

# Несамостоятельный щелевой разряд как эффективный способ возбуждения активной лазерной среды

А.В.Азаров, С.В.Митько, В.Н.Очкин, С.Ю.Савинов

*Исследован поперечный разряд при протяженных электродах в узком диэлектрическом зазоре в случае дополнительной импульсной ионизации с частотой повторения 10–30 кГц. Экспериментально и теоретически изучены электрические характеристики разряда и предельный энерговыход. Показано, что пределы однородности разряда определяются ионизационно-перегревной неустойчивостью и могут варьироваться при изменении мощности предыонизации. Получена мощность генерации CO<sub>2</sub>-лазера с единицы поверхности разряда 1.5 Вт/см<sup>2</sup>.*

**Ключевые слова:** несамостоятельный разряд, активная среда, ионизационно-перегревная неустойчивость, мощность генерации.

## 1. Введение

Известная тенденция последних лет в разработках мощных компактных газовых лазеров с диффузионным охлаждением – использование щелевой геометрии активной среды [1]. В этом случае практически всегда используется возбуждение активной лазерной среды ВЧ разрядом (при наложении напряжения в направлении малого зазора). Таким способом в CO<sub>2</sub>-лазере с единицы поверхности электрода удается получить интенсивность излучения порядка 2 Вт/см<sup>2</sup>. Пространственная устойчивость ВЧ разряда обеспечивается приэлектродными слоями пространственного заряда и ограничивается энерговыходами, соответствующими  $\alpha - \gamma$ -переходу [2, 3]. При наложении в том же направлении постоянного напряжения такой механизм стабилизации отсутствует и разряд становится неустойчивым. В [4] для CO<sub>2</sub>-лазера, а в [5] для Хе-лазера в целях повышения устойчивости разряда предложено использовать несамостоятельный разряд постоянного тока, поддерживаемый в устойчивой форме короткими высоковольтными импульсами предыонизации. В частности, для CO<sub>2</sub>-лазера была достигнута мощность 0.9 Вт/см<sup>2</sup>, ограниченная удельным энерговыходом. Это сопоставимо с результатом для CO<sub>2</sub>-лазера с ВЧ возбуждением с учетом, безусловно, гораздо большей проработанности последнего, господствующего на современном мировом рынке CO<sub>2</sub>-лазеров.

В настоящей работе продолжено исследование несамостоятельного разряда с целью повышения энерговыхода и мощности генерации.

## 2. Эксперимент

Схемы активной среды и электрического питания показаны на рис. 1. Постоянное напряжение до 1500 В приложено к медным электродам 1 и обеспечивает получение

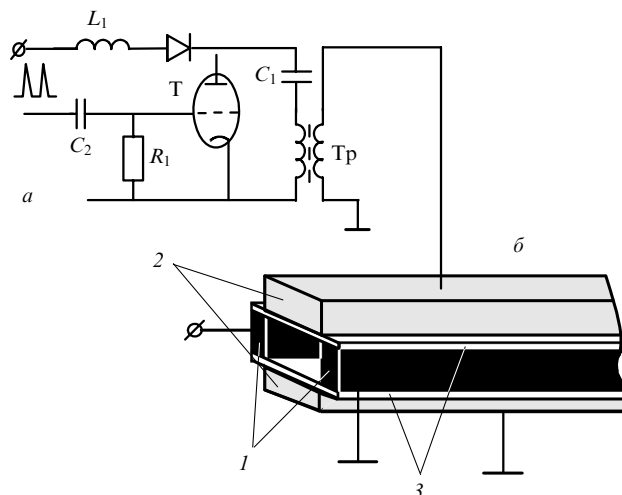


Рис. 1. Схема электрического питания (а) и разрядная камера (б): 1 – медные электроды; 2 – алюминиевые электроды; 3 – керамические пластины.

ние тока до 700 мА. Импульсное напряжение приложено к алюминиевым электродам 2. Рабочая среда ограничена двумя керамическими (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) пластинами 3. Пустотелые электроды 2 имеют общий с электродами 1 контур водяного охлаждения. Электрическая схема формирования импульсов предыонизации [4] в принципиальном отношении аналогична схемам, предназначенным для возбуждения крупногабаритных CO<sub>2</sub>-лазеров, охлаждаемых и стабилизируемых быстрым протоком рабочего газа [6–8], и схемам, используемым для возбуждения коаксиальных камер [9, 10]. Используется генератор с емкостным (C<sub>1</sub> = 1–3 мкФ) накопителем. Конденсатор коммутируется тиратроном Т (ТГИ-100/8), управляемым задающим генератором. Частота повторения импульсов  $f \leq 30$  кГц ограничивается временем деионизации тиратрона. Импульсное напряжение повышается трансформатором Тр до  $U_p = 10$  кВ. Длительность импульсов  $\sim 0.2$  мкс, длительность фронта  $\sim 50$  нс. Средняя мощность импульсной схемы может варьироваться за

А.В.Азаров, С.В.Митько, В.Н.Очкин, С.Ю.Савинов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: ochkin@sci.lebedev.ru; savinov@sci.lebedev.ru

счет изменения как  $f$ , так и  $U_p$ , и в наших условиях она ограничена величиной  $W_p \leq 50$  Вт.

