

**СНИЖЕНИЕ ПРОБИВНОГО НАПРЯЖЕНИЯ ГАЗА ПРИ ДЕЙСТВИИ
ИМПУЛЬСНОГО ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ****А. А. Данцер, В. А. Феоктистов**

(Москва)

Дано описание алгоритма расчета на ЭВМ динамического пробивного напряжения газового промежутка при действии на него однородного по пространству импульса ионизирующего излучения. Алгоритм основан на численном интегрировании нелинейной системы уравнений с интегральным граничным условием. Данная программа применена для расчета пробивного напряжения воздушного промежутка в условиях действия ионизирующего импульса колоколообразной формы. Показано, что при мощности экспозиционной дозы облучения $P_0 \sim 10^8$ р/сек относительное снижение пробивного напряжения может составлять десятки процентов.

1. В результате действия внешнего излучения в газе образуются заряженные частицы. Если амплитуда импульса достаточно велика, возникший объемный заряд искажает начальное однородное (в случае плоскопараллельной системы электродов) электрическое поле, так что развитие электронных лавин происходит в неоднородном поле. Если исходные параметры E_0 , p , d (E_0 — начальное электрическое поле, p — давление, d — расстояние между электродами) таковы, что отклонение от однородности поля в результате действия объемного заряда приводит к увеличению коэффициента размножения μ , то электрическая прочность ионизированного внешним источником газа будет падать.

Оценка влияния внешней стационарной ионизации газа на пробивное напряжение проведена в [1-3] с применением теории возмущения к стационарной системе уравнений, включающей в себя уравнение Пуассона. Результаты этих работ ограничены условием малости относительного изменения пробивного напряжения.

Изучение переходного разрядного тока в случае пренебрежения объемным зарядом проведено различными методами в [4, 5]. Включение уравнения Пуассона во временную систему уравнений делает задачу трудной для аналитического решения. В работах [6-8] развит приближенный метод решения, позволяющий с учетом действия объемного заряда изучить асимптотическое изменение тока при $t \sim T_+ \gg T_-$ (где T_+ , T_- — время пролета межэлектродного пространства ионом и электроном соответственно). В этом методе предполагается, что объемный заряд проявляется за времена $\sim T_+$ в результате накопления положительных ионов при прохождении большого количества электронных лавин. Как показано в работе [6] (стр. 142), переход к самостоятельному разряду может произойти при начальном значении коэффициента размножения μ_0 , меньшем, но достаточно близком к единице, чтобы обеспечить прохождение большого числа лавин, прежде чем начнет действовать механизм объемного заряда, и коэффициент станет $\mu > 1$.

В данной работе рассмотрен переходный разрядный ток промежутка при действии на него мощного ионизирующего импульса вида $Q(t) = Q_0 f(t)$ (где Q_0 — амплитудное значение количества зарядов, созданных внешним источником в единице объема за единицу времени; величина Q_0 в единицах системы CGSE в случае воздуха при нормальном давлении

численно совпадает с мощностью экспозиционной дозы P_0 , выраженной в рентгенах за секунду) с длительностью $T \sim T_-$. Амплитуда Q_0 такова, что образовавшийся за время действия объемный заряд искажает приложенное поле, т. е.

$$(1.1) \quad dTQ_0 \cong U / 4\pi d$$

где U — разность потенциалов.

Это приводит к необходимости учета действия объемного заряда при временах $t \sim T_-$. Поскольку в рассматриваемом случае действие внешнего излучения приводит к сильному искажению поля и изменению коэффициента μ , переход к самостоятельному разряду может произойти при значениях коэффициента μ_0 , заметно меньших единицы.

В данной работе на основе анализа работ [9,10], посвященных применению численных методов к решению некоторых задач физики газового разряда, разработаны алгоритм и программа для расчета пробивного напряжения газа, находящегося в поле импульсного ионизирующего излучения, а также на конкретных примерах сделана количественная оценка эффекта.

