

621.348.33+537. 527

## ОБЪЕМНЫЕ РАЗРЯДЫ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРАХ

*Г. А. Месяц, Ю. Д. Королев*

### СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	100
2. Самостоятельные объемные разряды . . . . .	102
2.1. Роль многоэлектронного инициирования в объемном разряде . . . . .	104
2.2. Самостоятельные объемные разряды в газовых лазерах . . . . .	105
3. Несамостоятельный объемный разряд . . . . .	108
4. Контракция импульсного объемного разряда . . . . .	111
4.1. Общее описание процесса контракции . . . . .	111
4.2. Формирование и особенности функционирования катодных пятен . . . . .	111
5. Импульсные CO <sub>2</sub> -лазеры высокого давления . . . . .	114
5.1. Коэффициент усиления, энергетические и спектральные параметры импульсов в режиме генерации . . . . .	114
5.2. Перестройка частоты лазерного излучения . . . . .	116
5.3. Получение коротких импульсов излучения . . . . .	117
6. Заключение . . . . .	118
Список литературы . . . . .	118

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В первых газовых лазерах для возбуждения активной среды использовался стационарный тлеющий разряд, который, как хорошо известно, устойчиво горит при низких (не более десятков мм рт. ст.) давлениях газа<sup>1</sup>. Интерес к активным средам на основе тлеющего разряда сильно возрос после изобретения в 1964 г. непрерывного CO<sub>2</sub>-лазера<sup>2</sup>. Поскольку генерация излучения происходит на низколежащих колебательно-вращательных переходах основного электронного состояния молекулы CO<sub>2</sub>, а также благодаря эффективным механизмам накачки верхнего и разгрузки нижнего уровня, CO<sub>2</sub>-лазер имеет высокий коэффициент полезного действия. Один из наиболее важных вопросов заключался в том, чтобы увеличить среднюю и импульсную мощность таких лазеров. Это было возможно сделать увеличением давления газа или использованием импульсного разряда. Однако при повышении давления тлеющий разряд переходит в дуговой<sup>1</sup>. Импульсное питание хотя и приводило к некоторому увеличению давления, но для получения энергии светового излучения 5 Дж и пиковой мощности 200 кВт потребовался импульс очень высокого напряжения ( $10^6$  В)<sup>3</sup>.

После работы<sup>3</sup> стало особенно очевидно, что необходимы принципиально новые идеи, связанные с накачкой активной среды. В первых лазерах, включая CO<sub>2</sub>-лазеры, использовался так называемый продольный тлеющий разряд, ток в котором протекал вдоль оси резонатора. Важным этапом в развитии техники газовых лазеров явилось создание поперечной системы возбуждения, при которой электрическое поле и ток разряда направлены поперек оси резонатора<sup>4</sup>. При импульсном поперечном возбуждении N<sub>2</sub>-лазера<sup>4</sup> было получено излучение с пиковой мощностью 200 кВт на длине волны 3371 Å при давлении азота 20 мм рт. ст. Импульсное питание и поперечная система возбуждения вплотную подвели исследователей к мысли о необходи-

мости увеличения пиковой мощности  $\text{CO}_2$ -лазера и энергии излучения за счет увеличения давления газа.

Важным событием в решении этой проблемы явилось открытие объемных разрядов высокого давления. Под высоким понимается давление, существенно превышающее давление тлеющего разряда и достигающее атмосферы и более. Некоторые исследователи ошибочно считают, что представления об объемных разрядах высокого давления появились благодаря работам по газовым лазерам. Как будет показано в настоящем обзоре, идеи и экспериментальное исследование самостоятельных и несамостоятельных объемных разрядов высокого давления появились в физике газового разряда до того, как они стали применяться в газовых лазерах.

Фундаментальной идеей, позволившей осуществить самостоятельный объемный разряд высокого давления, явилась идея многоэлектронного инициирования, высказанная и развитая впервые в 1966 г.<sup>5</sup> Она заключается в том, что до прихода импульса напряжения на газоразрядный промежуток в нем создается однородная начальная концентрация инициирующих электронов, необходимая для получения большого тока разряда за счет одновременного развития большого числа электронных лавин. Эта идея используется во всех газовых лазерах с самостоятельным разрядом высокого давления, которые получили название ТЕА-лазеров. В первом из них<sup>6</sup> многоэлектронное инициирование осуществлялось за счет ультрафиолетовой подсветки от всjomогательного разряда, ток которого ограничивался диэлектрическим барьером. Все последующие ТЕА-лазеры, работающие при атмосферном давлении и выше, отличались от<sup>6</sup> только системами инициирования электронов и накопления энергии<sup>7</sup>. В самостоятельных объемных разрядах напряженность поля оказывается выше, чем требуется для оптимальной накачки колебательных уровней молекул  $\text{N}_2$  и  $\text{CO}_2$ . На это обращено внимание в работе<sup>8</sup>, где в трубку с тлеющим разрядом вводился пучок протонов, и за счет увеличения проводимости было получено снижение напряжения горения и увеличение выходной мощности излучения. Несамостоятельный разряд с ионизацией газа пучком электронов предложен и получен в<sup>9</sup>, а первые сообщения о его применении в  $\text{CO}_2$ -лазерах были сделаны в работе<sup>10</sup> для генерации излучения, а в<sup>11</sup> — для усиления. До работ<sup>10,11</sup> в<sup>12</sup> для импульсного  $\text{CO}_2$ -лазера при низких полях предлагалось создавать свободные электроны за счет добавки в газ паров цезия и последующей их ионизации ультрафиолетовым излучением.

Системы накачки на основе объемных разрядов высокого давления, примененные вначале для  $\text{CO}_2$ -лазеров, в последующем были использованы и для других газовых лазеров. В литературе появилось очень много публикаций на эту тему. Например, в обзоре<sup>7</sup>, вышедшем еще в 1974 г., было сделано около 700 ссылок и сообщалось о генерации более чем на 500 длинах волн. Естественно, что в последние годы после появления работ по эксимерным лазерам<sup>13,14</sup>, химическим лазерам<sup>15</sup>, импульсно-периодическим  $\text{CO}_2$ -лазерам<sup>16</sup>,  $\text{CO}$ -лазерам<sup>17</sup> и т.д. количество публикаций увеличилось во много раз. Понятно, что в данном обзоре невозможно дать сколько-нибудь полное изложение этих работ. Поэтому мы остановимся главным образом на физике объемных разрядов высокого давления и частично на  $\text{CO}_2$ -лазерах с накачкой такими разрядами.

## 2. САМОСТОЯТЕЛЬНЫЕ ОБЪЕМНЫЕ РАЗРЯДЫ

### 2.1. Роль многоэлектронного инициирования в объемном разряде

При давлении газа  $p$  порядка атмосферного и выше и напряженности электрического поля, превышающей пробивную, развивается стримерный разряд<sup>18</sup>. Для его развития необходим хотя бы один инициирующий

электрон, который приводит к образованию электронной лавины с критическим числом носителей  $N_k$ . Затем образуется стример и искровой канал. Время формирования пробоя определяется из соотношения

$$t_\phi = (\alpha v)^{-1} \ln N_k, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — коэффициент ударной ионизации,  $v$  — скорость дрейфа электронов.

Стримерный механизм пробоя экспериментально доказан при перенапряжении на газовом промежутке  $\Delta$  в десятки процентов<sup>18</sup>. В<sup>19</sup> проведены измерения  $t_\phi$  в воздухе при  $\Delta \geq 100\%$ . Для инициирования начальных электронов промежуток облучался от вспомогательной искры. Экспериментальные и рассчитанные по формуле (1) времена  $t_\phi$  совпадали, поэтому был сделан вывод о наличии стримерного механизма пробоя. Такая точка зрения долго была общепризнанной<sup>18</sup>.

Однако в<sup>5</sup> было показано, что интерпретация результатов<sup>19</sup> содержала противоречие, которое заставило пересмотреть вывод о механизме пробоя. В<sup>19</sup> предполагалось, что наблюдаемый разряд инициируется одиночными электронами. Однако из анализа работы<sup>19</sup> следовало, что совпадение эксперимента со стримерной теорией происходило при числе начальных электронов  $N_0 \approx 10^4$ . Установление данного противоречия позволило<sup>5</sup> дать другую физическую трактовку экспериментов<sup>19</sup>. Было показано, что стадия быстрого роста тока обусловлена не переходом стримера в канал, а током всех электронных лавин, созданных начальными электронами. Отсюда сразу следовало, что ток разряда не будет сопровождаться образованием канала, а может носить объемный характер. Исходя из данного принципа в<sup>5</sup> записаны уравнения для расчета электрического поля  $E(t)$  и плотности тока  $j(t)$  разряда. Предполагалось, что на промежуток длиной  $d$  подается импульс напряжения амплитудой  $U_0$  от генератора на линиях с волновым сопротивлением  $z$ :

$$en_0v \exp \int_0^t \alpha v dt = j(t), \quad (2)$$

$$j(t) = [E_0 - E(t)] \frac{1}{zs}, \quad (3)$$

где  $s$  — площадь электродов,  $n_0$  — концентрация инициирующих электронов в промежутке,  $E_0$  — начальная напряженность поля. Из уравнений (2), (3) следует:

$$\frac{dE}{dt} = -E \left(1 - \frac{E}{E_0}\right) \alpha v. \quad (4)$$

Так как  $\alpha/p$  и  $v$  являются функциями отношения  $E/p$ , то уравнения (2) — (4) позволяют рассчитывать зависимости  $j(t)$  и  $E(t)$ .

Для проверки выводов предложенной теории были проведены эксперименты по пробою воздуха импульсами с фронтом  $3 \cdot 10^{-10}$  с<sup>5</sup>,<sup>20,21</sup>. Предварительная ионизация газа осуществлялась от излучения вспомогательной искры. Число инициирующих электронов регулировалось в пределах  $1-10^5$ . Типичная осциллограмма напряжения на промежутке при  $N_0 \sim 10^4$  (рис. 1) имеет три характерных участка: время формирования  $t_\phi$ , участок резкого спада напряжения (время коммутации)  $t_k$  и участок медленного спада  $t_r$ , соответствующий объемному горению разряда. Эксперименты показали, что время  $t_\phi$  зависит от  $N_0$ . При  $N_0 \approx 10^4$   $t_\phi$  совпадает с измеренными в<sup>19</sup>, а при одиночных инициирующих электронах — существенно больше (рис. 2)<sup>5,20</sup>. Из (2) и (3) следует, что

$$t_\phi = (\alpha v)^{-1} \ln \frac{i_\phi}{en_0v}, \quad (5)$$

где  $j_\phi = i_\phi/s$  — плотность тока, при которой фиксируется  $t_\phi$ . Формально (1) и (5) почти совпадают, так как величина под логарифмом слабо влияет на

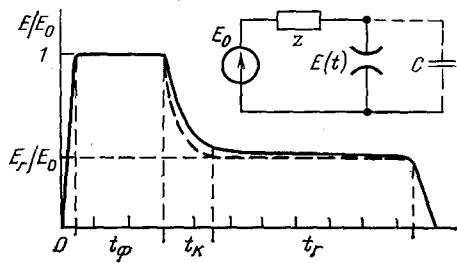


Рис. 1. Эквивалентная схема и типичная зависимость напряженности поля на промежутке от времени<sup>21</sup>.

