

ды в синглетной и триплетной части спектра He, для которых эффект пленения излучения не должен играть сколько-нибудь заметной роли, а интенсивность линий может быть вполне приемлемой для измерений:

$$2^1P_1 - 3^1D_2 \quad \lambda = 667,8 \text{ нм}, \quad \gamma = 6,4 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1},$$

$$2^1P_1 - 4^1D_2 \quad \lambda = 492,2 \text{ нм}, \quad \gamma = 2,0 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1},$$

$$2^3P_0 - 4^3S_0 \quad \lambda = 471,3 \text{ нм}, \quad \gamma = 1,1 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1},$$

$$2^3P_{1,2,3} - 3^3D_{1,2,3} \quad \lambda = 587,6 \text{ нм}, \quad \gamma = 7,0 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}.$$

Эти линии лежат в удобной для регистрации области спектра, причем для некоторых из них имеются данные по функциям возбуждения [1].

Авторы выражают благодарность А. К. Реброву и Е. П. Мунтцу за полезные обсуждения.

Поступила 18 IX 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Maguire B. L. The effective spatial resolution of the electron beam fluorescence probe in helium. — In: Rarefied Gas Dynamics. Proc. 5 Intern. Symp. Vol. 2. 1967.
2. Вскленко Б. А. О функции Грина уравнения диффузии резонансного излучения. — ЖЭТФ, 1959, т. 36.
3. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров. М., «Наука», 1977.
4. Schaaf S. A. Mechanics of rarefied gases. — In: Handbuch der Physik. Vol. 8. Berlin, 1963.
5. Бочкарев А. А., Косинов В. А., Приходько В. Г., Ребров А. К. Структура сверхзвуковой струи аргон-гелиевой смеси в вакууме. — ПМТФ, 1970, № 5.
6. Goldman E., Sirovich L. The structure of shock-waves in gas mixtures. — «J. Fluid Mech.», 1969, vol. 35, pt 3.

УДК 525.6

ОДНОРОДНОСТЬ ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА, КОНТРОЛИРУЕМОГО ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Ю. В. Афонин, А. М. Оришич, А. Г. Пономаренко

(Новосибирск)

Уникальные свойства электроионизационных CO_2 -лазеров, возможность прямого преобразования энергии электрического поля в когерентное излучение с КПД $\sim 30\%$, высокие удельные характеристики активной среды открывают широкие перспективы в области создания мощных установок с энергией в импульсе 1—10 кДж [1—3]. Применение сверхмощных лазерных систем на CO_2 для решения ряда научных и технических задач [4, 5] накладывает достаточно жесткие ограничения на качество оптических характеристик пучка когерентного излучения, определяемых в первую очередь однородностью объемного разряда. В связи с этим актуальным является исследование основных физических процессов, ответственных за равномерность поглощения электрической энергии в объеме разрядного промежутка.

В работах [6, 7] показано, что в объемных разрядах большой мощности, возбуждаемых электронным пучком, необходимо учитывать влияние собственного магнитного поля тока основного разряда на распределение ионизационных по-

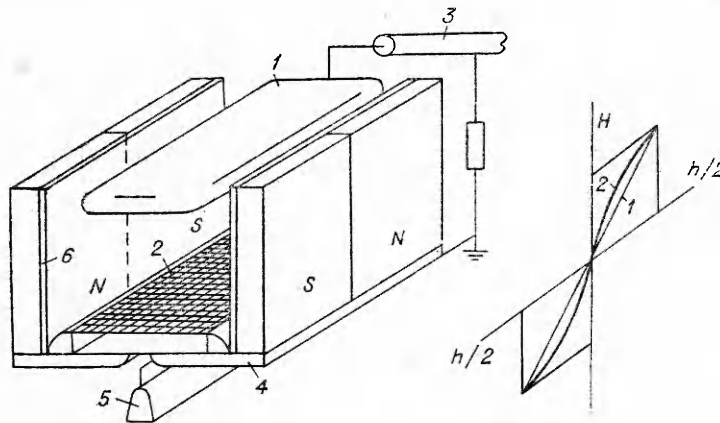
терь пучка быстрых электронов. Действительно, магнитное поле, создаваемое током объемного разряда с учетом его типичной геометрии $d \sim h \ll l$ (d — расстояние между электродами, h — ширина разряда, l — его длина), описывается соотношением