Оптическая ось резонатора проходила вдоль медных электродов в середине щелевого зазора. Использовались отражающее медное зеркало с радиусом кривизны 4 м и плоское с пропусканием 10 %. Диаметр рабочей поверхности зеркала составлял 13 мм. Длина разрядной камеры вдоль медных электродов равнялась 190 мм, а расстояние между ними варьировалось от 10 до 40 мм. Наименьший размер – высота щели – составлял 2 мм. Мощность генерации измерялась калориметром, временное поведение мощности анализировалось с помощью приемника Ge – Au. Большая часть экспериментов проводилась с разрядами в смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 8$ .

### 3. Результаты эксперимента

Электрические характеристики разряда измерялись в контуре цепи постоянного напряжения. Фиксировалось как напряжение  $U_{dc}$ , так и напряжение  $U_e$  на электродах  $I$  (см. рис.1). Для стабилизации во времени напряжений  $U_{dc}$  и  $U_e$  при наложении импульсов предьонизации между источником постоянного напряжения и электродами  $I$  включалось сопротивление  $R = 0.97$  кОм и конденсатор  $C = 0.1$  мкФ, как это показано на рис.2. При изменении расстояния  $Z$  между электродами изменение длины разряда происходит за счет положительного столба [11]. Поэтому, измеряя напряжение на электродах  $U_e(Z)$ , можно разделить падение напряжения  $U$  на положительном столбе и в приэлектродных зонах. Были изучены нормальная плотность тока и катодное падение потенциала самостоятельного тлеющего разряда в смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$  для медных электродов. Методика измерений описана в [12]. Нормальное катодное падение потенциала составило 330 В, а приведенная нормальная катодная плотность тока –  $145 \text{ мкА} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{Тор}^{-2}$ . Сопоставление результатов измерений показало, что в исследуемых условиях для самостоятельного разряда значения приэлектродных падений напряжения, определяемые практически катодными падениями, хорошо совпадают с аналогичными значениями для самостоятельных разрядов постоянного тока. При этом режим горения самостоятельного разряда соответствовал нормальному, т. е. токовые пятна занимали лишь часть площади катода [13], а поло-

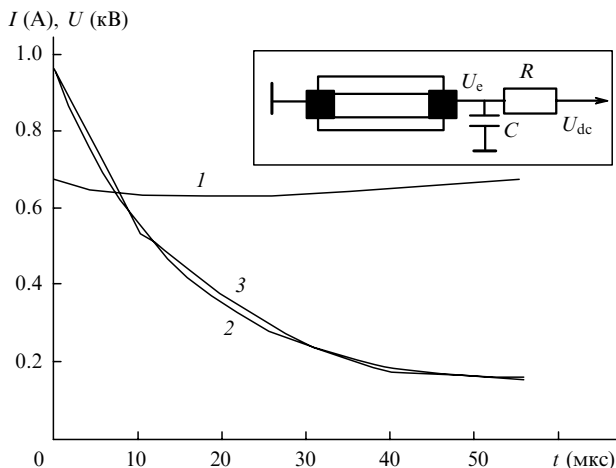


Рис.2. Осциллограммы напряжения  $U$  на положительном столбе (1) и тока разряда  $I$  (2), а также расчетное поведение тока (3). На вставке – цепь источника постоянного напряжения.

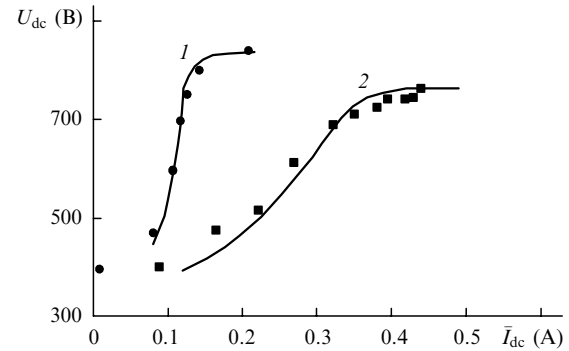


Рис.3. Вольт-амперные характеристики положительного столба при мощности предьонизации 12 (1) и 50 Вт (2), давлении 50 Тор, частоте повторения импульсов  $f = 18$  кГц. Точки – эксперимент, сплошные кривые – расчет.