Масштаб времени — 2 нс,  $p = 1$  атм, азот,  $d = 0,44$  см,  $E_0 = 68,5$  кВ/см. Штриховая линия — расчет по (2)–(4)

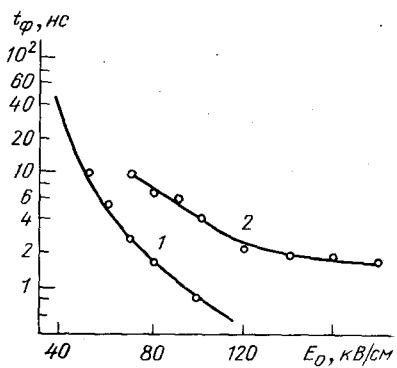


Рис. 2. Время формирования пробоя в зависимости от напряженности поля в воздухе.

Кривая 1 — результаты<sup>19</sup>; значения на кривой 1 — результаты<sup>5,20</sup> при многоэлектронном инициировании; 2 — одноэлектронное инициирование

результат. Это и явилось причиной ошибочного вывода<sup>19</sup> о справедливости стримерного разряда. Время  $t_k$  имеет важное значение при использовании

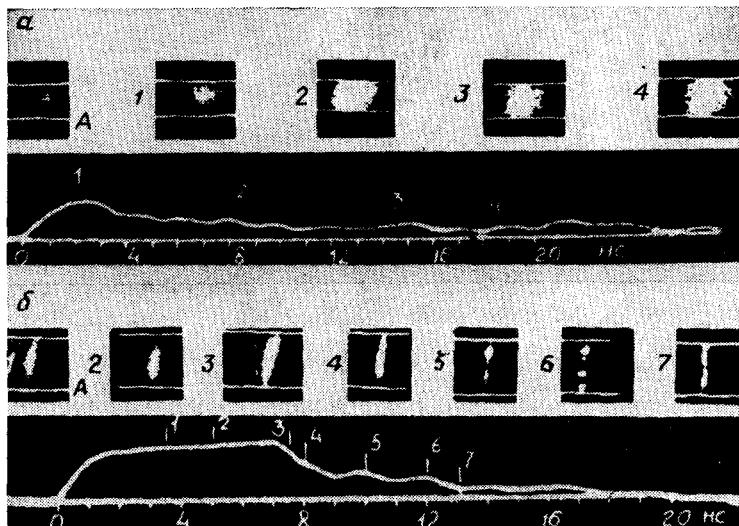


Рис. 3. Результаты электронно-оптической съемки разряда в воздухе при многоэлектронном (а) и одноэлектронном (б) инициировании<sup>23</sup>.

Длительность экспозиции 4 нс,  $p = 1$  атм. а —  $d = 0,6$  см,  $E_0 = 100$  кВ/см. б —  $d = 0,8$  см,  $E_0 = 73$  кВ/см

объемного разряда в сильноточных наносекундных коммутаторах<sup>21,22</sup>. Его можно оценить по отношению  $E_0$  к максимальной крутизне  $(dE/dt)_m$ , которая находится из (4):

$$t_k \approx \frac{E_0}{(dE/dt)_m}. \quad (6)$$

Полученное из (6) время  $t_k$  согласуется с экспериментом<sup>21</sup>.

Переход разряда в квазистационарную форму (время  $t_r$  на рис. 1) обусловлен снижением коэффициента ударной ионизации и скорости дрейфа электронов и из-за уменьшения электрического поля. В результате  $E(t)$  изменяется слабо, и можно считать, что для данной фазы характерна некоторая постоянная напряженность горения  $E_g$ <sup>5,21</sup>. Роль стадии  $t_r$  в накачке лазеров рассмотрена в следующем пункте настоящего раздела.

Методом оборванного разряда и электронно-оптической съемки<sup>23</sup> подтверждено, что в азоте, воздухе, CO<sub>2</sub> и других газах при атмосферном давлении и многоэлектронном инициировании разряд носит объемный характер (рис. 3, а). При одноэлектронном инициировании в промежутке регистрируется один или несколько узких каналов (рис. 3, б)<sup>23</sup>.

Еще до создания первых ТЕА-лазеров самостоятельный объемный разряд был применен при создании наносекундных коммутаторов<sup>9</sup>. При этом удалось устранить влияние индуктивности канала искры на крутизну роста тока и получить импульсы с фронтами до 10<sup>-10</sup> с. Максимальный коммутируемый ток достигал 10<sup>6</sup> А при площади электродов 150 см<sup>2</sup> и объеме разряда более 100 см<sup>3</sup>. Для предварительной ионизации применялся разряд по поверхности керамики с большой ε. Это был первый случай использования диэлектрического катода со скользящим разрядом для возбуждения объемного разряда в основном промежутке<sup>9</sup>. В последующем такая система стала широко применяться также и в лазерах.

## 2.2. Самостоятельные объемные разряды в газовых лазерах

Итак, общий принцип зажигания импульсных объемных разрядов состоит в образовании нужной концентрации электронов  $n_0$  в промежутке и их последующем ионизационном размножении. Начиная с 1969 г. было создано много систем возбуждения CO<sub>2</sub>-лазеров с инициированием электронов при облучении промежутка от вспомогательных разрядов различных типов: разряда с ограничением тока диэлектрическим барьером<sup>6,24</sup>, коронного<sup>25-27</sup>, искрового<sup>28</sup> и т. д.<sup>7,16</sup>. Эффективным источником фотоионизации газа явился «плазменный катод»<sup>29,30</sup>. В<sup>31</sup> предложена схема зажигания объемного разряда с двумя плазменными электродами. Для увеличения  $n_0$  предложено использовать легко ионизуемую присадку, например пары щелочных металлов<sup>12</sup>. С этой же целью в лазерную смесь CO<sub>2</sub> : N<sub>2</sub> : Не добавлялись органические соединения<sup>32</sup>. В эксимерных лазерах необходимые величины  $n_0$  иногда достигаются при ионизации рентгеновским излучением<sup>33,34</sup>. Этот способ перспективен для разрядов в зазорах длиной десятки сантиметров<sup>35</sup>. В работе<sup>36</sup> ионизация поддерживалась стационарным излучением радиоизотопов.

Обеспечение необходимой концентрации инициирующих электронов  $n_0$  — одно из основных условий формирования объемного разряда. Первая оценка  $n_0$  была сделана, исходя из условия, чтобы рост тока до максимума происходил за время, не большее времени развития лавин до критического размера<sup>9</sup>:

$$n_0 \geq \frac{j}{eN_K v} \cdot \quad (7)$$

Ряд авторов<sup>37-40</sup> производят оценку величины  $n_0$  из условия получения пространственного перекрытия лавин, появляющихся от инициирующих электронов. Перекрытие происходит тогда, когда за характерное время  $t = 1/\alpha v$  размер лавины будет не меньше чем  $n^{-1/3}$ . В зависимости от метода оценки радиуса лавины  $r$  можно записать несколько различающиеся крите-

рии. Если  $r$  оценить из условия диффузии электронов как  $r = (6Dt)^{1/2}$ , то получим<sup>37</sup>

$$n_0 \geq \left( \frac{3\alpha e E_0}{32 U_T} \right)^{3/2}, \quad (8)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии,  $U_T$  — средняя энергия электронов в лавине. Оценки  $n_0$  по (8) и другим подобным формулам приводят к  $n_0 \approx 10^6 - 10^8 \text{ см}^{-3}$ .

Экспериментальные измерения средней концентрации инициирующих электронов для конкретных конструкций лазеров проводились во многих работах<sup>16, 30, 37, 41, 42</sup>. При добавках в молекулярные газы легкоионизуемых органических соединений  $n_0$  может достигать  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ <sup>16, 41</sup>, а при их отсутствии концентрация уменьшается на несколько порядков.

Измерения<sup>42</sup> показали, что до 80% от общего числа инициирующих электронов образуется за счет фотоэффекта на катоде. Выяснение влияния фотоэффекта и фотоионизации газа в формировании объемного разряда проведено в<sup>43</sup>. Применялись два варианта инициирования электронов: только на катоде либо на катоде и в объеме газа одновременно. На рис. 4 показаны времена формирования пробоя для этих двух случаев, а на рис. 5 — фотографии свечения разряда в различные моменты времени. При поверхностном инициировании плотность вторичных электронов недостаточна для взаимного перекрытия вторичных лавин, и в промежутке развивается разряд в виде большого числа нитевидных каналов (кадр 2). При объемном инициировании возникает однородный разряд (кадр 4). Расчет  $t_\phi$  по формуле (5) при  $n_0 = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$  (рис. 4) хорошо совпал с экспериментом, что позволило оценить плотность инициирующих электронов, достаточную для зажигания объемного разряда.

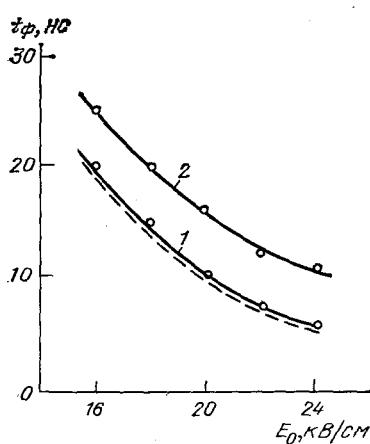


Рис. 4. Зависимость времени формирования пробоя в аргоне ( $p = 1 \text{ atm}$ ,  $d = 1 \text{ см}$ ) от напряженности при объемном (1) и поверхностном (2) инициировании разряда<sup>43</sup>.

Штриховая линия — расчет по (5)

ряд (кадр 4). Расчет  $t_\phi$  по формуле (5) при  $n_0 = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$  (рис. 4) хорошо совпал с экспериментом, что позволило оценить плотность инициирующих электронов, достаточную для зажигания объемного разряда.

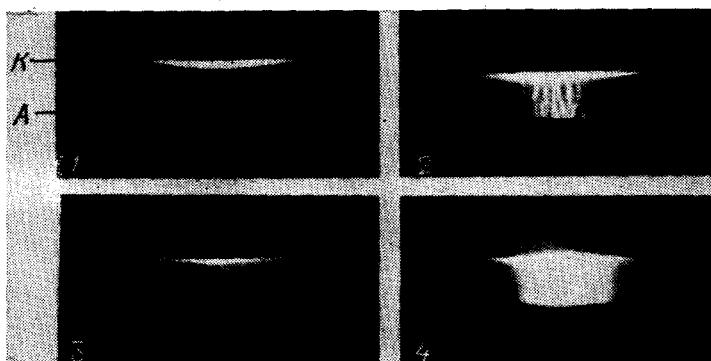


Рис. 5. Фотографии свечения промежутка в стадии  $t_\phi$  в аргоне при инициировании электронов на поверхности катода (кадры 1, 2) и на поверхности и в объеме (кадры 3, 4)<sup>43</sup>.  $U_0 = 18 \text{ kV}$ ,  $p = 1 \text{ atm}$ ,  $d = 1 \text{ см}$ . Времена горения разряда: 1 — 12,5  $\mu\text{s}$ ; 2 — 16,5  $\mu\text{s}$ ; 3 — 10  $\mu\text{s}$ ; 4 — 12,5  $\mu\text{s}$ .

