

3. Pollack M. A. Pressure dependence of the iodine photodissociation laser peak output.— «Appl. Phys. Lett.», 1966, vol. 8, p. 36.
4. Kasper J. V. V., Parker J. H., Pimentel G. C. Iodine-atom laser emission in alkyl iodide photolyses.— «J. Chem. Phys.», 1965, vol. 43, p. 1827.
5. Карнюшин В. Н., Солоухин Р. И. Применение газодинамических течений в лазерной технике.— ФГВ, 1972, т. 8, с. 163.
6. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., «Наука», 1969.
7. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1974.
8. Гиневский А. С. Теория турбулентных струй и следов. М., «Машиностроение», 1969.
9. Donovan R. J., Fotakis C. Isotope effects in the quenching of electronically excited atoms.— «J. Chem. Phys.», 1974, vol. 63, p. 2159.

УДК 537.56

### ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА И ПЕРЕХОДНОЙ ТОК ГАЗОВОГО ПРОМЕЖУТКА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНОГО ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. А. Аргунов, В. В. Захаров, Г. Ф. Иоилев,  
Е. В. Чехунов

(Москва)

В работе [1] рассмотрен вопрос о снижении пробивного напряжения газового промежутка при действии на него мощного ионизирующего импульса. Рассчитаны предпробойные переходные токи для аргона и воздуха в случае широкого промежутка (расстояние между электродами  $d = 1$  см). Вопрос о виде вольт-амперной характеристики в области больших токов (режим «тлеющего» разряда) не рассматривался.

Цель данной работы — расчет вольт-амперных характеристик узкого газового промежутка ( $d = 2 \cdot 10^{-2}$  см) как в области больших, так и в области малых токов (область токов, ограниченных объемным зарядом).

1. Полагаем, что внешний источник излучения создает в междуэлектродном промежутке однородную по объему ионизацию. Это предположение хорошо выполняется в случае малых расстояний между электродами. Координату  $x$  направим от катода к аноду. Тогда исходная система уравнений и граничные условия имеют вид [1—3]

$$(1.1) \quad \partial q_- / \partial t = \alpha(E)j_- - \partial j_- / \partial x + Q;$$

$$(1.2) \quad \partial q_+ / \partial t = \alpha(E)j_+ + \partial j_+ / \partial x + Q;$$

$$(1.3) \quad \partial E / \partial x = (4\pi/\epsilon)(q_- - q_+);$$

$$(1.4) \quad j_-(0, t) = \gamma_i j_+(0, t) + \gamma_* \int_0^d \alpha(E) j_-(x, t) dx;$$

$$(1.5) \quad j_+(d, t) = 0;$$

$$(1.6) \quad \int_0^d E(x, t) dx = U = \text{const},$$

где  $q_-$  и  $q_+$  — плотности зарядов электронов и положительных ионов;

$j_-$  и  $j_+$  — плотности токов электронов и положительных ионов;  $E$  — электрическое поле;  $\alpha(E)$  — коэффициент ударной ионизации;  $\gamma_i$  и  $\gamma_*$  — коэффициенты вторичной ионизации на катоде за счет действия ионного удара и фотоэффекта;  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость газа;  $U$  — внешнее приложенное напряжение;  $Q$  — скорость генерации зарядов внешним источником в единице объема.

Уравнения (1.4), (1.5) описывают граничные условия для плотности тока электронов на катоде и плотности тока положительных ионов на аноде соответственно; (1.6) отражает тот факт, что внешнее напряжение на разрядном промежутке поддерживается постоянным.

В вычислениях использованы следующие эмпирические выражения:

1) в случае азота из [4]

$v_- = \mu_- E/p$ ,  $v_+ = \mu_+ E/p$  — дрейфовые скорости электронов и положительных ионов в электрическом поле  $E(x, t)$ ;

$\alpha(E) = c p \exp(-Dp/E)$ , где

$\mu_- = 2,9 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>·мм рт. ст./В·с,

$\mu_+ = 2 \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>·мм рт. ст./В·с,

$c = 7,6$  (см·мм рт. ст.)<sup>-1</sup>,

$p = 760$  мм рт. ст.,  $D = 260$  В/см·мм рт. ст.;

2) в случае воздуха использованы эмпирические выражения работы [5] для  $\alpha(E)$ ,  $\mu_-$  и  $\mu_+$ .

