

того, чтобы процедура «квантования» квазимульсы (2) не приводила к большой ошибке. Мы измерили зависимость частоты КМК от периметра круглого  $2D$ -канала (рис. 2, 5). Затем были изготовлены образцы, в которых  $2D$ -канал имел границу сложной формы, напоминающей шестеренку (рис. 2, нижняя вставка). Характерный размер «зуба» составлял  $\sim 0.5$  мм, максимальный размер  $2D$ -канала (диаметр описывающей окружности) был 4 мм, периметр  $\sim 20$  мм. Результаты измерений на двух таких образцах показаны на рис. 2, 6. Видно, что частота КМК действительно определяется величиной периметра, а не формой  $2D$ -канала. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими зависимостями, рассчитанными по формулам (1) и (2) (с заменой  $\epsilon$  на  $(\epsilon+1)/2$ ), дает значение  $l$  в интервале 10—20 мкм (рис. 2). Вычисления [4] и экспериментальное значение  $l$  полностью определяют распределение поля в КМК для  $2D$ -канала, находящегося на поверхности диэлектрика больших размеров.

В заключение отметим, что обнаруженный нами факт влияния формы подложки на характер распределения поля КМК в  $2D$ -канале, по-видимому, можно объяснить следующим образом. Тонкая подложка существенно уменьшает поле вблизи края  $2D$ -канала и незначительно в центральной части, делая тем самым КМК распределенным по  $2D$ -каналу. Подложка в форме полупространства вообще не искажает распределение поля в  $2D$ -канале (а уменьшает его в  $(\epsilon+1)/2$  раз), и КМК оказывается локализованным у края.

Авторы благодарны Д. Е. Хмельницкому и В. Б. Шикину за полезные обсуждения.

### Список литературы

- [1] *Говорков С. А., Резников М. И., Сеничкин А. П., Тальянский В. И.* // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. Вып. 7. С. 380—382.
- [2] *Говорков С. А., Резников М. И., Медведев Б. К.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. Вып. 5. С. 252—254.
- [3] *Галченков Л. А., Гродненский И. М., Камаев А. Ю.* // ФТП. 1987. Т. 21. Вып. 12. С. 2197—2200.
- [4] *Волков В. А., Михайлов С. А.* // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. Вып. 11. С. 450—453.

Институт физики твердого тела  
АН СССР  
Черноголовка

Поступило в Редакцию  
27 июля 1988 г.

## ИОНИЗАЦИОННО-ПЕРЕГРЕВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ ПЛАЗМЕ

А. Х. Мнацаканян, Г. В. Найдис

Одним из перспективных способов создания сильно неравновесной плазмы (для накачки газовых лазеров, для плазмохимических приложений и т. д.) является использование разряда, в котором процессы ионизации и накачки разнесены во времени. Короткий ионизирующий импульс (самостоятельный разряд либо внешний источник ионизации) создает плазму, а затем в слабом электрическом поле на стадии рекомбинации заряженных частиц производится энергоклад. Устойчивость разряда постоянного тока в азоте на распадной фазе исследовалась численно в [1, 2], где, кроме прямой ионизации молекул электронным ударом, в расчетную модель включались ступенчатая ионизация (через возбужденное состояние  $A^3\Sigma$ ), а также (при низких значениях приведенной напряженности поля  $E/N$ ) ассоциативная ионизация при столкновении колебательно-возбужденных молекул. Известно, однако, что в несамостоятельных импульсных разрядах постоянного тока неустойчивость обычно зарождается в приэлектродных слоях с последующим прорастанием канала через разрядный промежуток [3]. В последнее время появились работы, в которых экспериментально исследовалась устойчивость несамостоятельного СВЧ разряда в азоте и воздухе как во время действия внешнего ионизатора [4], так и на распадной фазе [5]. В этом случае неустойчивость должна зарождаться в объеме газа, поэтому применение для ее описания локально-однородных моделей более оправдано.

