

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ОБЪЕМНОМ ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ, КОНТРОЛИРУЕМОМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

А. М. Оришич, А. Г. Пономаренко, В. Г. Посух

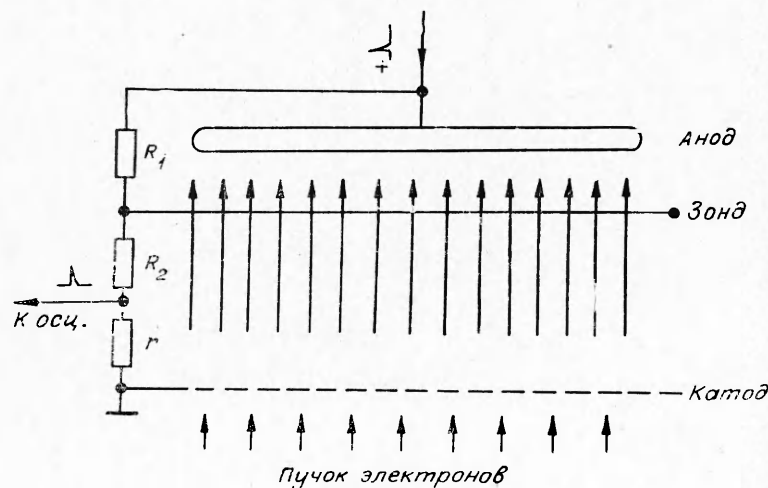
(Новосибирск)

Для успешного решения целого ряда физических и прикладных задач необходимо создание мощных потоков лазерного излучения с высокой пространственной однородностью и малой расходимостью. Как известно [1], неоднородность усиления активной среды может значительно ухудшать оптические характеристики мощных лазерных систем. В связи с этим существенное значение приобретает более детальное исследование возможности однородного возбуждения газов в больших объемах.

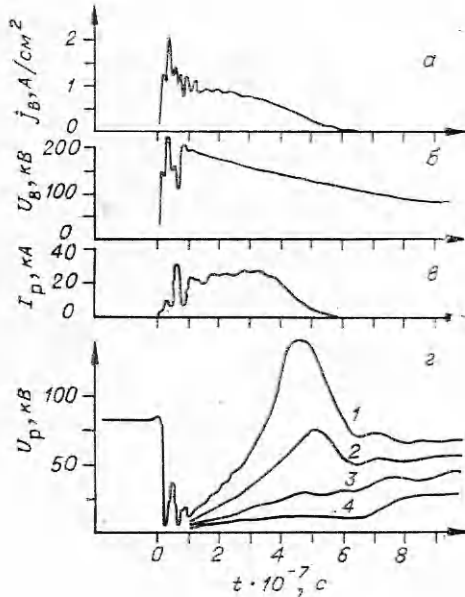
Однако, насколько нам известно, исследование пространственного распределения электрических параметров в объемном разряде импульсных CO_2 -лазеров проводилось явно недостаточно, особенно в экспериментальном плане.

В данной работе приведены предварительные экспериментальные результаты измерений распределения электрического поля в объемном разряде в воздухе при давлении $p = 1$ атм, возбуждаемом пучком электронов.

