

О ВЛИЯНИИ Хе НА СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ СО₂-ЛАЗЕРА

М. З. Новгородов, В. Н. Очкин,
А. Г. Свиридов, Н. Н. Соболев

Первой работой, посвященной влиянию Хе на свойства СО₂-лазера, явилось краткое сообщение¹, в котором автор наблюдал увеличение КПД на 12–15% при добавке Хе к СО₂ - Н₂ - Не - лазеру. Дальнейшие более подробные работы^{2,3} подтвердили этот результат, а также были посвящены исследованию влияния добавок Хе на свойства плазмы СО₂-лазера. Однако исследования плазмы разряда в этих работах проводились с помощью обычного однозондового и двухзондового методов, применимых только при максвелловском распределении электронов, что в СО₂-лазерах не имеет места⁴. Поэтому не удивительно, что в^{2,3} получены сильно отличающиеся результаты по абсолютным величинам электронных температур (почти вдвое). В недавней работе⁵ это обстоятельство было учтено, и проведены измерения второй производной зондового тока по напряжению, которая отражает энергетическое распределение электронов. Оказалось, что при добавке Хе число быстрых электронов в хвосте распределения уменьшается, но в целом средняя энергия увеличивается за счет смещения максимума кривой в сторону больших энергий.

Настоящая работа имеет своей целью возможно более полное исследование свойств плазмы и мощности генерации СО₂-лазера и влияние на них добавок Хе.

Для получения функции распределения электронов по энергиям мы применили хорошо известный метод второй производной зондового тока по напряжению. Согласно этому методу, симметричная часть функции распределения определяется как

$$n_e f_0'(ev) = \frac{m^2}{2\pi e^3 \Lambda} \frac{d^2 i_e}{dv^2} \quad (1)$$

где e и m - заряд и масса электрона, Λ - площадь зонда, i_e - электронный ток на зонд, n_e - концентрация электронов. Обычно вводят функцию $f_0'(\epsilon)$ с помощью соотношения $f_0'(\epsilon)d\epsilon = 4\pi v^2 f_0'(e)de$ (величина $f_0'(e)de$ определяет число электронов в единице объема, имеющих энергии от ϵ до $\epsilon + d\epsilon$). Для функции $f_0'(e)$ (1) переписывается в виде

$$n_e f_0'(ev) = \frac{2\sqrt{2}}{e^2 \Lambda} \sqrt{\frac{m}{e}} \sqrt{v} \frac{d^2 i_e}{dv^2} \quad (2)$$

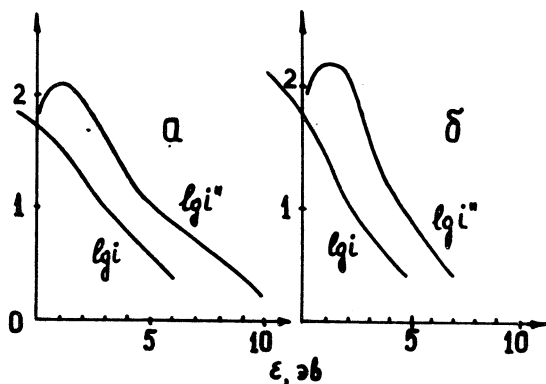
Из выражения (1) ясно, что для максвелловского распределения график $\lg(d^2 i_e / dv^2)$ будет изображаться прямой линией, а для дрювстейновского - квадратичной параболой.

Измерения проводились в охлаждаемой водой трубке из молибденового стекла с внутренним диаметром 20 мм и длиной 85 см. Зонды длиной 2 мм и диаметром 0,04 мм располагались на оси разряда на расстоянии 15-20 см от анода. Двукратное дифференцирование зондовой характеристики проводилось методом второй гармоники (схема его подробно описана нами в⁴).