жительный столб занимал весь размер разрядной камеры вдоль медных электродов.

На рис.2 приведены примеры осциллограмм напряжения  $U$  (кривая 1) и тока разряда  $I$  (кривая 2) при давлении  $p = 30$  Тор,  $U_p = 10$  кВ,  $f = 18$  кГц (момент времени 55 мкс соответствует началу нового импульса предьонизации) и  $Z = 25$  мм. Видно, что  $RC$ -цепочка хорошо стабилизирует напряжение на электродах, ток же разряда имеет глубокую модуляцию (в данном случае 80 %).

На рис.3 точками показаны усредненные по времени вольт-амперные характеристики положительного столба для двух различных мощностей предьонизации  $W_p$ . При этом изменение  $W_p$  достигалось за счет изменения  $U_p$  при фиксированной частоте повторения. Наибольшие средние измеряемые значения  $\bar{I}_{dc}$  (крайние правые точки) соответствуют предельными энерговкладам в однородном разряде. Возникающие при больших энерговкладах неустойчивости фиксировались визуально и носили характер контрагированных узких каналов. Видно, что предельный энерговклад существенно зависит от мощности предьонизации.

Проводилась оптимизация режимов разряда для получения максимальной мощности генерации. На рис.4 показан пример зависимости мощности генерации и вкладываемой электрической мощности от среднего тока разряда. Наибольшая достигнутая мощность генерации составила 36 Вт при энерговкладе в положительный столб 285 Вт. При этом длина положительного столба составляла около 15 мм. В пересчете на оптически актив-

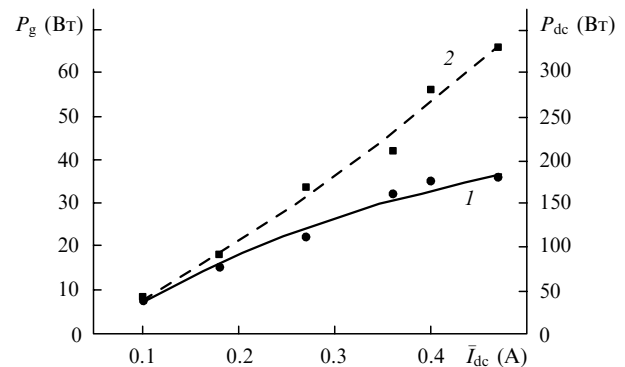


Рис.4. Зависимость мощности генерации (1) и вкладываемой мощности (2) от среднего тока разряда при давлении 50 Тор, частоте повторения импульсов  $f = 18$  кГц.

ную зону резонатора это соответствует мощности генерации 1.5 Вт/см<sup>2</sup>, вкладываемой мощности 11.5 Вт/см<sup>2</sup> и КПД = 13 %. КПД сильно зависел от энерговклада и при меньших энерговкладах, например при 80 Вт, достигал 20 %. Реальный КПД (КПД с учетом полного вклада энергии в разряд и в предыонизацию), конечно, меньше, но его в условиях наших экспериментов нельзя было точно измерить, т. к. зеркала не перекрывали полностью все межэлектродное пространство.

#### 4. Обсуждение результатов

Для интерпретации экспериментальных данных и понимания основных тенденций в изменениях свойств разряда при вариациях макроскопических параметров была предпринята попытка моделирования. Поскольку, как уже указывалось ранее, режим горения разряда соответствовал нормальному, то процессы, происходящие в катодной области, не приводили к сильному разогреву электрода и, соответственно, не могли приводить к неустойчивостям разряда в целом. Другими словами, причины возникновения неустойчивостей следует искать в особенностях физических процессов, протекающих в положительном столбе.

##### 4.1. Модель разряда

Рассмотрим положительный столб разряда, соответствующего эксперименту, в виде параллелепипеда с размерами  $2a, b, d$ , где  $a \ll b, d$  (рис.5). Ток течет в направлении  $z$ , вдоль которого приложено постоянное напряжение. Оптическая ось резонатора направлена вдоль  $y$ . Ограничимся вначале двумерной картиной в плоскости  $xz$ . Вдоль  $z$  параметры положительного столба однородны. Плотность заряженных частиц определяется их движением в поле, диффузией, ионизацией и рекомбинацией.