Однородность горения разряда улучшается при уменьшении длительности фронта импульса<sup>39, 44, 45</sup>. Если к промежутку с концентрацией инициирующих электронов  $n_0$  прикладывается импульс с пологим фронтом, то вна-

чале при малых напряжениях электроны дрейфуют в сторону анода, но не участвуют в ионизационном размножении<sup>39</sup>. Зона вблизи катода оказывается обедненной электронами, и в ней создаются условия, благоприятные для развития стримерных каналов, либо структуры разряда, подобной показанной на рис. 5 (кадр 2). При небольших межэлектродных расстояниях  $d = 1$  см оказывается невозможным получить объемный разряд уже при длительности фронта импульса  $10^{-7}$  с<sup>45</sup>. Для зазоров в десятки сантиметров данный эффект проявляется слабее. Например, в работе<sup>35</sup> получены объемные разряды в смесях  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$  с ионизацией газа рентгеновским излучением при  $d = 20$  см и длительности фронта  $10^{-6}$  с. При времени горения 1,5 мкс вблизи катода наблюдаются незавершенные искровые каналы. Их удается устраниить при облучении промежутка в течение всей длительности фронта импульса напряжения.

Важной характеристикой разряда является напряжение горения или отношение напряженности поля к давлению  $E_r/p$ . Экспериментально для разряда в азоте и смесях  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$  установлено, что в стадии объемного горения поддерживается отношение  $E_r/p$ , близкое к пробивному<sup>23,46,47</sup>; типичные удельные энергии, введенные в газ до образования канала, составляют  $0,1 - 0,3$  Дж/см<sup>3</sup> атм<sup>7,16,37</sup>, и соответственно время устойчивого горения уменьшается при увеличении  $j$ . Напряженность  $E_r/p$  слабо зависит от плотности тока разряда<sup>48,49</sup> и уменьшается при росте давления<sup>48,50</sup>.

Определим  $E_r/p$  на основе модели лавинного размножения, принимая, что напряжение горения соответствует некоторому малому значению крутизны  $dE/dt$ <sup>21</sup>. Тогда из (4) видно, что  $E_r/p$  не зависит от волнового сопротивления, очень слабо зависит от начальной напряженности  $E_0$  и незначительно уменьшается при росте давления. Данная модель хорошо согласуется с экспериментом при временах объемной стадии  $t_r \leqslant 10^{-7}$  с и концентрациях электронов  $n \lesssim 10^{14}$  см<sup>-3</sup><sup>51</sup>. По мере снижения  $E(t)$  во времени и увеличения  $n(t)$  необходимо учитывать процессы рекомбинации. Кроме того, повышение  $n$  ведет к росту концентрации возбужденных частиц и скорость рождения заряженных частиц возрастает за счет ступенчатой ионизации<sup>48,49</sup>. Расчеты с учетом данных факторов для различных электрических цепей сделаны, например, в<sup>46,52</sup>. Относительное снижение  $E_r/p$  с учетом отмеченных причин для смесей  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$  по сравнению с теми, которые вычисляются по модели<sup>5</sup>, составляют 20—25 %. Однако при разряде в гелии, аргоне и их смесях с небольшими добавками галогено содержащих соединений, т. е. для активных сред эксимерных лазеров, роль процессов ступенчатой ионизации оказывается определяющей<sup>53—56</sup>. Здесь напряжение горения в объемной стадии в несколько раз ниже, чем определенное с учетом только коэффициента  $\alpha$ <sup>53</sup>.

Из приведенного рассмотрения ясно, что при пробое перенапряженных промежутков в процессе формирования и горения объемного разряда  $E/r$  изменяется в широких пределах. Соответственно изменяется и энергия электронов в плазме разряда (рис. 6)<sup>57</sup>. Это дает возможность применять объемные разряды для накачки лазеров различных типов. Основная доля энергии вводится в разряд в течение времени  $t_r$ . Именно на этой фазе и осуществляется, как правило, накачка лазеров на  $\text{CO}_2$  и эксимерных лазеров. Другой случай характерен для возбуждения лазеров на самоограниченных электронно-колебательных переходах молекул (например,  $\text{N}_2$  и  $\text{H}_2$ )<sup>58</sup>. Их оптимальное возбуждение осуществляется при высоких энергиях электронов и малых

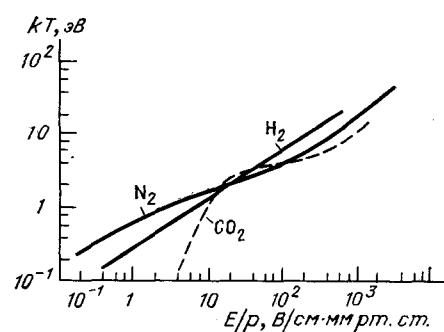


Рис. 6. Измеренные средние энергии электронов в лавинах для разных газов в зависимости от  $E/p$ <sup>57</sup>

длительностях горения, ограниченных временем жизни верхнего уровня. Накачка таких систем производится обычно в условиях высоких  $E/p$ , т.е. на участке быстрого спада напряжения  $t_k$  и на фронте роста тока разряда.

Развитие техники лазеров с самостоятельным разрядом высокого давления позволило решить проблему зажигания таких разрядов в объемах сотни литров, промежутках в десятки сантиметров, и довести уровень энергии  $\text{CO}_2$ -лазеров до килоджоулей. Разряды для  $d = 20-30$  см получены при использовании ультрафиолетовой предионизации<sup>27,28,59</sup>, в смесях с добавками органических соединений<sup>60</sup>, при инициировании электронов низкоэнергетичным рентгеновским излучением<sup>35</sup>. В<sup>61</sup> для формирования разряда применялся дополнительный генератор коротких импульсов, а затем от основного накопителя вводилась энергия за время 2–3 мкс.

Использование самостоятельного объемного разряда в лазерах имеет определенные ограничения. Например, трудно получить активную среду при давлениях выше атмосферного. Время горения обычно не превышает  $10^{-6}$  с, что связано с контракцией. В  $\text{CO}_2$  и  $\text{CO}$ -лазерах величина  $E_r/p$  оказывается выше, чем требуется для оптимальной накачки<sup>8</sup>. Выход из положения был найден после открытия несамостоятельных объемных разрядов с ионизацией газа пучком быстрых электронов.

### 3. НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ ОБЪЕМНЫЙ РАЗРЯД

Этот разряд был впервые осуществлен в работе<sup>9</sup>. К межэлектродному промежутку при давлении азота до 15 атм прикладывалось напряжение существенно ниже пробивного, и в промежуток через катод из алюминиевой

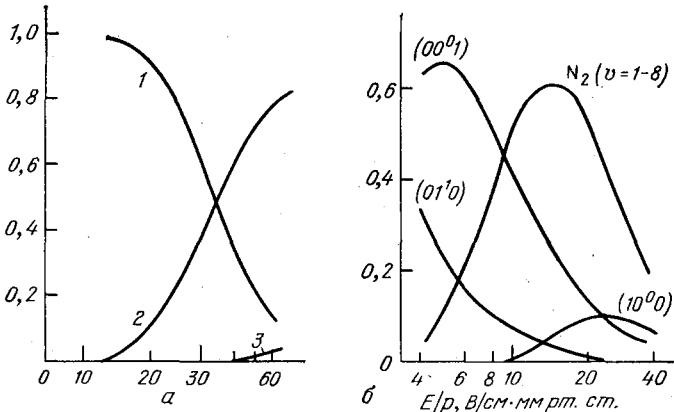


Рис. 7. Доля энергии, передаваемая в разряд на возбуждение и ионизацию различных уровней в азоте (а)<sup>62</sup> и смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 = 1 : 1$  (б)<sup>65</sup> в зависимости от  $E/p$ .  
1 — колебательные уровни;  
2 — электронные уровни;  
3 — ионизация

фольги инжектировался электронный пучок с плотностью тока  $4 \text{ A/cm}^2$ , длительностью 20 нс и энергией 400 кэВ. Амплитуда тока разряда достигала при этом 12 кА. Данные опыты были логическим продолжением работ по многоэлектронному инициированию и преследовали цели получения стабильного запуска разрядников и полного управления током при коммутации. Подробное исследование несамостоятельного разряда применительно к указанной проблеме проведено в<sup>62</sup>. В частности, осуществлен запуск коммутатора с несамостоятельным разрядом при напряжении до 1 МВ и токе 40 кА.

Несамостоятельный разряд с ионизацией газа электронным пучком в  $\text{CO}_2$ -лазерах был впервые применен в работах<sup>10,11,63</sup>. В этих лазерах удалось снизить напряжение горения и повысить эффективность накачки колебательных уровней молекул  $\text{N}_2$  и  $\text{CO}_2$ . Данное положение иллюстрируется расчетами, представленными на рис. 7<sup>64,65</sup>. Физика и техника  $\text{CO}_2$ -лазеров получили сразу бурное развитие. В течение нескольких лет энергия лазеров и объем активной среды возросли от долей джоуля и единиц  $\text{cm}^3$ <sup>10,63</sup> до 5 кДж и

сотен литров<sup>66</sup>. При создании первых лазеров использовались разряды с длительностью тока  $10^{-7} - 10^{-5}$  с<sup>63,67</sup>, а затем был реализован непрерывный режим в потоке газа атмосферного давления<sup>68</sup>.

Лазеры с накачкой несамостоятельным разрядом при ионизации газа электронным пучком предложено называть электроионизационными<sup>69</sup>. Результаты исследований объемных разрядов и их использования в молекулярных лазерах обобщены в обзорах<sup>7,69-73</sup>. Специальные обзоры посвящены эксимерным лазерам<sup>13,55,74,75</sup>.

Основные закономерности протекания тока в разрядах с ионизацией газа электронным пучком на качественном уровне можно рассмотреть следующим образом. Пусть в межэлектродном промежутке, к которому приложено напряжение  $U_0$ , обеспечивается объемная скорость ионизации  $\psi$ , а гибель заряженных частиц обусловлена рекомбинацией. Тогда зависимость тока разряда от времени находится при решении уравнений

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \alpha v n + \psi - \beta n^2, \quad (9)$$

$$j = e n \mu E, \quad (10)$$

где  $\beta$  — коэффициент рекомбинации,  $n$  — концентрация электронов,  $\mu$  — подвижность. Уравнения (9), (10) справедливы, когда концентрация электронов в столбе разряда достаточно высока  $n \geq 10^{11}$  см<sup>-3</sup>. При этом поддержание тока в катодном слое осуществляется за счет ударной ионизации и вторичных процессов на катоде. При катодное падение потенциала  $U_k$  в типичных условиях накачки лазеров высокого давления  $U_k \ll U_0$ , а длина слоя  $l_k \ll d$ <sup>63,69</sup>.

