

А. С. БИРЮКОВ, В. М. МАРЧЕНКО, Л. А. ШЕЛЕПИН

## ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ ЛАЗЕР С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ ТЕРМИЧЕСКИ ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА

(Представлено академиком А. М. Прохоровым 23 VIII 1973)

Исследуется возможность увеличения инверсии в газодинамическом  $\text{CO}_2$ -лазере (г.д.л.) с помощью возбуждения молекул электронным ударом в разряде, пространственная однородность которого в потоке обеспечивается термической ионизацией газа в нагревателе.

Рассмотрим один из вариантов реализации такой возможности в г.д.л. с высокими начальными температурами  $T_0$  (<sup>1,2</sup>). При  $T_0 \approx 3000-4000^\circ \text{K}$  в разлетающемся потоке появляется значительное число термоэлектронов, в то время как концентрация  $\text{CO}_2$ , несмотря на диссоциацию, оказывается достаточной для получения высокой плотности инверсии  $\Delta N$ .

Проведем оценки электронной концентрации  $n_e$  в газовом потоке. В предположении, что до критического сечения имеет место термодинамическое равновесие, степень термической ионизации  $\alpha$  можно вычислить по формуле Саха. Для смеси  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ , наполовину состоящей из молекул, при начальных условиях  $T_0 = 4000^\circ \text{K}$ ,  $P_0 = 100$  атм, в критическом сечении вычисления дают  $T^* = 3600^\circ \text{K}$ ,  $P^* = 50$  атм и  $\alpha^* \sim 10^{-8}$  с учетом изменения показателя адиабаты  $\gamma$  (<sup>3</sup>). В процессе расширения смеси степень ионизации становится неравновесной. Рассмотрим истечение из плоского сопла с малым углом раскрытия, которое моделируется адиабатическим плоскопараллельным разлетом газа в вакуум через длинную щель с полушириной  $R_0$ . Для плоскости и температуры имеем соответственно

$$n = n^* \frac{R_0}{R_0 + v_0 t}, \quad T = T^* \left( \frac{R_0}{R_0 + v_0 t} \right)^{\gamma-1}, \quad (1)$$

где  $v_0$  — скорость распространения передних слоев газа (<sup>4</sup>).

Полагая, что химический состав смеси после критического сечения не меняется (<sup>3</sup>), уравнение для степени ионизации запишем в виде

$$d\alpha/dt = -(\beta_1 + \beta_2)\alpha - K n \alpha^2, \quad (2)$$

где  $\beta_1$ ,  $\beta_2$ ,  $K$  — коэффициенты диффузии, прилипания и рекомбинации соответственно.

На основании экспериментальных зависимостей этих коэффициентов от температуры и давления (<sup>5</sup>), можно показать, что основным механизмом гибели электронов при  $\alpha^* = 10^{-8}$  вплоть до расстояний от критического сечения  $\sim 10$  см является объемная рекомбинация. Из решения (2) следует, что при  $R_0 = 0,1$  см уже на расстояниях  $\sim 3-5$  см от критического сечения, где  $n \approx (1-5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $\alpha$  слабо меняется вдоль оси разлета и составляет  $\sim 10^{-9}$ . На этих расстояниях возникает инверсия в результате газодинамического охлаждения (<sup>3</sup>) и в то же время имеется значительная ( $\geq 10^9 \text{ см}^{-3}$ ) плотность свободных электронов. С их помощью может быть осуществлен пространственно однородный разряд, который обеспечит дополнительный энерговклад в колебательные степени свободы молекул от внешнего поля. Электроны в таком разряде могут быть разогреты до энергий  $\sim 2$  эв, соответствующих максимальным сечениям возбуждения колебаний молекул. По величине начальной степени ионизации си-

туация аналогична газоразрядным лазерам с внешними источниками ионизации ( $6-10$ ), однако в нашем случае не требуется предионизация газа для создания достаточной проводимости и может быть осуществлен квазинепрерывный режим со значительно большей инверсией, чем в г.д.л. без разряда.

