

621.378.33

**НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД, ВОЗБУЖДАЮЩИЙ
НЕПРЕРЫВНЫЕ CO₂-ЛАЗЕРЫ**

E. П. Велихов, В. Д. Письменный, А. Т. Рахимов

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	419
2. Однородный самостоятельный тлеющий разряд в газах повышенного давления	422
3. Горение и устойчивость тлеющего несамостоятельного газового разряда	429
а) Физические процессы в несамостоятельном газовом разряде (429). б) Механизмы неустойчивостей, развивающихся в несамостоятельном газовом разряде (433). в) Стационарный несамостоятельный разряд в газах повышенного давления (439).	
4. Оптические характеристики газовых сред на основе CO ₂ , возбуждаемых стационарным несамостоятельным разрядом	443
5. Заключение	445
Цитированная литература	445

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к CO₂-лазерам, работающим при повышенных давлениях рабочей среды (порядка сотни тор и выше) и возбуждаемым несамостоятельным газовым разрядом, объясняется возможностью достижения на таких системах высоких значений удельной энергии и к.п.д. генерации.

Газовый разряд, используемый для возбуждения CO₂-лазеров, является тлеющим разрядом, плазма которого весьма слабо проионизована: доля заряженных частиц по отношению к концентрации атомов и молекул составляет величину порядка 10⁻⁶—10⁻⁸. Температура электронов в газоразрядной плазме, устанавливающаяся под действием электрического поля, имеет значение около 1 эв, температура же газа близка к комнатной температуре. Термодинамическая неравновесность плазмы, собственно и приводящая к инверсной заселенности колебательных уровней молекул CO₂, определяется большей теплоемкостью газа по сравнению с теплоемкостью заряженных частиц. Происходящий же в процессе горения разряда разогрев нейтральных частиц ограничивает длительность генерации в импульсных лазерах. В непрерывных лазерах газовый теплоотвод обычно осуществляется прокачкой газа через разрядный объем.

В самостоятельном разряде значение электрического поля, устанавливающегося в разряде, и соответственно значение электронной температуры определяется ионизационными свойствами среды и поддерживается на уровне, обеспечивающем необходимую для горения разряда ионизацию атомов и молекул электронами плазмы. По сравнению с такими разрядами

несамостоятельный газовый разряд, используемый для возбуждения CO₂-лазеров, обладает двумя основными преимуществами, в определенной мере между собой связанными.

Во-первых, использование внешнего ионизатора для создания газоразрядной плазмы позволяет в широких пределах варьировать напряженность электрического поля газового разряда, не ограничиваясь вполне определенными значениями напряжения горения, присущими самостоятельным разрядам. Благодаря этому можно поддерживать горение газового разряда в области таких электрических полей, которые формируют в плазме электронную функцию распределения, наиболее подходящую для заселения рабочих лазерных уровней. Это обстоятельство, впервые отмеченное в работе¹, является особенно важным при возбуждении газов, в которых энергия верхнего лазерного уровня существенно меньше потенциала ионизации, так как напряжение горения самостоятельного разряда, необходимое для поддержания соответствующей скорости ионизации газа, может оказаться достаточно высоким и превышать то значение, при котором возбуждение низкоэнергичных лазерных уровней является оптимальным.

В лазерах на двуокиси углерода реализуется именно такая ситуация: энергия верхнего лазерного уровня 0,3 эв, а потенциал ионизации атомов и молекул, обычно присутствующих в газовой смеси, около 15 эв. Поэтому использование несамостоятельного разряда для возбуждения CO₂-лазеров обеспечивает наиболее эффективное преобразование электрической энергии в энергию когерентного излучения.

Вторым преимуществом несамостоятельных газовых разрядов, используемых для возбуждения CO₂-лазеров, является устойчивость и однородность их горения по сравнению с горением самоподдерживающихся разрядов. Такое различие в характере протекания газовых разрядов обусловлено тем, что в плазме, создаваемой внешним ионизатором, концентрация электронов определяется мощностью этого ионизатора, и поэтому флюктуации электронной температуры не приводят к сильным флюктуациям электронной концентрации и соответственно к перераспределению газоразрядного тока.

Этот факт повышения устойчивости и однородности горения газового разряда при создании газоразрядной плазмы не собственным электрическим полем, а внешним ионизатором, был впервые отмечен в работе², посвященной исследованию области отрицательного свечения самостоятельного тлеющего разряда, области, в которой, по сути дела, всегда поддерживается несамостоятельный режим горения, обусловленный ионизацией газа быстрыми электронами, выходящими из катодного слоя и ускоренными при катодным падением напряжения.

Практически важным проявлением этих физических свойств несамостоятельных разрядов явилась возможность повышения давления газа в CO₂-лазерах, возбуждаемых несамостоятельным разрядом. При этом приведенные выше условия поддержания несамостоятельных разрядов позволяют оптимизировать возбуждение лазерных уровней молекул CO₂ путем независимого варьирования приложенного электрического поля и состава газа в широких пределах. Эта возможность была продемонстрирована целым рядом исследователей, когда использование мощных источников ионизации (сильноточных электронных ускорителей³⁻⁹, импульсного реактора¹⁰, источников интенсивного ультрафиолетового излучения¹¹) позволило создать мощные импульсные лазеры на основе двуокиси углерода, действующие при давлении газа порядка атмосферного и выше. Длительность однородного горения несамостоятельного газового разряда в этих лазерах и соответственно длительность генерации не превышала нескольких микро-

секунд, что определялось большой проводимостью среды и, как следствие, мощным энерговкладом, достаточно быстро перегревающим среду. В этом смысле такие лазеры подобны лазерам с поперечным самостоятельным разрядом (TEA-лазеры), в которых однородное развитие разряда в газах повышенного давления инициируется либо выбором специальной конструкции электродов (секционирование электродов) ¹⁸⁻¹⁴; либо приложением к межэлектродному промежутку очень быстрых и больших перенапряжений, приводящих к многострикерному пробою ¹⁵⁻¹⁷; либо предварительной ионизацией среды, осуществляющейся самыми разными способами ¹⁸⁻²⁷. Анализ работ, посвященных исследованию TEA-лазеров и импульсных CO₂-лазеров, возбуждаемых с использованием мощных ионизаторов, содержится в обзорах ^{28, 29}.

Однако использование ионизаторов столь большой мощности не позволяет перейти к созданию непрерывных лазеров с повышенным газовым давлением по целому ряду причин. Во-первых, использование таких ионизаторов, которые обеспечивают перегрев среды за время $\sim 1 \text{ мксек}$, требует прокачки газа через рабочий объем лазера с очень большими скоростями. Так, даже при линейном размере лазера $\sim 1 \text{ см}$, вдоль которого будет осуществляться прокачка газа, требуется иметь скорость газового потока $\sim 10^6 \text{ см/сек}$. Течение газа со скоростями, превышающими скорость звука в десятки раз, весьма трудно осуществить технически. Второй, в настоящее время технически непреодолимой, трудностью использования столь мощных ионизаторов для создания непрерывных газовых лазеров является осуществление стационарной, а не импульсной работы этих ионизаторов. Например, переводу сильноточных электронных ускорителей в непрерывный режим работы препятствует разогрев и разрушение тонких фольг, разделяющих вакуумный объем ускорителя и объем разрядной камеры лазера *).

Решение этих проблем, возникающих при создании непрерывных газовых лазеров с повышенным давлением рабочей среды, можно существенно облегчить, уменьшив уровень мощности внешнего ионизатора и соответственно уровень мощности удельного энерговклада в несамостоятельный разряде. Естественно, что возможность такого пути создания непрерывных газовых лазеров в значительной степени определяется теми характеристиками несамостоятельного разряда в плотных газах, которые проявляются при существенном снижении мощности ионизирующего излучения. Исследование этих вопросов интенсивно проводилось в последнее время, начиная с работы ³¹, в которой впервые была показана возможность однородного горения стационарного несамостоятельного разряда с электронной проводимостью в дозвуковом потоке газа атмосферного давления.

В данном обзоре основное внимание уделяется анализу физических процессов в плазме несамостоятельного разряда, который по своим характеристикам может быть легко использован для создания мощных непрерывных газовых лазеров. В обзоре также для возможности сравнения физических свойств, определяющих устойчивость горения тлеющего разряда в самостоятельном и несамостоятельном режимах, кратко анализируются основные результаты работ, посвященных исследованию ионизационных неустойчивостей, развивающихся в самостоятельном тлеющем газовом разряде и приводящих к быстрому переходу этих разрядов в контрагированную дугу.

*) Подробный анализ проблем, стоявших перед технологией создания CO₂-лазеров, возбуждаемых с использованием электронных ускорителей, изложен в обзоре ³⁰.

2. ОДНОРОДНЫЙ САМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД В ГАЗАХ ПОВЫШЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

Однородное горение тлеющего газового разряда при высоких давлениях (порядка сотни тор и выше) неустойчиво, по прошествии некоторого времени в разряде образуется нитевидная структура, разряд контрагируется и переходит в дугу. При этом само существование начальной фазы однородного горения тлеющего газового разряда при высоком давлении требует специальных условий инициирования разряда. Для зажигания однородного разряда высокого давления необходимо предварительно ионизовать газ *). После приложения к предварительно ионизованному газу электрического поля, напряженность которого близка к пробойному значению, разряд некоторое время горит однородно, обладая чертами, присущими диффузным тлеющим разрядам ³⁷⁻⁴⁰ (фарадеевское темное пространство, яркое прикатодное отрицательное свечение, однородный положительный столб). Минимально необходимая для однородного горения начальная плотность электронов n_0 дается соотношением ^{14, 41}

$$n_0^{-1/3} \leq \left(\frac{\langle v \rangle \lambda z_{kp}}{v_e} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где λ — длина свободного пробега электронов; v_e и $\langle v \rangle$ — их дрейфовая и тепловая скорости; z_{kp} — расстояние, пройденное лавиной в направлении электрического поля за время, когда внутреннее поле лавины возрастает до приложенного ³². При получении соотношения (1) критерием однородности пробоя считалось наличие перекрытия всех развивающихся лавин к моменту их перехода в стримеры, так как в этом случае возмущение поля развивающимся пространственным зарядом будет наиболее однородным и не должно обострять развитие пробоя в виде одиночного стримера. Для давления порядка атмосферного и при соответствующих значениях пробойной напряженности электрического поля

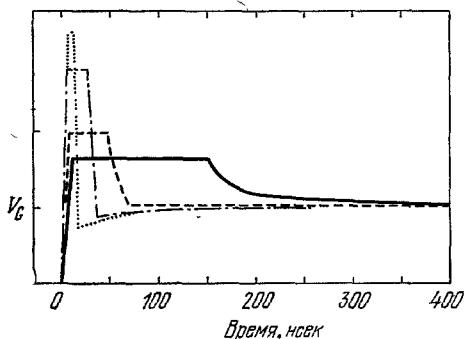


Рис. 1. Осциллограммы напряжения, полученные в работе ^{25а} для различных значений начального напряжения, приложенного к газоразрядному промежутку.

в газовых смесях CO_2 -лазеров оценка (1) дает для минимального значения начальной плотности электронов $n_0 = 10^4 - 10^5 \text{ см}^{-3}$.

Для предварительной ионизации газа использовалась схема «двойного разряда», предложенная в работах ¹⁸, облучение катода ¹⁹⁻²¹ и разрядного промежутка ²²⁻²⁷ ультрафиолетовым излучением. На рис. 1—3 иллюстрируется динамика развития такого разряда. На рис. 1 ^{25а} приведены осциллограммы напряжения газового разряда в смесях газов $\text{CO}_2-\text{N}_2-\text{He}$ атмосферного давления. Эти осциллограммы соответствуют горению газового разряда до момента образования дуги. Характерный вид осциллограмм тока и напряжения, свидетельствующий об установлении однородного горения и последующем переходе в дугу, приведен на рис. 2 ⁴². На рис. 3 ¹⁶

*.) Другие способы зажигания однородного разряда высокого давления осуществляются соответствующим подбором размера межэлектродного зазора, когда реализуется таунсендовский механизм пробоя ³²⁻⁴⁰, либо приложением больших перенапряжений на разрядном промежутке ¹⁶⁻¹⁷, либо секционированием электродов ¹²⁻¹⁴.

приведены осциллограмма тока и фотографии непрерывной и покадровой съемки свечения разряда в смеси газов He—CO₂ атмосферного давления. Из рис. 1—3 видно, что как электрические, так и плазменные характеристики разряда в плотных газах в течение некоторого времени после формирования остаются неизменными.

Основным фактором, ограничивающим время существования однородного импульсного разряда высокого давления, является перегревно-ионизационная неустойчивость^{43—47}, в результате которой разряд переходит в резко неоднородную по объему дугу. Механизм этого явления связан с резкой зависимостью константы ионизации от отношения напряженности электрического поля в разряде к плотности газа — E/N . Поскольку в условиях разряда высокого давления диффузия электронов практически не играет роли, локальная плотность электронов, а следовательно, и интенсивность тепловыделения пропорциональны константе ионизации. Поэтому небольшие флуктуации плотности газа благодаря описанному механизму тепловыделения резко усиливаются, в результате чего происходит перераспределение плотности тока по объему разряда.