При  $\alpha v \ll \beta n$ , т.е. для несамостоятельного режима горения, из (9) получим зависимость концентрации электронов в столбе разряда от времени после включения внешнего ионизатора (пучка электронов):

$$n(t) = \left( \frac{\psi}{\beta} \right)^{1/2} \operatorname{th} [(\psi \beta)^{1/2} t]. \quad (11)$$

Концентрация  $n(t)$  стремится к стационарному значению  $n_c = (\psi / \beta)^{1/2}$  с характерным временем  $t_c = (\psi \beta)^{-1/2}$ . При больших длительностях тока пучка ( $t_n \gg t_c$ ) имеем разряд, поддерживаемый пучком. Удельная энергия разряда определяется из соотношения

$$w = e \mu \left( \frac{\psi}{\beta} \right)^{1/2} E_0^2 t_n. \quad (12)$$

Если  $t_n < t_c$ , то имеем разряд, инициируемый пучком электронов, т.е. за короткое время в промежутке создается концентрация  $n_0 = \psi t_n$ , а затем происходит рекомбинационный распад плазмы по закону

$$n(t) = n_0 (1 + \beta n_0 t)^{-1}. \quad (13)$$

Здесь удельная энергия, введенная в газ, определяется как

$$w = \frac{e \mu E_0^2}{\beta} \ln \frac{n_0}{n_k}, \quad (14)$$

где  $n_k$  — некоторая критическая концентрация электронов, после достижения которой в катодном слое практически не происходит искажения электрического поля пространственным зарядом, не обеспечиваются вторичные процессы, и ток разряда прекращается<sup>69</sup>.

Несамостоятельный разряд впервые был получен в режиме инициирования электронным пучком<sup>9,62</sup>. Амплитудное значение плотности тока в этом случае, согласно (10), (11),  $j = e \psi t_n \mu E_0$ . Поскольку  $\mu \sim p^{-1}$ , а  $\psi \sim p$ , то  $j$  не зависит от давления газа и пропорциональна напряженности поля. Эти выводы подтверждаются экспериментом<sup>62</sup> (рис. 8). Из (11) и (12) следует,

что в несамостоятельный разряде, поддерживаемом пучком, плотность тока  $j \sim j_{\Pi}^{1/2}$ , а удельная энергия  $w \sim E_0^2$ . Эксперимент дает такие же зависимости (рис. 9)<sup>66</sup>.

Зажигание разряда с внешней ионизацией газа электронным пучком обычно проводится при инжекции пучка в промежуток через катод. При высоких давлениях газа либо больших межэлектродных расстояниях энергия электронов может быть недостаточной, чтобы равномерно ионизовать зазор по глубине. Как замечено в<sup>62</sup>, при малых энергиях электронов объемный разряд горит неустойчиво и переходит в искровой. Поэтому на обеспечение однородности  $\psi(x)$  обращается в экспериментах с большими межэлектродными

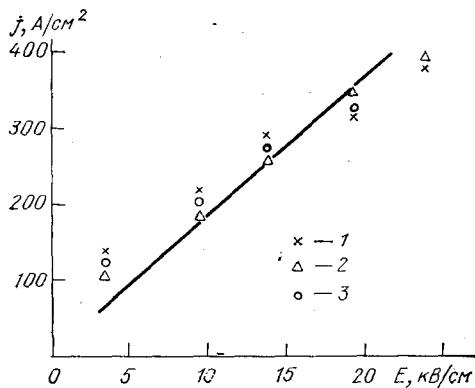


Рис. 8. Плотность тока несамостоятельного разряда в азоте при инициации электронным пучком длительностью 20 нс в зависимости от напряженности поля<sup>62</sup>.  
 $j_{\Pi} = 10 \text{ A/cm}^2$ ; 1— $p = 4 \text{ atm}$ ; 2—7 atm; 3—10 atm

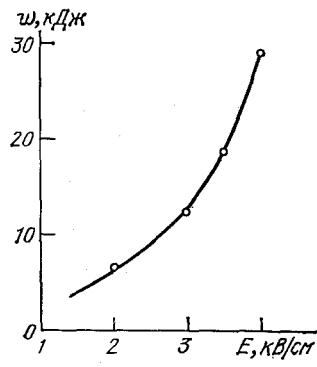


Рис. 9. Зависимость энергии, вводимой в объем 270 л, при несамостоятельном разряде от напряженности поля<sup>66</sup>. Смесь  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1:1:3$ , плотность тока пучка  $j_{\Pi} = 0,4 \text{ A/cm}^2$ ,  $t_{\Pi} = 1,2 \text{ мкс}$

промежутками особое внимание<sup>73,76-79</sup>. Скорость ионизации газа определяется из соотношения

$$\psi(x) = \frac{j_{\Pi} D(x)}{e\varepsilon}, \quad (15)$$

где  $D(x)$  — распределение энергии, потерянной быстрыми электронами в газе в расчете на один электрон,  $j_{\Pi}$  — плотность тока пучка,  $\varepsilon$  — средняя энергия образования электрон-ионной пары. Распределение  $D(x)$  с учетом влияния электрического поля рассчитывается многошаговым методом<sup>73,80</sup> либо методом Монте-Карло<sup>77,78,81</sup>. Использование этих расчетов позволило объяснить особенности вольт-амперной характеристики разряда при неравномерной ионизации<sup>73</sup>.

Если  $\psi(x)$  изменяется по глубине промежутка, то распределение электрического поля  $E(x)$  определяется из соотношения

$$E(x) = \left( \frac{\beta}{\psi(x)} \right)^{1/2} \frac{j}{e\mu}. \quad (16)$$

Из (16) следует, что в области слабой ионизации происходит увеличение электрического поля. Наличие зоны повышенной напряженности приводит к образованию и быстрому развитию искрового канала. Еще одной причиной искажения поля в столбе может явиться наличие термализованных электронов пучка, вследствие чего в промежутке образуется нескомпенсированный отрицательный объемный заряд. Это приводит к росту поля в области столба разряда, примыкающей к аноду и также ускоряет процесс контракции. Упо-

мнутные выше эффекты ускорения контракции за счет неоднородности  $E(x)$ , создаваемой в процессе инъекции электронов в газ, получили название инженционной неустойчивости объемного разряда<sup>79</sup>.

#### 4. КОНТРАКЦИЯ ИМПУЛЬСНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА

##### 4.1. Общее описание процесса контракции

Характерной особенностью объемного разряда при высоких давлениях газа является ограниченное время горения  $t_g$ , спустя которое разряд переходит в канальную форму. Такой переход сопровождается перераспределением тока в столбе и локализацией тока на электродах в области катодного и анодного пятен. При объяснении механизма контракции вначале получила распространение точка зрения, заключающаяся в том, что контракция обусловлена неустойчивостями, возникающими в столбе разряда<sup>71,82-84</sup>. Критерием неустойчивости в моделях, предлагаемых различными авторами, было достижение некоторых пороговых энергий, выделяющихся в столбе. Данный подход правильно описывал основную тенденцию: уменьшение времени  $t_g$  при увеличении подводимой к разряду мощности. Однако он не позволил объяснить некоторые эффекты, например зависимость времени горения разряда от давления, сильное влияние напряженности поля в столбе на время горения разряда и др. Кроме того, ряд моделей вообще не затрагивал вопроса о том, как формируется канал разряда.

С другой стороны, были получены экспериментальные факты, показывающие, что переход к канальной стадии инициируется неустойчивостями в приэлектродных областях. При таунсендовском механизме пробоя в стадии объемного горения обнаружены сгустки прикатодной плазмы, обусловленные возникновением катодных пятен<sup>85</sup> и переходом к канальному разряду за счет распространения канала со стороны электролов<sup>86</sup>. О влиянии процесса образования катодных пятен на устойчивость объемного разряда и о формировании высокопроводящих каналов при их распространении из пятен сообщалось для самостоятельных объемных разрядов в<sup>22, 87</sup>, для разрядов с ионизационным размножением, инициируемых электронным пучком в<sup>88</sup>, для несамостоятельных разрядов длительностью  $10^{-4}$  с и стационарных разрядов атмосферного давления в<sup>89-91</sup>. В соответствии с развитой в<sup>72</sup> концепцией переход от объемного разряда к канальному происходит в две стадии: вначале образуются возмущения в приэлектродных областях (катодные и анодные пятна), а затем из пятен распространяются высокопроводящие каналы. Детальное рассмотрение описанного механизма контракции проведено в<sup>51,73</sup>.

##### 4.2. Формирование и особенности функционирования катодных пятен

Экспериментальные исследования объемных разрядов в широком диапазоне плотностей токов  $1-10^4$  А/см<sup>2</sup> и длительностей горения  $10^{-4}-10^{-8}$  с показали, что переход к канальной стадии в большинстве случаев инициируется при возникновении катодного пятна. В работе<sup>79</sup> обоснован взрывоэмиссионный механизм возникновения пятна при наличии вблизи катода электрических полей  $E_k \approx 10^6$  В/см и более. Причины достижения таких полей при различных плотностях тока объемного разряда могут быть различными<sup>73</sup>. Прежде всего выделим разряды с высокой плотностью тока  $j \geq 100$  А/см<sup>2</sup> и длительностью горения  $t_g \leq 10^{-6}$  с. Здесь необходимая для микровзрыва критическая напряженность может обеспечиваться высокой концентрацией положительных ионов в катодном слое объемного разряда<sup>79</sup>. Например, определение поля на катоде в области аномальных плотностей тока для азота

и кислорода можно провести из аппроксимаций:<sup>51</sup>

$$\frac{E_K}{p} = 1,1 \cdot 10^5 \left( \frac{j}{p^2} \right)^{0,6}, \quad \frac{E_K}{p} = 6,46 \cdot 10^4 \left( \frac{j}{p^2} \right)^{0,47}, \quad (17)$$

где размерности величин следующие:  $E_K$  [В/см],  $j/p^2$  [А/см<sup>2</sup> (мм рт. ст.)<sup>2</sup>]. Видно, что для азота при  $p = 1$  атм и нормальной плотности тока  $j_H/p^2 = 4 \cdot 10^{-4}$  А/см<sup>2</sup> (мм рт. ст.)<sup>2</sup> имеем поле на катоде  $E_K = 0,76 \cdot 10^6$  В/см. С учетом усиления на микронеоднородностях катодной поверхности такие величины достаточны для инициирования взрывной эмиссии<sup>87</sup>.

Указанный механизм образования пятна подтвержден следующими экспериментальными фактами. В момент возникновения плазменного факела вблизи катода в спектре свечения наблюдаются линии атомов и ионов материала катода, а на поверхности регистрируются микрократеры. Плотность тока через микрократеры достигает  $4 \cdot 10^8$  А/см<sup>2</sup><sup>51</sup>, а сами кратеры привязаны к участкам с повышенной электронной эмиссией<sup>92</sup>. Увеличение длительности горения объемных разрядов осуществляется за счет устранения участков с автоэмиссией при обработке катода. Этим путем в работе<sup>92</sup> получен разряд в азоте с плотностью тока  $2 \cdot 10^3$  А/см<sup>2</sup>, длительностью горения  $t_g = 300$  нс и удельной энергией, введенной в газ,  $w = 15$  Дж/см<sup>3</sup>·атм.