$$H = \frac{4\pi}{c} \int_0^{h/2} j dh \simeq \frac{2\pi}{c} j_0 h,$$

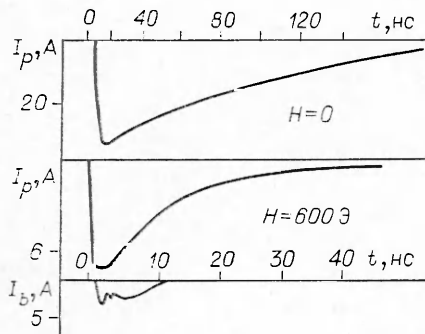
где j_0 — средняя плотность тока объемного разряда. Следовательно, в приближении $j_0 \simeq \text{const}$ по сечению разряда H линейно нарастает от центра к границе разряда. Для типичных параметров электронного пучка 0,2–0,5 МэВ и размеров разрядного промежутка $d \sim 10$ см магнитное поле 0,5–1 кЭ может обеспечить захват электронов на ларморовские орбиты $r_L < d$ независимо от ионизирующих столкновений с нейтральными молекулами газа. В этом случае дрейф инжектируемых электронов должен приводить к сжатию пучка в область минимального значения H .

В данной работе сообщаются результаты предварительных экспериментов по изучению влияния постоянного поперечного магнитного поля на энергетические характеристики и распределение тока объемного разряда. Конфигурация магнитного поля выбиралась близкой к реальной, создаваемой током разряда.

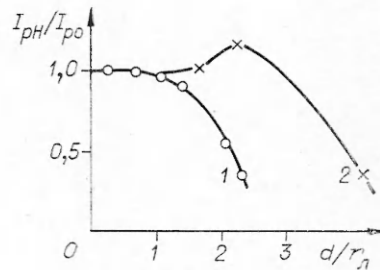
Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на фиг. 1. Электронный пучок с током до 100 А, максимальной энергией 150 кэВ, длительностью 10^{-8} с и поперечным сечением 8×80 мм², создаваемый с помощью специального ускорителя электронов [8], инжектировался через титановую фольгу толщиной 12 мкм в разрядный промежуток, образованный высоковольтным электродом 1 и металлической сеткой 2 с прозрачностью 0,6. Расстояние между электродами регулировалось в пределах 3–7 см. Для измерения распределения тока разряда высоковольтный электрод секционировался по длине (8 секций). Электрическая развязка между секциями шириной 8 мм обеспечивалась диэлектрическими прокладками толщиной 2 мм. К каждой секции присоединялась электрическая линия 3 с волновым сопротивлением $\rho \ll R_p$ (R_p — сопротивление разрядного промежутка), что позволило поддерживать постоянное значение E/ρ в течение всей стадии протекания тока объемного разряда. Выбранная конфигурация магнитного поля 2 (см. фиг. 1) моделировала реальное поле токового слоя длиной $\Delta l \simeq 8$ мм, шириной $h \simeq 80$ мм. Внешнее магнитное поле создавалось при помощи постоянных магнитов, расположение которых показано на фиг. 1. Влияние магнитного поля на работу электронной пушки ускорителя 5 было исключено магнитным эк-



Ф и г. 1



Ф и г. 2



Ф и г. 3

раном 4 и контролировалось независимыми измерениями тока инжектируемого пучка при наличии и без магнитного поля. Разрядный промежуток ограничивался диэлектрическими пластинами 6.

Величина H определялась количеством магнитных пластин, а значение поля и его распределение в разрядном промежутке измерялось магнитным датчиком Холла с пространственным разрешением ~ 3 мм. Измерение тока пучка I_b проводилось цилиндром Фарадея с временным разрешением $\sim 2 \cdot 10^{-9}$ с. В эксперименте полный ток разряда I_p , а также его распределение контролировалось независимыми омическими шунтами, включенными непосредственно в цепь разряда электрических линий. Сопротивление каждого шунта составляло $R_{ш} \approx 0,1 \rho$. Погрешность измерения величины тока не превышала 15%. Дополнительно регистрировалось интегральное свечение газа в объемном разряде в направлении, перпендикулярном плоскости распространения электронного пучка. При фоторегистрации магнитные пластины устанавливались только с одной стороны разрядного промежутка.