Оценим характерное значение инкремента указанной неустойчивости, исходя из следующего рассмотрения развития нитеобразной флуктуации

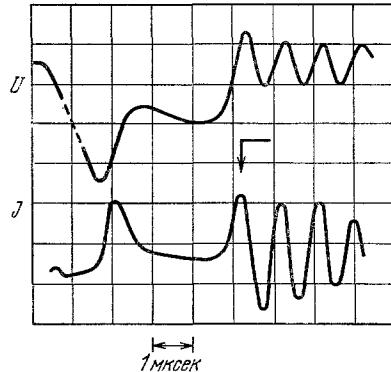


Рис. 2. Осциллограммы напряжения ($U = 20$ кал/дл) и тока ($I = 1$ кал/дл), полученные в работе⁴² для разряда в газовой смеси CO₂ — N₂ — He атмосферного давления. Стрелкой обозначен момент перехода однородного тлеющего разряда в локализованную дугу.

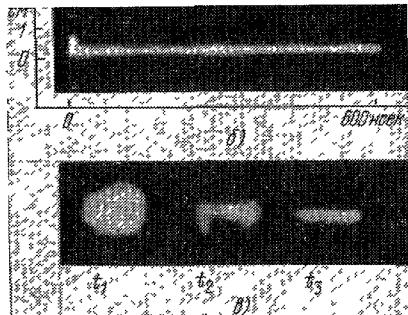
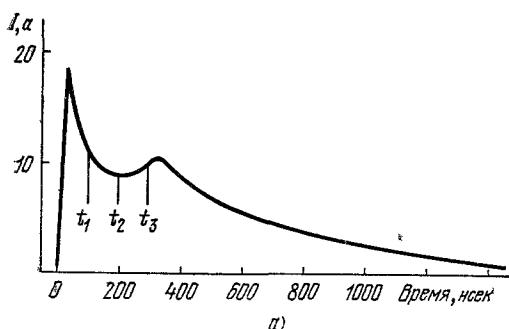


Рис. 3. а) Осциллограмма разрядного тока в смеси He/CO₂ атмосферного давления, полученная в работе¹⁶; б) непрерывная щелевая фоторазвертка поперечного сечения разряда; в) покадровая съемка разряда.

Катод находится с правой стороны каждого кадра.

плотности газа, параллельной электрическому полю⁴⁴. Пусть характерный размер случайной неоднородности l удовлетворяет условиям:

$$\lambda_t \ll l \ll c_s \tau_x, \quad (2)$$

здесь c_s — скорость звука, λ_t — характерный размер газовой теплопроводности, τ_x — характерное время развития неустойчивости.

Левое неравенство (2) позволяет пренебречь теплопроводностью попечек развивающейся токовой нити. В силу правого неравенства (скорость

движения газа мала по сравнению со скоростью звука) можно считать давление газа в развивающейся токовой нити постоянным. Поэтому при анализе системы гидродинамических уравнений можно ограничиться рассмотрением уравнений непрерывности и баланса энергии:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + N \operatorname{div} v = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} P \operatorname{div} v = e \mu_e n_e E^2, \quad (4)$$

здесь P и v — соответственно давление и скорость движения газа, γ — показатель адиабаты, n_e и μ_e — концентрация и подвижность электронов, e — заряд электрона.

Как уже отмечалось, в рассматриваемых условиях диффузия электронов не существенна, благодаря чему локальная плотность электронов пропорциональна константе ионизации:

$$n_e = f(E, N) \exp\left(-\frac{BN}{E}\right), \quad (5)$$

где B — эмпирический коэффициент и f — некоторая степенная функция, полученная с учетом аппроксимации ионизационного коэффициента $\alpha \sim \exp(-BN/E)$ ⁴⁸.

Из уравнений (3) — (5) следует уравнение, описывающее локальное уменьшение плотности газа в результате его джоулева нагрева при соударении электронов с нейтральными частицами:

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{N f \exp(-BN/E) e \mu_e E^2}{P}. \quad (6)$$

Качественное решение этого уравнения с учетом только экспоненциальной зависимости можно представить в виде

$$N = \frac{E}{B} \ln \left[\exp \left(\frac{BN_0}{E} \right) \left(1 - \frac{BN_0}{E} \frac{\sigma_0 E^2}{P} \frac{\gamma-1}{\gamma} \tilde{t} \right) \right], \quad (7)$$

здесь σ_0 и N_0 — проводимость и плотность газа в начальный момент времени. Концентрация электронов при этом, как видно из (5), меняется по закону

$$n_e = \frac{n_{e0}}{1 - (t/\tau_x)} \quad (8)$$

Из полученного решения видно, что развитие перегревно-ионизационной неустойчивости, приводящей к существенному уменьшению локальной плотности газа и резкому возрастанию плотности электронов, происходит взрывным образом с характерным временем

$$\tau_x \simeq \frac{E}{BN_0} \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P}{\sigma_0 E^2} \equiv \frac{1}{\sigma}. \quad (9)$$

Видно, что приведенная оценка τ_x не зависит от l — характерного размера случайной неоднородности. Это, естественно, справедливо для коротковолновых возмущений, пока выполняется правое неравенство (2). С увеличением же значения l возникает градиент газового давления поперец развивающегося нитевидного возмущения. В этом случае можно провести оценку τ_x путем линеаризации исходной системы уравнений по относительно малым возмущениям, растущим на однородном нестационарном фоне⁴⁷. Исходные нестационарные уравнения непрерывности,

движения и энергии газа имеют такой вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial x} = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (11)$$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \rho \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{P}{\rho} \right) + v \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P}{\rho} \right) \right] - \frac{\partial P}{\partial t} - v \frac{\partial P}{\partial x} = Q \equiv \sigma E^2; \quad (12)$$

здесь P , ρ и v — соответственно давление, массовая плотность и скорость газа; x — направление, нормальное к направлению газоразрядного тока. Проводимость слабоионизованной плазмы (σ) в основном определяется концентрацией электронов в положительном столбе и может быть представлена в виде

$$\sigma = e \mu_e n_e = \varphi(E) \rho^{-a}, \quad (13)$$

где $\varphi(E)$ — некоторая функция напряженности электрического поля; $a \gg 1$ — некоторый средний показатель, аппроксимирующий зависимость ионизационного коэффициента от параметра E/ρ .

Переменные P , ρ и v , входящие в уравнения (10) — (12), можно разложить относительно развивающегося пространственно-однородного состояния следующим образом:

$$\begin{aligned} P(x, t) &= P_0(t) + P_1(t) e^{ikx}, \\ \rho(x, t) &= \rho_0 + \rho_1(t) e^{ikx}, \\ v(x, t) &= v_1(t) e^{ikx}; \end{aligned}$$

здесь индексом 0 обозначены невозмущенные нестационарные значения, устанавливающиеся в развивающемся разряде; индексом 1 обозначены возмущения, развитие которых, собственно, и означает неустойчивость начального пространственно-однородного состояния; k — пространственное волновое число рассматриваемых возмущений.

Линеаризованная по малости возмущений система уравнений (10) — (12) имеет вид

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + ik\rho_0 v_1 = 0, \quad (10a)$$

$$\rho_0 \frac{\partial v_1}{\partial t} = -ikP_1, \quad (11a)$$

$$\frac{1}{\gamma-1} \frac{\partial P_1}{\partial t} - \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P_0}{\rho_0} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} = -Q_0 a \frac{v_1}{\rho_0}. \quad (12a)$$

Исключая из этих уравнений все переменные, кроме ρ_1 , получим

$$\frac{d^3 \rho_1}{dt^3} + k^2 c_s^2 \frac{d \rho_1}{dt} - \frac{a(\gamma-1) k^2 Q_0}{\rho_0} \rho_1 = 0, \quad (14)$$

где $c_s = \sqrt{\gamma P_0 / \rho_0}$ — скорость звука. Считая теперь, что $\rho_1(t) \sim \sim \exp(-i \int \omega dt)$, и пренебрегая старшими производными от ω , запишем дисперсионное соотношение

$$i\omega (\omega^2 - k^2 c_s^2) - 3\omega \frac{d\omega}{dt} - \frac{a(\gamma-1)}{\gamma} \frac{k^2 c_s^2 Q_0}{P_0} = 0. \quad (15)$$

Если $|d\omega/dt| \ll \omega^2$, то корни уравнения (15) определяются выражениями

$$\left. \begin{aligned} \omega_1 &= (S_+ - S_-) \frac{\sqrt{3}}{2} - \frac{i}{2} (S_+ + S_-), \\ \omega_2 &= -(S_+ - S_-) \frac{\sqrt{3}}{2} - \frac{i}{2} (S_+ + S_-), \\ \omega_3 &= i (S_+ + S_-), \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

где

$$S_{\pm} = \left[\frac{1}{2} k^2 c_s^2 q \pm \left(\frac{1}{27} k^6 c_s^6 + \frac{1}{4} k^4 c_s^4 q^2 \right)^{1/2} \right]^{1/3}, \quad q = \frac{a(\gamma-1) Q_0}{\gamma P_0}.$$

Из выражений (16) видно, что две первые (акустические) моды возмущений во времени затухают, в то время как третья мода нарастает, что и соответствует развитию перегревно-ионизационной неустойчивости.

Проведенное рассмотрение, в котором учитывалось возмущение газового давления, дает зависимость инкремента перегревно-ионизационной неустойчивости от длины волны возмущения. На рис. 4 изображена зависимость $\text{Im } \omega_3/q$ как функция kc_s/q ⁴⁷.

Видно, что с увеличением длины волны возмущения неустойчивость развивается медленнее. Для коротковолновых возмущений, как и следовало ожидать, инкремент насыщается на уровне

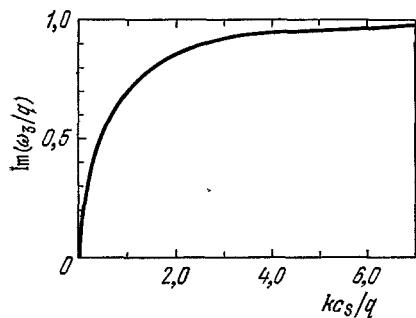


Рис. 4. Зависимость инкремента перегревно-ионизационной неустойчивости от волнового числа развивающегося возмущения⁴⁷.

ности в различных конкретных

В проведенном выше анализе развития перегревно-ионизационной неустойчивости предполагалось, что электроны передают свою энергию нейтральным частицам достаточно быстро. Поэтому в качестве источника энергии в уравнение энергобаланса газа подставлялся джоулев энерговклад: $Q = \sigma E^2$. При разряде в атомарных газах можно считать, что вся энергия, набранная электронами в электрическом поле, идет на нагрев газа, если время τ_{e0} , за которое электрон отдает свою энергию атомам за счет упругих электрон-атомных соударений, мало по сравнению с τ_x . Используя выражение (9), запишем условие $\tau_{e0} \ll \tau_x$:

$$\frac{M}{m} \frac{1}{v_e} \ll \frac{\sigma_0 E^2}{BN_0 \sigma_0 E^2}, \quad (17)$$

где M и m — соответственно масса атома и электрона, v_e — частота упругих электрон-атомных соударений.

Картина развития перегревно-ионизационной неустойчивости при разряде в молекулярном газе несколько усложняется благодаря наличию колебательной степени свободы молекул. Энергия электрического источника вначале преобразуется в колебательную энергию молекул, а затем, в результате более медленного процесса VT-релаксации, выделяется в виде тепла. Поэтому условие, аналогичное (17), дается выражением

$$\tau_{VT} \ll \frac{E}{BN_0} \frac{P}{\sigma_0 E^2}, \quad (18)$$

где τ_{VT} — время колебательно-поступательной релаксации энергии.

В газовых смесях, являющихся рабочей средой CO₂-лазера, значение τ_{VT} зачастую таково, что условие (18) не выполняется. Поэтому в этом случае, анализируя развитие перегревно-ионизационной неустойчивости, необходимо включать в рассмотрение кинетику заселения колебательных

уровней молекул, релаксация которых собственно и является источником газового нагрева⁴⁶. Тогда, учитывая, что основная доля энергии электронов преобразуется в колебательную энергию молекул, а время колебательно-поступательной релаксации едино по сравнению с характерным временем процесса, запишем уравнения энергобаланса для возбужденных молекул и для температуры газа в развивающемся разряде:

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho v \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \sigma E^2 \equiv Q, \quad (19)$$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \rho \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{P}{\rho} \right) + v \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P}{\rho} \right) \right] - \frac{\partial P}{\partial t} - v \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\varepsilon \rho}{\tau_{\text{VFT}}(T)} \equiv W, \quad (20)$$

где ε — удельная плотность колебательной энергии молекул. Представляя $\varepsilon(x, t) = \varepsilon_0(t) + \varepsilon_1(t) e^{kx}$, линеаризуем уравнения (19) и (20) по малости возмущений, возникающих на нестационарном пространственно-однородном фоне:

$$\rho_0 \frac{d\varepsilon_1}{dt} = - \frac{aQ_0}{\rho_0} \rho_1, \quad (19a)$$

$$\frac{1}{\gamma-1} \frac{\partial P_1}{\partial t} - \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P_0}{\rho_0} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} = \frac{\varepsilon_1 \rho_0}{\tau_{\text{VFT}0}} - \frac{\varepsilon_0 M}{\tau_{\text{VFT}0}^2} \left(\frac{d\tau_{\text{VFT}}}{dt} \right)_0 P_1 + \frac{\varepsilon_0 P_0 M}{\rho_0 \tau_{\text{VFT}0}^2} \left(\frac{d\tau_{\text{VFT}}}{dt} \right)_0 \rho_1, \quad (20a)$$

где M — масса тяжелых частиц. При получении этих уравнений предполагалось, что проводимость плазмы σ представлена по выражению (13), причем $a \gg 1$, а также учитывалось, что $-d \ln \tau_{\text{VFT}} / d \ln T = b \gg 1$, так как $\tau_{\text{VFT}}(T)$ обычно является сильно убывающей функцией⁴⁹.