2. Рассмотрим плоскопараллельную систему электродов с координатой x , направленной от катода к аноду. На газовый промежуток падает импульс ионизации вида $Q(t)$. Исходная система уравнений и граничные условия имеют вид

$$(2.1) \quad \partial q_- / \partial t = \alpha(E) j_- - \partial j_- / \partial x + Q(t)$$

$$(2.2) \quad \partial q_+ / \partial t = \alpha(E) j_+ + \partial j_+ / \partial x + Q(t)$$

$$(2.3) \quad \partial E / \partial x = 4\pi (q_- - q_+)$$

$$(2.4) \quad j_-(0, t) = \gamma_i j_+(0, t) + \gamma_* \int_0^d \alpha(E) j_-(x, t) dx$$

$$j_+(d, t) = 0$$

Здесь q_- и q_+ — плотности зарядов электронов и положительных ионов, j_- и j_+ — плотности токов электронов и положительных ионов, $\alpha(E)$ — коэффициент ударной ионизации, E — электрическое поле, γ_i и γ_* — коэффициенты вторичной ионизации на катоде за счет действия ионного удара и фотоэффекта.

Уравнение Пуассона (2.3) должно решаться при условии

$$\int_0^d E(x, t) dx = U(t)$$

Для потенциала $U(t)$ путем применения законов Кирхгофа к электрической цепи можно получить дифференциальное уравнение, содержащее параметры внешней цепи и разрядного промежутка. Будем предполагать, что потенциал на разрядном промежутке поддерживается постоянным

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

С учетом уравнения (2.3) граничное условие для поля имеет вид

$$(2.5) \quad E(0, t) = \frac{U}{d} - \frac{4\pi}{d} \int_0^d dx \int_0^x [q_-(x', t) - q_+(x', t)] dx'$$

Задачей численного счета являлось определение переходного тока во внешней цепи $J(t)$

$$(2.6) \quad J(t) = \frac{1}{d} \int_0^d [j_-(x', t) + j_+(x', t)] dx'$$

а также определение дифференциального распределения поля $E(x, t)$ в различные моменты времени. Если потенциал на разрядном промежутке не поддерживается постоянным, ток во внешней цепи определяется формулой

$$(2.7) \quad J(t) = \frac{1}{d} \left\{ \frac{1}{4\pi} \frac{dU}{dt} + \int_0^d [j_-(x, t) + j_+(x, t)] dx \right\}$$

В вычислениях для величин v_- , v_+ и α использованы следующие эмпирические выражения:

1) в случае воздуха

$$(2.8) \quad \alpha(E) = \begin{cases} C_1 p \exp[-D_1 E/p], & E/p < W \\ C_2 p \exp[-D_2 p/E], & E/p > W \end{cases}$$

$$v_- = \mu_- E/p, \quad v_+ = \mu_+ E/p$$

где $\mu_- = 4 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{мм рт. ст.} / \text{в} \cdot \text{сек}$, $\mu_+ = 2 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{мм рт. ст.} / \text{в} \cdot \text{сек}$, $C_1 = 2.67 \cdot 10^{-8} (\text{см} \cdot \text{мм рт. ст.})^{-1}$, $C_2 = 8 (\text{см} \cdot \text{мм рт. ст.})^{-1}$, $D_1 = -0.35 \text{ мм рт. ст.} \cdot \text{см} / \text{в}$, $D_2 = 247 \text{ в/см} \cdot \text{мм рт. ст.}$, $W = 35 \text{ в/см} \cdot \text{мм рт. ст.}$. Формула (2.8) дает удовлетворительную аппроксимацию в интервале $20 < E/p < 200$ табличных данных, приведенных в работе [11] (стр. 75):

2) в случае аргона

$$(2.9) \quad v_+ = \begin{cases} (\mu_+ E/p)(1 - B_1 E/p), & E/p < W' \\ (k_+ \sqrt{E}/\sqrt{p})(1 - B_2(p/E)^{3/2}), & E/p > W' \end{cases}$$

$$v_- = \mu_- E/p, \quad \alpha(E) = C_1 p \exp[-D_1(p/E)^{1/2}], \quad E/p < W$$