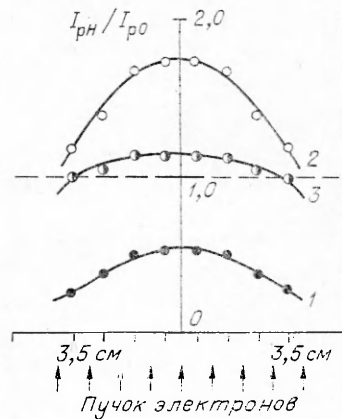
Типичные осциллограммы тока разряда и тока электронного пучка показаны на фиг. 2. Начальная проводимость в объемном разряде создается за время инжекции быстрых электронов $\sim 10^{-8}$ с. В дальнейшем динамика протекания тока разряда определяется скоростью гибели электронов в промежутке. Влияние магнитного поля сказывается на изменении во времени I_p . Наиболее сильно этот эффект проявляется на границе разряда, где напряженность магнитного поля H достигает максимального значения.

На фиг. 3 приведена зависимость полного тока разряда в относительных единицах I_{pH}/I_{p0} от параметра d/r_L , где r_L — ларморовский радиус электронов инжектируемого пучка, соответствующий максимальному значению магнитного поля; I_{p0} — величина тока разряда без магнитного поля. Для сравнения здесь же показана зависимость полного тока разряда в однородном поперечном магнитном поле (точки 1). Характерной особенностью этих зависимостей является наличие соответствующего значения критического поля или параметра d/r_L , превышение которого приводит к существенному уменьшению тока разряда. В отличие от однородного магнитного поля влияние неоднородного поля (точки 2) проявляется в некотором возрастании полного тока разряда, величина которого достигает максимума при значении параметра $d/r_L \approx 2,3$.

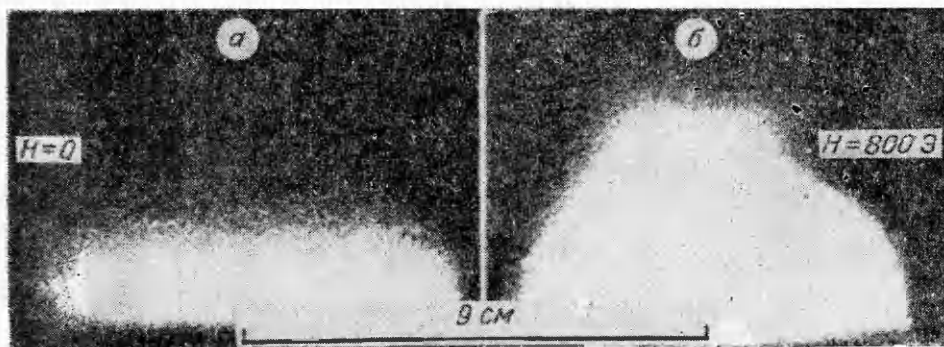
На фиг. 4 показаны результаты измерений распределения плотности тока объемного разряда вдоль секционированного электрода в неоднородном магнитном поле ($1-3 - d/r_L = 4,2; 2,3; 1,7$ соответственно); видно, что магнитное поле $H \approx 400$ Э ($d/r_L \approx 1,7$) слабо возмущает распределе-

ние тока разряда. С увеличением H до 540 Э наблюдается его перераспределение, сопровождающееся значительным (примерно в два раза) возрастанием плотности тока в области минимального значения магнитного поля. Дальнейшее увеличение H приводит как к искажению начального распределения, так и к уменьшению полного тока объемного разряда.