Воспользовавшись полученными уравнениями (19a) и (20a), а также уравнениями (10a) и (11a), можно получить в рассматриваемом случае дисперсионное уравнение, аналогичное уравнению (14). Мы здесь, однако, ограничимся следующим качественным рассмотрением, позволяющим получить оценку для минимального значения характерного времени развития перегревно-ионизационной неустойчивости в рассматриваемом случае.

Естественно, что как и в случае, проанализированном ранее (при $\tau_{\text{VFT}} \ll \tau_x$), минимальное время развития имеют возмущения, длина волн которых удовлетворяет неравенству $k c_s \tau_x \gg 1$. Учитывая, что в таких возмущениях $P_1 \approx 0$ и получая из (19a) оценочное соотношение $\varepsilon_1 = -(aQ_0\tau_x/\rho_0)\rho_1$, преобразуем правую часть уравнения (20a) следующим образом:

$$W_1 = - \frac{(a+b) Q_0 \tau_x}{\tau_{\text{VFT}0}} \frac{\rho_1}{\rho_0}. \quad (21)$$

Сравнивая это выражение с правой частью уравнения (12a), можно по аналогии с выражением (9a) получить соотношение, определяющее характерное время развития неустойчивости для коротковолновых возмущений

$$\tau_x \approx \frac{P_0 \tau_{\text{VFT}0}}{(a+b) Q_0 \tau_x}.$$

Отсюда, наконец, следует выражение, определяющее характерное время развития перегревно-ионизационной неустойчивости в рассматриваемом случае, когда $\tau_{\text{VFT}0} \gg \tau_x$:

$$\tau_x \approx \sqrt{\frac{P_0 \tau_{\text{VFT}0}}{(a+b) Q_0}}. \quad (22)$$

Итак, при разряде в молекулярных газах, где основная доля энергии электронов преобразуется в колебательную энергию молекул, с ростом мощности джоулева энерговклада наблюдается уменьшение τ_x , определяемого выражением (9), до такого значения, когда это время станет меньше

чем время колебательно-поступательной релаксации энергии молекул, определяющей в этом случае нагрев газа. При достижении такой мощности джоулема энерговклада характерное время развития перегревно-ионизационной неустойчивости в молекулярных газах находится из выражения (22). Интересно, что в этом случае время развития неустойчивости уменьшается с ростом мощности джоулема энерговклада $\sim 1/\sqrt{Q_0}$, в отличие от линейной обратно пропорциональной зависимости, получаемой в приближении мгновенной передачи энергии от электронов в температуру газа. Из выражения (22) также видно, что, чем сильнее убывающая зависимость тут (T), тем быстрее развивается неустойчивость.

В самостоятельном разряде, возбуждающем CO₂-лазеры, может развиваться еще один тип ионизационной неустойчивости, в отличие от перегревно-ионизационной, не связанный с разогревом газа. Механизм этой неустойчивости, изучавшейся в работах^{14, 50, 51}, заключается в том, что с ростом энергии электронов возрастает степень возбуждения колебательных уровней молекул, что в свою очередь приводит к уменьшению потерь энергии электронами, и, следовательно, к увеличению их энергии. Электроны, обладая большей энергией, сильнее ионизируют, в результате чего развивается флуктуационная неоднородность тока. Развитие этой неустойчивости, так же как и перегревно-ионизационной, носит взрывной характер⁵¹. Время же ее развития, естественно, определяется характерным временем возбуждения колебательной энергии молекул:

$$\tau_h \approx \frac{NI}{\tilde{a} Q_0}, \quad (23)$$

где I — энергия колебательного кванта; коэффициент $\tilde{a} = d \ln n_e / d \ln T_e$ характеризует сильную зависимость концентрации электронов от их температуры.

Сравнивая выражения (23) и (22), можно сказать, что ионизационная неустойчивость разряда в молекулярных газах обусловлена насыщением канала возбуждения колебательных уровней молекул электронами, если

$$\frac{\tau_x}{\tau_h} \approx \frac{\tilde{a} \sqrt{Q_0}}{\sqrt{a+b} NI} \sqrt{P_0 \tau_{VT0}} > 1. \quad (24)$$

Так как $Q_0 \sim n_e$, то неравенство (24) определяет минимальное значение электронной концентрации, только при превышении которого развивается рассмотренная неустойчивость в чистом виде. При меньшей же концентрации электронов в разряде раньше разовьется перегревно-ионизационная неустойчивость.

Выражения (9) и (23) для условий, типичных в самостоятельных разрядах, возбуждающих CO₂-лазеры ($Q_0/P \geq 10^5 \text{ см}^3 \text{ атм}$, $n_e > 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при $P \sim 1 \text{ атм}$), дают значения τ_x и $\tau_h \lesssim 10^{-6} \text{ сек}$. Эта величина является характерной для экспериментально наблюдаемого времени перехода в дугу однородных самостоятельных разрядов в газах повышенного давления.

Кроме рассмотренных, довольно общих механизмов неустойчивости, в плазме самостоятельного газового разряда могут, в принципе, реализоваться специальные условия, благоприятные для развития ряда других неустойчивостей, приводящих к переходу однородного тлеющего разряда в дугу^{376, 38, 39, 46, 52-54}. Характерные времена развития этих неустойчивостей в газе атмосферного давления также $\sim 10^{-6} \text{ сек}$.

Итак, проведенный в этом параграфе анализ показывает, что характерное время перехода однородных самостоятельных разрядов в дугу в газах повышенного давления мало ($\ll 10^{-6} \text{ сек}$) и определяется, во-первых, сильной экспоненциальной зависимостью концентрации электронов

от их температуры и, во-вторых, высокой мощностью джоулевой энергии Q_0 , выделяющейся в плазме при характерных напряжениях горения. Именно поэтому переход к несамостоятельному разряду и возможность варьирования в широких пределах электрической мощности, выделяющейся в таком разряде, создают предпосылки к существенному увеличению времени устойчивого и однородного горения разряда в газах повышенного давления.

3. ГОРЕНIE И УСТОЙЧИВОСТЬ ТЛЕЮЩЕГО НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

a) Физические процессы в несамостоятельном газовом разряде

Возможность снижения мощности внешнего ионизатора до таких значений, которые позволяют перевести этот ионизатор и несамостоятельный разряд в дозвуковом потоке плотного газа в непрерывный режим работы, была впервые рассмотрена в работе ³¹. Следуя этой работе, рассмотрим условия на минимально возможную мощность внешнего ионизатора, когда разряд еще является несамостоятельным, а электрический ток обусловлен переносом электронов*).

Для поддержания несамостоятельного газового разряда, ток в котором обусловлен переносом электронов, должны выполняться следующие условия. Во-первых, величина катодного падения, обеспечивающего необходимую для поддержания тока эмиссию электронов, должна быть малой по сравнению с приложенным к разрядному промежутку напряжением. Во-вторых, во внекатодной области газового разряда скорость рождения электронов под действием внешнего ионизатора должна превосходить скорость собственного размножения электронов под действием приложенного электрического поля. Эти условия обеспечивают протекание разрядного тока в электрических полях, меньших пробойного, благодаря чему устраняются предпосылки для развития неоднородного горения, характерного для начальной стадии разрядов при больших давлениях, а также устраняются причины, приводящие к развитию ионизационных неустойчивостей, рассмотренных в предыдущей главе.

Выясним сначала, каковы минимальные скорости рождения электронов внешним ионизатором, а следовательно, и минимальные возможные мощности энерговклада, при которых разряд остается несамостоятельным. Условие несамостоятельности разряда, заключающееся в том, что ионизация в газовом объеме в основном обусловлена внешним ионизатором, а не собственным размножением электронов в электрическом поле газового разряда, дается выражением

$$S \gg \alpha n_e v_e^*, \quad (25)$$

здесь S — скорость рождения электронов в единичном объеме газа внешним ионизатором; α — число электрон-ионных пар, рожденных на единичной длине самими электронами плазмы.

*) Хорошо известно, что несамостоятельные разряды с ионной проводимостью, обусловленной разделением зарядов в плазме и сильным экранированием приложенного электрического поля (режим ионизационной камеры ⁵⁵), могут протекать при любых значениях мощности внешнего ионизатора и при напряжениях меньше пробойного. Однако такие разряды совершенно не пригодны для возбуждения CO₂-лазеров, так как в них почти вся электрическая энергия идет на газовый нагрев, а не на возбуждение колебательных уровней молекул.

Из работ ^{25а, 53, 56}, в которых рассчитывался коэффициент ионизации α/P (E/P) для ряда газовых смесей $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$, следует, что в области значений $E/P = 3 - 10 \text{ e/cm torr}$, в которой функция распределения электронов оптимальна для возбуждения колебательных уровней молекул азота и верхнего лазерного уровня молекул CO_2 ⁵⁷, значение α меняется на 5—7 порядков. Отсюда можно сделать вывод о том, что при небольшом уменьшении E/P неравенство (25) допускает весьма значительное уменьшение мощности внешнего ионизатора. Например, легко провести оценки³¹, показывающие, что при разряде в молекулярном азоте атмосферного давления условие (25) выполняется, когда внешний ионизатор обеспечивает мощность джоулева энерговклада на уровне 10^3 eV/cm^3 . Эта величина $\sim 10^2$ раз меньше соответствующих значений, реализованных в работах ³⁻¹¹, и поэтому использование ионизаторов с таким уровнем мощности должно существенно увеличить длительность устойчивого и однородного горения несамостоятельного разряда.

Дальнейшее понижение уровня мощности внешнего ионизатора оказывается неэффективным из-за недостаточной скорости возбуждения молекул CO_2 на верхний лазерный уровень. Более подробно вопросы, связанные с созданием в рабочей среде CO_2 -лазера инверсной заселенности молекул CO_2 , будут рассмотрены в гл. 4.

Для оценки величины катодного падения при сравнительно малых значениях мощности джоулева энерговклада (на уровне $\leq 10^3 \text{ eV/cm}^3 \text{ atm}$), т. е. для определения области существования несамостоятельного разряда, ток в котором определяется подвижностью электронов, в работе ³¹ была решена следующая система уравнений, описывающая стационарные процессы переноса электронов и ионов в молекулярном азоте *):

$$\begin{aligned} \frac{d(n_e v_e)}{dx} &= -\frac{d(n_i v_i)}{dx} = S + \alpha n_e v_e - \beta n_e n_i, \\ \frac{dE}{dx} &= 4\pi e (n_i - n_e), \end{aligned} \quad (26)$$

где x — направление от катода к аноду; v_i — дрейфовая скорость ионов, β — коэффициент электрон-ионной рекомбинации. В качестве граничных условий задавались значение тока эмиссии электронов на катоде и значение электрического поля во внекатодной области разряда:

$$n_e(0) v_e(0) = -\gamma_i n_i(0) v_i(0), \quad E(x \rightarrow \infty) \rightarrow E_0, \quad (27)$$

γ_i — второй коэффициент Тьюнсенда, который предполагался независящим от энергии ионов. Значения всех коэффициентов брались из ⁶⁰.

Численные решения уравнений (26) с граничными условиями (27) при различных значениях E_0 , γ_i и S (а следовательно, и при различных значениях n_e в основной области газового разряда) приведены на рис. 5. С помощью полученных решений можно определить значение катодного падения напряжения U_k и размер катодного слоя l_k . Например, при $P = 1 \text{ atm}$, $E_0/P = 10 \text{ e/cm} \cdot \text{torr}$, $\gamma_i = 10^{-2}$ и $n_e = 2 \cdot 10^{11}$ и 10^{12} cm^{-3} имеем соответственно: $U_k = 1300 \text{ e}$, $l_k = 10^{-2} \text{ см}$ и $U_k = 750 \text{ e}$, $l_k = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$. Заметим, что при $n_e = 2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ и при $E_0/P = 10 \text{ e/cm} \cdot \text{torr}$ мощность джоулева энерговклада $Q_0 = e n_e v_e E \simeq 10^3 \text{ eV/cm}^3$.

Проведенные оценки показывают, что при межэлектродном расстоянии порядка нескольких сантиметров, и, следовательно, при значениях приложенного электрического поля порядка нескольких десятков киловольт можно поддерживать несамостоятельный разряд в газе атмосфер-

*) Расчеты катодного падения потенциала в несамостоятельном разряде выполнены также в работах ^{46, 58, 59}.

