

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., Hewell 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., Трошкин 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 предйонизации, 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:

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

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.

Это допущение справедливо, если можно пренебречь процессами ступенчатой ионизации с электронно-возбужденных состояний, что оправдано в условиях плазмы тлеющего разряда, и если функция распределения электронов по энергиям в области энергии ионизации будет такой же, что и в невозбужденном газе. Поскольку изменение функции распределения за счет соударений второго рода может быть вызвано главным образом взаимодействием колебательно-возбужденных молекул с электронами, энергии которых меньше 3 эВ, можно ожидать, что возмущение функции распределения в области энергий, больших потенциала ионизации азота (15,6 эВ), будет незначительным.

Уравнение для электрического поля имеет вид

$$(3) \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0.$$

Кроме того, принимается условие квазинейтральности $n_e \simeq n_i$, для условий настоящей задачи справедливое при концентрациях $n_e \geq 10^8$ 1/см³, которые достигаются только непосредственно в зоне разряда и за ней. При низких значениях $n_e \leq 10^8$ 1/см³ нарушение условия квазинейтральности будет приводить к искажению поля n_e на входе в разрядную зону, однако то обстоятельство, что (как будет показано ниже) характеристики разряда не зависят от концентрации n_0 в набегающем потоке вплоть до значений $n_0 \leq 10^8$ 1/см³, позволяет пренебречь нарушением условия $n_e \simeq n_i$.

Используя уравнения движения и сохранения частиц, можно показать, что с точностью до величин порядка $V_i/V_e \simeq \mu_i/\mu_e \ll 1$ выполняются соотношения

$$(4) \quad \operatorname{div} n_e \mathbf{V}_e = 0, \quad V_a \frac{\partial n_e}{\partial x} = \Gamma.$$

Введем функцию тока следующим образом:

$$(5) \quad n_e V_{ey} = \partial \Phi / \partial x, \quad n_e V_{ex} = -\partial \Phi / \partial y.$$

Тогда с помощью соотношений (1), (3)–(5) получим окончательно систему уравнений

$$(6) \quad \begin{aligned} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \ln n_e}{\partial x} - \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial \ln n_e}{\partial y} &= 0, \\ V_a \frac{\partial n_e}{\partial x} &= p n_e \mu_e E f(E/p) - \beta n_e^2, \\ E &= \left(\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right)^2 \right)^{1/2} / n_e \mu_e. \end{aligned}$$

Граничные условия для уравнений (6) взяты в виде

$$(7) \quad \begin{aligned} n_e &= n_0 \text{ при } x = -L, \\ \Phi &= 0 \text{ при } x \leq -L, \\ \Phi &= ja/e \text{ при } x \rightarrow \infty, \\ \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Big|_{y=\pm b/2} &= \begin{cases} 0 & \text{при } |x - a/2| > a/2, \\ j/e & \text{при } |x - a/2| < a/2. \end{cases} \end{aligned}$$

Физически эти условия соответствуют тому, что на расстоянии L от электродов вверх по потоку газ тем или иным способом предварительно ионизуется, например, электронным пучком или дополнительным разрядом, а плотность тока на электродах предполагается постоянной, что достигается, например, их секционированием, и таким образом исключаются из рассмотрения приэлектродные явления.

Решение уравнений (6) совместно с условиями (7) проводилось численно методом установления с использованием ЭВМ. Расчеты выполнялись для следующих значений параметров: $a=0,5-1$ см, $j=10^{-4}-1$ А/см², $n_0=10^5-10^{11}$ 1/см³, $p=50-200$ мм рт. ст., $V_a=10^4-5 \cdot 10^4$ см/с, $L=0-2a$, $b/2=1,5$ см.

Физические характеристики газа $\mu_e = V_e/E$, $\alpha/p = j(E/p)$, β взяты из работ [3-5]. Экспериментальные данные для интенсивности ионизации α/p объединены, как предлагается в работе [4], эмпирической зависимостью $\alpha/p = A \exp(VE/p)$. Так как при характерных для условий задачи значениях параметра $E/p = 10-40$ В/(см·мм рт. ст.) большая часть энергии разряда вкладывается в возбуждение колебательных и электронных уровней молекул газа, изменение плотности газа за счет нагрева в зоне разряда может быть компенсировано незначительным расширением или сужением канала.