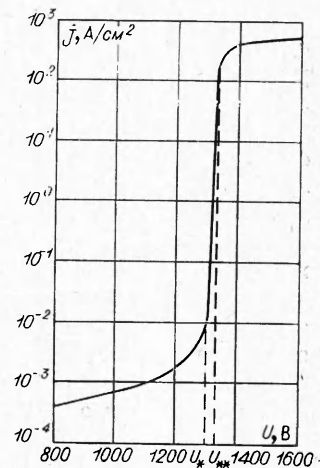
2. Для решения системы уравнений (1.4)–(1.6) в работах [1–3] применялась явная схема бегущего счета [6]. Устойчивость вычислений по такой схеме обеспечивается, если выполнено условие Куранта [2]:

$$1 > r = v_- \tau / h,$$

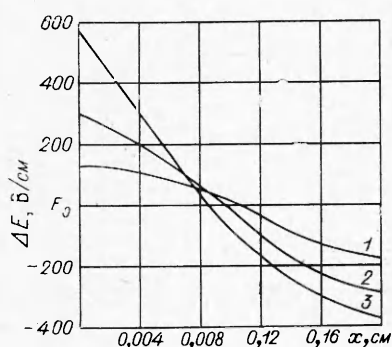
где  $\tau$  — шаг по времени;  $h$  — шаг по координате;  $r$  — число Куранта. Так как скорость электрона  $v_-$  велика, то шаг по времени  $\tau$  мал, что приводит к большим временам счета. В [7] описана неявная схема счета, в которой используется интегрирование уравнений движения электронов вдоль характеристик. В такой схеме нет местного ограничения на шаг по времени, но на каждом шаге производится большое число итераций.

В данной работе используется неявная схема бегущего счета [4]. В этом случае необходимо итерировать по граничному условию на катоде. Фактически при расчетах производилась одна итерация. Сравнительные расчеты показали, что схема дает приемлемые результаты при числе Куранта  $r = 5$ . Это обстоятельство позволяет значительно экономить время счета по сравнению с явными схемами. Вблизи анода и катода возникают области повышенных градиентов определяемых величин. Поэтому выбирался неравномерный шаг по пространственной координате — мелкий у катода и анода и более крупный в остальной области. Минимальный шаг у катода выбирался  $h = 4 \cdot 10^{-4}$  см.

3. Рассмотрим результаты описанных выше расчетов. На фиг. 1–4 графически представлены результаты расчета для азота при мощности дозы воздействующего излучения  $\dot{D} = 3,32 \cdot 10^{-7}$  Р/с ( $Q = 1,1 \cdot 10^{-2}$  Кл/см<sup>3</sup>·с), расстоянии между электродами  $d = 2 \cdot 10^{-2}$  см, давлений газа  $p = 760$  мм рт. ст.,  $\gamma_i = 0,02$ .



Ф и г. 1



Ф и г. 2

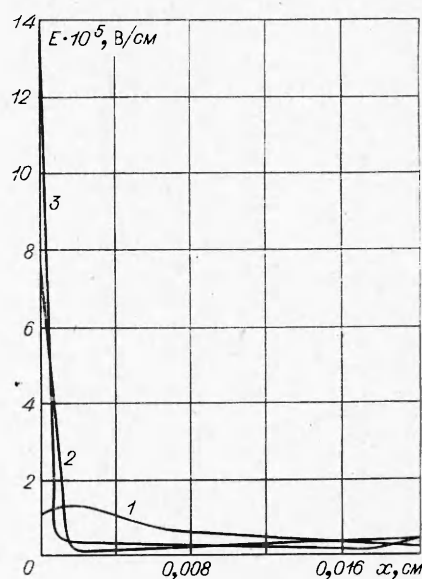
На фиг. 1 показана вольт-амперная характеристика газового промежутка. На этой характеристике можно выделить два участка: область относительно малых токов ( $U < U_*$ ) и область относительно больших токов ( $U > U_{**}$ ). Двум качественно различным участкам вольт-амперной характеристики соответствуют две отличающиеся друг от друга картины распределения электрического поля в междуэлектродном промежутке.