На фиг. 5, а, б показана картина интегрального свечения газа в объемном разряде $H = 0$ и 800 Э соответственно; видно, что неоднородное магнитное поле способствует сжатию электронного пучка в область минимального H и определяет увеличение степени ионизации газа в центре промежутка. В условиях эксперимента процессы потери энергии быстрых электронов приводят к более интенсивной ионизации газа на расстояниях $\sim 2 r_{\text{Л}}$ со стороны инжекции пучка, что находится в хорошем качественном соответствии с результатами численного расчета, проведенного в работе [7]. Сжатие пучка обуславливает возрастание полного тока разряда при величине зазора между электродами $d \leq 2 r_{\text{Л}}$, однако распределение плотности тока по длине промежутка, как видно из фиг. 4, и в этом случае оказывается существенно неравномерным. Дальнейшее увеличение магнитного поля, что соответствует условию $d > 2 r_{\text{Л}}$, приводит к появлению в разрядном промежутке слоя слабоионизированного газа, вызывающего резкое снижение I_p . Более быстрое уменьшение во времени тока разряда, наблюдающееся в опытах при наличии магнитного поля, по-видимому, связано со значительной неравномерностью ионизации газа и соответствующим перераспределением электрического поля.



Фиг. 4



Фиг. 5

Таким образом, проведенные эксперименты показали, что в неоднородном магнитном поле, моделирующем собственное магнитное поле сильноточного объемного разряда, возникает существенная неоднородность распределения плотности тока, а следовательно, и поглощаемой электрической энергии.

Величина поглощаемой в объемном разряде энергии определяется выражением

$$Q \simeq \int_0^{t_H} I_p U_0 dt \simeq d \left(\frac{E}{p} \right) p \int_0^{t_H} I_p dt,$$

где I_p — ток разряда; U_0 — напряжение на разрядном промежутке; t_H — длительность поглощения энергии.

Если в качестве критерия слабого возмущения распределения тока объемного разряда принять величину $d/r_{\perp} \simeq 1,7$, установленную опытным путем, то, используя соотношение для ларморовского радиуса электронов инжектируемого пучка с энергией 200 кэВ

$$r_{\perp} \simeq 1,7 \cdot 10^3 \frac{eU_b}{m_0 c^2} \sqrt{1 + \frac{2m_0 c^2}{eU_b} \frac{1}{H}}, \quad H \simeq \frac{2\pi}{c} I_p \frac{1}{l},$$

можно получить предельную величину электрической энергии, поглощаемой в однородном по сечению объемном разряде:

$$(1) \quad Q \simeq 5 \cdot 10^3 p \left(\frac{E}{p} \right) t_H l.$$

Для самостоятельного объемного разряда параметр E/p является ограниченным. В лазерных системах на CO_2 значение параметра $E/p \simeq 5-15$ В/см·мм рт. ст. зависит от состава рабочей смеси и выбирается с учетом максимальной эффективности преобразования электрической энергии в энергию излучения $\eta \sim 0,3$ [9, 10]. Поэтому условие (1) определяет предельный энергетический модуль мощного объемного разряда, который целесообразно использовать для однородного возбуждения активной среды во всем рабочем объеме.

Для типичных параметров лазерной системы на CO_2 электроионизационного типа (рабочая смесь газов $1\text{CO}_2 : 1\text{N}_2$ при $p \simeq 1$ атм, длительность пучка $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ с, эффективность $\eta \sim 0,3$, $E/p \simeq 10$ В/см·мм рт. ст.), используя соотношение (1) для излучаемой энергии, получаем

$$Q/l \simeq 2 \text{ кДж/м},$$

что является энергетическим пределом мощной лазерной системы на CO_2 с однородным потоком когерентного излучения, обусловленным необходимостью учета собственного магнитного поля тока объемного разряда.

Увеличение энергетического предела мощной лазерной системы на CO_2 $Q/l > 2$ кДж/м может быть, по-видимому, достигнуто двумя путями: либо применением высокоэнергетических электронных пучков с энергией ≥ 1 МэВ, либо созданием внешнего магнитного поля, компенсирующего влияние магнитного поля тока объемного разряда. В настоящее время тот и другой путь представляет достаточно сложную техническую задачу и приводит к дополнительным неоправданным затратам энергии, снижающим эффективность лазерной системы в целом.