ного давления с мощностью удельного энерговклада около $1 \text{ кэв}/\text{см}^3$. При этом катодное падение составляет малую долю от полного приложенного напряжения, и поэтому величина разрядного тока определяется электронной проводимостью, созданной внешним ионизатором.

В работах ^{31, 61, 62a} экспериментально подтверждена относительно малая величина катодного падения в несамостоятельных разрядах с рассматриваемым уровнем значений электрической мощности, выделяющейся в газоразрядном объеме. На рис. 6 приведена полученная в работе ⁶¹ вольт-амперная характеристика несамостоятельного разряда в молекулярном азоте при давлении $P = 500 \text{ тор}$. В качестве внешнего ионизатора авторами использовался источник ультрафиолетового излучения, создающий в объеме разряда концентрацию электронов на уровне $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$. При этом эффективная объемная фотоионизация осуществлялась благодаря тому, что в азот были добавлены пары пезия, который обладает низким потенциалом ионизации (давление паров пезия составляло $\sim 10^{-3} \text{ тор}$) *).

На рис. 7 изображено полученное в работе ³¹ семейство вольт-амперных характеристик несамостоятельного разряда в газовых смесях N₂ : CO₂ атмосферного давления. В этой работе в качестве внешнего ионизатора использовался стационарный пучок энергичных электронов. Энергия электронов составляла $\sim 100 \text{ кэв}$, плотность тока электронов пучка $\sim 10 \text{ мкА}/\text{см}^2$. Оценки показывают, что и в этом случае концентрация электронов в газоразрядной плазме $\sim 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Наблюдающееся уменьшение концентрации электронов и соответственно проводимости плазмы при увеличении парциального состава CO₂ (или для разряда в воздухе) объясняется процессом прилипания электронов к молекулам CO₂ или O₂.

Из рис. 6 и 7 видно, что все вольт-амперные характеристики имеют в области малых токов резко выраженное изменение наклона. Этот факт объясняется тем, что при малых напряжениях электрическое поле в плазме

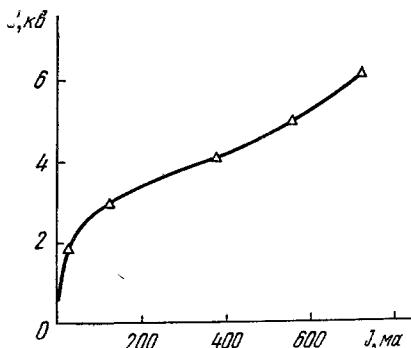


Рис. 6. Вольт-амперная характеристика несамостоятельного разряда в азоте ⁶¹.

почти полностью экранировано (сосредоточено в катодном слое) и поэтому эффективное значение тока определяется подвижностью ионов. По мере

*) Впервые возможность использования ультрафиолетового излучения для поддержания несамостоятельного разряда в газах повышенного давления с добавками паров щелочных металлов рассматривалась в работе ⁶³.

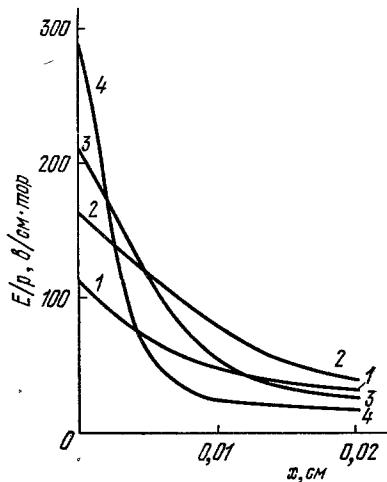


Рис. 5. Распределение электрического поля для разряда в азоте при атмосферном давлении (катод: $z = 0$) ³¹.

$$\begin{aligned} 1 & - S = 10^{16}, \quad E_0/P = 4, \quad \gamma_i = 10^{-1}, \\ 2 & - S = 10^{16}, \quad E_0/P = 4, \quad \gamma_i = 10^{-3}, \\ 3 & - S = 10^{16}, \quad E_0/P = 10, \quad \gamma_i = 10^{-3}, \\ 4 & - S = 2 \cdot 10^{17}, \quad E_0/P = 10, \quad \gamma_i = 10^{-2}, \\ S & - в \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}, \quad E_0/P - в \text{ /см} \cdot \text{тор}. \end{aligned}$$

увеличения приложенного напряжения доля катодного падения потенциала уменьшается в связи с тем, что поле образующегося вблизи катода слоя положительных зарядов обеспечивает необходимую эмиссию электронов. В этом случае можно сказать, что ток в разряде переносится электронами с дрейфовой скоростью, соответствующей приложенному напряжению. Значение напряжения, соответствующее резкому изменению наклона

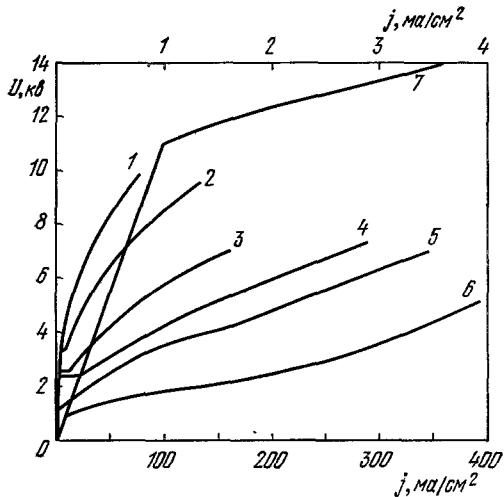


Рис. 7. Вольт-амперная характеристика несамостоятельного разряда при давлении 1 атм.³¹.

1 — $N_2 : CO_2 = 3 : 2$; 2 — $N_2 : CO_2 = 4 : 1$;
3 — $N_2 : CO_2 = 10 : 1$; 4 — N_2 ; 5 — N_2 , оксидированный катод (кривые 1—5 — ток пучка 10 мкA);
6 — N_2 , оксидированный катод, ток пучка 40 мкA;
7 — воздух (верхняя шкала значений тока относится к кривой 7), $v = 62 \text{ м/сек.}$

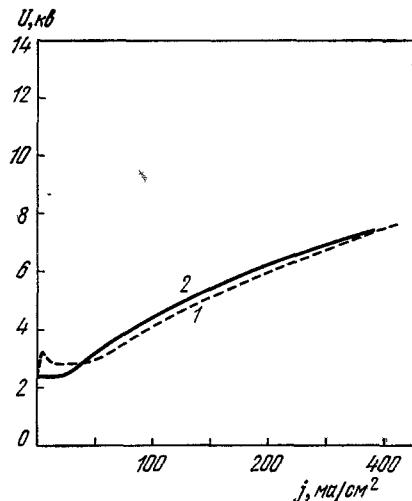


Рис. 8. Расчетная (1) и экспериментальная (2) вольт-амперные характеристики несамостоятельного разряда в азоте атмосферного давления³¹.

вольт-амперной характеристики, позволяет экспериментально оценить величину катодного падения. Из приведенных результатов видно, что эта величина близка к соответствующим расчетным значениям.

Рассмотренный механизм установления катодного слоя в несамостоятельном разряде подтверждается и прямым сравнением расчетных и экспериментальных вольт-амперных характеристик (рис. 8) несамостоятельного разряда в молекулярном азоте атмосферного давления³¹. При этом расчетные вольт-амперные характеристики строились по решениям системы уравнений (26) с граничными условиями:

$$n_e(0)v_e(0) = -\gamma_i n_i(0)v_i(0), \quad \int_0^d E(x)dx = U,$$

где d — межэлектродное расстояние, U — значение приложенного напряжения. На рис. 8 сплошной линией изображена экспериментальная вольт-амперная характеристика, из наклона которой в области больших токов через известную⁶⁰ скорость дрейфа электронов $v_e(E/P)$ можно оценить концентрацию электронов в плазме газового разряда. Эта оценка дает $n_e \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, что примерно соответствует значению скорости рождения электронов внешним ионизатором $S \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$. Для этого значения S расчетная вольт-амперная характеристика изображена на рис. 8 штриховой линией.

Таким образом, результаты проанализированных выше исследований показали, что при снижении уровня мощности удельного энерговклада в несамостоятельном газовом разряде (до значений $\sim 1 \text{ квт}/\text{см}^3\text{атм}$) величина катодного падения составляет малую долю от величины полного напряжения газового разряда при межэлектродном расстоянии порядка нескольких сантиметров.

Следующей частью исследований по определению электрических и газодинамических параметров, требующихся для поддержания стационарных несамостоятельных разрядов в больших объемах плотных газов, являются работы, посвященные изучению устойчивости горения однородного несамостоятельного разряда.

б) Механизмы неустойчивостей, развивающиеся в несамостоятельном газовом разряде

Однородное горение несамостоятельного разряда в смесях молекулярных газов, используемых в CO₂-лазерах, может нарушаться целым рядом неустойчивостей, в результате развития которых разряд переходит в резко неоднородную по объему дугу.

Естественно, что рассмотренная в предыдущем параграфе перегревно-ионизационная неустойчивость, обусловленная вытеснением нагретого газа из развивающейся токовой нити, может развиться и в несамостоятельном разряде^{46, 44, 48, 47}, причем полученные для инкремента этой неустойчивости выражения (9а), (16) можно применять и к плазме несамостоятельного разряда, подставляя соответствующее значение численного коэффициента $a \equiv d \ln \sigma/d \ln N$. В несамостоятельном разряде этот коэффициент меньше, а соответственно характерное время развития неустойчивости больше, так как в силу условия (25) ионизация электронов в объеме обусловлена внешним ионизатором и, следовательно, слабо зависит от параметра E/N .

Однако заметим, что если параметры несамостоятельного разряда таковы, что неравенство (25) является не очень сильным, то инкремент развития перегревно-ионизационной неустойчивости фактически не будет отличаться от значения, соответствующего самостоятельному разряду, так как в этом случае характерное время развития неустойчивости определяется не выражениями (9а), (16), а тем моментом времени, когда разряд из-за вытеснения газа из нити и соответственно из-за возрастания локального параметра E/N перейдет в этом месте в самостоятельный режим горения. Естественно, что этот момент времени, определяемый характерным временем изменения ионизационного коэффициента $\alpha(E/N)$, совпадает с временем развития неустойчивости в самостоятельном разряде.

Как уже отмечалось, выражения (9а), (16) для инкремента развития перегревно-ионизационной неустойчивости получены в предположении мгновенной передачи джоулевой энергии в тепло. Для разряда в смеси газов CO₂ — N₂ — Не это условие довольно часто не выполняется в силу медленной релаксации энергии (VT-релаксации), запасенной в колебаниях молекул N₂ и CO₂. Рассмотрение развития перегревно-ионизационной неустойчивости несамостоятельного разряда в этом случае, аналогичное рассмотрению, проведенному в гл. 2 для самостоятельного разряда, проделано в работах^{64, 65}. В этих работах задача решалась линеаризацией возмущений физических величин относительно нестационарного фона развивающегося разряда.

Однако заметим, что для развивающегося несамостоятельного разряда в рассматриваемом случае можно найти простое решение, которое доказывает взрывной характер развития перегревно-ионизационной

неустойчивости и позволяет найти ее инкремент. Запишем уравнения, определяющие развитие пространственно-однородного несамостоятельного разряда, предполагая, что вся джоулева энергия переходит в энергию колебаний молекул, которая затем со временем τ_{VT} релаксирует в тепло:

$$\rho \frac{d\varepsilon}{dt} = \sigma E^2 \quad (28)$$

$$\frac{N}{\gamma-1} \frac{dT}{dt} = \frac{\varepsilon}{\tau_{\text{VT}}(T)}; \quad (29)$$

здесь ε — удельная плотность колебательной энергии молекул. При записи уравнения (28) предполагалось, что характерное время рассматриваемого процесса мало по сравнению с временем τ_{VT} и, следовательно, доля джоулевой энергии, перешедшей в тепло, мала по сравнению с энергией, запасаемой в колебаниях молекул.

Время колебательно-поступательной релаксации в молекулярных смесях, используемых в CO₂-лазерах, является сильно убывающей функцией температуры газа⁴⁹ и может быть аппроксимировано зависимостью $\tau_{\text{VT}} \sim T^{-b}$, где $b \approx 3-10$. С такой аппроксимацией и с учетом того, что проводимость плазмы не зависит от температуры газа, система уравнений (28) — (29) легко решается и находится зависимость $T(t)$:

$$T(t) = T(0) \left[1 - \frac{(b-1)(\gamma-1)\sigma E^2 t^2}{2P\tau_{\text{VT}}(0)} \right]^{-1/(b-1)}. \quad (30)$$

Отсюда видно, что тепловыделение в несамостоятельном разряде при рассматриваемых условиях носит характер взрыва, и по прошествии конечного времени порядка:

$$\tau_t \approx \sqrt{\frac{P\tau_{\text{VT}}(0)}{b\sigma E^2}} \quad (31)$$

вся запасенная энергия переходит из колебаний молекул в тепло *). Так как рассматриваются такие параметры разряда, при которых время джоулева энерговыделения мало по сравнению с временем VT-релаксации, соответствующим начальной температуре газа ($P/\sigma E^2 \ll \tau_{\text{VT}}(0)$), то из (31) видно, что значение τ_t заключено в пределах $P/\sigma E^2 < \tau_t < \tau_{\text{VT}}(0)$. С другой стороны, как мы видели раньше, при тепловыделении в несамостоятельном разряде развивается перегревно-ионизационная неустойчивость с характерным временем $\tau_x \leq P/\sigma E^2$. Поэтому можно сказать, что при большом времени VT-релаксации в несамостоятельном разряде разовьется перегревно-ионизационная неустойчивость с характерным временем τ_t , определяемым выражением (31) и соответствующим моменту времени, к которому вся джоулева энергия переходит в тепловую энергию молекул.