В данной работе рассматривается развитие ионизационно-перегревной неустойчивости в рекомбинирующей плазме для условий [5] (характерные времена развития неустойчивости

$t_{ii} = 10^{-5} - 10^{-4}$  с, значения  $E_e/N \approx 5 - 8 \cdot 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup>, где  $E_e$  — эффективное поле, давления азота  $p = 100 - 760$  Тор, начальные концентрации электронов  $n_0 = 10^{11} - 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. В этих условиях заселенности высоких колебательных уровней малы и ассоциативные процессы с их участием несут незначительный вклад и ступенчатая ионизация через  $N_2(A^3\Sigma)$ .<sup>1</sup> Роль процессов ионизации с участием молекул  $N_2$  в состояниях  $a^1\Pi$ ,  $a'^1\Sigma$  в рассматриваемых условиях, по-видимому, также невелика, поскольку они сильно гасятся в столкновениях с невозбужденными молекулами (что не было учтено при построении модели разряда в [5]).<sup>2</sup> Поэтому в уравнение баланса концентрации электронов включен только один процесс ионизации — прямая ионизация молекул электронным ударом, константа скорости которой принимается зависящей от  $E_e/N$  и от колебательной энергии молекул  $\epsilon_V$ . Используется изобарическое приближение, что ограничивает сверху возможные размеры областей, в которых развивается неустойчивость (в рассматриваемом диапазоне времен это области размером  $\sim 1$  см). Отметим, что процессы теплопроводности и диффузии в характерном диапазоне давлений, времен и размеров не могут стабилизировать развитие неустойчивости и поэтому не рассматриваются. Напряженность электрического поля  $E$  в плазме принимается постоянной во времени. Это приближение накладывает ограничение сверху на концентрацию электронов  $n < n_{\max} \approx m(\omega^2 + \nu_m^2)/4\pi e^2$ , где  $\omega$  и  $\nu_m$  — частоты СВЧ поля и столкновений электронов с молекулами. Поскольку в рассматриваемых условиях  $n_0 \ll \ll n_{\max}$ , а неустойчивость развивается взрывным образом, то указанное приближение годится для расчета времен развития неустойчивости, хотя и не позволяет описать конечное состояние плазмы. Используется также условие  $\omega \ll \nu_m$ , что позволяет считать постоянным во времени и значение эффективного поля  $E_e = E/(1 + \omega^2/\nu_m^2)^{1/2}$ .

Пусть в момент времени  $t=0$  в рекомбинирующей плазме с концентрацией электронов  $n_0$  включается электрическое поле  $E$ . Для концентрации электронов  $n$ , плотности молекул  $N$  и колебательной энергии  $\epsilon_V$  имеем систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= W_0 \exp\{\gamma_T(1 - N/N_0) + \gamma_V \epsilon_V\} n - \beta n^2, \\ N^{-1} \frac{dN}{dt} &= -\psi_T n - \frac{\omega_V}{3.5kT} \frac{\epsilon_V}{\tau_{VT}}, \\ \frac{d\epsilon_V}{dt} &= \psi_V n - \frac{\epsilon_V}{\tau_{VT}}, \\ \psi_T &= \eta_T \frac{e^2 E_e^2}{3.5kT_0 N_0 m \nu_m}, \quad \psi_V = \eta_V \frac{e^2 E_e^2}{\omega_V N m \nu_m}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\beta$  — коэффициент рекомбинации;  $\omega_V$  — колебательный квант;  $T_0$  и  $N_0$  — начальные температура и плотность молекул;  $\eta_T$  и  $\eta_V$  — доли выделяемой в разряде энергии, идущие соответственно на нагрев газа и возбуждение колебаний;  $\tau_{VT}$  — время колебательно-по-ступательной релаксации. Множитель  $\exp\{\gamma_T(1 - N/N_0)\}$  учитывает зависимость частоты ионизации  $W$  от  $E_e/N$ . Зависимость  $W$  от колебательной энергии представлена в форме  $\exp\{\gamma_V \epsilon_V\}$  [6], отвечающей условию  $\epsilon_V \ll 1$ .<sup>3</sup>

Система (1) упрощается в предельных случаях быстрой и медленной (по сравнению со временем развития неустойчивости  $t_{ii}$ ) колебательной релаксации. В обоих предельных случаях (1) можно привести к виду

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= W_0 z x - \nu_0 x^2/q, \\ \frac{dz}{dt} &= \nu_0 z x, \end{aligned} \quad (2)$$

<sup>1</sup> Прямые измерения концентрации  $N_2(A^3\Sigma)$  [4] показали, что она значительно меньше рассчитанной для аналогичных условий в [7]. Различие связано, по-видимому, с использованием в [7] заниженного значения константы тушения при парных соударениях  $N_2(A^3\Sigma)$ .