Поступила 26 VIII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Долгов-Савельев Г. Г., Коньков И. Д., Леонтьев И. А., Лякишев В. Г., Орлов В. К., Телепин С. К., Чебуркин И. В. Электроионизационный импульсный ОКГ с энергией излучения 500 Дж. — «Квант. электроника», 1975, т. 2, № 1.
2. Бычков Б. 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. М.,

- Рыбалов А. М. Импульсный CO_2 -лазер с энергией излучения 5 кДж. — «Письма в ЖТФ», 1976, т. 2, вып. 5.
3. Оршич А. М., Пономаренко А. Г., Посух В. Г., Солоухин Р. И., Шаламов С. П. Компактный электроионизационный лазер на CO_2 с энергией излучения 1 кДж. — «Письма в ЖТФ», 1977, т. 3, вып. 1.
 4. Boyer K. Los Alamos Scientific Laboratory, Presentation at Japan-US Seminar on Laser Interaction with Matter. Kyoto. September 24—29, 1972.
 5. Locke E. V., Hoag E. D., Hella R. A. Deep penetration welding with high-power CO_2 -lasers. — «IEEE J. Quant. Electron.», 1972, QE—8, N 2.
 6. Афонин Ю. В., Долгов-Савельев Г. Г., Козоровицкий Л. Л., Оршич А. М., Орлов В. К., Пономаренко А. Г. О влиянии магнитного поля на объемный разряд, возбуждаемый электронным пучком. Препринт ИТПМ СО АН СССР, 1977.
 7. Boyer K., Henderson D. B., Morse R. L. Spatial distribution of ionization in electron-beam-controlled discharge lasers. — «J. Appl. Phys.», 1973, vol. 44, N 12.
 8. Афонин Ю. В., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И., Хапов Ю. И. Компактный импульсный ускоритель электронов с автономным питанием. — ПТЭ, 1973, № 5.
 9. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Беленов Э. М., Сучков А. Ф. Электроионизационные лазеры на сжатом углекислом газе. — УФН, 1974, т. 114, вып. 2.
 10. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Ионин А. А., Ковш И. Б., Соболев В. А., Сучков А. Ф., Урин Б. М. Исследование энергетических параметров электроионизационных CO_2 -лазеров. — «Квант. электроника», 1975, т. 2, № 11.

УДК 533.951.8

УСТОЙЧИВОСТЬ КОНТРАГИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ

В. И. Артемов, О. А. Синкевич

(Москва)

Перегревная неустойчивость (ПН) в неравновесной однородной плазме связана с ионизационной неустойчивостью электронного газа, при этом потери энергии за счет столкновения с тяжелыми частицами не могут уравновесить флуктуации Джоулева тепловыделения. Критерием развития ПН в неравновесной плазме является условие $d \ln \tau_e / d \ln T_e > 1/2$, τ_e — время потери импульса при столкновении электрона с тяжелыми частицами [1, 2]. ПН развивается и в случае, когда потери энергии электронным газом определяются излучением [3—6], теплообменом со стенками [4, 7], неупругими потерями [2].

Перегревная неустойчивость при нелинейном развитии приводит к образованию структур с неоднородными распределениями тока и электронной температуры, которые представляют собой слои в плоском случае или шнуры в цилиндрическом случае с повышенными плотностью тока и электронной температурой. Теория таких структур в полупроводниках — узкие и широкие домены — построена в работах [8—10]. Аналогичные структуры (контрагированное состояние разряда) в плазме газового разряда исследовались в работах [4, 7, 11—13]. В контрагированном состоянии разряд занимает ограниченную область, при этом наблюдается режим с нормальной плотностью тока, плотность тока не зависит от полного тока. Эксперименты [14] подтверждают выводы теории. Развитие перегревной неустойчивости в равновесной плазме [15, 16] может приводить также к появлению нестационарных структур [17].

Для объяснения ряда экспериментальных фактов необходимо выяснить вопрос об устойчивости неоднородного распределения тока, а в случае неустойчивости вопрос о характерном времени ее развития — время существования неоднородного состояния. Устойчивость неоднородного распределения тока исследовалась в работах [8—10, 18, 19], где показано, что плоский узкий домен, у которого ширина шнура одного порядка с толщиной стенки шнура, неустойчив, а широкий плоский домен с шириной шнура гораздо больше толщины стенки устойчив при достаточно большом сопротивлении внешней цепи (режим заданного тока). Неустойчивость плоского узкого домена приводит к разбиению его на цилиндрические узкие домены, которые являются устойчивыми [8].