«Разогреть» электроны можно постоянным либо высокочастотным электрическим разрядом. В случае постоянного поля разряд может иметь продольную ( $11$ ) или поперечную конфигурацию (схематическое устройство изображено на рис. 1). В продольной конфигурации (рис. 1а) эмиттером электронов служит горячий газовый катод, а анодом — либо сетка, установленная поперек потока на некотором расстоянии от критического сечения, либо пластины, ориентированные вдоль потока. В поперечной конфигурации (рис. 1б) разряд зажигается между металлическими электродами, расположенными вдоль потока и изолированными от щели или сопла. Их длина  $l$  должна обеспечить замыкание тока, т. е. ионы не должны увлекаться потоком и выноситься из зоны разряда. Приближенно это требование можно записать в виде  $l \geq (v/v_i)d$ , где  $v$  — скорость потока,  $v_i$  — скорость ионов по полю,  $d$  — расстояние между электродами.

По-видимому, при значительной начальной проводимости, обусловленной термоэлектронами, величина прикладываемого поля может быть весьма близкой к значению напряженности поля статического пробоя. Условие отсутствия пробоя может быть записано полуэмпирическим соотношением ( $12$ )

$$\xi(E, P)d < 20, \quad (3)$$

где  $\xi(E, P)$  — первый коэффициент Таунсенда, описывающий процесс рождения электронов в области высокой напряженности поля  $E$ . При  $d \sim 2-5$  см,  $P \sim 100$  тор пробойная напряженность составляет несколько киловольт на 1 см.

Оценки стационарного значения электронной температуры  $T_e^0$  в слабоионизованном газе показали, что напряженность поля  $E \sim 1$  кв/см оказывается достаточной для поддержания средней энергии электронов на уровне  $\sim 2$  эв. Время достижения  $T_e^0$  с момента попадания электрона в разрядный промежуток составляет всего  $\sim (1-5) \cdot 10^{-9}$  сек.

Мощность  $Q$ , которая поглощается в единице объема разрядного промежутка и идет на возбуждение молекул, можно оценить из соотношения

$$Q = jE' = en_e v_e E', \quad (4)$$

где  $j$  — плотность тока,  $v_e$  — дрейфовая скорость электронов,  $E'$  — действующее значение поля в разрядном промежутке вне области прикатодного падения потенциала. При  $E' \sim 5$  кв/см,  $n_e \sim 10^9$  см $^{-3}$  получим  $Q \sim 5$  вт/см $^3$ .

Увеличение  $E'$  ведет к увеличению  $v_e$  и  $n_e$  (в правой части (2) является член  $\xi v_e \alpha$ ), однако для  $E$  и  $v_e$  имеется предел, обусловленный явлением пробоя. Поэтому энерговклад в основном можно увеличить за счет увеличения числа термоэлектронов. С этой целью в нагреватель целесообразно вводить примеси с низким потенциалом ионизации типа  $[\text{CH}_3(\text{CH}_2)_2]_2\text{N}$  ( $I=7,23$  эв), позволяющие на 2-3 порядка (с учетом диссоциации) увеличить начальную степень ионизации. При этом примеси должны быть такими, чтобы в процессе диссоциации не образовывались молекулы, сильно разрушающие верхний рабочий уровень  $\text{CO}_2$ . Увеличить  $n_e$  можно также, изготовляя стенки нагревателя или кромки щели из материалов с малой работой выхода электронов. В обоих отмеченных случаях начальные температуры могут быть ниже  $300^\circ \text{K}$ .

Существует, однако, и предел увеличения  $n_e$ , обусловленный диссоциацией  $\text{CO}_2$  электронным ударом. Время пребывания молекул в зоне разряда (составляющее  $\sim (3-5) \cdot 10^{-5}$  сек при длине промежутка  $l \approx 10$  см) должно быть меньше характерного времени диссоциации (которое при

средних энергиях электронов  $\sim 2$  эв можно оценить величиной  $\sim (5 \cdot 10^{-9})^{-1}$ . Для предельных  $n_e = 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$  энерговклад  $Q$  может достигнуть нескольких киловатт в  $1 \text{ см}^3$ .

