

4. Использование слабых нелинейно-поглощающих фильтров в непрерывных твердотельных лазерах позволяет значительно расширить полосу вынужденной синхронизации мод.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Сверхкороткие импульсы. Под ред. С. Шапиро. М.: Мир, 1981. [2] Дмитриев В. Г., Тарасов Л. В. Прикладная нелинейная оптика. М.: Сов. радио, 1983. [3] Чеслер Р. Б., Карр М. А., Гейсик Д. Е. ТИИЭР, 1970, 58, № 12, с. 27. [4] Зельдович Б. Я., Кузнецова Т. И. УФН, 1972, 106, № 11, с. 47. [5] Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Ларионцев Е. Г., Яценко Ю. П. Письма в ЖТФ, 1980, 6, с. 161. [6] Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Сидоров В. А., Яценко Ю. П. Квант. электроника, 1983, 10, с. 1453. [7] Доценко А. В. и др. ДАН СССР, 1980, 255, с. 339. [8] Шелаев А. Н. Квант. электроника, 1983, 10, с. 1027. [9] Доценко А. В., Ларионцев Е. Г., Шелаев А. Н. Письма в ЖТФ, 1984, 10, с. 20. [10] Доценко А. В., Ларионцев Е. Г. Квант. электроника, 1979, 6, с. 979. [11] Кравцов Н. В., Сидоров В. А., Сусов А. М. Письма в ЖТФ, 1977, 3, с. 611. [12] Клочан Е. Л., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Ларионцев Е. Г., Шелаев А. Н. ЖЭТФ, 1973, 65, с. 1344; Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, с. 30.

Поступила в редакцию
24.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 1

УДК 537.52

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КАТОДНОГО СЛОЯ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА В ПОДНОРМАЛЬНОМ РЕЖИМЕ

А. А. Нечаев, Ю. В. Орлов, И. Г. Персианцев, А. Т. Рахимов, С. П. Ребрик

К настоящему времени накоплен богатый экспериментальный материал, относящийся к исследованию свойств несамостоятельного разряда. Математическая модель для его описания основана на предположении однородности разряда в плоскости, параллельной поверхности электродов. Такой подход до недавнего времени не вызывал сомнений, поскольку наблюдалось хорошее согласие между теоретическим описанием свойств разряда и экспериментом (см., например, обзор [1]).

В последние годы в ряде экспериментальных работ [2—7] было показано, что катодный слой как в импульсном, так и в непрерывном режимах неоднороден и имеет пятнистую структуру, ток протекает только через катодные пятна и плотность тока в них равна нормальной. Было также теоретически показано [7, 8], что однородный катодный слой неустойчив к флуктуациям плотности тока из-за наличия падающего участка на ВАХ катодного слоя в поднормальном режиме, что приводит к перераспределению плотности тока на поверхности катода и образованию пятнистой структуры. Таким образом, однородная модель разряда, по крайней мере в прикатодной области, не соответствует физическим процессам, происходящим в ней.

В данной работе проведено исследование свойств прикатодной области разряда в азоте, получены интегральные характеристики прикатодного слоя, включающего катодные пятна и переходную зону от области однородного распределения тока к пятну, а также изменение слоя во времени.

Обсудим структуру катодного слоя в рамках модельных представлений. Будем предполагать, что толщина катодного слоя много меньше длины разрядного промежутка. Тогда по однородной модели на-

пряжение на разряде разбивается на две составляющие: скачок потенциала в катодном слое и падение напряжения в положительном столбе. Поскольку в реальном разряде ток на катоде стягивается в пятна, то в катодной зоне должно дополнительно по отношению к однородному случаю падать напряжение, идущее на это стягивание. Пренебрегая толщиной пятен, можно считать, что на катоде возникает скачок потенциала, равный сумме напряжения на пятне и напряжения, возникающего из-за неоднородного протекания тока на катоде. При таком подходе можно не рассматривать размеры зоны неоднородного протекания тока в разряде. Необходимо только, чтобы размер возмущений однородной части разряда был меньше длины разрядного промежутка. Тогда можно ввести понятие эффективного катодного слоя, на котором

$$U_{\text{эфф}} = U_{\text{п}} + U_{\text{ст}}, \quad (1)$$

где $U_{\text{п}}$ — падение напряжения на пятне, $U_{\text{ст}}$ — напряжение, идущее на стягивание тока в пятно.