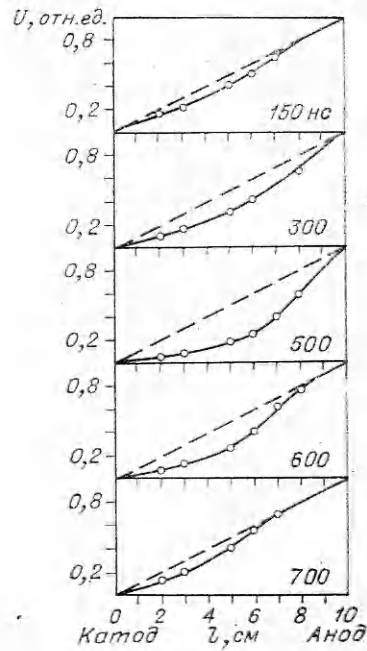
1. Описание установки и методов измерений. Исследования проводились на мощном импульсном CO_2 -лазере, подробное описание которого изложено в работах [2, 3]. Газовый разряд зажигался в объеме $10 \times 10 \times 100 \text{ см}^3$. Иницирование разряда осуществлялось пучком электронов со средней плотностью тока $j_B \approx 0,8 \text{ А/см}^2$. Принципиальная схема представлена на фиг. 1. Исследования однородности плотности тока пучка по сечению селективным «цилиндром Фарадея» показали (с точностью осциллографического метода регистрации), что неоднородность j_B по длине поперечного сечения пучка практически отсутствует, а по ширине наблюдалось уменьшение $\sim 20\%$ у границ объемного разряда. Параметры генератора импульсного напряжения, используемого для питания электронного ускорителя, следующие: начальное рабочее напряжение $U_B \approx 200 \text{ кВ}$, запасаемая энергия $\sim 1,25 \text{ кДж}$, волновое сопротивление $\sim 3 \text{ Ом}$. Типич-



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

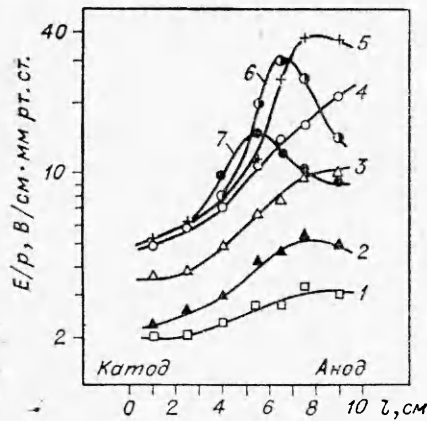
ные осциллограммы напряжения U_B и тока пучка электронов j_B представлены на фиг. 2, а, б. Длительность тока пучка в нашем случае определялась уменьшением напряжения на катоде и, следовательно, существенным снижением пропускной способности алюминиевой фольги толщиной ~ 80 мкм, через которую электроны инжектировались в газ.

Источником энергии основного разряда являлся малоомный генератор импульсного напряжения с параметрами: рабочее напряжение $U_p \approx 70-250$ кВ, емкость $C = 0,45$ мкФ, волновое сопротивление $\rho \approx 1,5$ Ом. На фиг. 2, в, г представлены типичные осциллограммы тока разряда I_p и потенциала на различных расстояниях от катода: 1 — $l = 10$ см (анод); 2 — $l = 7$ см; 3 — $l = 5$ см; 4 — $l = 3$ см.

Распределение потенциала в различных точках разряда контролировалось электрическим зондом, в качестве которого использовалась металлическая проволока, натянутая параллельно электродам вдоль разрядного промежутка (см. фиг. 1). Высокоомный делитель напряжения R_1, R_2 ($r \ll R_1, R_2$) подключался непосредственно к источнику энергии и задавал до инициирования разряда положительный потенциал на зонд, соответствующий линейному распределению электрического поля в межэлектродном промежутке.

Потенциал зонда в разряде измерялся с помощью омического делителя R_2, r (см. фиг. 1). При изменении диаметра зонда $\varnothing \approx 0,2-0,5$ мм и полного сопротивления $R_1 + R_2 \approx 50 + 80$ кОм наблюдалось совпадение результатов измерений в пределах погрешности $\sim 10\%$ осциллографического метода регистрации.

Напряжение на разрядный промежуток подавалось на $0,7$ мкс раньше, чем включался ускоритель. Ионизация газа начальным мощным импульсом высокоэнергетичных электронов приводила, как видно из фиг. 2, к резкому уменьшению сопротивления разряда R_p до величины, меньшей ρ (волнового сопротивления накопителя) и соответствующему перераспре-