Из полученных выражений для инкремента развития перегревно-ионизационной неустойчивости в различных предельных случаях следует, что с уменьшением мощности джоулева энерговклада длительность устойчивого горения несамостоятельного разряда возрастает. Поэтому уменьшение мощности внешнего ионизатора до предельно допустимого уровня, рассмотренного в предыдущем параграфе, должно привести к существенному увеличению длительности однородного горения, что и создает пред-

*) Интересно, что и в стационарных газовых разрядах, когда при начальных условиях охлаждение газа и релаксация колебательно-возбужденных молекул происходит на стенках газоразрядной трубки, в результате нарастающей со временем объемной VT-релаксации, может взрывным образом произойти объемное тепловыделение⁶⁶.

посылки для перевода несамостоятельного разряда в стационарный режим горения.

Сделаем некоторые оценки характерного времени развития перегревно-ионизационной неустойчивости в газах атмосферного давления. В газовых смесях N₂ : CO₂ : He (H₂O, H₂) время тепловыделения определяется процессами колебательной релаксации между молекулами N₂ и CO₂ и процессами VT-релаксации молекул CO₂ молекулами He (H₂O, H₂). Пользуясь известными данными по скоростям этих процессов^{49, 67, 68}, можно найти, что для смесей, сравнительно сильно обогащенных CO₂ и He (например, для смеси N₂ : CO₂ : He = 1 : 2 : 3), время тепловыделения $\sim 10^{-5} - 10^{-6}$ сек. При разряде же в смесях, состоящих в основном из одного азота с небольшими (процентными) добавками других газов, характерное время тепловыделения увеличивается в сотни раз из-за крайне медленной VT-релаксации молекулярного азота⁴⁹.

Как мы видели, характерное время развития перегревно-ионизационной неустойчивости в несамостоятельном разряде в случае быстрой VT-релаксации можно оценить по выражению (9а) следующим образом: $\tau_x \leq P/\sigma E^2$. Подставляя значение $\sigma E^2/P \simeq 10^3 \text{ см}^3/\text{атм} \cdot \text{см}^3$, получаем $\tau_x \leq 10^{-4}$ сек. Так как это время существенно больше характерного времени релаксации энергии в газовых смесях CO₂ : N₂ : He (H₂O, H₂) атмосферного давления, то можно сказать, что для таких смесей сделанная оценка времени развития перегревно-ионизационной неустойчивости является правильной. При разряде же в смесях, состоящих в основном из одного азота, время развития перегревно-ионизационной неустойчивости надо оценивать по выражению (31), причем для правильной оценки необходимо знать количество примесей, приводящих к VT-релаксации молекул азота. Например, если в азоте атмосферного давления присутствует процентная добавка паров воды, то при комнатной температуре $\tau_{vt}(0) \simeq 10^{-3}$ сек и оценка характерного времени развития перегревно-ионизационной неустойчивости по выражению (31) при $\sigma E^2/P = 10^3 \text{ см}^3/\text{атм} \cdot \text{см}^3$ дает $\tau_t < 3 \cdot 10^{-4}$ сек.

В работе⁶⁹ обсуждается механизм ионизационной неустойчивости несамостоятельных разрядов, обусловленный заселением в процессе разряда метастабильных электронных уровней молекул азота, возрастанием роли ступенчатой ионизации и, как следствие, переходом разряда в самостоятельный режим горения. В несамостоятельных газовых разрядах, используемых для возбуждения CO₂-лазеров, может заселяться метастабильный электронный уровень молекул N₂ (A³Σ_u⁺), энергия которого около 6 эв. Заселение этого уровня происходит как прямым электронным ударом, так и каскадными процессами перехода электронов с расположенных более высоко электронных уровней молекул N₂⁷⁰. С другой стороны, электронное состояние молекул N₂ (A³Σ_u⁺) имеет большое спонтанное время жизни (~ 1 сек⁷¹) и сравнительно слабо тушится при соударениях с молекулами N₂, CO₂, He, H₂O, H₂⁷²⁻⁷⁵, обычно присутствующими в составе газовых смесей. Оценки показывают, что, например, при несамостоятельном разряде в молекулярном азоте атмосферного давления тушения метастабильных состояний N₂ (A³Σ_u⁺) при межмолекулярных соударениях не происходит, если длительность разряда $\leq 3 \cdot 10^{-4}$ сек.

Для описания основных черт ионизационной неустойчивости, обусловленной ступенчатой ионизацией присутствующих в разряде молекул, проведем простое рассмотрение возможного перехода несамостоятельного разряда в самостоятельный режим горения⁶⁹. Будем считать, что этот переход определяется возрастающей в процессе разряда ролью ступенчатой ионизации возбуждаемых в метастабильное состояние молекул. Запишем уравнения баланса электронов и метастабильных молекул азота в развивающемся однородном разряде, предполагая процессы отлипания в балансе

электронов несущественными (учет процессов отлипания можно свести к перенормировке коэффициента электрон-ионной рекомбинации⁵⁶):

$$\frac{dn_e}{dt} = S + k_{12}n_eN^* - \beta n_e^2 - \gamma_n n_e, \quad (32)$$

$$\frac{dN^*}{dt} = \xi S + k_{01}n_eN - k_{12}n_eN^* - \frac{N^*}{\tau}; \quad (33)$$

здесь S — скорость рождения электронов в единичном газовом объеме внешним ионизатором; ξS — скорость образования возбужденных молекул N^* внешним ионизатором (вероятное значение $\xi \lesssim 1$); β и γ_n — соответственно коэффициенты электрон-ионной рекомбинации и прилипания; τ — характерное время тушения метастабильных молекул N_2 при межмолекулярных соударениях; $k_{01}(E/N)$ и $k_{12}(E/N)$ — соответственно константа возбуждения метастабильных уровней молекул азота и константа ионизации с этих уровней электронами плазмы газового разряда. Эти константы являются резкими функциями отношения E/N в области оптимальных значений⁵⁷.

Проведем анализ решения уравнений (32), (33), предполагая, что процесс установления концентрации электронов является квазистационарным, т. е. будем считать, что характерное время рассматриваемой неустойчивости, связанное с заселением метастабильных уровней, существенно превышает время установления электронной концентрации $\sim 10^{-6} - 10^{-5}$ сек, обусловленное рекомбинацией и прилипанием. Тогда из (32) зависимость $n_e(t)$ можно записать в «рекомбинационном» и «прилипательном» случаях соответственно в следующем виде:

$$n_e(t) = \frac{k_{12}N^* + \sqrt{(k_{12}N^*)^2 + 4\beta S}}{2\beta}, \quad (34)$$

$$n_e(t) = \frac{S}{\gamma_n - k_{12}N^*}. \quad (35)$$

Процесс развития в «рекомбинационном» случае можно представить следующим образом. Сначала, пока ступенчатая ионизация несущественна ($k_{12}n_eN^* < S$), концентрация электронов постоянна ($n_e = \sqrt{S/\beta}$), а концентрация метастабильных молекул возрастает. Из-за возрастания $N^*(t)$ разряд может перейти в самостоятельный режим горения в момент времени t_h , примерно определяемый равенством:

$$k_{12}N^*(t_h) = \sqrt{S\beta}. \quad (36)$$

Ясно, что этот переход произойдет, если $N^*(t)$ сможет возрасти до значения, определяемого равенством (36), а это в свою очередь произойдет, если, как видно из (33), выполняются следующие неравенства:

$$t_h < \tau, \quad (37)$$

$$k_{12}n_eN^*(t_h) < \xi S + k_{01}n_eN. \quad (38)$$

Неравенство (38) с учетом (36) можно переписать в виде

$$\sqrt{S} < \frac{k_{01}N}{\sqrt{\beta}}. \quad (39)$$

При этом для величины t_h с помощью (33) и (36) получается следующее выражение:

$$t_h = \frac{\beta}{k_{01}k_{12}N}. \quad (40)$$

Если учесть, что условие первоначальной несамостоятельности разряда (25) в рассматриваемом случае имеет вид $\sqrt{S} > k_{02}N/\sqrt{\beta}$, где $k_{02} \equiv \alpha v_e/N$ — константа ионизации молекул из основного состояния, а $k_{02} \ll k_{01}$, то очевидно, что существует широкая область значений мощности внешнего ионизатора и отношения E/N , при которых в несамостоятельный разряде выполняется неравенство (39), причем оно тем более выполняется в рассмотренной в п. а) гл. 3 области минимально возможных значений мощности внешнего ионизатора. Тогда из выражений (33) и (34) видно, что по прошествии времени t_n с начала разряда, т. е. при переходе разряда в самостоятельный режим горения, концентрация возбужденных молекул и концентрация электронов будут возрастать во времени следующим образом:

$$N^*(t) \sim n_e(t) \sim e^{t/t_n}. \quad (41)$$

Интересно, что характерное время возрастания электронной концентрации t_n , определяемое выражением (40), в рассмотренном «рекомбинационном» случае определяется только отношением E/N из-за сильной зависимости $k_{01}(E/N)$, $k_{12}(E/N)$, и не зависит от мощности внешнего ионизатора.

Проведя аналогичное рассмотрение в случае, когда гибель электронов в объеме обусловлена прилипанием (такая ситуация возможна при не очень больших значениях мощности внешнего ионизатора³¹), можно получить из уравнений (33) и (35) следующую зависимость для развития концентрации электронов во времени:

$$n_e(t) = \frac{S/\gamma_n}{\sqrt{1-(t/t'_n)}}, \quad (42)$$

где

$$t'_n = \frac{\gamma_n^2}{2k_{01}k_{12}NS}. \quad (43)$$

Отсюда видно, что в этом случае развитие $n_e(t)$ носит характер взрыва с характерным временем, определяемым выражением (43).

Характер рассмотренных решений для зависимости $n_e(t)$ при переходе несамостоятельного разряда в самостоятельный режим горения позволяет сделать следующие выводы. Из полученных выражений (40) и (43) для времени резкого возрастания электронной концентрации и соответственно плотности разрядного тока видно, что небольшая неоднородность параметров разряда приведет к сильной неоднородности, а следовательно, и к неустойчивости протекания газового разряда. Эта неоднородность может вызываться тепловыделением, приводящим к слабым возмущениям плотности газа и соответственно к гораздо более сильным возмущениям коэффициентов k_{01} и k_{12} ⁷⁷. В «прилипательном» случае, кроме того, начальная неоднородность может вноситься пространственной неоднородностью мощности внешнего ионизатора.

Оценки характерного времени развития рассмотренной неустойчивости весьма затруднительны ввиду отсутствия в литературе надежных данных по зависимостям коэффициентов $k_{01}(E/N)$ и $k_{12}(E/N)$ в различных газовых смесях. Качественно можно сказать, что инкремент развития ионизационной неустойчивости в несамостоятельном разряде, обусловленной возбуждением метастабильных уровней, экспоненциально сильно зависит от отношения E/N в разряде и поэтому всегда можно выбрать такое значение напряженности электрического поля в несамостоятельном разряде, ниже которого инкремент этой неустойчивости будет меньше инкремента развития перегревно-ионизационной неустойчивости, которая в таком

случае и будет ограничивать время однородного и устойчивого горения разряда. Приведенные выше оценки характерного времени тушения возбужденных в метастабильное состояние молекул азота свидетельствуют о возможности развития рассмотренной ионизационной неустойчивости раньше перегревно-ионизационной неустойчивости при соответствующих не очень малых значениях отношения E/N .

Отметим, что развитие ионизационной неустойчивости несамостоятельных разрядов, обусловленное заселением в процессе разряда метастабильных электронных уровней молекул N_2 и возрастанием роли ступенчатой ионизации может обостряться еще одним фактором, которым является временный рост коэффициента самостоятельной ионизации, обусловленный постепенным заселением колебательных уровней молекул и связанным с этим уменьшением доли неупругих потерь электронами^{50, 51}. В работе⁷⁶ сообщается о проведении численного исследования ионизационной неустойчивости несамостоятельного разряда в молекулярном азоте, связанный со ступенчатой ионизацией и зависимостью констант скоростей реакций от колебательной температуры.

В работе^{79a} рассмотрен механизм «химической» неустойчивости, которая может развиться в плазме несамостоятельных разрядов, используемых для возбуждения CO_2 -лазеров. Эта неустойчивость возникает, когда гибель электронов обусловлена их прилипанием к молекулам CO_2 или O_2 и в плазме образуются какие-либо возбужденные атомы или молекулы, способные вступать с отрицательными ионами в реакцию, в результате которой электрон отлипает от электроотрицательной молекулы. В рассматриваемых разрядах такими активными молекулами могут быть молекулы азота, возбужденные в долгоживущие колебательные и электронные состояния⁸⁰. При этом неустойчивость развивается из-за того, что возрастание концентрации электронов вызывает увеличение концентрации химически активных возбужденных атомов или молекул; что в свою очередь приводит к усилиению отлипания и тем самым к увеличению электронной концентрации. Такая обратная связь определяет резкий рост концентрации электронов, который, так же как и в случае со ступенчатой ионизацией, может развиваться неоднородно из-за возникновения возмущений плотности газа, обусловленных неоднородным тепловыделением⁷⁷.