В этом случае для разрядного промежутка d , в котором внешним ионизатором создается проводимость σ и к которому приложено напряжение U , обеспечивающее протекание в разрядном промежутке тока с плотностью j , справедливо соотношение, формально соответствующее однородной модели:

$$U = U_{\text{эфф}} + jd/\sigma. \quad (2)$$

Если не учитывать более медленные, чем процессы формирования эффективного катодного слоя, процессы нагрева и вытеснения газа в катодном слое, то ВАХ такого слоя должна быть устойчивой, т. е. не должна иметь падающего участка.

Для проверки высказанного предположения проведены эксперименты на установке, в которой в качестве внешнего ионизатора использовался электронный пучок, создаваемый газовой электронной пушкой, описанной в [9]. Электронный пучок диаметром 3 см с энергией 140 кэВ вводился в камеру через отверстие в аноде. Межэлектродный зазор составлял 2 см. В ряде экспериментов использовался секционированный катод, состоящий из двух изолированных секций: центрального электрода диаметром 2 см и внешнего электрода диаметром 7 см. Регистрировались осциллограммы тока и напряжения разряда с одновременным фотографированием катода. В каждом импульсе контролировалась величина тока пучка с помощью датчика, установленного внутри пушки.

Скорость ионизации определялась из сравнения экспериментальных ВАХ разряда в томсоновском режиме с теоретическими по методике [10]. В наших экспериментах скорость ионизации менялась в пределах $(3,5-350) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ при изменении плотности тока пучка электронов в диапазоне 15—360 мкА/см² и давлении азота 50—400 Тор. При расчете проводимости плазмы разряда, использовавшейся нами в качестве параметра, применялось соотношение

$$\sigma(t) = \frac{e\mu_e}{p} \sqrt{q/\beta_1} \frac{(1+\alpha) \exp(2\sqrt{q\beta_1}t) - 1 + \alpha}{(1+\alpha) \exp(2\sqrt{q\beta_1}t) + 1 - \alpha}, \quad (3)$$

где e — заряд электрона, q — скорость ионизации, μ_e — подвижность электронов, p — давление газа, t — время, $\alpha = \sqrt{\beta_1/\beta_0}$. Значения констант брались из [10]. В (3) учтена временная зависимость концентрации электронов, возникающая из-за резкого уменьшения константы

рекомбинации от $\beta_0=2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ до $\beta_1=8 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ при включении электрического поля [11].

На рис. 1 показаны типичные фотографии катода. Видно, что на секционированном электроде возникает кольцевая структура катодных пятен, а на сплошном в тех же условиях регулярность в их расположении не наблюдается. И только с увеличением напряжения разряда,

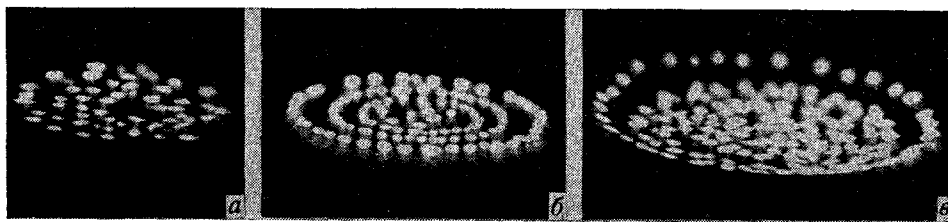


Рис. 1. Фотографии сплошного (а, в) и секционированного (б) катода: $p=100 \text{ Тор}$; $\sigma=2,4 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$; $U \text{ (кВ)}=1,8 \text{ (а)}, 2 \text{ (б)} \text{ и } 3,5 \text{ (в)}$

когда область, занимаемая пятнами, становится больше плоской части катода, на сплошном катоде по периферии возникает кольцевая структура катодных пятен. В [12] наблюдалась кольцевая структура при аналогичной форме электродов. Из наших экспериментов следует, что кольцевая структура обусловлена цилиндрически-симметричной неоднородностью электрического поля, связанной с формой применяемых электродов.