Фиг. 4

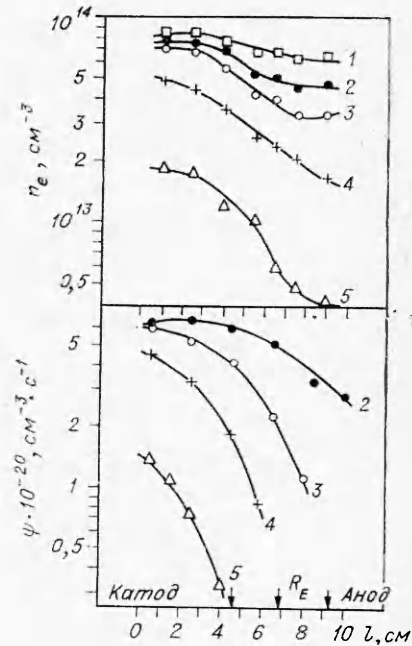
делению напряжения между R_p и ρ . В течение времени $\tau \leq 300$ нс уменьшение интенсивности внешней ионизации вызывало возрастание R_p и, следовательно, увеличение напряжения на разрядном промежутке. Значительное уменьшение тока j_B и энергии электронов пучка при $\tau > 300$ нс обуславливало резкое снижение тока разряда. Этот процесс дополнительно вызывал увеличение напряжения на разряде за счет индуктивной составляющей внутреннего сопротивления источника энергии.

2. **Результаты эксперимента.** На фиг. 3 представлены распределения потенциала по длине разрядного промежутка, измеренные в различные моменты времени. Штриховые линии соответствуют линейной зависимости величины $U_p(x)$ от расстояния. Из приведенных на фиг. 3 данных следует, что в исследуемом разряде наблюдается существенное отклонение $U_p(x)$ от линейного закона, причем возрастание градиента потенциала происходит по направлению движения электронного пучка от катода к аноду разрядного промежутка.

Для оценки степени влияния различных факторов, обуславливающих столь сильное искажение распределения поля объемного разряда, контролируемого электронным пучком, проведем приближенный расчет изменения во времени следующих наиболее важных параметров: величины электрического поля E , концентрации электронов n_e , интенсивности внешней ионизации ψ и скорости прилипания электронов η .

Величина поля E определялась дифференцированием измеренных в эксперименте зависимостей потенциала от расстояния до катода. Ошибка в определении E не превышала 30%. Распределение электрического поля по длине разрядного промежутка для различных моментов времени представлено на фиг. 4. Цифрами 1-7 обозначены моменты времени: 150, 200, 300, 400, 500, 600, 700 нс от начала разряда. При проведении расчетов не учитывалось катодное и анодное падение потенциала, суммарная величина которых по данным, приведенным в работе [4], может составлять несколько процентов от полного напряжения на разрядном промежутке.

Можно показать, что в условиях нашего эксперимента ток объемного разряда I_p в основном определяется процессом подвижности электронов



Фиг. 5

в электрическом поле. Поэтому средняя по сечению величина n_e определяется выражением

$$n_e \simeq \frac{I_p}{eA(E/p)S},$$

где e — заряд электрона; S — сечение разряда; A — коэффициент подвижности электронов, зависимость которого от величины E/p для воздуха представлена в работе [5].

Используя полученные в эксперименте распределения электрического поля в разрядном промежутке E/p , можно было определить концентрацию электронов n_e в различных точках объемного разряда. На фиг. 5 представлено распределение концентрации электронов n_e в моменты времени 150, 200, 300, 400, 500 нс после начала разряда. Приведенные на фиг. 4, 5 данные показывают, что на начальной стадии разряда неравномерность распределения величины $n_e(x)$ и электрического поля $E/p(x)$ выражена слабо. Однако, если у катода концентрация электронов за время $\tau \leq 400$ нс изменяется незначительно, вблизи анода наблюдается резкое уменьшение n_e . Напряженность поля в этой области увеличивается почти в 10 раз, достигая величины $E/p \simeq 25-35$ В/см·мм рт. ст. Столь большие значения параметра E/p , возникающие к моменту окончания инжекции внешнего электронного пучка, могут способствовать развитию ионизационных процессов в поле основного разряда.

Действительно, как видно из фиг. 4, после прекращения тока разряда ($\tau \simeq 600$ нс) от анода движется волна слабой ионизации, приводящая к выравниванию распределения поля в разрядном промежутке.

