $\partial n'_e / \partial t$  произведена с учетом второго из неравенств (9) и введены обозначения:  $\psi = n_{e0} / n_{a0}$  — начальная степень ионизации,  $A = \gamma_e n_{e0}$  и  $B = \nu_a \beta \xi^\beta \psi$ . Подставим теперь (10) в (6) и линеаризуем и его

$$\begin{aligned} \partial n'_a / \partial t &= (\gamma_0 / \sigma_0) (\sigma_0 + \sigma') (n_{a0} + n'_a) = (\gamma_0 / \sigma_0) (\sigma_0 n_{a0} + \sigma_0 n'_a + \sigma' n_{a0} + \sigma' n'_a) \simeq \\ &\simeq -\gamma_0 n_{a0} - \gamma_0 \sigma' n_{a0} / \sigma_0 = -\gamma_0 n_{a0} - \gamma_0 n'_e n_{a0} / n_{e0} = -\gamma_0 n_{a0} - \gamma_0 / \psi n'_e \equiv -C - D n'_e. \end{aligned}$$

Здесь также учтено (9), а  $C = \gamma_0 n_{a0}$  и  $D = \gamma_0 / \psi$ . В результате получим неоднородную систему линейных уравнений

$$\partial n'_e / \partial t + B n'_a = A,$$

$$\partial n'_a / \partial t + D n'_e = -C,$$

Она имеет решение, отвечающее временной зависимости  $n'_e$  и  $n'_a$  от  $t$  вида  $\exp(\gamma t)$ , при инкременте

$$\gamma = \sqrt{\nu_a \beta \xi^\beta \gamma_0}. \quad (11)$$

Эта величина с точностью до коэффициента  $\sqrt{\xi^\beta}$  совпадает с аналогичной величиной, полученной в [3]. Теперь с учетом (11) преобразуем условия (9). Если учесть, что при  $E_0 \simeq E_k$   $\nu_c = 3 \cdot 10^7$   $\text{p c}^{-1}$   $E_k = 3 \cdot 10^9$   $\text{В/м}$ ,  $\nu_a = 1.5 \cdot 10^2$   $\text{p c}^{-1}$ ,  $\eta \simeq 0.5$  (здесь  $p$  в  $\text{Н/м}^2$ ) и использовать численные значения  $q_e$ ,  $m_e$  и  $k_\delta$ , то они примут вид  $\psi \ll 1.3 \cdot 10^{-7} T_0 \xi^{\beta-2}$  и  $\psi \gg 5 \cdot 10^{-9} T_0 (\xi^\beta - 1)^2 / \xi^{\beta+2}$ , или при  $T_0 = 300$   $\text{К}$

$$\psi \ll 4 \cdot 10^{-5} \xi^{\beta-2}, \quad (12)$$

$$\psi \gg 1.5 \cdot 10^{-6} (\xi^\beta - 1)^2 / \xi^{\beta+2} \quad (13)$$

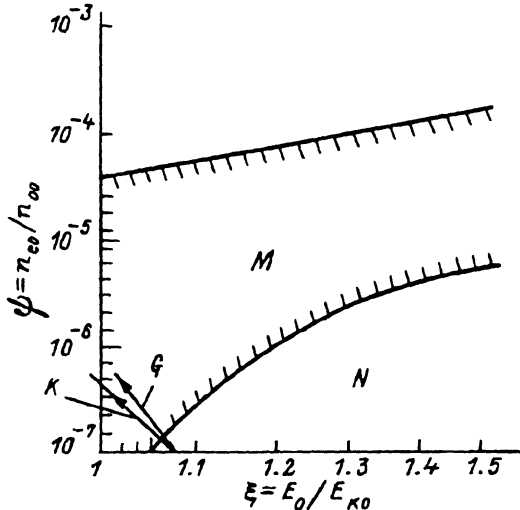


Рис. 2. Область существования ионизационно-перегревной неустойчивости.

Первое из этих неравенств показывает, что с конкретной надкритичностью  $\xi$  ИПН имеет место только при относительно небольшой фоновой концентрации  $\psi$ . В противном случае темп вытеснения молекул из всей области разряда за счет ее однородного нагрева будет столь высок, что локальные флуктуации  $n_a$  не смогут привести к его существенному увеличению в этой локальной области, т.е. при сравнительно больших  $\psi$  процесс во всем объеме разряда не может быть описан в рамках ионизационно-полевой задачи. В ней обязательно надо учитывать тепловые эффекты, приводящие к уменьшению плотности газа.

И тем не менее, как следует из (13), степень ионизации, на которой может развиваться ИПН, при  $\xi > 1$  не может быть слишком малой, так как при малой  $\psi$  локальная флуктуация параметров плазмы может не привести к локальному увеличению темпа ионизации по сравнению с темпом ионизации в окружающем фоне. Причем с ростом  $\xi$  минимальная величина  $\psi$  также возрастает. При увеличении  $\xi$  возрастает темп однородной ионизации разряда как целого и его становится все труднее превысить в локальных областях.