На фиг. 2 приведены кривые распределения напряженности электрического поля в точке вольт-амперной характеристики  $U = 1200 \text{ В} < U_*$ . Кривые 1—3 соответствуют времени  $t = 35 \cdot 10^{-9}$ ,  $70 \cdot 10^{-9}$ ,  $210 \cdot 10^{-9}$  с после начала импульса излучения. Искажение поля положительным пространственным зарядом еще незначительно ( $\Delta E/E_0 = 2 \cdot 10^{-2}$ ), поле в прикатодном слое недостаточно для ударной ионизации ( $Q > \alpha(E)j_-$ ). В этих условиях ток через промежуток определяется ионной проводимостью. При напряжении  $U = U_*$  электрическое поле в прикатодном слое, обедненном электронами, достигает величины, превышающей порог ионизации. За счет ударной ионизации ионная проводимость в катодном слое становится равной электронной в остальном объеме, что приводит к уменьшению падения потенциала на катодном слое и толщины последнего.

На фиг. 3 приведены кривые распределения напряженности электрического поля в точке вольт-амперной характеристики  $U = 1400 \text{ В} > U_{**}$ ; кривые 1—3 соответствуют моментам времени  $t = 2,9 \cdot 10^{-7}$ ,  $3,06 \cdot 10^{-7}$ ,  $3,25 \cdot 10^{-7}$  с после начала импульса излучения. В этом случае электрическое поле в прикатодном слое значительно превышает порог ионизации ( $\Delta E/E_0 = 20$ ). Образуется узкая прикатодная область, характеризующаяся значительными градиентами напряженности электрического поля и заряда, и широкий положительный столб, в котором поле однородно. Прикатодный слой играет роль неограниченного эмиттера электронов, величина эмиссии которого автоматически поддерживается на уровне, заданном проводимостью положительного столба. Разряд приобретает черты, характерные для тлеющего разряда в отсутствие излучения. Ток при переходе в режим «тлеющего» разряда возрастает на пять порядков.

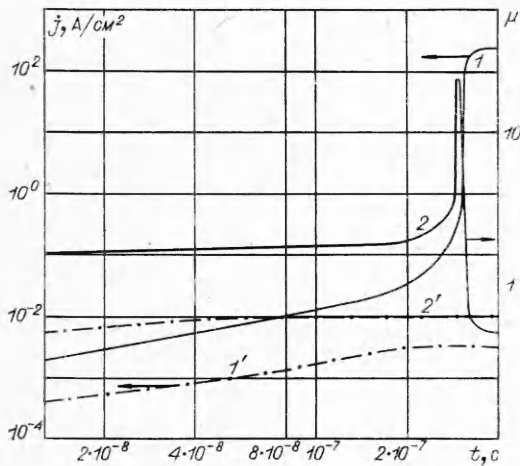
На фиг. 4 приведены расчетные кривые переходного тока (кривые 1) и зависимость коэффициента

$$\mu(t) = \gamma_i \left[ \exp \left( \int_0^d \alpha[E(x, t)] dx \right) - 1 \right]$$

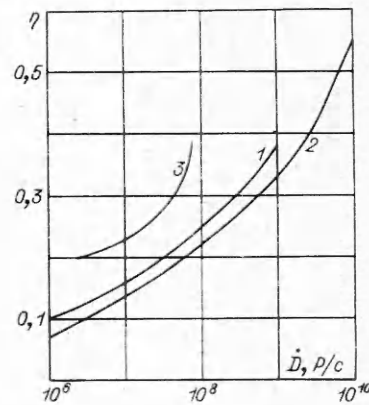


Ф и г. 3

от времени (кривые 2). Сплошные кривые соответствуют точке вольт-амперной характеристики на фиг. 1  $U = 1400$  В, штрихпунктирные —  $U = 1250$  В. Из этих зависимостей видно, что при  $U = 1400$  В  $> U_{**}$  коэффициент  $\mu(t)$  уже при  $t > 15$  нс больше 1, но резкого возрастания тока не происходит. В момент перехода в режим «тлеющего» разряда (момент



Фиг. 4



Фиг. 5

резкого возрастания тока)  $\mu(t)$  быстро увеличивается, достигая своего максимального значения  $\mu_* = 22$ . Далее  $\mu$  столь же резко уменьшается.

Уменьшение  $\mu$  сопровождается замедлением роста тока, и по достижении  $\mu$  своего стационарного значения  $\mu_\infty = 0,48$  рост тока прекращается. С повышением приложенного напряжения  $\mu_\infty$  возрастает и при некотором напряжении  $U = U^*$  достигает значения, равного единице, что соответствует таунсендовскому пробоя. В случае малых токов разряда ( $U = 1250$  В  $< U_*$ ) коэффициент  $\mu(t)$  всегда меньше единицы и отсутствует ярко выраженный максимум.