<sup>2</sup> Модель ионизации при парных соударениях двух метастабилей с учетом их тушения тяжелыми частицами и зависимости константы возбуждения от  $E_e/N$  и  $\epsilon_V$  дает время развития неустойчивости  $t_{ii} \sim n_0^{-1}$ , что не соответствует эксперименту.

<sup>3</sup> Решение (1) при замене временной производной пространственной, описывающее стационарный разряд в потоке газа, исследовалось в [8].

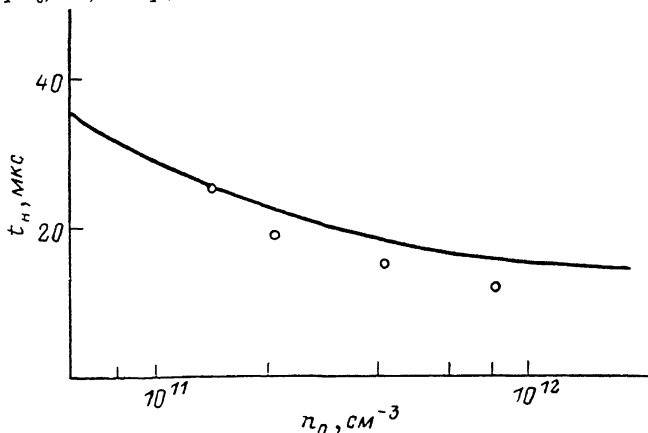
где  $x \equiv n/n_0$ ,  $v_0 = \beta q n_0$ , величины  $z$  и  $q$  в предельных случаях  $\tau_{VT} \ll t_H$  и  $\tau_{VT} \gg t_H$  даются соответственно выражениями  $z = \exp\{\gamma_T(1 - N/N_0)\}$ ,  $\beta q = \gamma_T(\psi_T + \psi_V \omega_V/3.5kT_0)$  и  $z = \exp\{\gamma_T(1 - N/N_0) + \gamma_V \varepsilon_V\}$ ,  $\beta q = \gamma_T \psi_T + \gamma_V \psi_V$ .

Решая (2), получим

$$x = \frac{1}{c+1} \{z + cz^{-1/q}\},$$

$$\int_{z^{-1}(t)}^1 \frac{dy}{1 + cy^{1+1/q}} = \frac{q}{b} W_0 t, \quad (3)$$

где  $c \equiv ((q+1)v_0/qW_0) - 1$ ,  $b \equiv q+1$ .



Время развития неустойчивости в СВЧ разряде в азоте.

Точки — эксперимент [5], сплошная линия — расчет.

Неустойчивость развивается за время

$$t_H = \frac{b}{W_0 q} \int_0^1 \frac{dy}{1 + cy^{1+1/q}}. \quad (4)$$

Приближенное вычисление интеграла дает

$$t_H \approx \frac{1}{W_0 q} \begin{cases} 1 - \frac{q}{c} \ln\left(\frac{1}{1+c}\right), & c < 0, \\ b, & 0 \leq c < 1, \\ \frac{b}{c} \{c^{1/b} + q(1 - c^{-1/b})\}, & c \geq 1. \end{cases} \quad (5)$$

Оценим времена развития неустойчивости  $t_H$  в условиях эксперимента (при  $N_0 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $E_e/N_0 = 6.5 \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$  [5]). Принимая значения коэффициентов  $W_0 = 10^5 \text{ с}^{-1}$ ,  $\gamma_T = 5.8$ ,  $\gamma_V = 2.4$  [6],  $\beta = 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $\eta_V = 0.8$ ,  $\eta_T = 0.2$ ,<sup>4</sup> получим  $q = 1.8$ ,  $v_0 = 9 \cdot 10^{-8} n_0$  (в условиях [5]  $\tau_{VT} \gg t_H$ ). На рисунке приведены результаты расчета  $t_H$  по формуле (5) в зависимости от начальной концентрации электронов  $n_0$ , а также экспериментальные данные [5], полученные для разных времен задержки  $t_3$  между началом ионизирующего импульса (излучения кольцевого разряда) длительностью 10 мкс и моментом включения СВЧ генератора в диапазоне  $t_3 = 10 - 30$  мкс (при больших  $t_3$  на свойствах плазмы может сказываться ударная волна, приходящая от кольцевого разряда). Видно, что рассчитанный ход зависимости  $t_H$  от  $n_0$  хорошо согласуется с экспериментом.