На рис. 2 представлены зависимости  $\psi(\xi)$ , соответствующие формулам (12) и (13), которых знаки неравенства заменены равенством. Из рисунка видно, что одновременное выполнение (12) и (13) возможно только в области  $M$ . Причем с ростом  $\xi$  требуемые значения  $\psi$  становятся практически нереализуемыми в неравновесных разрядах. Таким образом, область существования ИПН — это преимущественно диапазон малой надкритичности поля и сравнительно невысокой степени ионизации.

### Сравнение теории с экспериментом

Из предложенной теории следует наличие для ионизационно-перегревных процессов в разрядах двух характерных временных масштабов  $1/\gamma_0$  и  $1/\gamma$ . Если подставить в выражение для  $\gamma$  и  $\gamma_0$  опытные значения  $\bar{n}_e$  и  $E_0 \simeq E_k$ , то получим  $1/\gamma_0 = 37$  мкс и  $1/\gamma = 4.5$  мкс. Есте-



ственно соотности экспериментальные  $t_0 \approx 25$  мкс и  $\theta \approx 5$  мкс с  $1/\gamma_0$  и  $1/\gamma$ . Видно, что эти величины близки друг другу.

Считая, что развитая теория верна, можно следующим образом представить эволюцию разряда, зафиксированную на рис. 1 (на рис. 2 прямой  $K$  показана условная фазовая траектория состояний разряда в его центральной области, а прямой  $G$  — в районе ионизационно-перегревных каналов (ИПК), стрелки на них условно показывают направление течения времени).

В центральной области в начальные моменты времени, пока прямая  $K$  не дошла до границы области  $M$ , идет самосогласованный ионизационно-полевой процесс наработки  $n_e$ . Поле внутри плазмоида  $E_{in}$  падает, а плазмойд увеличивается в размерах. Когда  $E_{in}$  на его экваториальной границе сравнивается с  $E_k$ , она, как фиксируется в экспериментах, останавливается. Если на границе  $E_{in} = E_k$ , то во внутренней области плазмоида  $E_{in}$ , хотя и незначительно, но все же меньше  $E_k$ , т.е. конец прямой  $K$  находится вне  $M$ . Часть  $K$  некоторое время проходит по  $M$ , но, очевидно, этого времени недостаточно для образования в центральной области ИПК.

Рост плазменных выступов навстречу  $\Pi$  выше и ниже экватора плазмоида указывает, что на его границе, обращенной к  $\Pi$ ,  $E_{in} > E_k$ . Таким образом, конец прямой  $G$  может относительно долго находиться в области  $M$ , где выполняются условия ИПН. Об ионизационно-перегревной природе каналов говорит как их вытянутость вдоль  $E$ , так и относительно синхронное формирование по длине. Кроме того, фиксируемый в опытах размер  $2a$  близок по величине  $v_{зв}/\gamma = 1.5$  мм.

## Заключение

Таким образом, характерное для безэлектродного СВЧ разряда в волновом поле в определенном диапазоне давлений явление образования на первичном относительно однородном, сравнительно медленно меняющемся плазменном фоне более ярких достаточно тонких вытянутых вдоль поля каналов есть ионизационно-перегревная неустойчивость процесса ионизации. Об этом свидетельствуют как характерные внешние особенности разряда на этой стадии его развития, так и количественные совпадения опытного характерного обратного времени формирования каналов с полученным в теории инкрементом неустойчивости. Область существования этого явления характеризуется прежде всего диапазоном полей, примыкающих к критическому.

Стримерный СВЧ разряд при относительно высоких давлениях распространяется в область исходных полей с уровнем существенно меньше критического. При этом процесс ионизации идет в основном на концах стримеров, в районе которых поле близко к критическому. Очевидно, что и там могут выполняться условия, необходимые для возникновения ионизационно-перегревной неустойчивости. В результате характерное диффузное распыление стримеров в области резонансных пучностей поля при малых давлениях заменяется их оперением тонкими каналами при высоких давлениях [1].

Для рассмотренной формы разряда при давлениях в несколько десятков Тор можно уточнить понятие "импульсный". В свете изложенной теории импульсным естественно определить такой разряд, время

развития которого не превышает характерное время однородного нагрева начального диффузного плазменного фона. В условиях данного опыта это десятки мкс.

### Список литературы

- [1] *Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Федотов А.Б.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 10. С. 149-154.
  - [2] *Визгарев А.Л., Горбачев А.М., Ким А.В., Колыско А.Л.* // Физика плазмы. 1992. Т. 18. Вып. 8. С. 1064-1075.
  - [3] *Гильденбург В.Б., Ким А.В.* // Физика плазмы. 1980. Т. 6. Вып. 4. С. 904-909.
  - [4] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 415 с.
  - [5] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: ГИФМИ, 1959. 533 с.
-