Полная концентрация электронов измерялась СВЧ-резонатором⁶ на середине трубки. Лазерное излучение выводилось через окошки из NaCl, расположенные под углом Брюстера. Мощность излучения измерялась термопарой. Для выяснения роли высокоэнергети-

ческих электронов нами проводились измерения интенсивности полос 1^+ - и 2^+ - систем азота. Схема измерения интенсивностей полос подробно описана в ⁷.

Все измерения были проведены в системе без потока. В работе использовались спектрально-чистые He и Xe, азот высокой очистки и технический CO_2 .



Р и с. 1. Энергетическое распределение электронов ($\lg i''$) и зависимость логарифма электронного тока ($\lg i$) от потенциала зонда. а) N_2 , $P = 1,37$ тор; б) $\text{N}_2 + \text{Xe}$ (10:1), $P = 1,5$ тор.

Нами исследовалось влияние Xe на N_2 , CO_2 , на их смесь в соотношении (1:1) и смесь $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ при разрядном токе 30 ма. Во всех этих случаях влияние Xe идентично и сводится к следующему.

а) Прежде всего, оно заключается в уменьшении средней энергии электронов, в основном за счет уменьшения количества электронов с энергией больше 3-4 эв. На рис. 1 показана вторая производная электронного тока зонда по напряжению $d^2 i_e / dV^2$ в зависимости от потенциала зонда в логарифмическом масштабе для чистого азота (а) и для смеси азота с Xe (б). Экспериментальное распределение в целом не является ни

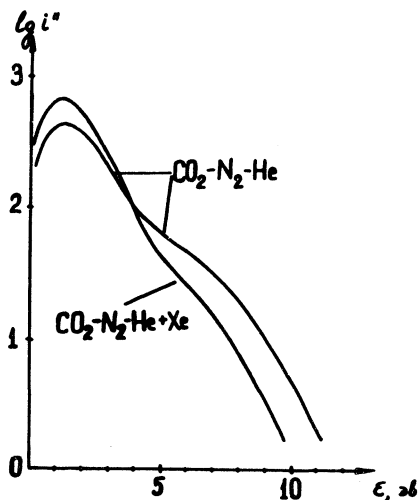
максвелловским, ни дрювестейновским, хотя, по-видимому, "хвост" распределения ($\epsilon > 4-5$ эв) можно аппроксимировать прямой линией, а "тело" распределения ($\epsilon < 3$ эв) близко к параболе степени от 2 до 3 в зависимости от разрядных условий. Заметим, что в области малых энергий электронов, особенно вблизи потенциала пространства ($d^2 i_e / dv^2 = 0$), вторая производная искажена в результате аппаратного эффекта наложения переменного сигнала. Кроме того, как показано в работе⁸, в этой области энергий соотношение (1) строго не выполняется из-за эффекта стока электронов к зонду, который становится существенным при увеличении давления и радиуса трубки. Поэтому не представляется возможным дать строгое физическое толкование поведению второй производной в этой области энергий.

Заметим, что возможность аппроксимировать некоторую часть зависимости ($\epsilon > 5$ эв) прямой линией ни в коей мере не означает максвеллизации электронов в данной области энергий. Степень ионизации плазмы очень низка, и это означает, что все распределение определяется соударениями электронов с молекулами, причем неупругие процессы, такие как возбуждение колебаний, электронных состояний и ионизация, играют большую роль в формировании электронного распределения.

На этом же рисунке показаны зондовые характеристики в полулогарифмическом масштабе. Наклон вольтамперной характеристики почти такой же как и у "хвоста" второй производной. Температура электронов, определенная по этому наклону по формуле $T_e = (e/k)(dv/d \ln i_e)$, оказывается весьма близкой к эффективной температуре всего реального распределения, определяемой соотношением $\bar{\epsilon} = (3/2)kT_e$, где $\bar{\epsilon}$ - средняя энергия электронов.