В большинстве экспериментов с объемными разрядами не предпринимаются специальные меры по обезгаживанию поверхности катода, и на нем неизбежно присутствуют загрязнения, диэлектрические вкрапления, пленки окислов. В таких условиях катодные пятна возникают при низких плотностях тока, когда в соответствии с (17) поле  $E_K$  заведомо не достигает критических величин. Важную роль играет зарядка внешней поверхности загрязняющей пленки ионным током<sup>51,93</sup>, в результате чего поле на катоде возрастает до значений, вызывающих автоэмиссию, пробой пленки и образование катодного пятна. Если принять, что стока заряда с пленки не происходит, то время формирования катодного пятна можно оценить из формулы

$$t_p = \frac{E_{pr}\epsilon}{j}, \quad (18)$$

где  $E_{pr}$  — пробивная напряженность пленки,  $\epsilon$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость,  $j$  — плотность ионного тока. Для тлеющих разрядов низкого давления данный механизм обоснован в<sup>93</sup>, а для разрядов повышенного давления, инициируемых электронным пучком в<sup>51,73</sup>. В частности, проведена экспериментальная проверка соотношения (18) и показано, что пятно инициируется при достижении полей  $E_{pr} = (2-4) \cdot 10^6$  В/см. Аналогичный механизм имеет место и при инициировании пятна на аноде<sup>51</sup>, поскольку в прианодной области преобладает электронный ток и диэлектрические пленки могут заряжаться этим током до пробивного потенциала. В работе<sup>94</sup> обнаружено регулярное расположение пятен по поверхности катода в несамостоятельном разряде. Оказалось, что данный эффект обусловлен развитием неустойчивости катодного слоя в области отрицательного наклона вольт-амперной характеристики. Такая интерпретация позволила объяснить причину регулярности пятен на катоде<sup>73</sup>.

После возникновения пятна происходит стягивание на него части тока столба объемного разряда и вдоль образовавшейся зоны с повышенной плотностью тока распространяется высокопроводящий контрагированный искровой канал. Продвижение канала обусловлено увеличением электрического поля на его вершине и увеличением выделяемой удельной мощности. Одной из общих закономерностей, наблюдавшихся в экспериментах, является более существенное влияние на скорость распространения канала напряженности поля в столбе, чем плотности тока<sup>72</sup>. При изменении  $E/p$  от 5—8 В/см × × мм рт. ст. до (30—35) В/см·мм рт. ст. скорости роста высокопроводящих каналов изменяются от звуковых ( $10^4$  см/с)<sup>90,95-99</sup> до  $10^6$ — $10^7$  см/с<sup>88,100</sup>. Кро-

ме того, скорость увеличивается при увеличении давления газа  ${}^{100}$ . Некоторые модели, описывающие продвижение канала, изложены в работах  ${}^{95-101}$ .

Таким образом, условия горения разряда на объемной стадии определяют механизм возникновения катодного пятна и последующего развития канала. Обобщение экспериментальных результатов позволяет разделить диапазон параметров разряда  $E/p$  и  $j$  на некоторые области, для которых характерны специфические режимы функционирования пятен и распространения канала. Подобное разделение для разряда, инициируемого электронным пучком в азоте при  $p = 100$  мм рт. ст., показано на рис. 10  ${}^{102}$ .

При  $E/p < 9$  В/см·мм рт. ст. перехода объемного разряда в искровой не наблюдается. Область I (рис. 10, a) соответствует неустойчивому горению пятна, т.е. режиму, в котором наблюдаются обрывы тока в пятне и повторное зажигание пятна. Зависимость времени устойчивого горения пятна от

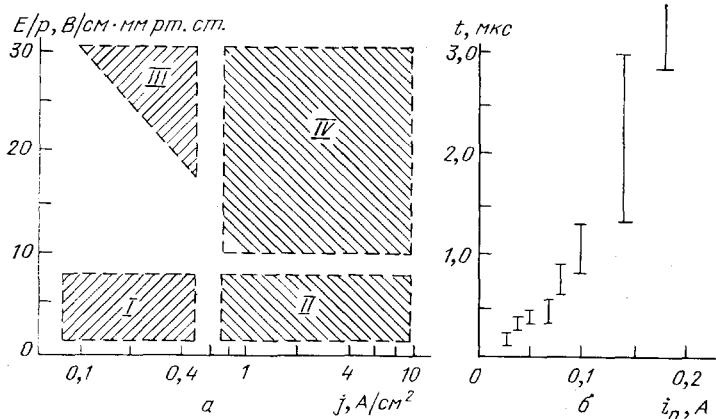


Рис. 10. Области различных режимов горения I — IV катодного пятна (a) и зависимость длительности устойчивого функционирования пятна от тока на него (б)  ${}^{102}$

тока на него  $i_n$  показана на рис. 10, б. При увеличении  $j$  имеем также и рост  $i_n$ . Для  $j$ , принадлежащих области II, пятно горит устойчиво. Кроме того, здесь наблюдается явление распространения пятен по поверхности катода, что приводит к образованию на катоде фигур в виде ветвящихся каналов, фотографии которых представлены в  ${}^{51,73}$ . Повышение  $E/p$  приводит к распространению искрового канала в сторону анода. По мере роста длины канала ток через него и, следовательно, ток на катодное пятно возрастает. Это приводит к стабильному горению пятен для низких  $j$ , но высоких  $E/p$  (область III).

В заключение данного раздела обратим внимание на особенности процесса контракции разряда в активных средах эксимерных лазеров. Исследования разряда с внешней ионизацией газа электронным пучком  ${}^{53}$  и самостоятельного разряда  ${}^{103}$  показали, что при небольшом содержании галогенидов (около 0,1 % и менее) не наблюдается завершающая фаза контракции — прорастание из пятна высокопроводящего канала. На поверхности катода образуется большое число пятен и привязанных к ним диффузных каналов. Такие образования перекрываются между собой, давая столб однородной в пространстве плазмы, но на меньшей, чем первоначально, площади электродов. Разряд характеризуется низкими напряжениями горения и поддержанием проводимости за счет ступенчатой ионизации метастабильных атомов и молекул благородных газов  ${}^{53,54}$ . Эта фаза была названа сильноточным диффузным разрядом. Длительность горения такого разряда составляет  $10^{-6}$  с и более. В лазерах на галогенидах благородных газов с самостоятельным разрядом для предотвращения контракции обычно применяются схемы, позволяющие ввести в газ энергию за малое время  $10^{-7}$  с  ${}^{73}$ . Однако другой, альтернативный, путь состоит в том, чтобы не допустить повышения плотности тока

разряда за счет его стягивания на часть поверхности катода. Это достигается созданием за счет профилирования электродов однородного поля в разрядной зоне и распределением пятен по всей площади катода<sup>51</sup>. Кроме того, плотность тока можно регулировать изменением индуктивности электрической цепи<sup>53</sup>. Указанные меры позволили получить объемные разряды с ионизационным размножением, пригодные для накачки лазеров на галогенидах с длительностью горения  $10^{-6}$  с<sup>53</sup> и получить генерацию в таком режиме<sup>104</sup>.

## 5. ИМПУЛЬСНЫЕ СО<sub>2</sub>-ЛАЗЕРЫ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

### 5.1. Коэффициент усиления, энергетические и спектральные параметры импульсов в режиме генерации

Развитие методов зажигания объемных разрядов позволило осуществлять накачку СО<sub>2</sub>-лазеров высокого давления в диапазоне длительностей импульса  $10^{-7}$ — $10^{-4}$  с. Уже в первых экспериментах<sup>63,69</sup> было показано, что основные закономерности кинетических процессов при давлениях вплоть до десятков атмосфер остаются такими же, как и при низких давлениях. Соответственно сохраняются все достоинства разряда в смесях СО<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:Не как высокоэффективной среды лазера в ИК диапазоне спектра. В частности, накачка верхнего лазерного уровня молекулы СО<sub>2</sub> (00<sup>0</sup> 1) осуществляется электронным ударом и при передаче возбуждения от первого колебательного состояния ( $v = 1$ ) азота. Разрушение возбужденных частиц, если исключить индуцированное излучение, происходит в процессах колебательной релаксации при столкновениях молекул. Обширные данные по временам релаксации<sup>7,69,70</sup> показывают, что увеличение скорости протекания реакций полностью определяется давлением газа. При этом для  $p = 1$  атм время жизни верхнего лазерного уровня имеет порядок  $10^{-5}$  с, что существенно превышает времена разгрузки нижних состояний симметричного и деформационного типа колебаний СО<sub>2</sub>, а также время передачи энергии от N<sub>2</sub> к СО<sub>2</sub>.

Переход к высоким давлениям газа позволил решить ряд принципиальных задач физики и техники газовых лазеров.

1. За счет повышения концентрации частиц на несколько порядков увеличена удельная энергия<sup>63,69</sup>, а увеличение объема активной среды позволило получить полные энергии на уровне  $10^3$ — $10^4$  Дж<sup>66,105</sup>.

2. Получены средние мощности излучения порядка и более  $10^4$  Вт для лазеров в непрерывном и импульсно-периодическом режиме<sup>16,106</sup>.

3. Достигнуто управление формой импульса генерации и получены ультракороткие импульсы<sup>7,16</sup>. Созданы усилительные модули с выходной энергией выше  $10^3$  Дж при длительности  $10^{-9}$  с. На их основе разработана и испытывается установка для целей инерциального УТС на полную энергию 40 кДж (система «Antares»)<sup>107,108</sup>.

4. Осуществлена плавная перестройка генерируемой частоты в широком диапазоне колебательно-вращательных переходов Р- и R-ветви молекулы СО<sub>2</sub><sup>69</sup>.

Рассмотрим основные закономерности излучения СО<sub>2</sub>-лазеров. Важной характеристикой активной среды является коэффициент усиления  $\kappa$ . В общем случае  $\kappa$  в центре линии генерации пропорционален плотности инверсии  $\Delta N$  и обратно пропорционален ширине линии излучения. Типичные условия возбуждения лазеров соответствуют удельным энергиям, вводимым в разряд,  $w \leq 0,3$  Дж/см<sup>3</sup>·атм, так как при этом еще не существенно проявляются отрицательные эффекты, связанные с нагревом активной среды. Отталкиваясь от длительности импульса накачки  $t_n$  или от удельной мощности, выделяемой в газе, можно выделить два предельных случая возбуждения:  $t_n \ll t_b$  и  $t_n \gg t_b$ , где  $t_b$  — время жизни верхнего лазерного уровня.