Скорость генерации электронно-ионных пар ψ для пучка электронов с энергией 100—200 кэВ может быть оценена с помощью следующих соотношений [4, 6]:

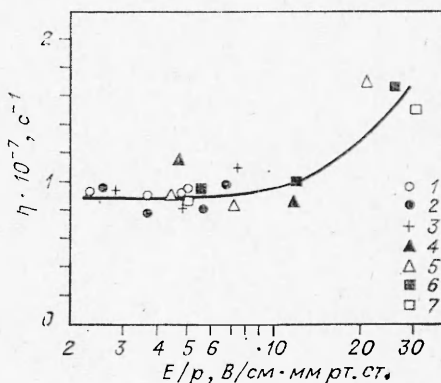
$$(2.1) \quad \psi(x, t) \simeq \frac{j_B}{e\omega} \frac{dU_B}{dx},$$

$$(2.2) \quad \frac{dU_B}{dx} \simeq 0,3 \cdot 10^6 \rho (Z/A) \beta^{-2} \ln \frac{1,16U_B}{I_0},$$

где j_B — плотность тока пучка; ω — энергия образования электронно-ионной пары; dU_B/dx (эВ/см) — ионизационные потери быстрых электронов с энергией U_B ; A — атомный вес тормозящего пучок вещества; Z — заряд ядра; ρ — плотность, г/см³; I_0 — средний потенциал ионизации; $\beta = v_e/c$. Величина ω не зависит от U_B и составляет для воздуха ~ 34 эВ [6].

С использованием выражений (2.1), (2.2) и учетом ослабления плотности тока пучка j_B при прохождении его через газовый промежуток были рассчитаны распределения ионизационных потерь $\psi(x, t)$ [7] в моменты времени 150, 200, 300, 400, 500 нс от начала разряда (см. фиг. 5).

Как следует из полученных результатов, представленных на фиг. 5, ионизация газа внешним пучком в условиях описываемого экспе-



Ф и г. 6

римента происходила, по-видимому, существенно неравномерно вдоль направления его движения. Зависимости $n_e(x, t)$ и $\psi(x, t)$ показывают, что концентрация электронов в разряде контролируется внешним ионизатором практически в течение всего импульса тока только в области, прилегающей к катоду.

Из фиг. 5 видно, что экстраполяция вычисленных значений ионизационных потерь $\psi(x, t)$ к нулю при $t = \text{const}$ приводит к значениям x , близким к расчетным величинам среднего пробега быстрых электронов R_E с начальной энергией $U_B(0, t)$, которые представлены в работе [6].

Из полученных данных следует, что достаточно равномерная ионизация газа в объемном разряде наблюдается в области, характерный размер которой близок к значению $l \leq R_E/2$.

Этот результат показывает, что в условиях нашего эксперимента собственное электрическое поле разряда в отличие от данных численного моделирования, приведенных в работе [8], по-видимому, не оказывает заметного влияния на распределение ионизационных потерь в разрядном промежутке.

Более того, можно предположить, что для объяснения динамики исследуемого разряда необходимо учитывать гибель электронов за счет процесса прилипания.

С использованием выражения

$$\eta = \frac{\psi}{n_e} - \frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial t},$$

описывающего поведение концентрации электронов в объемном разряде, были вычислены значения коэффициента прилипания η для моментов времени 200, 300, 400 и 500 нс от начала импульса тока на различных расстояниях от катода (фиг. 6).

Достаточно близкие значения величины η , полученные для существенно отличающихся как по величине, так и по характеру изменения параметров $n_e(x, t)$ и $\psi(x, t)$ областей разряда (см. фиг. 6), позволяют сделать вывод, что рассчитанная скорость внешней ионизации $\psi(x, t)$, представленная на фиг. 5, и процесс прилипания достаточно полно описывают поведение объемного разряда. Причем, если вблизи катода поведение $n_e(x, t)$ в основном определяется изменением $\psi(x, t)$, т. е.

$$n_e(x, t) \simeq \psi(x, t) / \eta,$$

то у анода внешний ионизатор действует только в течение времени $\tau \leq 200$ нс. В дальнейшем концентрация электронов в этой области уменьшается по закону

$$\partial n_e / \partial t \simeq -\eta n_e,$$

причем величина η возрастает с увеличением параметра E/p .