На рис. 2 показаны вторые производные для смеси $CO_2 - N_2 - He$ (1:1:6) при давлении $p = 4$ тор и для

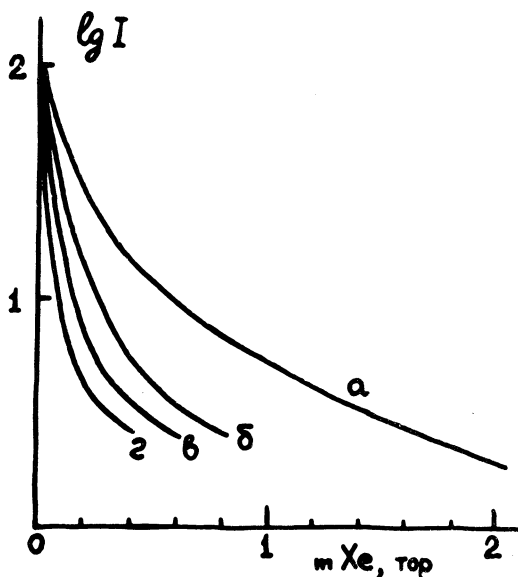
той же смеси, но с добавками Хе (распределения нормированы на одинаковую плотность электронов). Хорошо видно, что как и в случае N_2 добавление Хе к смеси приводит к уменьшению числа быстрых электронов и росту их количества в области $0 + 2$ эв.



Р и с. 2. Энергетическое распределение электронов
 а) $CO_2 - N_2 - He$ (I:I:6), $p = 4$ тор; б) $CO_2 - N_2 - He + Xe$ (I:I:6:I), $p = 4,5$ тор.

б) Добавки Хе сопровождаются изменением цвета разряда. Измерения интенсивности полос 1^+ и 2^+ - систем N_2 показывают, что интенсивность полос резко падает даже при незначительных добавках Хе (рис. 3), как в случае чистого N_2 , так и в смесях N_2 с CO_2 и He. Как показано в⁷, возбуждение состояния C^3P_u молекулы N_2 , с которого начинается 2^+ -система, происходит прямым электронным ударом из основного состояния $X^1\Sigma_g^+$. Поведение электронного распределения подтверждает этот вывод (энергия состояния C^3P_u - около 11 эв) - число электронов с энергией около 11

эв уменьшается почти на порядок при добавке Хе. Интересно отметить, что полосы 1^+ - системы уменьшают свою интенсивность в большей степени, чем полосы 2^+ - системы. Причем в смесях N_2 с CO_2 нам вообще не удалось обнаружить следов 1^+ - системы.



Р и с. 3. Зависимость интенсивности полос N_2 от добавок Хе а) $CO_2 - N_2 - He$ (I:I:4), $p = 4,1$ тор, 2^+ - система; б) N_2 , $p = 1,4$ тор; 2^+ - система; в) $CO_2 - N_2$ (I:I), $p = 1,4$ тор, 2^+ - система; г) N_2 , $p = 1,4$ тор, 1^+ - система.

в) При добавках Хе увеличивается общее число электронов. Этот факт подтверждается как измерениями СВЧ-методом, так и по электронному току на зонд при потенциале пространства. Так например, добавление 0,5 тор Хе к смеси 0,4 тор CO_2 -0,4 тор N_2 - 1,8 тор Хе дает увеличение концентрации электронов в 1,3

раза. В других смесях отмечается подобное изменение плотности электронов.

г) Во всех исследованных нами случаях добавление Хе к смеси и чистым газам сопровождается уменьшением напряженности продольного электрического поля. Для случая, описанного в предыдущем пункте, напряженность поля упала с 25,8 до 21,2 в/см.

д) Анализ ионного тока на зонд показывает, что с добавлением Хе ионный ток резко уменьшается. Этот факт свидетельствует о том, что основным ионом в разряде с Хе становится ион Xe^+ , масса которого намного больше любого другого молекулярного иона.

е) При добавлении 0,5 тор Хе к смеси $\text{CO}_2 - \text{N}_2$ (1:1) при давлении $P = 1,5$ тор мощность генерации увеличивается в 2 раза. В смеси $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ (1:1:4) при $P = 2,6$ тор мощность в 2 раза больше, чем в двойной смеси и при добавках Хе от 0,5 до 1 тор она еще увеличивается почти в 3 раза.