Результаты измерения коэффициента усиления при высоких мощностях накачки показаны на рис. 11<sup>109</sup>. Смесь  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 = 1 : 2$  возбуждалась в разряде, инициируемом электронным пучком, при  $t_{\text{и}} = 2 \cdot 10^{-7}$  с. Измерения проводились методом калиброванных потерь на лазере с длиной активной среды 8 см. В данном режиме получены высокие коэффициенты усиления, причем видно, что  $\kappa$  определяется удельным энерговкладом  $w/p$ . Для  $w/p \leqslant 0,4 \text{ Дж}/\text{см}^3 \cdot \text{атм}$  инверсная населенность  $\Delta N \sim w/p$ , что и обуславливает линейный рост  $\kappa$ . При более высоких  $w/p$  рост коэффициента усиления замедляется. В данных измерениях еще не сказывается влияние перекрытия линий колебательно-вращательного спектра, которое приводит к увеличению  $\kappa$  при  $p \geqslant 8 \text{ атм}$ <sup>110,111</sup>.

Результаты измерений коэффициента усиления методом зондирования слабым сигналом в другом предельном случае ( $t_{\text{и}} > t_{\text{в}}$ ) представлены на рис. 12<sup>112</sup>. Здесь несамостоятельный разряд длительностью  $10^{-4}$  с и выделяемой

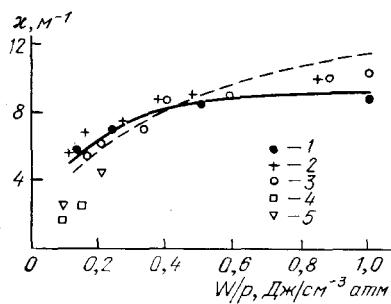


Рис. 11. Зависимость коэффициента усиления от удельной энергии при накачке смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 = 1 : 2$  разрядом, инициируемым пучком электронов длительностью  $10 \text{ нс}$ <sup>109</sup>.

1 —  $p = 1 \text{ атм}$ ; 2 —  $2 \text{ атм}$ ; 3 —  $3 \text{ атм}$ ;  
4, 5 — данные<sup>109</sup>; штриховая кривая — расчет

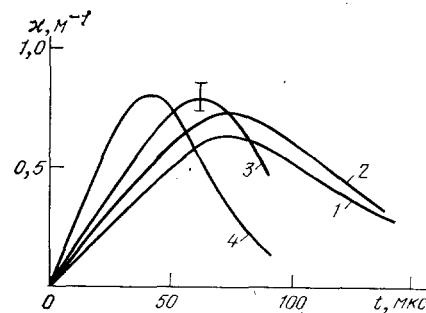


Рис. 12. Зависимость коэффициента усиления от времени в квазистационарном режиме накачки для смесей  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$

1 —  $1 : 8 : 1$ ; 2 —  $1 : 6 : 3$ ; 3 —  $1 : 4 : 5$ ; 4 —  $2 : 5 : 3$ ;  $p = 1 \text{ атм}$ , мощность накачки  $2 \text{kVt}/\text{см}^3$

удельной мощностью  $2 \text{ кВт}/\text{см}^3$  поддерживается пучком электронов ( $j_{\text{п}} = 100 \text{ мА}/\text{см}^2$ ). В отличие от условий, представленных на рис. 11, за время  $t_{\text{и}}$  успевает происходить разрушение верхнего лазерного уровня и, следовательно, подкачка на него энергии от колебательно возбужденных молекул азота. Именно этот процесс определяет зависимость  $\kappa(t)$ . Максимум коэффициента усиления достигается за характерное время  $([N_2] + [CO_2]) \times t_{\text{в}} / [CO_2]$ , где  $[N_2], [CO_2]$  — концентрации азота и углекислого газа, а спад  $\kappa(t)$  обусловлен перегревом активной среды.

Рассмотренные режимы накачки определяют и существенно различную форму импульса генерации лазерного излучения. При малых мощностях форма импульса излучения повторяет форму импульса накачки<sup>113</sup>. При высоких скоростях ввода энергии в среду, характерных, например, для лазеров с самостоятельным разрядом, возникает ситуация, когда превышение инверсной населенности над пороговой происходит значительно быстрее, чем устанавливается световое поле в резонаторе. На импульсе излучения в этом случае наблюдается вначале резкий пик длительностью  $10^{-7}$  с, связанный с разгрузкой уровня 00<sup>1</sup>, а затем более продолжительный импульс с низким уровнем мощности. Вид «хвоста» импульса излучения определяется передачей энергии с  $N_2$  на  $CO_2$ , разрушением нижнего уровня, а также временами установления в резонаторе поперечных мод высшего порядка. Разработанные теоретические модели  $\text{CO}_2$ -лазера позволяют предсказывать такой вид импульса генерации<sup>7</sup> и вычислять задержку светового импульса относительно тока накачки (рис. 13)<sup>114</sup>.

Выходная энергия  $\text{CO}_2$ -лазера определяется главным образом условиями накачки, т.е. отношением  $E/p$  в стадии горения разряда, подводимой мощностью, составом смеси и т.д. В различных режимах накачки получены к.п.д. по выходной энергии излучения относительно энергии, введенной в объем, в пределах 10—30%. Наибольшую эффективность имеют лазеры с несамостоятельным разрядом при длительности накачки  $t_n \geq 10^{-6}$  с. Пример оптимизации к.п.д. для лазера на основе несамостоятельного разряда ( $t_n = 10^{-6}$  с) в смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 3$  с активным объемом  $10 \times 10 \times 100 \text{ см}^3$  показан на рис. 14<sup>115</sup>.

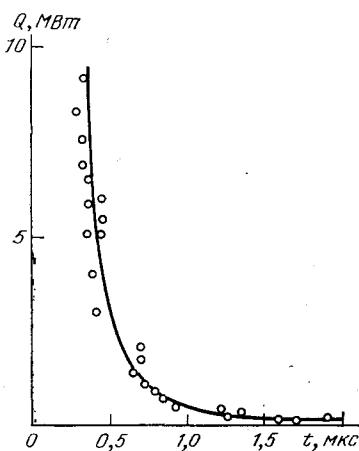


Рис. 13. Время задержки первого пика излучения при различных мощностях  $Q$  выходного излучения и соответствующими мощностями накачки в  $\text{CO}_2$ -лазере с самостоятельным разрядом<sup>114</sup>.

Кривая — расчет, знаки — данные эксперимента

запо, что генерация осуществляется на нескольких линиях, причем интенсивное излучение первого пика приводит к перераспределению населенностей

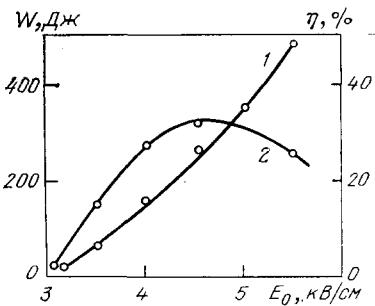


Рис. 14. Энергия излучения и коэффициент полезного действия  $\text{CO}_2$ -лазера с несамостоятельным разрядом в зависимости от напряженности поля<sup>115</sup>.

Объем активной среды — 100 литров, смесь  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 3$ ,  $p = 1 \text{ атм}$ ,  $t_n = 10^{-6}$  с

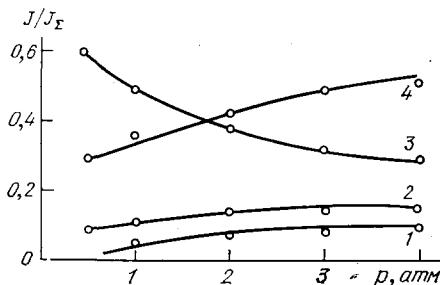


Рис. 15. Зависимость отношения интенсивности излучения  $J$  на переходах  $00^1 - 10^0$  Р-ветви к полной интенсивности  $J_0$  от давления газа<sup>116</sup> в смеси

$\text{CO}_2 : \text{N}_2 = 1 : 2$ .

1 —  $P_{16}$ ; 2 —  $P_{14}$ ; 3 —  $P_{22}$ ; 4 —  $P_{20}$

вращательных уровней и соответственно перераспределению мощности излучения на отдельных переходах.

## 5.2. Перестройка частоты лазерного излучения

В работах<sup>119,120</sup> показано, что перекрытие вращательных линий молекулы  $\text{CO}_2$  при высоких давлениях дает возможность осуществлять плавную перестройку частоты генерации лазера. Для этого необходимо использовать

селективный резонатор, разрешение которого выше, чем разность частот между центрами соседних линий. Кроме того, условия накачки должны обеспечивать превышения коэффициента усиления в провале между линиями над пороговым. Иными словами, следует выбирать достаточно высокий параметр  $\chi l$ , где  $l$  — длина активной области. Осуществление перестройки частоты  $\text{CO}_2$ -лазера продемонстрировано в экспериментах <sup>120–124</sup>. Расширение диапазона перестройки достигалось здесь главным образом за счет улучшения разрешения селектирующих элементов:

дифракционных решеток <sup>120–122</sup> и эталонов Фабри–Перо <sup>123, 124</sup>. Был достигнут диапазон перестройки до  $70 \text{ см}^{-1}$ .

Важное значение в решении задачи повышения энергии излучения перестраиваемого лазера и расширения диапазона частот имеет выбор режима накачки, обеспечивающего необходимое значение  $\chi l$ , и увеличение апертуры активного объема. Эти задачи решались в работе <sup>125</sup>. Создание активной среды длиной 100 см осуществлялось несамостоятельным разрядом, поддерживающим пучком электронов с плотностью тока  $2 \text{ A/cm}^2$  и длительностью  $t_p = 1,2 \text{ мкс}$ . Апертура резонатора задавалась диафрагмами диаметром 0,6 см, что обеспечивало одномодовую генерацию. Селектирующим элементом служила дифракционная решетка. Показано, что имеется ограничение в увеличении коэффициента усиления, поскольку лазер переходит в режим самовозбуждения. Увеличение апертуры затруднено тем, что нарушается одномодовость генерации и возникают поперечные типы колебаний. Поперечные моды подавлялись путем введения в резонатор специальных диафрагм. В целом выбор режима накачки позволил создать лазер с энергией перестраиваемого по частоте излучения в несколько джоулей при полном диапазоне перестройки  $108 \text{ см}^{-1}$  (рис. 16) <sup>125</sup>.