По осциллограммам токов через центральный и внешний электроды определялось сечение разряда S :

$$S = I/j_{\text{ц}}, \quad (4)$$

где I — общий ток разряда, $j_{\text{ц}}$ — плотность тока через центральный

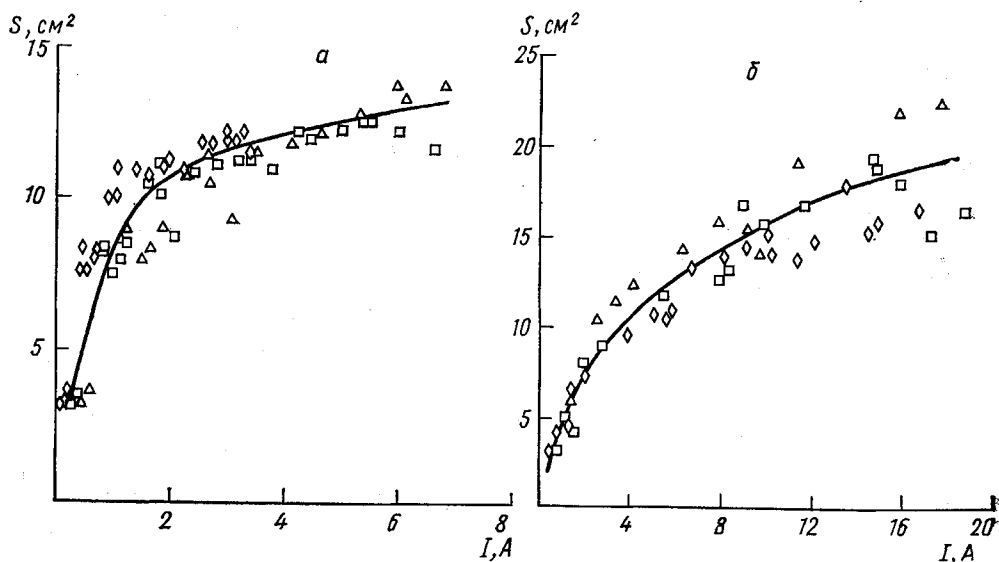


Рис. 2. Зависимость площади разряда от тока: $t=20 \text{ (}\diamond\text{)}, 40 \text{ (}\square\text{)} \text{ и } 80 \text{ мкс (}\triangle\text{)}$, $p=100 \text{ Тор}$; $\sigma=1,7 \cdot 10^8 \text{ (а)} \text{ и } 5,5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1} \text{ (б)}$

электрод, и строились зависимости S от I для разных p , σ и различных моментов времени (рис. 2). Увеличение S при увеличении I означает, что профиль распределения плотности тока разряда вблизи катода не постоянен и становится более однородным при увеличении I . Наибольшее значение S на графике ближе к реальному сечению разряда. Заметим, что зависимость $S(I)$ от времени слабее, чем от p и σ . Поэтому полученные значения $S(I)$ усреднялись по времени (сплошные кривые на рис. 2) и в качестве сечения разряда при фиксированных p и σ выбиралось максимальное значение сечения S .

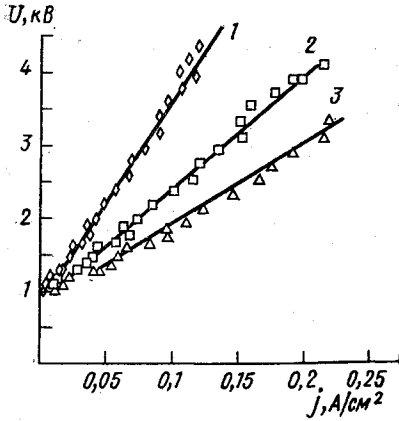


Рис. 3. ВАХ разряда: $p=100$ Тор; $\sigma=1,7 \cdot 10^8$ с $^{-1}$; $S=27$ см 2 , $t=20$ (1), 40 (2) и 80 мкс (3)

На рис. 3 представлены ВАХ разряда. Видно, что ВАХ с хорошей точностью аппроксимируется линейной зависимостью.

Из полученных ВАХ разряда с помощью (2) были построены ВАХ эффективного катодного слоя (рис. 4). Видно, что со временем $U_{эфф}$ уменьшается, причем скорость уменьшения падает при увеличении σ и увеличивается с увеличением j разряда. К сожалению, неточность в определении S разряда не позволяет однозначно найти

величину наклона ВАХ эффективного катодного слоя, можно лишь утверждать, что наклон неотрицателен при любых исследованных нами значениях p и σ и $t=20$ мкс.