Поля, большие пробойного, могут нарушить оптическую однородность разрядного промежутка, например, вследствие образования стримеров. При этом падает энерговклад во внутренние степени свободы газа. Наибольшая эффективность энерговклада достигается, когда подавляющая часть приложенного напряжения приходится на разрядный промежуток и лишь малая его доля идет на прикатодную область. Оценки прикатодного падения потенциала  $\phi$  по формулам, приведенным в (10), для зна-

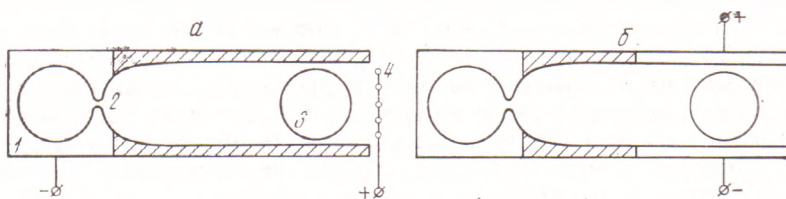


Рис. 1. 1 — нагреватель, 2 — сопло (щель), 3 — оптический резонатор, 4 — сетка

чений  $E/P = 20 - 60 \text{ в} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{тор}^{-1}$  и  $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$  дали величины  $\phi$ , составляющие  $20 \pm 5\%$  от приложенного напряжения (при этом  $P = 100 \text{ тор}$ ,  $d = 3 \text{ см}$ ). Увеличение  $n_e$ ,  $E/P$  или  $d$  (при фиксированных  $n_e$  и  $E/P$ ) ведут к уменьшению относительной доли прикатодного падения.

Высокочастотное (в.ч.) поле, по-видимому, следует вводить в систему решетки сопел вдоль отдельных ячеек в режиме бегущей волны, тогда как оптическая ось расположена поперек решетки. Это позволит избежать пространственной модуляции плотности электронов.

Приобретение энергии электроном в в.ч. поле происходит при соударениях с тяжелыми частицами за счет перевода упорядоченного колебательного движения в хаотическое. Этот процесс длится до тех пор, пока энергия электрона не окажется достаточной для возбуждения внутренних степеней свободы частиц газа и скорость приобретения энергии падает. Оценим амплитуду  $E$  и частоту в.ч. поля  $\omega$ , необходимые для нагрева электронов до энергий  $\sim 2$  эв. При воздействии на плазму в.ч. поля температуру электронов  $T_e$  можно найти из уравнения (13, 14)

$$\frac{dT_e}{dt} + \delta\nu(T_e)(T_e - T) = \frac{e^2 E^2}{3km_e f_0} \frac{\nu}{\nu^2 + (\omega h_0 / f_0)^2}, \quad (5)$$

где  $\delta$  — доля энергии, теряемая электроном при одном соударении с тяжелой частицей,  $\nu(T_e)$  — частота соударений электронов с тяжелыми частицами,  $T$  — температура газа;  $f_0$  и  $h_0$  — близкие по величине к единице функции, определяемые соотношениями между  $\omega$ ,  $\nu$ ,  $\nu_{ei}$ ,  $\nu_{em}$  и зависимостью  $\nu$  от скорости электронов (14) ( $\nu_{ei}$ ,  $\nu_{em}$  — частоты столкновений электронов с ионами и нейтральными молекулами).

При малых степенях ионизации  $\nu = \nu_{ei} + \nu_{em} = \nu_{em}$ . Зависимость  $\nu$  от скорости электронов обычно представляется в виде  $\nu \sim \nu^r$ , где  $r$  — параметр. В (15) отмечено, что в случае молекулярной плазмы  $r \approx 1$  и для  $\nu$  можно использовать выражение

$$\nu \approx \frac{4}{3} \pi a^2 n \nu \approx 5,5 \cdot 10^{-10} n T^{1/2} (T_e / T)^{1/2}. \quad (6)$$

( $a$  — радиус молекулы).