где $\mu_- = 3 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{мм рт. ст.} / \text{в} \cdot \text{сек}$, $\mu_+ = 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{мм рт. ст.} / \text{в} \cdot \text{сек}$, $k_+ = 8.25 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{мм рт. ст.} / \text{в} \cdot \text{сек}$, $W' = 60 \text{ в/см} \cdot \text{мм рт. ст.}$, $B_1 = 2.2 \cdot 10^{-3} \text{ см} \cdot \text{мм рт. ст.} / \text{в}$, $B_2 = 86.52 (\text{мм рт. ст.} \cdot \text{см/в})^{-3/2}$, $C_1 = 29.22 (\text{см} \cdot \text{мм рт. ст.})^{-1}$, $D_1 = 26.64 (\text{в/см} \cdot \text{мм рт. ст.})^{1/2}$, $W = 700 \text{ в/см} \cdot \text{мм рт. ст.}$

Для аргона данные взяты из работы [10]. В данной работе величина P_0 изменяется в пределах $P_0 \sim 10^6 \div 10^8 \text{ в/сек}$. Система (2.1) — (2.5) совместно с формулами (2.8) или (2.9) полностью определяет задачу, если задано начальное распределение зарядов и значение потенциала на разрядном промежутке. Поскольку $v_+ \ll v_-$, то можно пренебречь инерцией электронов, положив $\partial q_- / \partial t = 0$. Решая уравнение (2.1) методом вариации произвольной постоянной, получим

$$(2.10) \quad j_-(x, t) = \exp \left\{ \int_0^d \alpha(x', t) dx' \right\} \left[j_-(0, t) + \right. \\ \left. + Q(t) \int_0^x \exp \left\{ - \int_0^{x'} \alpha(x'', t) dx'' \right\} dx' \right]$$

Чтобы определить условия применимости квазистационарного выражения (2.10), сравним его с формальным решением уравнения (2.1),

учитывающим инерцию электронов (при условии $v_- = \text{const}$)

$$(2.11) \quad j_-(x, t) = \exp \left\{ \int_0^x \alpha \left(x', t - \frac{x-x'}{v_-} \right) dx' \right\} \left[j_-\left(0, t - \frac{x}{v_-}\right) + \right. \\ \left. + \int_0^x Q \left(t - \frac{x-x'}{v_-} \right) \exp \left\{ - \int_0^{x'} \alpha \left(x'', t - \frac{x-x''}{v_-} \right) dx'' \right\} dx' \right]$$

Отсюда видно, что выражение (2.11) переходит в (2.10), если функции слабо изменяются за время T_- .

3. Рассмотрим конечно-разностную схему решения задачи. Сначала рассмотрим случай квазистационарного равновесия по электронам. Уравнение (2.10) преобразуем в разностное, заменяя интегрирование суммированием по правилу трапеций. Опуская промежуточные преобразования, приведем выражение для формулы (2.10)

$$(3.1) \quad j_-(m\Delta x, t) = j_-(0, t) Y(m\Delta x, t) + Q(t) Z(m\Delta x, t) \\ Y(m\Delta x, t) = \exp \left\{ \sum_{k=0}^{m-1} [\alpha(k\Delta x, t) + \alpha((k+1)\Delta x, t)] \right\} \\ Z(m\Delta x, t) = \frac{\Delta x}{2} \sum_{k=0}^{m-1} \exp \left\{ \frac{\Delta x}{2} \sum_{i=1}^{m-1} [\alpha(i\Delta x, t) + \alpha((i+1)\Delta x, t)] \right\} \times \\ \times \left[1 + \exp \left\{ - \frac{\Delta x}{2} [\alpha(k\Delta x, t) + \alpha((k+1)\Delta x, t)] \right\} \right] \\ m = 1, 2, \dots, M; \quad M\Delta x = d$$