Наряду с плотностью токов и напряженностью электрического поля,

вычислялись также величины $U = 1/a \int_0^a dx \int_{-b/2}^{+b/2} E_y dy$, $W = e \int_{-b/2}^y dy \int_{-\infty}^{+\infty} \times$

$\times (d\Phi/dx) E_y dx$, являющиеся соответственно средним значением разности потенциалов между электродами противоположной полярности и значением электрической мощности, выделяющейся в слое $(-b/2, y)$. Результаты расчетов иллюстрируются на фиг. 1-4. Обусловленное сносом зарядов смещение линий тока вниз по потоку (фиг. 1, $a=0,5$ см, $b/2=1,5$ см, $V_a=4 \cdot 10^4$ см/с, $j=10^{-2}$ А/см², $L=a$, $n_0=0$, $p=50$ мм рт. ст.) приводит к росту напряжения на разрядном промежутке с увеличением скорости потока. Зависимость напряжения от скорости оказывается при этом близкой к линейной. Влияние начальной концентрации электронов n_0 на значение напряжения на разрядном промежутке становится заметным (фиг. 2, 1 - $j=10^{-3}$ А/см², 2 - $j=10^{-2}$ А/см², 3 - $j=10^{-1}$ А/см², $a=0,5$ см, $V_a=5 \cdot 10^4$ см/с, $p=50$ мм рт. ст., $L=a$) только при достижении определенных значений n_0 . Для условий данной работы значение n_0 , необходимое для снижения напряжения горения разряда в два раза, можно оценить из эмпирического соотношения

$$n_0 \simeq C j b / e U_0 \mu_e,$$

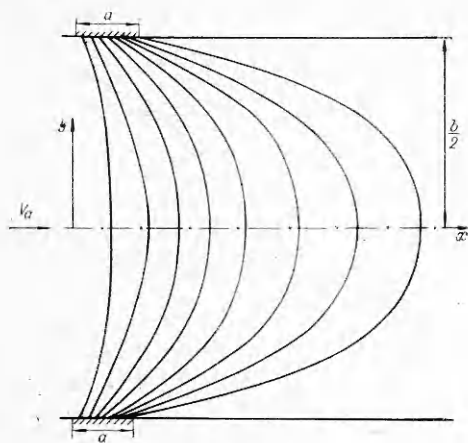
где U_0 — напряжение горения разряда при отсутствии предьонизации, а величина C незначительно зависит от геометрических размеров a , b , L и отношения p/V_a . Значение C для указанных выше условий задачи меняется при этом в диапазоне 0,5-0,9.

Вольт-амперные характеристики при различных скоростях и давлениях газа приведены на фиг. 3 (1 - $V_a=100$ м/с, 2 - $V_a=200$ м/с, 3 - $V_a=300$ м/с, 4 - $V_a=400$ м/с, 5 - $V_a=500$ м/с, $a=0,5$ см, $b/2=1,5$ см, $n_0=0$).

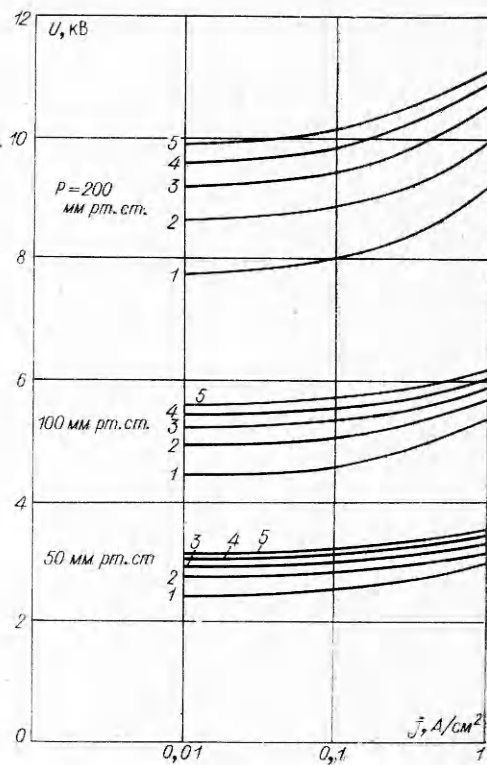
Линейный характер изменения величины $2W/Uja$ в зависимости от y (фиг. 4, $a=0,5$ см, $b/2=1,5$ см, $V_a=4 \cdot 10^4$ см/с, $j=10^{-2}$ А/см², $p=50$ мм рт. ст., $n_0=0$) свидетельствует о том, что выделение мощности в различных слоях протекающего через разрядную зону газа происходит достаточно равномерно.