<sup>4</sup> Используемое значение  $\eta_T$ , полученное в предположении, что при тушении возбужденных электронных состояний  $N_2$  основная доля энергии идет в попутательные степени свободы молекул, согласуется с результатами экспериментов [9, 10]. Отметим, что в рассматриваемых условиях время установления квазистационарных концентраций электронно-возбужденных молекул мало по сравнению с  $t_H$ .

- [1] Баранов В. Ю., Выхайло Ф. И., Напартович А. П. и др. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. № 2. С. 358—365.
- [2] Багадзе К. В., Вецко В. М., Жданок С. А. и др. // ДАН СССР. 1979. Т. 249. № 4. С. 832—835.
- [3] Велихов Е. П., Ковалев А. С., Рахимов А. Т. Физические явления в газоразрядной плазме. М.: Наука, 1987.
- [4] Богатов Н. А., Гитлин М. С., Голубев С. В. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 1. С. 194—195.
- [5] Грицинин С. И., Косый И. А., Силаков В. П. и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 4. С. 681—686. Препринт ИОФАН, № 14. М., 1986.
- [6] Мнацаканян А. Х., Найдис Г. В. // Химия плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1987. Вып. 14. С. 227—255.
- [7] Багадзе К. В., Вецко В. М., Напартович А. П. и др. // ТВТ. 1981. Т. 19. № 2. С. 261—271.
- [8] Найдис Г. В. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 5. С. 868—874.
- [9] Камардин И. Л., Кучинский А. А., Родичкин В. А. и др. // ТВТ. 1983. Т. 21. № 2. С. 224—228.
- [10] Вихарев А. Л., Гитлин М. С., Иванов О. А. и др. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 4. С. 223—226.

Институт высоких температур АН СССР

Поступило в редакцию  
17 июня 1988 г.

03; 12

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

## РАСПАД МИКРОСТРУЙ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА

В. Е. Бадан, В. В. Лиситченко, В. Я. Порицкий

Как показано в работе [1] капиллярный рельеф микроструй, фиксирующихся на поверхности расплава, граничащего с ионным ленгмюровским слоем, после быстрого «замораживания», является результатом возникновения на поверхности жидкости системы микроструй,

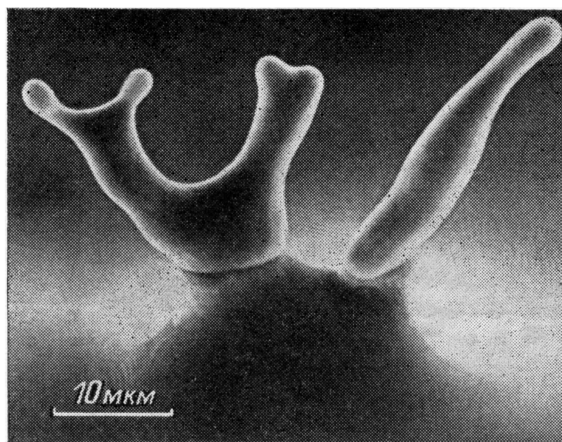


Рис. 1. Микроструя, зафиксированная на поверхности расплава меди в процессе деления.

распространяющихся перпендикулярно поверхности со скоростью  $10^3$ — $10^4$  см/с. Характерная длина микроструй 10—40 мкм. Цилиндрические микроструи неустойчивы относительно развития перетяжек (неустойчивость Рэлея) [1].

Кроме неустойчивости типа «перетяжек», часто встречается распад микроструй на две—три ветви (рис. 1). В данном сообщении мы рассматриваем некоторые особенности такого деления.