Уравнение (2.2) в конечных разностях записывается в виде

$$(3.2) \quad \frac{q_+(x, t + \Delta t) - q_+(x, t)}{\Delta t} = \alpha j_-(x, t) + \frac{j_+(x + \Delta x, t) - j_+(x, t)}{\Delta x} + Q(t) \\ x = 0, \Delta x, 2\Delta x, \dots, (M-1)\Delta x; \quad t = 0, \Delta t, 2\Delta t$$

Аналогичным образом, применяя правило трапеции к граничному условию (2.4), получим

$$(3.3) \quad j_+(M\Delta x, t) = 0, \quad j_-(0, t) = \gamma_+ j_+(0, t) + \gamma_* \sigma(t) \\ \sigma(t) = \frac{\Delta x}{2} \sum_{k=0}^{M-1} [\alpha(k\Delta x, t) j_-(k\Delta x, t) + \alpha((k+1)\Delta x, t) j_-((k+1)\Delta x, t)]$$

Представление в конечных разностях уравнения Пуассона и условия

$$\int E(x, t) dx = U$$

аналогично описанному в [12]. Приведем набор уравнений. Поле на границе $x = 0$ определяется по формуле

$$(3.4) \quad dE(0, t) = U - \frac{\Delta x}{2} \sum_{m=1}^M [E^*(m\Delta x, t) + E^*((m-1)\Delta x, t)] - \\ - \frac{\Delta x^2}{12} [q(M\Delta x, t) - q(0, t)] \\ E^*(m\Delta x, t) = 4\pi \sum_{k=1}^m \frac{\Delta x}{2} [q(k\Delta x, t) + q((k+1)\Delta x, t)], \quad q \equiv q_- - q_+$$

По известному значению $E(0, t)$ поле внутри промежутка определяется так:

$$(3.5) \quad E(m\Delta x, t) = E^*(m\Delta x, t) + E(0, t)$$

Чтобы решение было устойчиво при $\Delta x \rightarrow 0$, $\Delta t \rightarrow 0$, $\Delta t / \Delta x = \text{const}$, необходимо выполнение неравенства

$$\Delta t \leq \Delta x / v_+$$

Система (3.1) — (3.5) описывает конечно-разностную схему в случае квазистационарного равновесия по электронам. При решении методом итераций на каждом шаге по времени необходимо решить систему из $4(d / \Delta x + 1)$ уравнений. Ее можно упростить, если сделать два допущения, не вносящих заметной ошибки в вычисления [12]: при определении поля в момент t в правых частях уравнений (3.4) брать величину $q_-(x, t - \Delta t)$ и в уравнении (3.3) величину $\sigma(t)$ определять по формуле

$$\sigma(t) = \frac{\Delta x}{2} \sum_{k=0}^{M-1} [\alpha(k\Delta x, t) j_-(k\Delta x, t - \Delta t) + \alpha((k+1)\Delta x, t) \times \\ \times j_-((k+1)\Delta x, t - \Delta t)]$$

Если поле за время T_- изменяется существенно, следует учесть инерцию электронов. Вместо уравнения (2.10) надо рассмотреть конечно-разностное представление уравнения (2.1), имеющее вид

$$q_-(k\Delta x, t + \Delta t) = \Delta t \left[\alpha(k\Delta x, t) j_-(k\Delta x, t) - \right. \\ \left. - \frac{j_-(k\Delta x, t) - j_-((k-1)\Delta x, t)}{\Delta x} + Q(t) \right] + q_-(k\Delta x, t) \quad k = 1, 2, \dots, M$$

Использование программы, учитывающей инерцию электронов, требует, чтобы шаг по времени удовлетворял условию $\Delta t \leq \Delta x / v_-$.

Это приводит к значительному увеличению объема машинного времени по сравнению со случаем квазистационарного равновесия по электронам, так как $v_- \gg v_+$. Оптимальным является использование программы, учитывающей инерцию электронов для времени $0 < t < T$, когда имеет место наибольшая скорость изменения поля, с последующим переходом на «квазистационарную» программу при $t > T$.