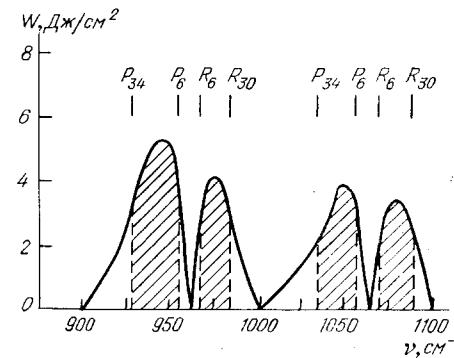


Рис. 16. Диапазон плавной перестройки частоты (заштрихован) на лазерных переходах молекулы  $\text{CO}_2$  <sup>125</sup>

### 5.3. Получение коротких импульсов излучения

Один из распространенных методов получения импульсов длительностью  $10^{-9} \text{ с}$  и менее состоит в использовании явления синхронизации мод <sup>7</sup>. Применяется активная <sup>126, 127</sup>, пассивная <sup>128</sup> и самосинхронизация мод <sup>129</sup>. Однако тенденция уменьшения длительности излучения  $\text{CO}_2$ -лазеров при росте давления активной среды стимулировала исследования, направленные на получение коротких импульсов в режиме свободной генерации. Общие принципы получения таких импульсов, развитые в <sup>117</sup>, заключаются в том, что необходимо уменьшать длину резонатора и повышать мощность накачки, сохраняя произведение  $\chi l_p$ . Кроме того, следует добиваться устранения второго пика излучения, характерного для высоких мощностей, например, подбором состава  $\text{CO}_2 : \text{N}_2$  в смеси газов. Эксперименты по сокращению длительности импульса описанным способом приведены в <sup>130, 131</sup>. Активная среда объемом  $3,5 \times 4 \times 25 \text{ см}^3$  создавалась в разряде, инициируемом пучком с плотностью тока  $60 \text{ A/cm}^2$  и длительностью 20 нс <sup>130</sup>. Опыты проведены в  $\text{CO}_2$  и смесях  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$ . Увеличение давления в чистом  $\text{CO}_2$  приводило к уменьшению длительности импульса генерации  $t_{\text{л}}$ . При  $p = 4 \text{ атм}$  и длине резонатора  $l_p = 75 \text{ см}$  получено  $t_{\text{л}} = 80 \text{ нс}$ . Уменьшение  $l_p$  до 40 см примерно в три раза сократило  $t_{\text{л}}$ . На рис. 17 <sup>130</sup> показана зависимость длительности импульса от процентного содержания азота при полном давлении  $p = 3 \text{ атм}$ . Здесь

достигнута длительность первого пика  $t_{\text{л}} = 10$  нс. Характерным для описываемых условий является многочастотность генерации на переходах  $P_{18} - P_{24}$ . В работе <sup>131</sup> проведены эксперименты по получению короткого импульса в лазерах с самостоятельным разрядом и реализована  $t_{\text{л}} = 15$  нс.

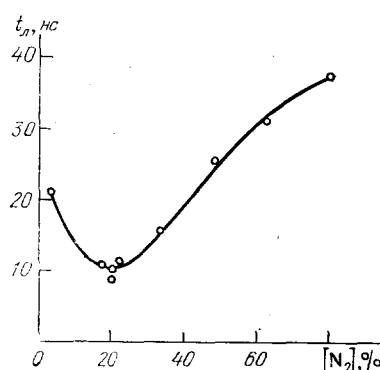


Рис. 17. Зависимость длительности импульса генерации на полу- высоте в смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2$  от процентного содержания  $\text{N}_2$ <sup>130</sup>.

Длина активной зоны лазера 25 см,  $p = 3$  атм

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение импульсных объемных разрядов в качестве активной среды газовых лазеров обусловило бурное развитие физики и техники лазеров. Помимо представленных результатов по  $\text{CO}_2$ -системам, можно выделить еще целый ряд направлений, успешное развитие которых стало возможным при решении проблемы создания активных сред высокого давления. В частности, реализованы новые нетрадиционные механизмы накачки лазеров: при рекомбинации, при перезарядке, при образовании сложных комплексов и т. д. Был открыт новый тип лазеров на экзиплексных молекулах галогенидов бл

городных газов, в которых необходимым условием накачки является именно повышенное давление газа. В настоящее время это наиболее интенсивные источники стимулированного излучения в ультрафиолетовой области спектра. С помощью объемного разряда эффективно стимулируются реакции в химических лазерах.

С другой стороны, потребности физики газовых лазеров стимулируют исследования в самых различных областях, в том числе и в физике газового разряда. Фактически в этой области возникло новое направление «плазма для лазеров», которое включает в себя изучение механизма проводимости разряда и создание методов расчета вольт-амперных характеристик, выявление причин перехода от объемной стадии горения к канальной, вопросы химии плазмы в разряде применительно к различным задачам, вопросы теории переноса быстрых электронов в плотных газах, согласование электрических схем питания с газоразрядной плазмой и т. д. По отмеченным проблемам получены важные результаты. Несомненно, что дальнейшие исследования позволят расширить представления об объемных разрядах и определить новые перспективы их практического использования.

Институт сильноточной электроники  
СО АН СССР, Томск

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Грановский В. Л. Электрический ток в газе: Установившийся ток.— М.: Наука, 1974.
- Patel C. K. N.— Phys. Rev. Lett., 1964, v. 12, p. 558.
- Hill A. E.— Appl. Phys. Lett., 1968, v. 12, p. 324.
- Leonard D. A.— Ibidem, 1965, v. 7, p. 4.
- Месяц Г. А. Автореферат докт. диссертации.— Томск, 1966.
- Dumanchin R., Росса-Сегга J.— C.R. Ac. Sci., 1969, t. 263, p. 916.
- Wood O. R.— Proc. IEEE, 1974, v. 62, p. 335.
- Андреяшин В. М., Велихов Е. П., Голубев С. А., Красильников С. С., Прохоров А. М., Письменный В. Д., Рахимов А. Т.— Письма ЖЭТФ, 1968, т. 18, с. 346.
- Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А.— ДАН СССР, 1970, т. 191, с. 76.

10. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Сучков А. Ф.—  
Квант. электрон., 1971, № 3, с. 121.
11. Fenstermacher C. A., Nutter N. J., Boueg K., Rink J. P.—Bull.  
Am. Phys. Soc., 1971, v. 16, p. 42.
12. Елецкий А. В., Смирнов Б. М.—ДАН СССР, 1970, т. 190, с. 809.
13. Эксимерные лазеры / Под ред. Ч. Роудза.—М.: Мир, 1981.
14. Плазма в лазерах / Под ред. Дж. Бекефи.—М.: Энергоатомиздат, 1982.
15. Башкин А. С., Игонин В. И., Ораевский А. Н., Щеглов В. А.  
Химические лазеры.—М.: Наука, 1982.
16. Велихов Е. П., Баранов В. Ю., Летохов В. С., Рябов Е. А., Стасовский А. Н. Импульсные CO<sub>2</sub>-лазеры и их применение для разделения изотопов.—М.: Наука, 1983.
17. Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Физические процессы в газовых лазерах.—  
М.: Энергоатомиздат, 1985.
18. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах.—М.: Мир, 1968.
19. Fletcher R. C.—Phys. Rev., 1949, v. 76, p. 1501.
20. Месяц Г. А., Бычков Ю. И., Искольдский А. М.—ЖТФ, 1968, т. 38,  
с. 1281.
21. Месяц Г. А., Кремнев В. В., Коршунов Г. С., Янкевич Ю. Б.—  
ЖТФ, 1969, т. 39, с. 75.
22. Месяц Г. А., Бычков Ю. И., Кремнев В. В.—УФН, 1972, т. 107, с. 201.
23. Bischko Yu. I., Gavrilyuk P. A., Kogolev Yu. D., Mesyats  
G. A.—In: Proc. of 10th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases.—Oxford,  
1971, p. 168.
24. Ладфамм.—Приборы науч. исслед., 1970, т. 41, с. 48.
25. Lamberton H. M., Pearson P. R.—Electron. Lett., 1971, v. 7, p. 141.
26. Сегюн, Манэ, Тюлип.—Приборы науч. исслед., 1972, т. 43, с. 66.
27. Richardson M. C., Leopold K., Alcock A. J.—IEEE J. Quantum  
Electron., 1973, v. QE-9, p. 934.
28. Richardson M. C., Leopold K., Burton P.—Ibidem,  
p. 236.
29. Андреев С. И., Белоусова И. М., Дашук П. Н., Зарослов Д. Ю.,  
Зобов Е. А., Карлов Н. В., Кузьмин Г. П., Никифоров С. М.,  
Прохоров А. М., Сидоров А. Н., Челников Л. А., Ярышева  
М. Д.—Письма ЖЭТФ, 1975, т. 21, с. 424.
30. Зарослов Д. Ю., Карлов Н. В., Кузьмин Г. П., Никифоров  
С. М.—Квант. электрон., 1978, т. 5, с. 1221.
31. Баранов В. Ю., Борисов В. М., Христофоров О. Б.—Ibidem,  
1981, т. 8, с. 165.
32. Javan A., Levine I. S.—IEEE J. Quantum Electron., 1972, v. QE-8, p. 827.
33. Levatter J. I., Robertson K. L., Lin S. C.—Appl. Phys. Lett., 1981,  
v. 39, p. 297.
34. Shields H., Alcock A. J.—Opt. Commun., 1982, v. 42, p. 128.
35. Геникин С. А., Карлов Н. В., Клименко К. Н., Королев Ю. Д.,  
Кузьмин Г. П., Месяц Г. А., Новоселов Ю. Н., Прохоров А. М.—  
Письма ЖТФ, 1984, т. 10, с. 641.
36. Беляцкий А. Ф., Гуревич Д. Б., Канатенко М. А., Подмощенский.—Ibidem, 1980, т. 6, с. 73.
37. Кафиюшин В. Н., Солоухин Р. И. Макроскопические и молекулярные  
процессы в газовых лазерах.—М.: Атомиздат, 1981.
38. Palmer A. J.—Appl. Phys. Lett., 1974, v. 25, p. 138.
39. Levatter J. I., Lin S. C.—J. Appl. Phys., 1980, v. 51, p. 210.
40. Баранов В. Ю., Борисов В. М., Веденов А. А., Дробязко С. В.,  
Книжников В. Н., Напартович А. П., Низьев В. Г., Стрельцов  
А. П. Препринт ИАЭ-2248.—Москва, 1972.
41. Seguin H. J., Tulip J., McKen D. C.—IEEE J. Quantum Electron., 1974,  
v. QE-10, p. 311.
42. Yamabe C., Matsushita T., Sato S., Horii K.—J. Appl. Phys.,  
1980, v. 51, p. 898.
43. Клименко К. А., Козырев А. В., Королев Ю. Д., Новоселов  
Ю. Н.—Физ. плазмы, 1984, т. 9, с. 196.
44. Гадиляк Г. В., Пономаренко А. Г., Травков И. В., Швейгер  
В. А. Препринт ИТПМ СО АН СССР № 27.—Новосибирск, 1983.
45. Канатенко М. А.—Письма ЖТФ, 1983, т. 9, с. 214.
46. Бычков Ю. И., Осипов В. В., Савин В. В.—ЖТФ, 1976, т. 46,  
с. 1444.
47. Жигалкин А. К., Сидоров Ю. Л.—ЖТФ, 1978, т. 48, с. 1621.
48. Осипов В. В., Савин В. В., Тельнов В. А.—Изв. вузов. Сер. «Физика»,  
1976, № 12, с. 52.
49. Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И.—Ж. ПМТФ,  
1975, № 1, с. 3.