Обсудим полученные результаты. Как и ожидалось, возникновение пятнистой структуры катодного слоя устраняет неустойчивый участок ВАХ однородного катодного слоя. С течением времени $U_{эфф}$ уменьша-

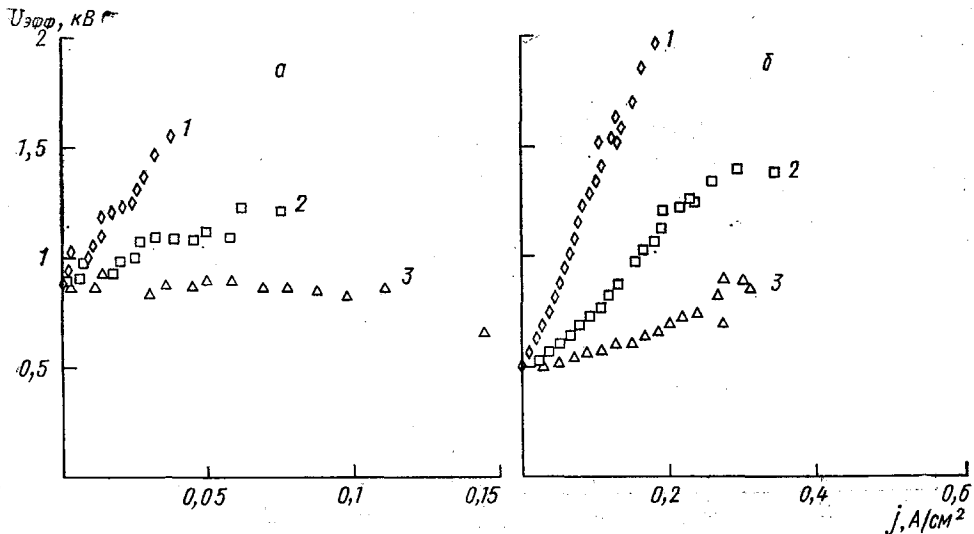


Рис. 4. ВАХ эффективного катодного слоя: $p=50$ Тор; $\sigma=1,7 \cdot 10^8$ (а) и $5,5 \cdot 10^8$ с $^{-1}$ (б); $t=20$ (1), 40 (2) и 80 мкс (3)

ется, и скорость этого уменьшения зависит от особенностей эволюции пятна из-за его расширения вследствие нагрева газа в нем. Представим пятно в виде цилиндра с радиусом R и высотой h . Пусть через пятно течет ток I_{π} , зависящий от параметров внешней по отношению к пятну цепи, и на пятне падает напряжение U_{π} . Предположим, что в пятне выполняется закон нормальной плотности тока, давление газа в пятне постоянно и нет теплообмена между пятном и окружающей средой. Тогда эволюция пятна будет описываться системой уравнений

$$\frac{d}{dt} [C_p n \pi R^2 h (T - T(0))] = U_{\pi} I_{\pi},$$

$$I_{\pi} = j_{\text{н}0} n^2 \pi R^2,$$

$$p = nT,$$
(5)

где C_p — теплоемкость при постоянном давлении, n — концентрация газа, T — температура газа в пятне, $j_{\text{н}0}$ — приведенная плотность тока в пятне.

Интегрирование (5) с начальным условием $R(t=0) = R_0$ дает для радиуса пятна зависимость

$$R = \frac{R_0}{2} \left(1 + \sqrt{1 + 4\nu \int U_{\pi} I_{\pi} dt / R_0} \right),$$
(6)

где $\nu = 1/(\pi C_p p h)$. При малых временах (6) можно разложить в ряд, тогда получаем

$$\delta = R/R_0 = 1 + (\nu/R_0^3) \int U_{\pi} I_{\pi} dt.$$
(7)

Оценим правый член в полученном выражении. При $h = 10^{-1}$ см, $R_0 = 0,2$ см, $U_{\pi} = 200$ В, $I_{\pi} = 10^{-2}$ А и $p = 100$ Тор получаем $\delta \sim 1 + t$ (мкс).

Несмотря на грубые допущения, лежащие в основе модели, полученный результат позволяет качественно объяснить наблюдаемые в эксперименте закономерности. Так, из (7) следует, что скорость роста размеров пятна обратно пропорциональна R_0^2 . Но поскольку R_0 растет с ростом проводимости плазмы, а в соответствии с (1) $U_{\text{эфф}} \sim 1/R$, то меньшим значениям σ должен соответствовать более высокий темп уменьшения $U_{\text{эфф}}$ во времени, что и наблюдается в эксперименте.