4. Данная программа была применена для расчета переходного тока при различных приложенных напряжениях U . Если U меньше пробивного напряжения U_* , то возникший в результате внешнего воздействия импульс тока $J(t)$ с течением времени затухает. При $U > U_*$ для кривой переходного тока характерно в определенный момент времени (который зависит от значений коэффициентов α и γ и от амплитуды и длительности ионизирующего импульса) резкое возрастание тока, что означает развитие в системе неустойчивости, связанной с переходом к самостоятельному разряду. Граничное значение параметра U , которое разделяет падающие и возрастающие переходные кривые, приравнивается в данной работе динамическому пробивному напряжению.

Рассмотрим результаты контрольных вариантов, выполненных с целью проверки корректности применения данного алгоритма к расчету пробивного напряжения.

Первая серия расчетов была связана с определением на основе временной системы уравнений статической вольт-амперной характеристики газа, находящегося в поле стационарного излучения. Эту задачу можно решить, если ионизирующий импульс задать в виде прямоугольной ступени и рассчитать установившееся значение тока J , соответствующее исходному параметру U .

Эта же задача может быть решена на основе стационарной системы уравнений. Возникающая двухточечная краевая задача (из двух переменных функций $E(x)$ и $j_-(x)$) граничные условия можно сформулировать только для тока $j_-(x)$ в точках $x = 0$ и d) решается методом пристрелок с использованием стандартной программы Рунге — Кутта в каждом пробном варианте. Программа Рунге — Кутта обеспечивает значительно большую точность вычислений по сравнению с той, которую заранее можно гарантировать в конечно-разностной схеме уравнений в частных производных. В силу одномерности уравнений в качестве параметра удобно взять полный ток J . Соответствующее значение потенциала получается путем вычислений распределения поля и взятия интеграла

$$\int_0^d E(x) dx = U$$

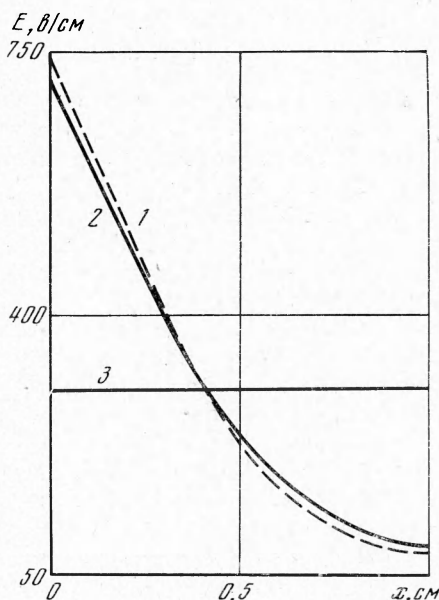
Сравним кривые распределения поля, полученные двумя способами. На фиг. 1 показано распределение поля в точке вольт-амперной характеристики с координатами $J = 6 \cdot 10^{-6}$ а/см², $U = 300$ в в аргоне при $p = 10$ мм рт. ст., $d = 1$ см, $\gamma_i = 0.02$, $Q_0 = 10^{-6}$ к/см³·сек. Пунктирная кривая 1 получена на основе временного алгоритма, сплошная кривая 2 — применением программы Рунге — Кутта к стационарной системе, кривая 3 дает начальное распределение поля. Хорошее совпадение кривых, описывающих почти девятикратное изменение поля, свидетельствует о том, что конечно-разностное представление уравнения Пуассона и учет влияния неоднородности поля на развитие лавин во временной системе сделаны корректно.

Был проведен расчет переходного тока в аргоне в случае действия прямоугольного импульса конечной длительности. Расчет проводился на основе квазистационарной системы при $p = 10$ мм рт. ст., $d = 1$ см, $\gamma_i = 0.02$, $T = 0.5$ мксек, $Q_0 = 10^{-6}$ к/см³·сек. На фиг. 2 кривые 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют $U = 300, 360, 390, 420, 480$ в. Резкий спад тока при $T = 0.5$ мксек соответствует отключению импульса ионизации. Анализ кривых при временах, больших указанных на фигуре, показывает, что для кривых 3, 4, 5 характерно резкое возрастание тока, а для 1, 2 — монотонное затухание. Граничное значение U , при котором меняется характер временной зависимости тока, согласно фиг. 2 лежит в пределах $360 \text{ в} < U < 390 \text{ в}$. Если для этого случая определить пробивное напряжение U_0 из условия Таунсенда (4.1)