В работах^{46, 53, 81, 82, 86a} исследована ионизационная неустойчивость несамостоятельного разряда, приводящая к образованию доменов. Причиной возникновения этой неустойчивости является уменьшение концентрации электронов с ростом их температуры в случае, когда гибель электронов определяется диссоциативным прилипанием электронов к молекулам CO_2 . Хотя эта неустойчивость не приводит к переходу разряда в дуговую форму, ее развитие нарушает однородность возбуждения газовой среды, что существенно ограничивает возможности использования разряда с доменной структурой для возбуждения CO_2 -лазеров. Заметим, что к аналогичному ухудшению оптических характеристик газовых сред может приводить пространственная неоднородность ионизирующего излучения^{83, 84}.

В заключение этого раздела отметим, что рассмотренные выше механизмы неустойчивостей, развитие которых нарушает однородное горение несамостоятельного разряда, имеют характерные инкременты примерно одного порядка. Для более же точного определения времени развития той или иной ионизационной неустойчивости требуется точное знание кинетических коэффициентов в зависимости от параметров газового разряда, химического состава газовой среды; температуры газа, степени возбуждения электронных и колебательных уровней присутствующих в разряде атомов и молекул и т. д. Тем не менее, качественная сторона про-

веденных исследований свидетельствует о том, что при прочих равных условиях инкременты развития ионизационных неустойчивостей уменьшаются с уменьшением удельных значений электрической мощности, выделяющейся в несамостоятельный разряде.

в) Стационарный несамостоятельный разряд
в газах повышенного давления

Обсуждавшаяся выше возможность существенного увеличения времени однородного горения несамостоятельного разряда путем понижения удельных значений электрической мощности, выделяющейся в разряде, была экспериментально подтверждена в работах ^{61, 62, 85-90}. В этих работах с использованием источников внешней ионизации (ультрафиолетовое излучение ^{61, 87, 88}; ядерный реактор ⁸⁵; пучки энергичных электронов ^{62, 86, 89, 90}) показано, что в газовых смесях CO₂ — N₂ — He при давлении, близком к атмосферному, несамостоятельный разряд может устойчиво и однородно гореть вплоть до времени $\sim 10^{-4}$ — 10^{-3} сек, если удельная мощность джоулева энерговклада поддерживается на уровне: $\sigma E^2/P \sim 10^3$ — 10^4 ем/см³ атм.

На рис. 9 приведена осциллограмма тока несамостоятельного разряда в молекулярном азоте при давлении $P = 500$ тор ⁶¹. Спад тока

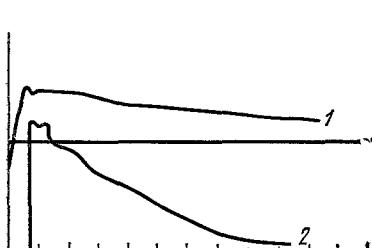


Рис. 9. Осциллограммы тока лампы ИФП-20000 (1) и тока несамостоятельного разряда (2).

$t = 100$ мкс/деление; $E/P = 6,7$ е/см·тор ⁶¹.

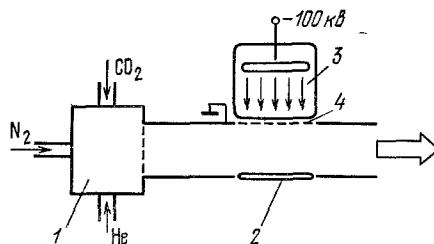


Рис. 10. Схема экспериментальной установки, на которой производилось исследование стационарного несамостоятельного разряда ^{31, 79}.

1 — камера смешения газов, 2, 4 — катод и анод разрядной камеры, 3 — электронная пушка. Стрелкой обозначено направление газового потока.

определяется окончанием разряда в импульсной ксеноновой лампе, служившей источником ультрафиолетового излучения. Видно, что характерная длительность импульса несамостоятельного разряда составляет величину $\sim 0,5$ мсек. Такие времена устойчивого горения несамостоятельного разряда ($\sim 10^{-3}$ — 10^{-4} сек) позволяют довольно просто (существенно дозвуковой прокачкой газа через рабочий объем) обеспечить смену газа в разрядной камере, тем самым выносить накапливающиеся возмущения и перейти к стационарному несамостояльному разряду при повышенных газовых давлениях.

Стационарное горение несамостоятельных разрядов в газовых смесях CO₂ — N₂ атмосферного давления было впервые осуществлено в работе ³¹ на установке, которая схематически изображена на рис. 10. В качестве внешнего ионизатора авторами использовался формирующийся электронной пушкой и входящий в разрядную камеру через окошко из алюминиевой фольги стационарный пучок электронов с энергией ~ 100 кэв

и плотностью тока до 50 мка/см^2 . Последнее значение примерно в 10^3 — 10^4 раз меньше по сравнению с соответствующими значениями плотности тока электронного пучка, использовавшимися ранее в работах³⁻⁹. Столь малые значения плотности тока электронного пучка и позволили, во-первых, осуществить стационарный вывод пучка через фольгу и, во-вторых, поддерживать мощность энерговклада в газовом разряде на довольно низком уровне ($\sigma E^2 \sim 10^3 \text{ ет/см}^3$). Для выноса накапливающихся возмущений использовалась прокачка газа через межэлектродный объем со скоростью 10 — 100 м/сек .

Экспериментальные вольт-амперные характеристики, полученные в этой работе, представлены на рис. 7. Со стороны высоких значений тока и напряжения кривые обрываются в области неустойчивого горения, где разряд из объемного переходит в дуговой, локализованный в узком канале.

На рис. 11 приведены полученные в работе³¹ фотографии свечения разряда в поперечном потоку газа направлении в устойчивом (а) и неустойчивом (б) режимах горения. Светящаяся область вблизи катода, толщина

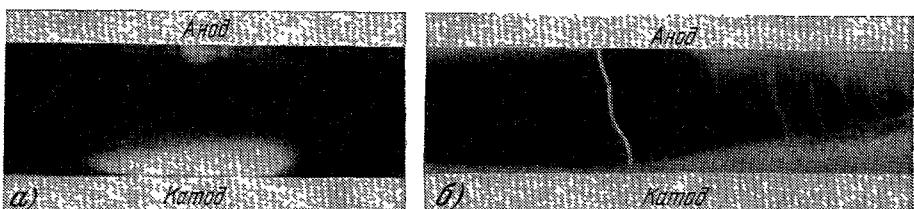


Рис. 11. Фотографии разряда в смеси $N_2 : CO_2 = 4 : 1$ атмосферного давления с экспозицией $0,5 \text{ сек}$ ³¹.

а) Устойчивый режим; б) неустойчивый режим.

которой зависит от вкладываемой в разряд мощности и скорости газового потока, свидетельствует о разогреве газа в прикатодной зоне, что является следствием большой величины напряженности электрического поля в этой области. Более подробно результаты экспериментального исследования аналогичных стационарных несамостоятельных разрядов в газовых смесях $CO_2 - N_2 - He$ (H_2) повышенного давления приведены в работе⁷⁹, посвященной исследованию зависимости предельных энерговкладов в газ от плотности тока энергичных электронов, от скорости прокачки газа и от состава газовой смеси. В этой работе приведены результаты исследования стационарного несамостоятельного разряда в газовых смесях, содержащих различное количество кислорода: технически чистый азот — менее 0,5% кислорода; азот, содержащий 3% кислорода; воздух (20% кислорода). Эти же смеси изучались с добавками 7% CO_2 и 30% гелия. Скорость потока газа в разряде изменялась от 30 до 150 м/сек , что соответствовало изменению времени пролета молекулой газа разрядного промежутка от 1000 до 200 $\mu\text{сек}$. Давление газа изменялось от 75 до 300 тор. Полученные в работе⁷⁹ результаты обработки экспериментальных вольт-амперных характеристик, снятых при различных токах электронного пучка, приведены на рис. 12—13. На рис. 12 изображены предельные значения полного напряжения на разряде, при превышении которых в разряде образуются дуги; на рис. 13 — соответствующие значения предельного энерговклада в разряд для скорости потока газа 30 м/сек , давления газа 150 тор, для различных газовых смесей.

Как видно из этих рисунков, предельные напряжения на разряде различаются для разных смесей (с увеличением содержания кислорода предельное напряжение существенно возрастает), но слабо меняются

с изменением плотности тока электронного пучка. Наоборот, предельные токи и, следовательно, значения мощности энерговклада растут с ростом плотности тока электронного пучка. В эксперименте максимальный удельный энерговклад при давлении 150 *тор*, времени пролета холодным газом разрядной камеры 1 *мсек* и максимальной плотности тока электронного пучка 40 $\text{мкA}/\text{см}^2$ составляет $\approx 0,12 \text{ дж}/\text{см}^3$ для технически чистого азота, $\approx 0,1 \text{ дж}/\text{см}^3$ для этого же азота с 7% CO₂, $\approx 0,08 \text{ дж}/\text{см}^3$ для азота с 3% кислорода, $\approx 0,06 \text{ дж}/\text{см}^3$ для азота, содержащего 3% кислорода и 8% CO₂, $\approx 0,04 \text{ дж}/\text{см}^3$ для воздуха. Добавление в смесь до 30% Не не изменяет существенно вольт-амперных характеристик разряда и предельных энерговкладов. Кроме того, в работе ⁷⁹ показано, что предельный энерговклад в единицу

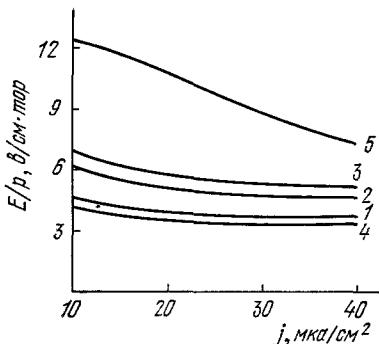


Рис. 12. Зависимость предельной напряженности поля несамостоятельный газовый разряд от плотности тока электронного пучка.

1 — технически чистый азот; 2 — азот, содержащий 3% кислорода 3 — азот, содержащий 3% O₂ и 72% CO₂; 4 — N₂: He : O₂ = 60 : 30 : 2; 5 — воздух

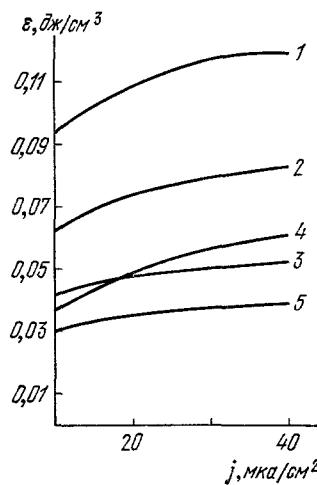


Рис. 13. Зависимость предельного значения удельного энерговклада в несамостоятельный газовый разряд от значения плотности тока электронного пучка в различных газовых смесях ⁷⁹.

(Нумерация кривых аналогична рис. 12.)

газового объема с увеличением давления пропорционально увеличивается. При увеличении же скорости потока газа предельное значение удельного энерговклада немногого падает в связи с тем, что предельное значение E/P для устойчивого режима горения увеличивается в меньшей, чем скорость газового потока, степени. Аналогичный экспериментальный результат получен в работе ⁹⁰.

Результаты работ ^{31, 79, 90} позволяют сделать два основных и существенных вывода. 1) Реализованные в эксперименте стационарные значения плотности тока пучка ионизирующих электронов, при которых мощность удельного энерговклада в разряде снизилась до уровня $\sigma E^2/P \sim 10^3 \text{ ен}/\text{см}^3 \text{ атм}$, обеспечивают стационарный и устойчивый энерговклад в газовой смеси CO₂—N₂—He на уровне 0,3—0,5 $\text{дж}/\text{см}^3 \text{ атм}$. 2) В исследуемых газовых разрядах существует пороговое значение $(E/P)_{\max}$, выше которого происходит переход газового разряда в дугу. Как уже отмечалось, значение $(E/P)_{\max}$ определяется в основном составом газовой смеси и слабо зависит от интенсивности ионизирующего излучения и скорости газового потока. При более низких, чем пороговое значение отношении E/P , предельный энерговклад в разряд, достигаемый в таком случае

повышением мощности внешнего ионизатора или снижением скорости газового потока, примерно постоянен ($(\sigma E^2/P) t \approx \text{const}$, t — время пролета молекулой газа зоны возбуждения). Существование такого порогового значения E/P отмечалось и в работах^{85, 61, 62}, посвященных исследованию импульсных квазистационарных несамостоятельных разрядов в газах повышенного давления.