Примем, что локальные плотности электронов и положительных ионов равны  $n_e \simeq n_i$  (случай с отрицательными ионами легко обобщается), а движение частиц к стенкам в направлении  $x$  определяется амбиполярной диффузией. Тогда для заряженных частиц, например для ионов, запишем следующее уравнение:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} D_a \frac{\partial n_i}{\partial x} = v_i n_i - \beta n_i^2 + S_i, \quad (1)$$

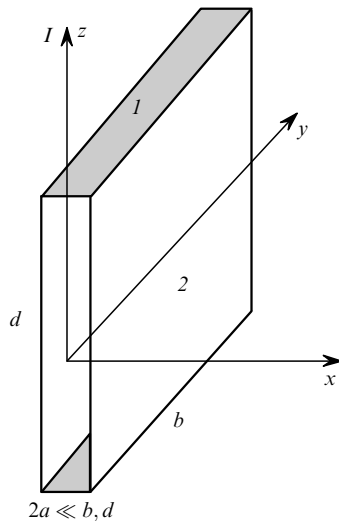


Рис.5. Геометрия положительного столба: 1 – электроды; 2 – диэлектрик.

и аналогичное уравнение имеет место для электронов. Здесь  $v_i$  – частота ударной ионизации;  $\beta$  – коэффициент электрон-ионной рекомбинации;  $D_a$  – коэффициент амбиполярной диффузии,  $D_a = D_i + (\mu_i/\mu_e)D_e$ ;  $D_e$  и  $D_i$  – коэффициенты диффузии электронов и ионов;  $\mu_e$  и  $\mu_i$  – соответствующие подвижности. Член  $S_i$  описывает дополнительную скорость появления заряженных частиц за счет внешних факторов – в нашем случае это предыонизация. В условиях обсуждаемого эксперимента  $S_i$  может быть представлен в виде  $S_i = Q_i \sum^k \delta(t - k\tau)$ , где  $Q_i$  – число зарядов, создаваемое за один импульс предыонизации в единице объема;  $t$  – время;  $\tau$  – время между последовательными импульсами;  $\delta$  – символ Кронекера;  $k$  – целое число. Примем, что  $S_i$  не зависит от координат.

Профиль плотности тока разряда

$$I(x, t) = en_i(x, t)E_z\mu_e, \quad (2)$$

где  $E_z$  – проекция напряженности электрического поля на ось  $z$ . Входящие в (1), (2) коэффициенты зависят от плотности  $\rho$  нейтрального газа, а та, в свою очередь, – от температуры газа  $T$ . Поэтому уравнения (1), (2) для электрических параметров должны быть дополнены уравнением теплопроводности

$$c_p\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} + I(x, t)E_z\delta_0. \quad (3)$$

Здесь  $c_p$  – теплоемкость при постоянном давлении;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности; коэффициент  $\delta_0$  входит в слагаемое, описывающее джоулев нагрев и для смесей, типичных для CO<sub>2</sub>-лазеров,  $\delta_0 \approx 0.7 - 0.8$  [14].

Элементарные процессы в активных средах CO<sub>2</sub>-лазеров достаточно хорошо изучены и сведения о коэффициентах переноса, подвижности электронов, константах ионизации и рекомбинации могут быть найдены в [14]. Для сопоставления с результатами измерений электрических параметров уравнения (1)–(3) дополняются законом Ома.

##### 4.2. Результаты расчета электрических параметров

Вернемся к рис.2, где наряду с наблюдаемым в эксперименте поведением напряжения и тока показан пример расчета зависимости тока от времени. Значение напряжения на положительном столбе  $U$  бралось из эксперимента, а  $Q_i$  в выражении для  $S_i$  – как подгоночный параметр для совмещения расчетного значения тока с измеренным в момент окончания импульса предыонизации (в масштабе рис.2 это соответствует  $t \approx 0$ ). Можно констатировать, что расчет хорошо воспроизводит поведение  $I(t)$ .

На рис.3 показано сопоставление экспериментальных и усредненных по времени расчетных вольт-амперных характеристик (ВАХ) положительного столба разряда в цепи источника постоянного напряжения при двух различных средних по времени мощностях источника предыонизации. Как и в предыдущем случае, значение напряжения бралось из эксперимента, а  $S_i$  являлось подгоночным параметром при  $U = 600$  В,  $P_p = 12.5$  Вт. Принималось также, что  $S_i$  линейно растет с  $P_p$ . Видно, что совпадение измеренных и расчетных средних ВАХ положительного столба хорошее.

Таким образом, уже достаточно простое описание изучаемого разряда с минимальным числом подгоночных параметров адекватно наблюдениям.