$$\mu_0 \equiv \gamma_i (\exp(\alpha_0 d) - 1) = 1$$

преобразующееся с учетом (2.9) к виду

$$(4.2) \quad U_0 = D_1^2 p d \ln^{-2} \{ C_1 p d / \ln(1 + 1/\gamma_i) \}$$



Фиг. 1

то оно окажется равным 382 в. С точностью до шага $\Delta U = 30$ в, с которым изменяется параметр U при переходе от одной кривой к другой, расчетное значение совпадает с пробивным напряжением, получаемым из теории Таунсенда.

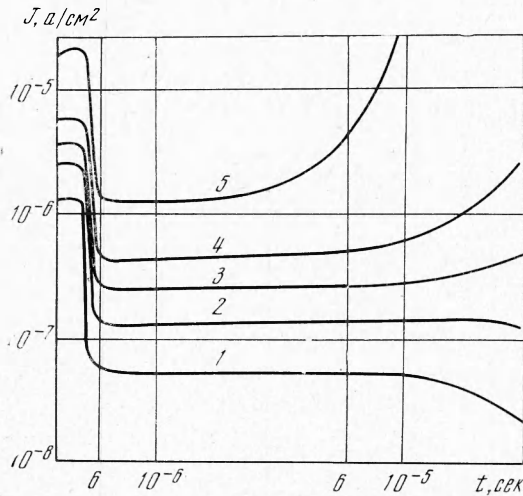
В случае отсутствия объемного заряда принятая методика расчета пробивного напряжения дает результат, совпадающий с классической теорией Таунсенда.

Приведем расчетные данные по пробивному напряжению воздушного промежутка при действии на него ионизирующего импульса вида

$$(4.3) \quad P(t) = P_0 [\exp(-t/\tau_1) - \exp(-t/\tau_2)]$$

где $\tau_1 = 10^{-7}$ сек, $\tau_2 = 10^{-8}$ сек.

Амплитуда импульса изменялась в интервале $P_0 \sim 10^6 \div 10^8$ p/сек. Рассмотрено два типа γ -процессов на катоде: эмиссия вторичных электронов



Фиг. 2

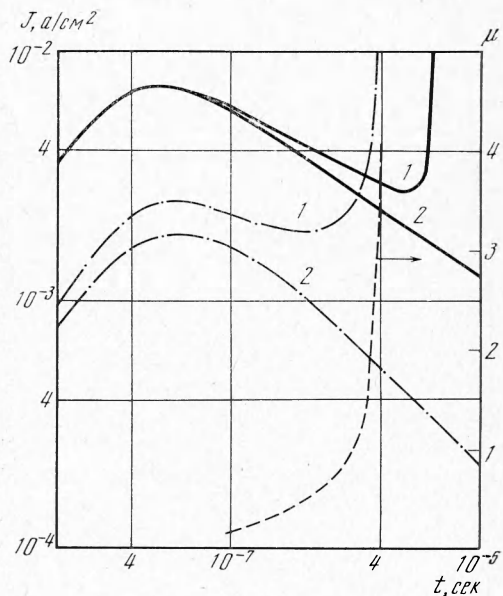
с катода за счет ионного удара, $\gamma_i = 0.02$; фотоэффект на катоде, $\gamma_* = 10^{-6}$. Расчет проводился по программе, учитывающей инерцию электронов, поскольку в рассматриваемом случае электрическое поле сильно изменяется за время T_- .