Главная причина сильного влияния малых добавок Хе на свойства плазмы CO_2 -лазера прежде всего заключается в том, что атом Хе имеет потенциал ионизации, равный 12,1 эв, т.е. на 2-3 эв ниже, чем все остальные компоненты плазмы. При появлении в смеси более легко ионизируемой компоненты, естественно, облегчается процесс рождения новых электронов, необходимых для поддержания разряда. Поэтому при прежнем токе уменьшается напряженность продольного поля, уменьшая вслед за собой и среднюю энергию электронов.

Кроме того, атом Хе имеет метастабильные состояния $6S_5$ и $6S_3$ с энергией 8,3 и 9,4 эв соответственно, которые могут заселяться от состояния $3P_g$ молекул азота при столкновениях⁹. Не исключено, что эти уровни могут принять участие в процессе ступенчатой ионизации. Тем более, что для этого процесса потребуются электроны с энергией 3-4 эв, т.е. весьма близкой к средней энергии электронов.

Резонансная передача энергии от состояния $V^3\Pi_g$ молекулы азота метастабильным состояниям $6S_5$ и $6S_3$ Хе с последующей ионизацией из этих состояний, по-видимому, является причиной более быстрого спада интенсивностей полос 1^+ - системы N_2 при добавлении Хе по сравнению с 2^+ - системой.

Что касается влияния Хе на мощность генерации, то эффект увеличения мощности легко понять, если учесть, что накачка на верхний уровень CO_2 может происходить с помощью колебательно-возбужденных молекул N_2 , CO , а также прямым электронным ударом. Ниже в таблице приведены усредненные по скоростям электронов сечения возбуждения, характеризующие скорость накачки для первых восьми колебательных уровней N_2 и CO и для уровня 00^0_1 CO_2 , рассчитанные для реального распределения электронов по энергиям.

$$\langle \sigma v \rangle \cdot 10^8 \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}$$

	$N_2(v = 1\div 8)$	$CO(v = 1\div 8)$	$CO_2(00^0_1)$	$\bar{\epsilon}$
$CO_2 - N_2 - He$	0,41	1,45	0,79	3,1 эв
$CO_2 - N_2 - He + Xe$	0,48	1,70	0,93	2,5 эв

Как видно из таблицы, при добавлении Хе к молекулярной смеси скорости накачки увеличиваются на 20-30%, причем это увеличение больше для CO , чем для N_2 и CO_2 . Возможно, по этой причине эффективность добавок Хе наибольшая в беспроточной системе², где имеется достаточное количество молекул CO . Увеличению мощности генерации способствует и общее увеличение концентрации электронов в разряде. Не исключено также, что при добавлении Хе и изменении характера ионизации изменяется распределение концентрации электронов по радиусу трубки.

Поступила в редакцию
28 августа 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. R. A. Paananen. Proc. IEEE (Lett.) 55, 2035, (1967).
2. P. Bletzinger, A. Garscadden. Appl. Phys. Lett., 12 289 (1968).
3. P. Clark, J. Wada. IEEE J., QE-4, 263 (1968).
4. Л. М. Брусиловская, М. З. Новгородов, А. Г. Свиридов, Н. Н. Соболев. Препринт ФИАН № 32, 1969 г.
5. P. Bletzinger, A. Garscadden. Труды IX Международной конференции по явлениям в ионизованных газах, Бухарест, стр. 250, 1969 г.
6. М. З. Новгородов, А. Г. Свиридов, Н. Н. Соболев. Препринт ФИАН № 47, 1970 г.
7. М. З. Новгородов, В. Н. Очкин, Н. Н. Соболев. ЖТФ 40, 1268 (1970).
8. J. D. Swift. Proc. Phys. Soc., 79, 697 (1962).
9. В. Н. Чирков, А. В. Яковлева. Оптика и спектроскопия, 28, 441 (1970).