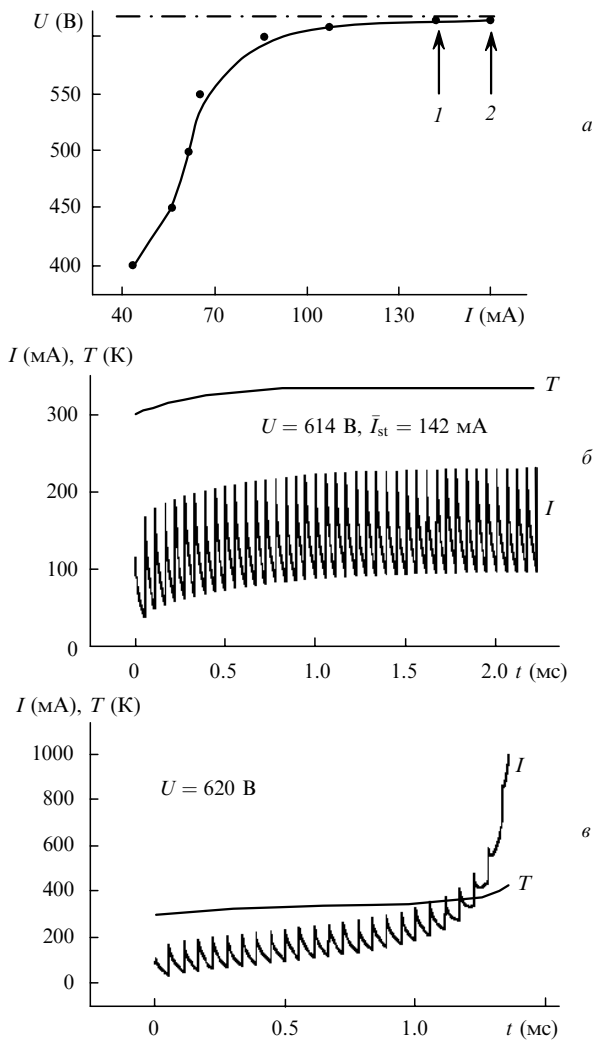


Рис.6. ВАХ положительного столба (а) и зависимости тока и температуры газа при напряжениях, соответствующих точкам 1 (б) и 2 (в) на рис.6,а. Точки – эксперимент, сплошные кривые – расчет.

**4.3. Границы устойчивости**

Не только эксперимент, но и расчет показывают, что по мере увеличения тока (в области насыщения ВАХ) разряд теряет устойчивость. Характер развития неустойчивости иллюстрирует рис.6. На рис.6,а показан пример ВАХ положительного столба разряда при давлении 38 Тор,  $f = 18$  кГц. Рис.6,б иллюстрирует расчетную динамику нарастания тока и температуры газа в процессе многократных импульсов предыонизации. В этом случае напряжение на положительном столбе соответствует точке 1 на рис.6,а и равно 614 В. После генерации ~30 импульсов как средний ток, так и температура газа выходят на стационарные значения  $\bar{I}_{st} = 142$  мА и  $T = 350$  К. Если же напряжение на положительном столбе увеличить всего на 1% (до 620 В), то уже после 20 импульсов предыонизации видно катастрофическое нарастание среднего тока и температуры (рис.6,в).

Из серии проведенных расчетов и измерений выяснилось, что границы устойчивости существенно зависят от условий предыонизации. Рис.7 иллюстрирует это в виде зависимости пороговой мощности  $P_{dc}$ , вкладываемой в положительный столб разряда, от мощности предыонизации  $P_p$ . Также видно хорошее согласие расчетов и измерений.

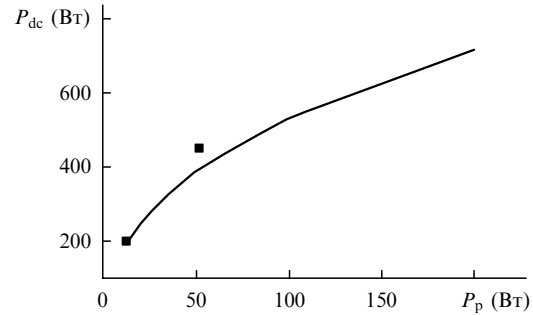


Рис.7. Граница устойчивости положительного столба. Точки – эксперимент, сплошная кривая – расчет.

Для установления тенденций в наборе параметров, разграничивающих устойчивые и неустойчивые состояния, требуется хотя бы упрощенная физическая аналитическая модель.

**4.4. Упрощенный анализ устойчивости положительного столба**

Общие принципы анализа систем, в том числе газовых разрядов [11, 13], на устойчивость известны и состоят в нахождении границ параметров, когда их случайные возмущения затухают или многократно возрастают. Для сложных систем проблема состоит в таком понижении числа параметров, при котором задача может быть решена, но эти упрощения не должны слишком нарушать реальность.