На фиг. 3 приведены расчетные кривые переходного тока в воздухе при $p = 760$ мм рт. ст., $d = 0.4$ см, $\gamma_i = 0.02$, $P_0 = 10^7$ p/сек (штрихпунктирные кривые 1, 2 соответствуют $U = 11.1$ и 10.8 кв) и $P_0 = 10^8$ p/сек (сплошные кривые 1, 2 соответствуют $U = 7.95$ и 7.8 кв). Видно, что с точностью до шага $\Delta U = 0.3$ кв пробивное напряжение при $P_0 = 10^7$ p/сек составляет $U_* = 11.1$ кв и при $P_0 = 10^8$ p/сек $U_* = 7.95$ кв. Удобно ввести коэффициент η , характеризующий относительное снижение пробивного напряжения

$$\eta = (U_0 - U_*) / U_0$$

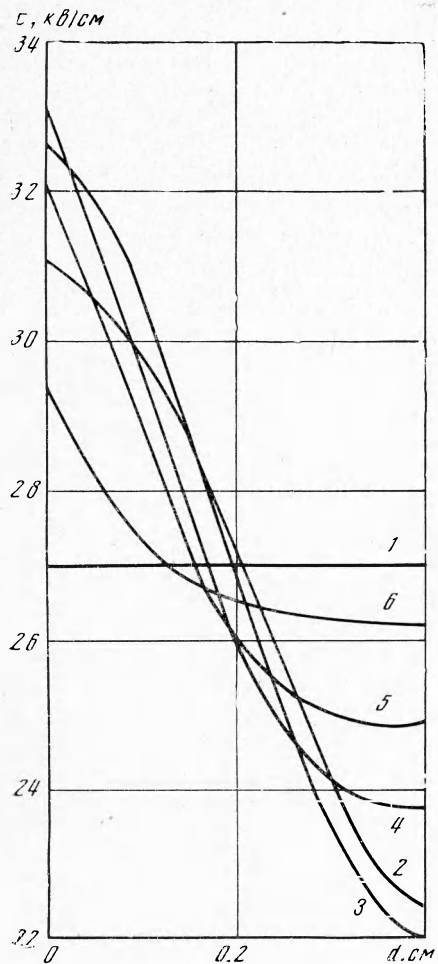
где U_0 определяется из условия Таунсенда (4.1) с учетом выражения (2.8).

Для указанных значений параметров p , d и γ_i получаем $U_0 = 11.7$ кв и при $P_0 = 10^8$ p/сек коэффициент $\eta = 32\%$. Значительное снижение пробивного напряжения объясняется сильной неоднородностью поля, вызванной действием объемного заряда. Представляет интерес проанализировать характер изменения во времени распределения поля. На фиг. 4



Фиг. 3

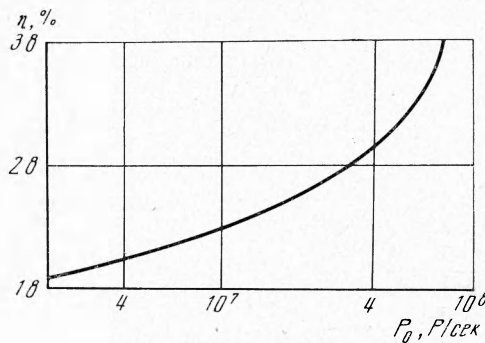
показан набор кривых, характеризующих распределение поля в различные моменты времени. Кривые 1, 2, 3, 4, 5, 6 соответствуют $t = 0, 0.335, 0.729, 2, 3, 5$ мксек. Кривые получены для случая $U < U_*$ ($U = 10.8$ кВ, $P_0 = 10^7$ р/сек, штрихпунктирная кривая 2 на фиг. 3). Неоднородность поля возрастает, достигает максимума, затем по мере спада тока поле приближается к начальному однородному распределению.



Фиг. 4

Анализ кривых тока при $U > U_*$ показывает, что резкое возрастание тока сопровождается дальнейшим увеличением неоднородности поля. Аналогичные кривые переходного тока при наличии фотоэффекта на катоде при $\gamma_* = 10^{-6}$ ($U_0 = 14.3$ кВ) были вычислены при следующих значениях амплитуды ионизирующего импульса: $P_0 = 10^6, 10^7, 5 \cdot 10^7, 8 \cdot 10^7$ р/сек. В соответствии с принятой методикой было рассчитано U_* для каждого значения P_0 и построена кривая снижения пробивного напряжения в зависимости от мощности дозы излучения (фиг. 5). При $P_0 \sim 10^7 \div 10^8$ р/сек наблюдается относительное снижение пробивного напряжения, составляющее 30—40%.