50. Баранов В. Ю., Борисов В. М., Ратников Е. В., Сатов Ю. А., Судаков В. В.—*Квант. электрон.*, 1976, т. 3, с. 651.
51. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде.—Новосибирск: Наука, 1982.
52. Баранов В. Ю., Борисов В. М., Напартович Е. Ш., Напартович А. П., Сатов Ю. А., Судаков В. В.—*Физ. плазмы*, 1976, т. 2, с. 486.
53. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А., Хузеев А. П., Шемякин И. А.—В кн.: Лазерные системы.—Новосибирск: Наука, 1979, с. 14.
54. Войтик М. Г., Молчанов А. Г.—*Письма ЖТФ*, 1978, т. 4, с. 901.
55. Rokni M., Mangano J. A., Jacob J. H., Hsia J. C.—*IEEE J. Quantum Electron.*, 1978, v. QE-14, p. 464.
56. Баранов В. Ю., Борисов В. М., Высикайло Ф. И., Кирюхин Ю. Б., Кошетов И. В., Мамонов С. Г., Певгов В. Г., Письменный В. Д., Степанов Ю. Ю., Христофоров О. Б. Препринт ИАЭ-3081.—Москва, 1979.
57. Schlimbom H.—*Zs. Phys.*, 1965, Bd. 184, S. 492.
58. Князев И. Н., Летохов В. С.—В кн.: Справочник по лазерам / Под ред. А. М. Прохорова.—М.: Сов. радио, 1978, т. 1, с. 197.
59. Баранов В. Ю., Борисов А. М., Сатов Ю. А., Степанов Ю. Ю.—*Квант. электрон.*, 1975, т. 2, с. 2086.
60. Апполонов В. В., Ахунов Н., Миненков В. Р., Пельцман С. С., Прохоров А. М., Семкин Б. В., Фирсов К. Н., Шубин Б. Г.—*Ibidem*, 1984, т. 11, с. 1241.
61. Павловский А. И., Босамыкин В. С., Карелин В. И., Никольский В. С.—*Ibidem*, 1976, т. 3, с. 601.
62. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Месяц Г. А., Поталицын Ю. Ф.—*Ж. ПМТФ*, 1971, № 6, с. 21.
63. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Керимов О. М., Ковш И. Б., Сучков А. Ф.—*Письма ЖЭТФ*, 1971, т. 14, с. 421.
64. Nighan W. L.—*Phys. Rev. Ser. A*, 1970, v. 2, p. 1989.
65. Лобанов А. Н., Сучков А. Ф. Препринт ФИАН СССР № 140.—Москва, 1973.
66. Бычков Ю. И., Карлова Е. К., Карлов Н. В., Ковальчук Б. М., Кузьмин Г. П., Курбатов Ю. А., Манылов В. И., Месяц Г. А., Орловский В. М., Прохоров А. И., Рыбалов А. И.—*Письма ЖТФ*, 1976, т. 2, с. 212.
67. Fenstermacher C. A., Nutter N. J., Leland W. T., Vooyeg K.—*Appl. Phys. Lett.*, 1972, v. 20, p. 56.
68. Велихов Е. П., Голубев С. А., Земцов Ю. К., Паль А. Ф., Персианцев И. Г., Письменный В. Д., Рахимов А. Т.—*ЖЭТФ*, 1973, т. 63, с. 543.
69. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Сучков А. Ф.—*УФН*, 1974, т. 114, с. 213.
70. Карлов Н. В., Конев Ю. Б.—В кн.<sup>58</sup>, с. 133.
71. Велихов Е. П., Письменный В. Д., Рахимов А. Т.—*УФН*, 1977, т. 122, с. 419.
72. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А.—*УФН*, 1978, т. 126, с. 451.
73. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А., Осипов В. В., Рыжов В. В., Тарасенко В. Ф. Инженерная газовая электроника.—Новосибирск: Наука, 1982.
74. Елецкий А. В.—*УФН*, 1978, т. 125, с. 279.
75. Лакоба И. С., Яковленко С. И.—*Квант. электрон.*, 1980, т. 7, с. 677.
76. Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Посух В. Г. Препринт ИТПМ СО АН СССР № 6. Новосибирск, 1977.
77. Vooyeg K., Henderson D. B., Morse R. L.—*J. Appl. Phys.*, 1973, v. 44, p. 5511.
78. Smith R. C.—*Appl. Phys. Lett.*, 1974, v. 25, p. 292.
79. Месяц Г. А.—*Письма ЖТФ*, 1975, т. 1, с. 660.
80. Евдокимов О. Б., Рыжов В. В., Яловец А. П.—*ЖТФ*, 1977, т. 47, с. 2517.
81. Дутов А. И., Минаев С. В., Николаев В. Б.—*Квант. электрон.*, 1979, т. 6, с. 1690.
82. Haas R. A.—*Phys. Rev. Ser. A*, 1973, v. 8, p. 1017.
83. Напартович А. П., Старостин А. Н.—В кн.: Химия плазмы,—М.: Атомиздат, 1979, вып. 6, с. 153.
84. Allis W. P.—*Physica. Ser. BC*, 1976, v. 82, p. 43.
85. Kekez M. M., Barrault H. R., Gragg J. D.—*J. Phys. Ser. D*, 1970, v. 3, p. 1886.
86. Dogan A. A.—*Zs. Phys.*, 1968, Bd. 208, S. 427.
87. Месяц Г. А.—*Письма ЖТФ*, 1975, т. 1, с. 885.
88. Королев Ю. Д., Хузеев А. П.—*ТВТ*, 1975, т. 13, с. 861.

89. Велихов Е. П., Голубев С. А., Ковалев А. С., Персианцев И. Г., Письменный В. Д., Рахимов А. Т., Рахимова Т. В.— Физ. плазмы, 1975, т. 1, с. 847.
90. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А., Савин В. В., Хузеев А. П.— ЖТФ, 1975, т. 45, с. 2412.
91. Александров В. Я., Гуревич Д. Б., Кулагина Л. В., Лебедев М. С., Подмошенский И. В.— Ibidem, с. 105.
92. Королев Ю. Д., Кузьмин В. А., Месяц Г. А.— Физ. плазмы, 1982, т. 8, с. 1244.
93. Lutz M. A.— IEEE Trans. Plasma Sci., 1974, v. PS-2, p. 1.
94. Королев Ю. Д., Работкин В. Г., Филонов А. Г.— ТВТ, 1979, т. 17, с. 221.
95. Kekez M. M., Makomaski A. H., Savic P.— In: Proc. of XI Intern. Symposium on Shock Tubes.— Seattle, 1977, p. 114.
96. Ковалев А. С., Персианцев И. Г., Полушкин В. М., Рахимов А. Т., Суэтин Н. В., Тимофеев М. А.— Письма ЖТФ, 1980, т. 6, с. 743.
97. Ковалев А. С., Попов А. М.— Ibidem, 1982, т. 8, с. 561.
98. Ульянов К. Н., Чулков В. В.— ТВТ, 1983, т. 21, с. 30.
99. Ульянов К. Н., Чулков В. В.— ЖТФ, 1982, т. 52, с. 1953.
100. Козырев А. В., Королев Ю. Д.— ЖТФ, 1981, т. 51, с. 2210.
101. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов.— М.: Наука, 1980.
102. Генкин С. А., Королев Ю. Д., Месяц Г. А., Хузеев А. П.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, с. 1306.
103. Козырев А. В., Королев Ю. Д., Месяц Г. А., Новоселов Ю. Н., Шемякин И. А.— ЖТФ, 1981, т. 51, с. 1817.
104. Бычков Ю. И., Мельченко С. В., Тарабенко В. Ф., Федоров А. И.— Квант. электрон., 1982, т. 9, с. 1481.
105. Daugherty J. D., Pugh E. R., Douglas-Hamilton D. H.— Bull. Am. Phys. Soc., 1972, v. 17, p. 399.
106. Ethan H., Henry P., John S., Jacob Z.— Appl. Opt., 1974, v. 3, p. 1959.
107. Jansen H.— In: Proc. of IV IEEE Pulsed Power Conference.— Albuquerque, New Mexico, 1983, p. 1.
108. Дюдерштадт Дж., Мозес Г. Инерциальный термоядерный синтез.— М.: Энергоатомиздат, 1984.
109. Афонин Ю. В., Пономаренко А. Г., Соловухин Р. И.— В кн.: Газовые лазеры.— Новосибирск, Наука, 1977, с. 319.
110. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А.— ЖЭТФ, 1973, т. 64, с. 108.
111. Alcock A. J., Fedosejev R., Walker A. C.— IEEE J. Quantum Electron., 1975, v. QE-11, p. 767.
112. Велихов Е. П., Земцов Ю. К., Ковалев А. С., Персианцев И. Г., Письменный В. Д., Рахимов А. Т.— ЖЭТФ, 1974, т. 67, с. 1682.
113. Данилычев В. А., Керимов О. М., Ковш И. Б.— Тр. ФИАН СССР, 1976, т. 85, с. 49.
114. Manes K. R., Seguin H. J.— J. Appl. Phys., 1972, v. 43, p. 5073.
115. Бычков Ю. И., Курбатов Ю. А., Месяц Г. А.— В кн. <sup>109</sup>, с. 272.
116. Агейкин В. А., Баграташвили В. Н., Князев И. Н., Кудрявцев Ю. А., Летокхов В. С.— Квант. электрон., 1974, т. 4, с. 334.
117. Карлов Н. В., Конев Ю. Е., Кочетов Н. В., Певцов В. Г.— Письма ЖТФ, 1977, т. 3, с. 170.
118. Осипов В. В., Савин В. В.— Изв. вузов. Сер. «Физика», 1981, № 6, с. 15.
119. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Сучков А. Ф.— Письма ЖЭТФ, 1971, т. 11, с. 515.
120. Bagrataashvili V. M., Knuazev I. N., Letokhov V. S.— Opt. Comm., 1971, v. 4, p. 154.
121. Bagrataashvili V. N., Knuazev I. N., Kudryavtsev Ju. A., Letokhov V. S.— Ibidem, 1973, v. 9, p. 135.
122. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Данилычев В. А., Керимов О. М., Подсосонный А. С., Сучков А. Ф.— Квант. электрон., 1974, т. 1, с. 2015.
123. O'Neil F., Whithey M. J.— Appl. Phys. Lett., 1975, v. 26, p. 454.
124. Harriss N. W., O'Neil F., Whithey W. J.— Opt. Commun., 1976, v. 16, p. 57.
125. Алимпиев С. С., Бычков Ю. И., Карлов Н. В., Карлова Е. К., Набиев Ш. Ш., Никифоров С. М., Орловский В. М., Осипов В. В.— Письма ЖТФ, 1979, т. 4, с. 816

126. Lachambre J. L., Rheault F., Gilbert J.—Radio Electron. Eng., 1972, v. 42, p. 351.
127. Davis J. I., Smith D. L., Koval J. S.—IEEE J. J Quantum Electron., 1972, v. QE-8, p. 846.
128. Lavigne P., Gilbert J., Lachambre J. L.—Opt. Commun., 1975, v. 15, p. 194.
129. Chang T. Y., Wood O. R.—IEEE J. Quantum Electron., 1972, v. QE-8, p. 721.
130. Адамович В. А., Баранов В. Ю., Смаковский Ю. В., Стрельцов А. П.—Квант. электрон., 1978, т. 5, с. 918.
131. Баранов В. Ю., Борисов В. М., Кирюхин Ю. Б., Кочетов И. В., Певцов В. Г., Степанов Ю. Ю.—Ibidem, с. 1141.