Для анализа нашего объекта следует учитывать его трехмерность. Примем, как и выше, что по координате  $z$  объект (положительный столб) однороден. Уравнениям (1) и (3) в двумерном приближении будут соответствовать следующие уравнения (для краткости  $n_i(x, y, t) = n'$ ,  $E_z = E$ ):

$$\frac{\partial n'}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} D_a \frac{\partial n'}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} D_a \frac{\partial n'}{\partial y} = v_i(x, y) n' - \gamma (n')^2 + S_i, \quad (4)$$

$$c_p \rho (T') \frac{\partial T'}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \lambda \frac{\partial T'}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y} \lambda \frac{\partial T'}{\partial y} = e \mu_e n' E^2, \quad (5)$$

где  $\gamma$  – инкремент неустойчивости. В дополнение к этому примем, что коэффициенты  $D_a, \mu_e, \lambda$ , а также  $S_i$  не зависят от координат;  $x$ -профили плотностей заряженных частиц и газовой температуры являются заданными и описываются параболическими функциями:

$$n'(x, y, t) = N(y, t) (1 - x^2/a^2), \quad N(y, t) = n'(0, y, t),$$

$$T'(x, y, t) = T(y, t) (1 - x^2/a^2) + T_w, \quad T(y, t) = T'(0, y, t),$$

где  $T_w$  – температура стенки. Справедливость этих допущений подтверждается двумерными численными расчетами. Пренебрежем также объемной электрон-ионной рекомбинацией (двумерные численные расчеты показывают, что это возможно при  $n < 10^{12}$  см<sup>-3</sup>).

При анализе устойчивости будем пользоваться усредненными по координате  $x$  уравнениями, принимающими тогда вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{3D_a}{a^2} n - D_a \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} = \frac{3}{2} (nK + S_i), \quad (6)$$

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{3\lambda}{a^2} T - \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = e \mu_e n E^2. \quad (7)$$

В (6)  $K$  и  $S_i$  – усредненные по  $x$  и по времени частоты ионизации и предьонизации. Обратимся вначале к случаю, стационарному и однородному не только по  $z$ , но и по параллельному электродам направлению  $y$

$$\frac{\partial n}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial T}{\partial t} = 0. \quad (8)$$

Усредняя (2) по  $x$ -профилю плотности зарядов, введем величину  $j$  – ток на единицу ширины столба в направлении  $y$ :

$$j = \frac{4a}{3} e \mu_e E n, \quad (9)$$

где  $a$  – ширина щели;  $\mu_e$  – подвижность электронов;  $E$  – напряженность электрического поля в плазме;  $n$  – концентрация электронов. Тогда из (6), (7) с учетом (8), (9) следует

$$\left( \frac{2D_a}{a^2} - K \right) j = \frac{4a}{3} e \mu_e E S_i, \quad (10)$$

$$T = \frac{a}{4\lambda} j E, \quad (11)$$

откуда может быть выражена средняя скорость ионизации  $K = K(E, T, j, S_i)$ .

Введем возмущения плотности зарядов и температуры газа  $\hat{n} = n + \delta n$ ,  $\hat{T} = T + \delta T$ , подставим возмущенные значения в (6), (7) и будем искать решения в виде  $\delta A = A \exp(\gamma t + ik y)$ , где  $\gamma$  – инкремент неустойчивости;  $k$  – волновое число возмущения в направлении  $y$  (см. рис.4). Поступая таким образом, мы, в соответствии со сделанными выше допущениями, принимаем, что «продольные» в направлении  $z$  возмущения подавляются приложенным в этом направлении внешним электрическим полем. В направлении  $x$  из-за малости размера  $a$  возмущения плотности зарядов подавляются диффузией, а возмущения температуры – теплопроводностью. Поэтому рассматриваются лишь «поперечные» возмущения вдоль  $y$ , где внешние стабилизирующие факторы отсутствуют.

Несложные преобразования приводят к следующему выражению для инкремента  $\gamma$ :

$$c_p \rho \gamma^2 + \gamma \left[ \left( \frac{3}{a^2} + k^2 \right) (\lambda + D_a c_p \rho) - \frac{3}{2} K c_p \rho \right] + D_a \lambda \left( \frac{3}{a^2} + k^2 \right)^2 - \frac{3}{2} K \lambda \left( \frac{3}{a^2} + k^2 \right) = \frac{3}{2} n \frac{\partial K}{\partial T} e \mu_e E^2, \quad (12)$$