Рассмотрим вопрос о том, является ли крутой подъем кривых на фиг. 3



Фиг. 5

проявлением перехода разряда к самостоятельному режиму. На фиг. 3 показано (пунктирная кривая) изменение коэффициента $\mu(t)$

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

соответствующее штрихпунктирной кривой 1. Коэффициент $\mu(t)$ возрастает по мере увеличения тока и достигает значения, равного единице, в момент начала резкого возрастания тока.

Был проведен повторный расчет переходного тока (соответствующего штрихпунктирной кривой 1 на фиг. 3). Внешний ионизирующий импульс $Q(t)$ отключался в момент $t = 0.3$ мксек, предшествующий резкому подъему кривой. Анализ результатов счета показал, что в этом случае пере-

ходная кривая заканчивается резким возрастанием тока. Это свидетельствует о том, что независимое от действия внешней ионизации неустойчивое развитие тока начинается раньше момента, когда переходная кривая претерпевает крутой подъем.

Во всех расчетах шаг по пространственной координате был равен $\Delta x = 0.05d$, шаг по времени при работе с «инерциальной» программой $\Delta t = 0.1\tau_2$, при работе с «квазистационарной» программой $\Delta t = 0.1T$ в случае прямоугольного импульса и $\Delta t = 1$ мксек в случае прямоугольной ступени. Для проверки независимости результатов от выбора Δx и Δt были проведены контрольные расчеты с меньшими значениями Δx и Δt .

Применение данного алгоритма к расчету динамического пробивного напряжения на примере воздушного промежутка показало, что при достаточно большой мощности дозы облучения напряжение пробоя падает почти в два раза. Механизм снижения пробивного напряжения, заложенный в данную постановку задачи, связан с действием объемного заряда, созданного внешней ионизацией.

Поступила 25 XII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Rogowski W., Fuchs W. Die Zündung einer bestrahlten Funkenstrecke. Arch. Elektrotechnik, 1935, Bd 29, H. 5.
2. Fuchs W. Gasentladung mit Fremdstrom aus der Kathode. Die Zündung im Raumladungsfeld. Z. Phys., 1934, Bd 92, H. 7,8.
3. Fuchs W. Zur Theorie der Zundspannungssenkung einer bestrahlten Funkenstrecke. Z. Phys., 1936, Bd 98, H. 11, 12.
4. Вольф Е. М., Поликанов В. С. К теории электропроводности ионизированного внешним источником газа. Ж. техн. физ., 1969, т. 39, вып. 1, стр. 152.
5. Auer P. L. Transient analysis of the townsend discharge. Phys. Rev., 1958, vol. 111, No. 3.
6. Miyoshi Y. Teoretical analysis of buildup of current in transient townsend discharge. Phys. Rev., 1956, vol. 103, No. 6.
7. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газе. М., «Мир», 1968.
8. Pfaue J. Oszillographische Untersuchung der Stromanstiegs von Townsend — Entladungen im Raumladungsbereich. Z. angew. Phys., 1963, Bd 16, H. 1.
9. Köhrmann W. Die zeitliche Entwicklung der Townsend — Entladung unter dem Einfluß der Raumladung. Z. angew. Phys., 1959, Bd 11, H. 11.
10. Borsch-Supan W., Oser H. Numerical computation of the temporal development of currents in a gas discharge tube. J. Res. Nat. Bur. Standards, Ser. B, 1963, vol. 67, No. 1.
11. Ward A. L. Electronic computation of the temporal growth of current in a gas. Proc. 5-th Internat. Conf. on Ionization Phenomena in Gases. Munich, 1961, vol. 2. Amsterdam, North-Holland Publ. Co., 1972.
12. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М., «Наука», 1971.