Основная погрешность оценок электронной температуры так же, как и в случае постоянного поля, возникает из-за неопределенности  $\delta$ . Известно, что в молекулярном газе, обладающем вращательными и колебательными степенями свободы,  $\delta$  значительно превосходит величину относи-

тельной потери энергии при упругих соударениях  $\delta_{\text{упр}}=2m_e/M\sim 10^{-5}$  и достигает значений  $\sim 10^{-2}$ . Поэтому с помощью (5) оценим нижнюю границу стационарного значения  $T_e^0$  для  $\delta=10^{-2}$  (положив  $dT_e/dt=0$ ). При частотах поля  $\omega\approx v f_0/h_0$  и  $T=500^\circ\text{K}$ ,  $n=2\cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$  из (5) с учетом (6) получим

$$T_e/T\approx 5\cdot 10^{-2}E.$$

Амплитуда поля  $E\sim 1$  кв/см обеспечивает  $T_e^0\sim 2$  эв (это значение  $E$  ниже пробойного в.ч. поля). При этом, если  $\omega$  выше частоты столкновений электронов с молекулами и  $n_e\sim 10^9\text{ см}^{-3}$ , то поле не экранируется и легко проникает в плазму, так как  $\omega\gg\omega_p$ , где  $\omega_p$  — плазменная частота. Увеличение  $n_e$  потребует перехода в с.в.ч. диапазон.

В заключение отметим, что инверсию можно увеличить увеличением плотности газового потока, ввиду слабой зависимости  $\alpha(n)$ . Однако по  $n$  инверсия должна иметь оптимум, так как с ростом  $n$  растет и скорость релаксации.

Авторы выражают глубокую благодарность акад. А. М. Прохорову за полезные обсуждения работы.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
Академии наук СССР  
Москва

Поступило  
6 VII 1973

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> D. M. Kuehn, Appl. Phys. Letters, v. 21, 112 (1972). <sup>2</sup> Ю. А. Бохон, И. И. Давлетчин и др., Краткие сообщения по физике, № 11, 52 (1972). <sup>3</sup> А. С. Бирюков, Л. А. Шелепин, Препринт ФИАН, № 59, 1973. <sup>4</sup> А. С. Бирюков, Л. А. Шелепин, Журн. прикл. мех. и техн. физ., № 4, 31 (1973). <sup>5</sup> С. Б. Браун, Элементарные процессы в плазме газового разряда, 1961; Дж. Хастед, Физика атомных столкновений, М., 1965. <sup>6</sup> В. М. Андрияхин, Е. П. Велихов и др., Письма, ЖЭТФ, т. 8, 346 (1968). <sup>7</sup> H. Seguin, J. Tulip, Appl. Phys. Letters, v. 21, 414 (1972). <sup>8</sup> O. P. Iudd, Appl. Phys. Letters, v. 22, 95 (1973). <sup>9</sup> I. S. Levine, A. Iavan, Appl. Phys. Letters, v. 22, 55 (1973). <sup>10</sup> Н. Г. Басов, Э. М. Белегов и др., ЖЭТФ, т. 64, 408 (1973). <sup>11</sup> В. П. Чеботарев, ДАН, т. 206, 334 (1972). <sup>12</sup> И. С. Маршак, УФН, т. 71, 631 (1960). <sup>13</sup> А. В. Гуревич, ЖЭТФ, тт. 35, 392 (1958). <sup>14</sup> И. Шкаровский, Т. Джонстон, М. Бачинский, Кинетика частиц плазмы, 1969. <sup>15</sup> Я. Л. Альперт, В. Л. Гинзбург, Е. Л. Фейнберг, Распространение радиоволн, М., 1963.