которое может быть использовано для расчета дисперсии  $\gamma(k)$ . Заметим, однако, что, в соответствии со сделанными выше допущениями, возмущения с волновыми числами  $k \leq a^{-1}$  подавляются процессами переноса. Напротив, наиболее существенной причиной неустойчивостей могут быть длинноволновые возмущения с  $k > a^{-1}$ . Подставив при этом в левую часть (12) значения  $K$ , выраженные из (10) и (11), сведем (12) к виду

$$c_p \rho \gamma^2 + \gamma \left[ \frac{3}{a^2} \lambda + \frac{2c_p a e \mu_e E S_i}{j^2} \right] + \frac{6E}{a} \lambda e \mu_e j \left[ \frac{S_i}{j^2} - \frac{3}{16e \mu_e \lambda} \frac{\partial K}{\partial T} \right] = 0. \quad (13)$$

Из этого уравнения для  $\gamma$  видно, что положительные корни и, следовательно, неустойчивости отсутствуют при условии

$$S_i > j^2 \frac{3}{16e \mu_e \lambda} \frac{\partial K}{\partial T}. \quad (14)$$

Ввиду принятых выше многочисленных упрощений численному коэффициенту в (14) вряд ли стоит придавать буквальное значение. Следует также иметь в виду, что  $\partial K / \partial T$  может быть весьма сложной функцией разрядных условий, т. к. температура газа  $T$  не является независимым параметром. Полезно проследить тенденции изменения областей неустойчивостей при варьировании различных параметров.

Во-первых, физический смысл условия (14) может быть пояснен следующим рассуждением. Уравнения (10) и (11) задают параметрически ВАХ положительного столба. Можно вычислить производную этой неявной функции по  $j$ . Ориентируясь на сведения о частотах ионизации [11, 14], следует полагать, что  $\partial K / \partial T > 0$ ,  $\partial K / \partial E > 0$ . Тогда нетрудно убедиться, что условию (14) соответствует неравенство  $\partial E / \partial j > 0$ , т. е. положительный столб устойчив лишь на растущей части ВАХ положительного столба.

Видно, что в отсутствие предьонизации ( $S_i = 0$ ) положительный столб полностью неустойчив. Механизмом, разрушающим пространственную однородность, является ионизационно-перегревная неустойчивость ( $\partial K / \partial T > 0$ ). Расширение области устойчивости по току (вкладываемой мощности) достигается увеличением мощности предьонизации, причем  $S_i \sim j^2$ . Поскольку подвижность  $\mu_e$  обратно пропорциональна давлению, проблемы устойчивости возрастают при повышении плотности плазмообразующего газа.

Эти выводы хорошо подтверждаются как экспериментом, так и прямым численным моделированием (см., напр., рис.6, 7). Корреляция расчетов и измерений свидетельствует в пользу того, что границы устойчивости разряда в целом в рассматриваемых условиях определяются поведением положительного столба.

С другой стороны, возникает вопрос: почему уже двумерное численное моделирование (разд. 4.1–4.3) дает согласие с наблюдаемыми границами устойчивости и, качественно, с трехмерной моделью? Напомним, что и в численных расчетах и в эксперименте напряжение  $U$  отнесено исключительно к положительному столбу. По достижении условия  $\partial U / \partial j \rightarrow 0$  (или  $\partial E / \partial j \rightarrow 0$ ) при движении вдоль ВАХ положительного столба последний становится потенциально неустойчивым. Однако, в  $z$ - и  $x$ -направлениях (см. рис.5) существуют стабилизирующие факторы – внешнее поле (дрейфовый перенос) и близкие стенки (диффузия) соответственно. В  $y$ -направлении такие факторы отсутствуют и потенциальная неустойчивость реализуется. Наличие стабилизирующих элементов во внешней электрической цепи (сопротивления, теристоры) не спасает положения, поскольку внешняя цепь реагирует лишь на изменения полного тока разряда. Перераспределение плотности  $z$ -тока вдоль направ-

ления  $u$  при сохранении полного тока внешней цепью не обнаруживается.

#### 4.5. Лазерная генерация, сопоставление с ВЧ разрядом

Из приведенных выше результатов следует, что энерговклад в устойчивый разряд может быть сделан достаточно высоким, для того чтобы не лимитировать мощность лазерной генерации. Это видно из рис.4, когда еще до достижения границы устойчивости разряда зависимость мощности генерации от тока разряда достигает насыщения. Это, несомненно, связано с известным для лазеров с диффузионным охлаждением эффектом перегрева газа [14].

С точки зрения получения генерации описываемая среда является, как уже говорилось во Введении, ближайшим аналогом ВЧ разряду. Целесообразно поэтому высказать некоторые соображения с целью сопоставления этих двух технических решений.