Таким образом, при несамостоятельном разряде в поднормальном режиме на катоде возникает пятнистая структура и прикатодную зону толщиной порядка расстояния между пятнами можно рассматривать как эффективный катодный слой. Падение напряжения на этом слое со временем уменьшается. Этот эффект связан с расширением пятен вследствие разогрева и вытеснения из них газа. В рамках предложенной модели находят объяснения наблюдаемые в эксперименте функциональные зависимости $U_{\text{эфф}}$ от проводимости плазмы и времени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Молекулярные газовые лазеры. Под ред. Е. П. Велихова. М.: Мир, 1981.
 [2] Голубев С. А. и др. Физика плазмы, 1977, 3, с. 1011. [3] Ковалев А. С. и др. ЖТФ, 1984, 54, с. 56. [4] Ковалев А. С. и др. Письма в ЖТФ, 1980, 6, с. 743. [5] Королев Ю. Д., Месяц Г. А., Хузеев А. П. ДАН СССР, 1980, 253, с. 606. [6] Персианцев И. Г., Рахимов А. Т. В кн.: Тез. докл. 2-го Всесоюз. совещ. по физ. электрич. пробоя газов. Ч. 1. Тарту, 1984, с. 52. [7] Бронин С. Я. и др. ТВТ, 1980, 18, с. 46. [8] Дыхне А. М., Напартович А. П. ДАН СССР, 1979, 247, с. 837. [9] Нечаев А. А. и др. Приб. и техн. эксперимента, 1983, 2,

УДК 539.186

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЧЕНИЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ И НЕВОЗБУЖДЕННЫХ ИОНОВ В РАЗЛИЧНЫХ СРЕДАХ

И. С. Дмитриев, Н. Ф. Воробьев, В. С. Николаев, Я. А. Теплова,
Ю. А. Файнберг

1. **Введение.** При изучении сечений перезарядки ионов гелия, углерода и кислорода [1, 2] была обнаружена осцилляционная зависимость этих сечений от заряда ядер атомов среды Z_t . Для изучения осцилляций сечений перезарядки метастабильных ионов в настоящей работе получены экспериментальные сечения захвата электрона в гелии, азоте, неоне и аргоне для пучков гелиеподобных ионов Li^+ , Be^{2+} и N^{5+} с различным количеством метастабильных частиц и выполнены теоретические расчеты сечений перезарядки невозбужденных и метастабильных ионов Li^+ , Be^{2+} и N^{5+} , находящихся в состояниях $(1s^2)^1S$ и $(1s2s)^1,3S$ соответственно, в соударениях с атомами среды с $Z_t = 1-36$.

2. **Описание экспериментов.** В опытах использовались выведенные из 72-см циклотрона со скоростью $v=8 \cdot 10^8$ см/с ионы Li^{2+} , Be^{2+} и N^{3+} . Измерения проводились на экспериментальной установке, которая аналогична описанной в [3]. Для получения пучков гелиеподобных ионов, содержащих различные относительные количества α метастабильных частиц, ускоренные ионы пропускались через тонкую целлулоидную пленку, после чего магнитным сепаратором из ионного пучка выделялись водородоподобные частицы Li^{2+} , Be^{3+} и N^{6+} , направляемые затем на тонкую (толщиной $\sim 10^{15}$ ат./см²) азотную проточную мишень, в которой в результате захвата электрона образовывались гелиеподобные ионы Li^+ , Be^{2+} и N^{5+} . Кроме того, гелиеподобные ионы получались также путем пропускания ионных пучков через целлулоидную мишень толщиной 2—3 мкг/см² (что соответствует $\sim 10^{17}$ ат./см²). Были использованы также пучки ионов Be^{2+} , выведенные непосредственно из ускорителя, и пучки ионов N^{5+} , образованные в процессе потери электрона литиеподобными частицами в тонкой газовой мишени.

По результатам измерений зарядовых распределений ионов, прошедших через камеру столкновений при двух—трех давлениях напускаемого газа, способом, изложенным в [3], были определены сечения потери и захвата электронов σ_{ik} , где i и k — начальный и конечный заряды ионов. Ошибка полученных сечений потери электрона $\sigma_{Z-2, Z-1}$ гелиеподобными ионами составляла величину 5—7%, а сечений захвата электрона $\sigma_{Z-2, Z-3}$ этими ионами — 10—15% (здесь Z — заряд ядра иона).

3. **Определение сечений перезарядки метастабильных и невозбужденных ионов.** Из полученных в эксперименте сечений потери электрона $\sigma_{Z-2, Z-1}$ и соотношения

$$\sigma_{Z-2, Z-1} = (1 - \alpha) \sigma_{Z-2, Z-1}^0 + \alpha \sigma_{Z-2, Z-1}^m, \quad (1)$$

где $\sigma_{Z-2, Z-1}^0$ и $\sigma_{Z-2, Z-1}^m$ — сечения потери электрона невозбужденными