По-видимому, в условиях, когда начальная энергия пучка $U_B(0, t)$ не обеспечивает однородной ионизации газа в разрядном промежутке, т. е. $d \gtrsim R_E/2$, возрастание электрического поля вблизи анода приводит к увеличению скорости гибели электронов за счет процессов прилипания. Вследствие этого эффект возможное увеличение ионизационных потерь в области $x > R_E/2$ за счет собственного поля разряда существенно ослабляется.

Таким образом, проведенные исследования показали, что при средней напряженности электрического поля разряда $E/p \simeq 10$ В/см·мм рт. ст. в воздухе равномерная ионизация газа электронным пучком осуществляется на расстоянии $x \leq R_E/2$, т. е. на половине длины экстраполирован-

ного пробега быстрого электрона. Уменьшение напряжения на диоде ускорителя (см. фиг. 2, б) вследствие разряда емкостного накопителя обуславливает снижение средней энергии, а следовательно, и длины пробега быстрых электронов. Поэтому размер области объемного разряда, в которой проводимость контролируется внешним ионизатором, становится меньше расстояния между электродами, что определяет неоднородность поглощения энергии в газе. С учетом существенного влияния процессов прилипания следует отметить, что для создания равномерного объемного разряда необходимо выбирать напряжение на диоде ускорителя таким, чтобы пробег высокоэнергетичных электронов в рабочем газе R_E превышал размеры разряда в течение всего времени протекания импульса тока. Отметим перспективность использования для этих целей электрической линии в качестве накопителя энергии электронного ускорителя.

Поступила 11 I 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Casperson L. W., Sheldrake S. J. Beam deflection and isolation in laser amplifiers.— «Optics communications», 1974, vol. 12, N 4, p. 349.
2. Оришнич А. М., Пономаренко А. Г., Посух В. Г., Шаламов С. П. Исследование вакуумного диода с протяженным катодом.— В кн.: Физическая газодинамика. Новосибирск, изд. ИТПМ СО АН СССР, 1976.
3. Оришнич А. М., Пономаренко А. Г., Посух В. Г., Солоухин Р. И., Шаламов С. П. Мощный импульсный лазер на CO_2 с энергией излучения 1 кДж.— «Письма в ЖТФ», 1977, т. 3, вып. 1.
4. Данилычев В. А., Керимов О. М., Ковш Н. Б. Оптические квантовые генераторы на сжатых газах.— «Труды ФИАН», 1976, т. 85, с. 49.
5. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М., «Мир», 1968.
6. Стародубцев С. В., Романов А. М. Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент, Изд-во АН УзССР, 1962.
7. Subba Rao V. N. A simple formula for the transmission and absorption of monoenergetic electrons.— «Nuclear instruments and methods», 1966, vol. 44, N 1, p. 155.
8. Smith R. C. Computed secondary-electron and electric field distributions in an electron-beam-controlled gas-discharge laser.— «Appl. Phys. Lett.», 1972, vol. 21, N 8, p. 352.

УДК 533.915

РЕЖИМЫ ПОДДЕРЖАНИЯ ТОКА В КАТОДНОМ СЛОЕ [НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА, ВОЗБУЖДАЕМОГО ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Ю. Д. Королев, В. Б. Пономарев, В. С. Сынах

(Томск, Новосибирск)

Распределение электрического поля в газовом промежутке при протекании через него тока несамостоятельного разряда характеризуется наличием приэлектродных областей с повышенной напряженностью поля и столба разряда, где поле приблизительно однородно [1]. При малой скорости генерации электронно-ионных пар ψ и малых приложенных напряжениях U_0 реализуется режим сильной экранировки. В этом режиме ударная ионизация, как правило, несущественна [1]. При высоких ψ и U_0 электрическое поле в катодной области воз-