Наблюдаемый характер развития неустойчивостей, ограничивающих энерговклад в стационарный несамостоятельный газовый разряд, качественно укладывается в рассмотренную выше общую картину развития ионизационных неустойчивостей, когда при низких значениях отношения E/P устойчивость горения разряда, скорее всего, ограничена развитием перегревно-ионизационной неустойчивости, а при превышении порогового значения E/P наблюдается резкий переход газового разряда в самостоятельный режим горения, обусловленный пакапливающимися по потоку газа возмущениями начальных ионизационных характеристик среды. Однако, как уже отмечалось выше, для определенного выделения того или иного механизма неустойчивости требуется комплексная диагностика газоразрядной плазмы и точный расчет наиболее важных кинетических процессов.

В качестве еще одного процесса, также влияющего на устойчивость однородного горения несамостоятельного разряда, следует отметить пробои и образование локализованных дужек в прикатодном слое, которые при существенной доле катодного падения от полного напряжения, приложенного к газоразрядному промежутку, могут привести к пробою всего газового разряда и тем самым ограничивать предельные энерговклады в стационарный несамостоятельный разряд на более низком, чем указывалось выше, уровне^{73, 89}. Авторам работы⁷⁹ удалось существенно подавить развитие приэлектродных неустойчивостей в несамостоятельном газовом разряде с помощью разогрева и, следовательно, вытеснения газа из прикатодной зоны или подмешивания в эту зону чистого гелия. Такой эффект объясняется увеличением скорости размножения электронов в катодном слое и, тем самым, уменьшением величины катодного падения, необходимой для поддержания соответствующей скорости эмиссии электронов из катодного слоя. Кроме того, уменьшение плотности газа в прикатодном слое или замена в этом слое газовой смеси одним гелием приводят к существенному уменьшению нормальной плотности тока на катоде и тем самым к возможному переходу из поднормального в нормальный режим горения на катоде, что, как известно⁶⁰, существенно стабилизирует однородное заполнение катода протекающим током газового разряда. В связи с этим отметим работы^{91, 92}, в которых разрежение газа в прикатодной области самостоятельных разрядов также приводило к стабилизации однородного горения разряда.

Таким образом, рассмотренные выше результаты исследований доказали возможность практического создания систем, в которых поддерживается стационарный несамостоятельный разряд в газах повышенного давления. Как уже отмечалось, переход от импульсного к стационарному режиму горения несамостоятельного разряда оказался возможным при значительном снижении удельной мощности, развивающейся в разряде. Естественно, что такое снижение мощности приводит к соответствующему уменьшению скорости возбуждения молекул CO_2 на верхний лазерный уровень.

Поэтому следующим этапом исследований, необходимым для создания CO_2 -лазеров с повышенным давлением рабочей среды, явились работы по изучению оптических свойств плотных газов, возбуждаемых стационарным несамостоятельным разрядом.

4. ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОВЫХ СРЕД НА ОСНОВЕ CO₂, ВОЗБУЖДАЕМЫХ СТАЦИОНАРНЫМ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫМ РАЗРЯДОМ

Кинетические процессы, определяющие инверсную заселенность молекул CO₂ в газовых средах, возбуждаемых тлеющим разрядом, подробно рассматривались во многих работах (см., например, обзоры ^{49, 67, 93}) и могут быть резюмированы следующим образом.

Источником создания инверсной заселенности молекул CO₂ в CO₂-лазерах являются электроны газоразрядной плазмы, энергия которых почти полностью идет на возбуждение верхнего лазерного уровня молекул CO₂. Релаксация же верхнего лазерного уровня молекул CO₂ обусловливается межмолекулярными соударениями, вероятность которых сильно возрастает с ростом температуры газа. Заселенность нижнего лазерного уровня молекул CO₂, благодаря быстрым процессам колебательно-поступательной релаксации при межмолекулярных соударениях, близка к равновесному значению, соответствующему газовой температуре. Поэтому именно разогрев газа ограничивает предельный энерговклад в среду теми значениями, при которых и концентрация молекул CO₂, находящихся в нижнем лазерном состоянии, и скорость релаксации верхнего лазерного уровня становятся достаточно большими, чтобы привести к исчезновению инверсной заселенности молекул CO₂.

Из-за того, что в газовой среде, возбуждаемой стационарным несамостоятельным разрядом, скорость возбуждения молекул CO₂ на верхний лазерный уровень существенно меньше соответствующих значений, характерных для импульсных разрядов, в случае стационарного возбуждения должно уменьшиться предельное значение температуры газа и соответственно предельное значение удельного энерговклада в газ, при котором заселенность молекул CO₂ является инверсной. Простые оценки зависимости длительности генерации от мощности электрического энерговклада и соответственно оценка предельной величины энерговклада в газ весьма затруднительны ввиду сильной температурной зависимости скоростей релаксации лазерных уровней молекул CO₂⁴⁹. Поэтому для получения

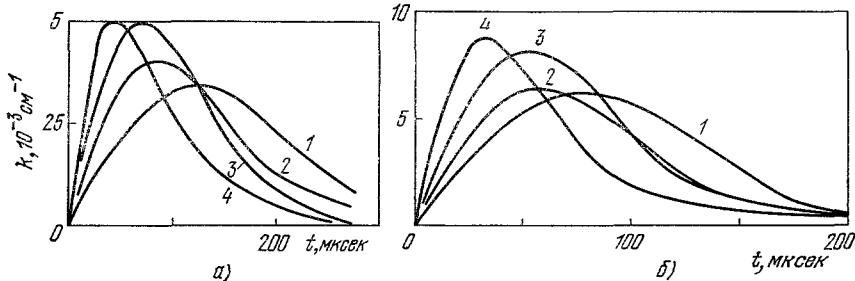


Рис. 14. Расчетный ход коэффициента усиления во времени:

а) при мощности накачки 1 кДж/см³, состав смесей N₂—CO₂—He: 1—85:5:10, 2—8:1:1, 3—6:1:3, 4—5:2:3; б) при мощности накачки 2 кДж/см³, состав смесей N₂—CO₂—He: 1—65:5:30, 2—8:1:1, 3—6:1:3, 4—5:2:3 ⁸⁶.

теоретических характеристик, определяющих предельный энерговклад в среду при значениях мощности джоулева энерговклада, характерных для стационарных несамостоятельных разрядов в плотных газах, приведем результаты численного расчета временного хода коэффициента усиления в смесях CO₂—N₂—He атмосферного давления, полученные в работах ⁸⁶ с учетом возрастания температуры газа в процессе импульса.

На рис. 14 приведены результаты расчета временной зависимости коэффициента усиления в различных по парциальному составу газовых

средах $\text{CO}_2-\text{N}_2-\text{He}$ атмосферного давления для значений мощности электрического энерговклада в газовом разряде $1 \text{ квт}/\text{см}^3$ и $2 \text{ квт}/\text{см}^3$. Из этих рисунков видно, что длительность существования инверсной заселенности молекул CO_2 составляет $\sim 200-300 \text{ мксек}$, так что рассматриваемый уровень мощностей накачки позволяет обеспечить энерговклад $\sim 0,3-0,4 \text{ дж}/\text{см}^3$. Примерно этот же уровень энерговкладов, как было отмечено в предыдущем параграфе, ограничен и развитием ионизационных неустойчивостей в плазме стационарных несамостоятельных разрядов.

С дальнейшим понижением мощности энерговклада в газовый разряд инверсная заселенность молекул CO_2 исчезает при меньшем разогреве газа и, следовательно, при меньших энерговкладах, чем те, которые удается обеспечить в устойчивом режиме горения несамостоятельного разряда. Тенденция к такому уменьшению хорошо видна из сравнения результатов, приведенных на рис. 14 для различных значений мощности накачки. Поэтому можно сказать, что исследованный в работах^{31 79, 90} режим горения стационарных несамостоятельных разрядов является оптимальным для возбуждения CO_2 -лазеров пепрерывного действия, работающих при повышенных газовых давлениях.

Экспериментально стационарная (или квазистационарная с аналогичным уровнем мощностей накачки) генерация CO_2 -лазеров, возбуждаемых

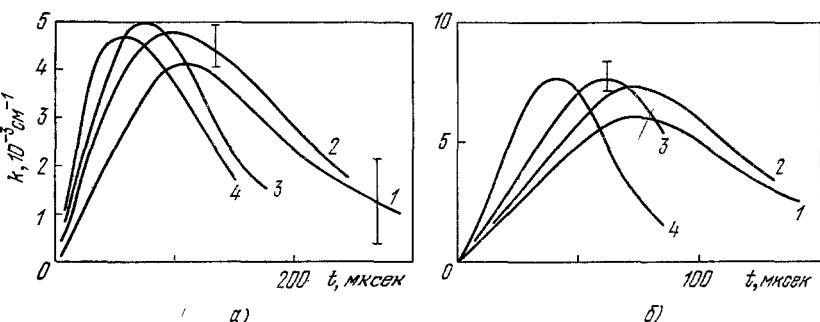


Рис. 15. Временной ход коэффициента усиления:

а) при мощности накачки $1 \text{ квт}/\text{см}^3$, состав смесей $\text{N}_2 - \text{CO}_2 - \text{He}$: 1 — $8 : 1 : 1$, 2 — $6 : 1 : 3$, 3 — $4 : 1 : 5$, 4 — $5 : 2 : 3$; б) при мощности накачки $2 \text{ квт}/\text{см}^3$, состав смесей $\text{N}_2 - \text{CO}_2 - \text{He}$: 1 — $8 : 1 : 1$, 2 — $6 : 1 : 3$, 3 — $4 : 1 : 5$, 4 — $5 : 2 : 3$ ⁸⁶.

несамостоятельным разрядом в газах повышенного давления, получена в работах^{796, 85-89, 94-96}. В работе⁸⁶ получена экспериментальная зависимость временного хода коэффициента усиления в различных по парциальному составу газовых средах атмосферного давления, возбуждаемых квазистационарным несамостоятельным разрядом. В качестве внешнего ионизатора использовался пучок энергичных электронов с плотностью тока $\sim 100 \text{ мка}/\text{см}^2$, характерной для создания условий, при которых удается перейти в стационарный режим горения разряда³¹. Результаты эксперимента при мощности электрической накачки 1 и $2 \text{ квт}/\text{см}^3$ приведены на рис. 15 и хорошо согласуются с соответствующими расчетными результатами (см. рис. 14). В работах^{95, 96} отмечается, что использование несамостоятельных разрядов в рассматриваемых режимах возбуждения CO_2 -лазеров допускает замену гелия, обычно присутствующего в существенном количестве в рабочем составе газа, небольшим ($\sim 1-2\%$) количеством водорода. Эта замена не оказывает существенного влияния ни на электроразрядные, ни на оптические характеристики.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итог проведенному выше рассмотрению, можно сказать, что полученные в последнее время результаты по исследованию несамостоятельных разрядов в молекулярных газах позволили осуществить стационарный режим горения тлеющих разрядов при повышенных (порядка сотни *тор* и выше) газовых давлениях. Эти разряды поддерживаются в широкой области значений напряженности электрического поля и давления газа, и благодаря этому являются весьма перспективными в тех приложениях, где обычно используются стационарные газовые разряды низкого давления. Одним из приложений, подробно рассмотренным в обзоре, является использование стационарных несамостоятельных разрядов для создания СО₂-лазеров непрерывного действия, работающих при повышенных газовых давлениях. Естественно, что и другие газовые лазеры (например, СО-лазеры) могут возбуждаться рассмотренными в обзоре стационарными несамостоятельными разрядами. Естественным приложением таких разрядов является также их использование в качестве стационарного плазмохимического реактора.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова
Институт ядерной физики
Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова (НИИЯФ)

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. а) В. М. Андрияхин, Е. П. Велихов, С. А. Голубев, С. С. Красильников, А. М. Прохоров, В. Д. Письменный, А. Т. Рахимов, Письма ЖЭТФ 8, 346 (1968).
б) С. А. Голубев, В. Д. Письменный, Т. В. Рахимова, А. Т. Рахимов, ЖЭТФ 62, 458 (1972).
2. K. B. Persson, J. Appl. Phys. 36, 3086 (1965).
3. C. A. Fenstermacher, M. J. Nutter, J. P. Rink, K. Boyer, Bull. Am. Phys. Soc. 16, 42 (1971).
С. А. Fenstermacher, M. J. Nutter, W. T. Leland, K. Boyer, Appl. Phys. Lett. 20, 56 (1972).
4. а) Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, А. Ф. Сучков, в кн. Квантовая электроника, вып. 3, М., «Советское радио», 1971, с. 121.
б) Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, О. М. Керимов, И. Б. Ковш, А. Ф. Сучков, Письма ЖЭТФ 14, 421 (1971).
5. R. K. Garsworthy, L. E. S. Mathias, C. H. H. Sagmichael, Appl. Phys. Lett. 19, 506 (1971).
6. J. D. Daugherty, E. R. Pugh, D. H. Douglas-Hamilton, Bull-Amer. Phys. Soc. 17, 399 (1972).
7. H. G. Ahlstrom, G. Inglesakis, J. H. Holzrichter, T. Kan, J. Jenson, A. C. Kolb, Appl. Phys. Lett. 21, 492 (1972).
8. S. Marcus, ibid., p. 18.
9. A. Crocker, H. Foster, H. M. Lambert, J. H. Holliday, Electron. Lett. 8, 460 (1972).
10. В. М. Андрияхин, Е. П. Велихов, В. В. Васильцов, С. С. Красильников, И. В. Новобранцев, В. Д. Письменный, А. Т. Рахимов, А. Н. Старостин, В. Е. Хвостиков, Письма ЖЭТФ 15, 637 (1972).
11. J. S. Levine, A. Javaan, Appl. Phys. Lett. 22, 55 (1973).
12. A. J. Beaulieu, ibid. 16, 504 (1970).
13. Е. Р. Карлова, Н. В. Карлов, Г. П. Кузьмин, Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), № 6, 18 (1972).
14. В. Ю. Баранов, В. М. Борисов, А. А. Веденов, С. В. Дробязко, В. Н. Книжников, А. П. Напартович, В. Г. Низьев, А. П. Стрельцов, Препринт ИАЭ-2248, Москва, 1972.
В. Ю. Баранов, В. М. Борисов, А. А. Веденов, А. П. Напартович, А. П. Стрельцов, ЖТФ 45, 2343 (1975).
15. В. Adam, E. W. Aslaksen, Phys. Lett. A36, 147 (1971). E. W. Aslaksen, Zs. angew. math. Phys. 22, 1135 (1971).