Поскольку ограничения по генерации для обоих способов возбуждения связаны с тепловыми эффектами, удельные параметры генерации сопоставимы. В обоих случаях возможно изменение режима генерации от непрерывного (в несамостоятельном разряде это достигается при частоте предыонизации  $f > 30$  кГц) до импульсного (при меньших частотах) [4]. Оптические схемы резонаторов аналогичны.

Наши предварительные (до 100 ч) испытания на ресурс без смены газа показывают, что время жизни отпаянной системы с возбуждением несамостоятельным разрядом может быть большим. Хотя, конечно, такие исследования требуют более значительных времени и объема статистических данных (ресурс лазеров с ВЧ накачкой исследован в [3]).

Преимуществом возбуждения несамостоятельным разрядом можно считать более простую и дешевую электрическую схему. С другой стороны, некоторое усложнение возникает в конструкции разрядной камеры из-за большого числа электрических вводов и использования одновременно металла и диэлектрика.

Принципиальным моментом для несамостоятельного разряда является наличие катодного падения потенциала. Для используемых газов и материала электродов оно составляет  $\sim 300$  В при типичных в условиях наших экспериментов падениях на положительном столбе  $\sim 700$  В. Поскольку область катодного падения неэффективна для создания инверсии в  $\text{CO}_2$ -лазерах, это ведет к непроизводительным потерям вкладываемой мощности и КПД. В отличие от ВЧ варианта, где приэлектродные слои замыкаются токами смещения, в несамостоятельном разряде они замыкаются током проводимости. За-

метим, что этот недостаток существен лишь при малых длинах  $d$  разрядного промежутка (см. рис.5), когда катодным падением нельзя пренебречь по сравнению с падением на разряде. При этом каких-либо проблем с организацией обратной оптической связи практически не возникает, поскольку длина катодной области  $l \sim p^{-2}$  ( $p$  – давление газа) и при давлениях в несколько десятков торр, типичных для  $\text{CO}_2$ -лазеров, составляет  $\sim 1 - 2$  мм.

## 5. Заключение

Исследования поперечного щелевого несамостоятельного разряда применительно к накачке  $\text{CO}_2$ -лазера показывают, что, варьируя мощность предыонизации, можно поддерживать разряд в устойчивой однонодной форме, в том числе, в области энерговкладов, когда мощность генерации ограничивается перегревом газа. Отсюда следует, что данная форма разряда отвечает необходимым условиям работы  $\text{CO}_2$ -лазеров с диффузионным охлаждением и может рассматриваться как перспективное решение для создания лазеров нового поколения.

Авторы признательны А.А.Кузнецову, М.З.Новгородову и В.М.Тихонову за участие в эксперименте. Авторы благодарны Л.Н.Орлову за участие в рамках совместного гранта РФФИ № 02-02-81008. Работа также частично поддержана грантом УНЦ «Фундаментальная оптика и спектроскопия» программы «Интеграция».

- Ochkin V.N., Witteman W.J. (Eds). *Gas Lasers – Recent Developments and Future Prospects* (Dordrecht – Boston – London: Kluwer Acad. Publ., 1996).
- Witteman W.J., Ilukhin B.I., Kochetov I.V., et al. *Appl. Phys. B*, **63**, 575 (1996).
- Kuznetsov A.A., Novgorodov M.Z., Ochkin V.N., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4165**, 140 (2000).
- Кузнецов А.А., Новгородов М.З., Очкин В.Н., Тихонов В.М. *Оптика атмосферы и океана*, **10**, № 11, 1296 (1997).
- Кузнецов А.А., Новгородов М.З., Очкин В.Н. и др. *Квантовая электроника*, **30** (5), 399 (2000).
- Railly J.P. *J. Appl. Phys.*, **43**, 3411 (1972).
- Hill A.E. *Appl. Phys. Lett.*, **22**, 670 (1973).
- Генералов Н.А., Зимаков В.П., Косынкин В.Д. и др. *Квантовая электроника*, **9** (8), 1549 (1982).
- Айбатов Л.Р., Орлов Б.В., Польский Ю.Е. и др. *Радиотехника и электроника*, **7**, 1352 (1986).
- Колесников Н.Ю., Орлов Б.В., Польский Ю.Е., Хохлов Ю.М. *Квантовая электроника*, **11** (5), 957 (1984).
- Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1992).
- Азаров А.В., Митько С.В., Очкин В.Н. *Препринт ФИАН № 55* (М., 1998).
- Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т. *Физические явления в газоразрядной плазме* (М.: Наука, 1987).
- Витteman В.Я. *CO<sub>2</sub>-лазер* (М.: Мир, 1990, с. 360).