4. Была проведена экспериментальная проверка метода расчета. Для этого рассчитывались вольт-амперные характеристики воздушного промежутка с расстоянием между электродами  $d = 2 \cdot 10^{-2}$  см при давлении  $p = 760$  мм рт. ст. и мощности дозы воздействующего излучения  $\dot{D} = (10^6 - 10^9)$  Р/с. По этим характеристикам определялось напряжение  $U_*$  перехода к режиму тлеющего разряда. Затем строился график зависимости коэффициента относительного снижения пробивного напряжения  $\eta = (U_0 - U_*)/U_0$  от мощности дозы излучения (фиг. 5, кривая 1), где  $U_0$  — напряжение пробоя необлучаемого воздушного промежутка. Эта зависимость снималась и экспериментально. Облучение проводилось на генераторе типа [8]. Результаты эксперимента представлены на фиг. 5 (кривая 2), соответствие результатов расчета и экспериментов можно признать удовлетворительным. Для сравнения фиг. 5 (кривая 3) приведены также результаты численных расчетов коэффициента  $\eta$ , сделанных в работе [1].

Поступила 12 IV 1976

## ЛИТЕРАТУРА

1. Данцер А. А., Феоктистов В. А. Снижение пробивного напряжения газа при действии импульсного ионизирующего излучения.— ПМТФ, 1973, № 6, с. 52.
2. Börsch-Supan W., Oser H. Numerical computation of the temporal development of current in gas discharge tube.— «J. Res. Nat. Bur. Standards», ser. B, 1963, vol. 67, N 1.
3. Ward A. L. Calculation of midgap breakdown in gases.— «J. Appl. Phys.», 1965, vol. 36, p. 2540.
4. Davies A. J., Davies C. S., Evans G. J. Computer simulation of rapidly developing gaseous discharges.— «Proc. IEE», 1971, vol. 118, N 6, p. 816.
5. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М., «Наука», 1971.
6. Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике. М., «Наука», 1968.
7. Davies A. J., Evans G. J., Hewellyn J. E. Electrical breakdown of gases: spatiotemporal growth of ionization in fields distorted by space charge.— «Proc. Roy. Soc.», 1964, vol. 281, N 1385, p. 164.
8. Зеленский К. Ф., Завада Н. И., Тронкин И. А., Цукерман В. А. Мощный импульсный генератор коротких вспышек рентгеновских лучей.— ПТЭ, 1969, № 4, с. 177—180.

УДК 537.527

ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЙ СТОЛБ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА  
В ПОТОКЕ АЗОТА

Л. М. Дмитриев

(Жуковский)

Исследование электрического разряда в движущейся среде представляет интерес в связи с применением его для создания инверсно-заселенной газовой среды в оптических квантовых генераторах (проводилось в работах [1, 2], где обсуждаются некоторые закономерности поведения разряда в потоке газа). Цель данной работы — выяснить зависимости характеристик разряда от таких параметров, как степень предьонизации, скорость и плотность потока газа. Расчеты проводятся для поперечного разряда в потоке предварительно ионизованного азота.

Основные уравнения, описывающие движение электронов и ионов в среде, следующие:

$$(1) \quad \begin{aligned} \text{уравнения движения} \\ n_e \mathbf{V}_e &= n_e \mu_e \mathbf{E}, \\ n_i (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_a) &= n_i \mu_i \mathbf{E}, \end{aligned}$$

последнее уравнение не учитывает диффузию и инерцию при движении ионов, что справедливо, как следует из оценок, при достаточно высоких давлениях (для условий данной работы при  $p \geq 50$  мм рт. ст.); уравнения сохранения частиц

$$(2) \quad \begin{aligned} \operatorname{div} n_e \mathbf{V}_e &= \Gamma, \quad \operatorname{div} n_i \mathbf{V}_i = \Gamma, \\ \Gamma &= n_e \mathbf{V}_e p(\alpha/p) - \beta n_e n_i, \quad \alpha/p = f(E/p). \end{aligned}$$

Функция ионизации  $\alpha/p = f(E/p)$  предполагается такой же, что и в газе, в котором колебательные и электронные уровни молекул не возбуждены.