16. T. W. Johns, J. A. Nation, *Appl. Phys. Lett.* **20**, 495 (1972).
17. R. W. Morrison, S. Swail, *Phys. Lett.* **A40**, 375 (1972).
18. R. Dumanchin, J. Rocca-Serra, C. R. Ac. Sci. **269**, 916 (1969).
19. A. K. La flamme, *Rev. Sci. Instrum.* **41**, 1578 (1970).
20. H. M. Lamberton, P. R. Pearson, *Electron. Lett.* **7**, 141 (1971).
21. P. R. Pearson, H. M. Lamberton, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-8**, 145 (1972).
22. O. P. Judd, *ibid.* **22**, 95 (1973).
23. D. B. Cohen, E. R. Ault, *ibid.*, p. 138.
24. M. C. Richardson, A. J. Alcock, K. Leopold, P. Burtny, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-9**, 236 (1973).
25. a) L. J. Denes, J. J. Lowke, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 130 (1973).
b) L. J. Denes, L. A. Weaver, *J. Appl. Phys.* **44**, 4125 (1973).
26. O. P. Judd, J. Y. Wada, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-10**, 12 (1974).
27. С. И. Андреев, И. М. Белоусова, П. Н. Дашук, Д. Ю. Зарослов, Е. А. Зобов, Н. В. Карлов, Г. П. Кузьмин, С. М. Никифоров, А. М. Прохоров, А. Н. Сидоров, А. Л. Челюков, М. Д. Ярышев, *Письма ЖЭТФ* **21**, 424 (1975).
28. O. P. Wodd, *Proc. IEEE* **62**, 355 (1974).
29. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, А. Ф. Сучков, УФН **114**, 213 (1974).
30. C. Cason, AIAA Paper No. 74-686 (1974).
31. a) S. A. Golubev, A. F. Pal, I. G. Persiantsev, V. D. Pis'menny, A. T. Rakimov, E. P. Velikhov, Yu. K. Zemtsov, in: *11th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases*, Praha, 1973, p. 163.
b) Е. П. Велихов, С. А. Голубев, Ю. К. Земцов, А. Ф. Паль, И. Г. Персиантцев, В. Д. Письменный, А. Т. Рахимов, *ЖЭТФ* **65**, 543 (1973).
32. Г. Ретер, Электронные лавины и пробой в газах, М., «Мир», 1968.
33. W. Kohlmann, *Zs. Naturforsch.* **19a**, 929 (1964).
34. A. L. Ward, *Phys. Rev.* **A138**, 1357 (1965).
35. L. E. Kline, *J. Appl. Phys.* **45**, 2046 (1974).
L. E. Kline, L. J. Denes, *ibid.* **46**, 1567 (1975).
36. A. A. Danziger, D. Feoktistov, *ПМТФ*, № 3, 26 (1975).
37. a) A. A. Dogan, J. Meyer, *Brit. J. Appl. Phys.* **18**, 793 (1967).
A. A. Dogan, *Zs. Phys.* **208**, 427 (1968).
M. C. Cavenor, *Austral. J. Phys.* **23**, 953 (1970).
b) M. C. Cavenor, J. Meyer, *ibid.* **22**, 155 (1969).
J. Meyer, *J. Phys.* **D2**, 221 (1969).
38. M. M. Kekez, M. R. Barrault, J. D. Craggs, *ibid.* **D3**, 1886 (1970).
39. I. D. Chalmers, H. Duffy, D. J. Tedford, *Proc. Roy. Soc. A329*, 171 (1972).
40. J. Meyer, C. S. Lee, *J. Phys.* **D4**, 168 (1971).
41. J. Palmer, *Appl. Phys. Lett.* **25**, 138 (1974).
42. P. E. Dyer, D. J. James, *J. Appl. Phys.* **46**, 1679 (1975).
43. G. Eckeg, W. Kölle, O. Zölleger, *Phys. Fluids* **7**, 2001 (1964).
44. Е. П. Велихов, И. В. Новобранцев, В. Д. Письменный, А. Т. Рахимов, А. Н. Старостин, *ДАН СССР* **205**, 1328 (1972).
45. G. L. Rogoff, *Phys. Fluids* **15**, 1931 (1972).
46. R. A. Haas, *Phys. Rev.* **A8**, 1017 (1973).
47. J. H. Jacob, S. A. Mani, *Appl. Phys. Lett.* **26**, 53 (1975).
48. А. Энгель, М. Штейнбек, *Физика и техника электрического разряда в газах*, М.—Л., Гостехиздат, 1935.
49. R. L. Taylor, S. Bittigman, *Rev. Mod. Phys.* **41**, 26 (1969).
50. С. В. Пашкин, *TBT* **10**, 475 (1972).
51. А. А. Веденов, А. Ф. Vitchens, А. М. Духине, Г. Д. Мулиников, А. Р. Нараторович, цит. в 3¹а сборник, р. 108.
52. К. Н. Ульянов, Л. П. Менахин, *ЖТФ* **41**, 2545 (1971).
53. W. L. Nighan, W. J. Wiegand, *Phys. Rev.* **A10**, 922 (1974).
54. С. В. Пашкин, *TBT* **10**, 1176 (1972).
55. В. Л. Грановский, *Электрический ток в газе. Установившийся ток*. М., «Наука», 1971.
56. J. J. Lowke, A. V. Phelps, B. W. Irwin, *J. Appl. Phys.* **44**, 4664 (1973).
57. W. L. Nighan, *Phys. Rev.* **A2**, 1989 (1970).
58. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, О. М. Керимов, И. Е. Ковш, А. Ф. Сучков, *ЖТФ* **42**, 2540 (1972).

59. A. A. V eden o v, A. P. N a part o v i ch, K. N. U ly a n o v, цит. в ^{31а} сб орник, р. 114.
60. С. Б р а у н, Элементарные процессы в плазме газового разряда, М., Госатомиздат, 1961.
61. Е. А. M и g r a t o v, V. D. P i s m e n n y, A. T. R a k h i m o v, A. A. S e m e - p o v, E. P. V e l i k h o v, цит. в ^{31а} сб орник, р. 11.
62. а) Л. П. M ен а х и н, Е. К. E ро щ ен к о в, K. H. У ль я н о в, L. P. Ш а н ту р и н, ЖТФ 45, 148 (1975).
б) Л. П. M ен а х и н, K. H. У ль я н о в, L. P. Ш а нт у р и н, ТВТ 13, 192 (1975).
63. A. B. E ле ц к и й, B. M. C ми р н о в, ДАН СССР 190, 809 (1970).
64. W. L. N i g h a n, W. J. W i e g a n d, Appl. Phys. Lett. 25, 633 (1974).
65. K. H. У ль я н о в, ТВТ 13, 656 (1975).
66. A. B. E ле ц к и й, A. H. С та р о с ти н, Физ. плазмы 1, 684 (1975).
67. B. B. Г ор д и е ц, A. И. О с и п о в, E. B. С туп оч ен к о, L. A. Ш ел еп и н, УФН 108, 655 (1972).
68. W. A. R oss eг, E. Ho a g, E. T. G e g g y, J. Chem. Phys. 57, 4153 (1972).
69. C. A. Г ол у б е в, A. C. K o в a л e в, B. D. П и сь м ен н и й, A. T. R a x i m o v, T. B. R a x i m o v a, ДАН СССР, 228, 77 (1976).
70. W. L. B orst, Phys. Rev. A5, 648 (1972).
W. L. B orst, S. L. C han g, J. Chem. Phys. 59, 5830 (1973).
71. D. E. S hemansky, N. P. C a r g o n, ibid. 51, 682 (1969).
72. R. A. Y oung, G. Bl a c k, T. G. S la n g e r, ibid. 50, 303.
73. J. A. M e y e r, D. W. S etz eг, W. G. C la r k, J. Phys. Chem. 76, 1 (1972).
74. J. W. D reye r, D. R egn eг, J. Chem. Phys. 58, 1195 (1973).
75. J. W. D reye r, D. R egn eг, C. R. Ro y, ibid. 61, 3164 (1974).
76. A. P. Н а п а р т о в и ч, B. Г. Н а у м о в, B. M. Ш аш к о в, Физ. плазмы 1, 821 (1975).
77. A. P. Н а п а р т о в и ч, A. H. С та р о с ти н, ibid. 2, 843 (1976).
78. Ф. И. В y с и к а й л о, A. P. Н а п а р т о в и ч, Э. Е. С о н, в кн. Тезисы докладов I Всесоюзной школы-конференции «Применение лазеров в машиностроении и других областях техники и физические разработки газовых лазеров», М., «Наука», 1974, с. 10.
79. E. P. В ели х о в, C. A. Г ол у б е в, A. C. K o в a л e в, I. Г. П ер си а н ц е в, B. D. П и сь м ен н и й, A. T. R a x i m o v, T. B. R a x i m o v a, а) Физ. плазмы 1, 857 (1975); б) в кн. Тезисы II Всесоюзного симпозиума по физике газовых лазеров, Новосибирск, 1975, 27.
80. J. L. M o r uzz i, D. A. P rice, J. Phys. D7, 1434 (1974).
81. D. H. D ougla s-H a m i lton, S. A. M a n i, Appl. Phys. Lett. 23, 508 (1973); J. Appl. Phys. 45, 4406 (1974).
82. A. S. K o v a l e v, I. G. P e r s i a n t s e v, V. D. P i s m e n n y, A. T. R a x i m o v, Phys. Lett. A49, 29 (1974).
83. R. C. S mith, Appl. Phys. Lett. 21, 352 (1972); 25, 292 (1974).
84. J. H. J a c o b, J. P. R e i l l y, E. R. P u g h, J. Appl. Phys. 45, 2609 (1974).
85. B. M. A ндрия х и н, E. P. В ели х о в, A. C. K o в a л e в, B. D. П и сь м ен н и й, A. T. R a x i m o v, B. E. X в о сти о н о в, Письма ЖЭТФ 18, 15 (1973).
86. E. P. В ели х о в, Ю. K. Земц о в, A. C. K o в a л e в, I. Г. П ер си а н ц е в, B. D. П и сь м ен н и й, A. T. R a x i m o v, а) ЖЭТФ 67, 1683 (1974); б) Письма ЖЭТФ 19, 364 (1974).
87. E. P. В ели х о в, E. A. M у р а т о в, B. D. П и сь м ен н и й, A. M. П р о - х о р о в, A. T. R a x i m o v ibid. 20, 108.
88. R. C. L i n d, J. Y. W a d a et al., IEEE J. Quantum Electron. QE-10, 818 (1974).
89. A. B. A но х и н, И. K. B a b a e в, H. A. B лин о в, A. F. Г р ач е в, Г. Г. Д ол - го в-Савельев, M. D. Mихайлов, B. K. Oр л о в, B. F. R a зум ц е в, B. B. Савельев, H. B. Ч ебу ркин, Квант. электроника 2, 211 (1975).
90. Ю. И. Б ы ч к о в, Ю. D. K о р о л е в, Г. A. M е с я ц, B. B. С авин, A. P. X уз еев, ЖТФ 45, 2412 (1975).
91. J. T u l iр, H. J. S e g u i n, Appl. Phys. Lett. 27, 15 (1975).
92. B. H. K a r n ю ш и н, A. H. M ал о в, R. I. С олоу х и н, Квант. электроника 2, 1822 (1975).
93. H. H. С об о л е в, B. B. С око в и к о в, УФН 91, 425 (1967). B. P. T y ч и н с к и й, ibid., с. 389.
94. E. Ho a g, H. Pe ase, J. Sta a l, J. Z a g, Appl. Optics 13, 1969 (1974).
95. Ю. K. Земц о в, A. C. K o в a л e в, I. Г. П ер си а н ц е в, B. M. П ол у ш к и н, B. D. П и сь м ен н и й, A. T. R a x i m o v, цит. в ^{79б} сб орник, с. 28.
96. D. H. D ougla s-H a m i lton, R. M. Feinberg, R. S. L o w d e r, J. Appl. Phys. 46, 3566 (1975).