Так как напряжение на разрядном промежутке слабо зависит от плотности тока на электродах, то можно ожидать, что поведение вольт-амперных характеристик сохранит свой вид и при другом выборе приэлектродных условий, в частности при сплошных электродах в области плотностей тока, соответствующих нормальному тлеющему разряду.

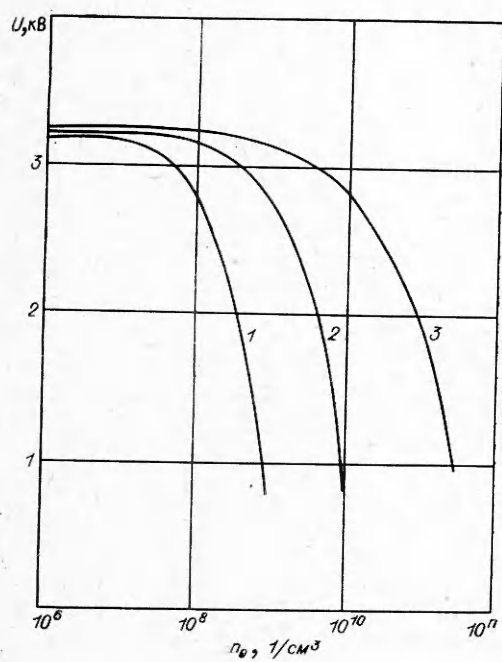
Поступила 5 IV 1976



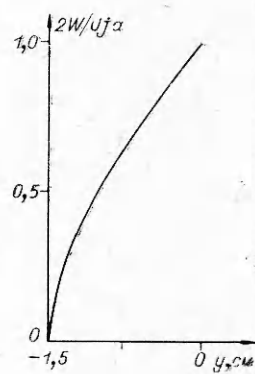
Ф и г. 1



Ф и г. 3



Ф и г. 2



Ф и г. 4

ЛИТЕРАТУРА

1. Алферов В. И., Бушмин А. С. Электрический разряд в сверхзвуковом потоке воздуха. — ЖЭТФ, 1963, т. 44, № 6, с. 1776.
2. Баранов В. Ю., Веденов А. А., Низьев В. Г. Электрический разряд в потоке газа. — ТВТ, 1972, № 6, с. 1156.
3. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., Атомиздат, 1961, с. 62.
4. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М., «Наука», 1971, с. 74.
5. Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М., Атомиздат, 1968, с. 324.

УДК 538.6

ТОРМОЖЕНИЕ СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПОПЕРЕЧНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ПРИ СУЩЕСТВЕННЫХ МАГНИТНЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Д. А. Бут, Б. А. Случак

(Москва)

Для получения сильных магнитных полей и кратковременных импульсов электроэнергии большой мощности могут использоваться сильные ионизирующие ударные волны. Неподвижный газ перед фронтом волны является холодным и непроводящим, а за фронтом он движется с большой скоростью и благодаря высокой температуре обладает значительной электропроводностью. Взаимодействие высокоскоростного проводящего потока, созданного ионизирующей ударной волной, с магнитным и электрическим полем может использоваться для различных применений, одним из которых является магнитная кумуляция, т. е. преобразование энергии волны в энергию сжатого магнитного поля с ее последующим использованием для различных целей [1]. Большой интерес также представляет использование ионизирующих ударных волн, движущихся в поперечном магнитном поле, для изучения эффекта T -слоя [2].

Теоретическое исследование взаимодействия ионизирующей ударной волны с поперечным магнитным полем при существенных магнитных числах Рейнольдса в наиболее полной форме может проводиться с помощью прямых конечно-разностных методов, предполагающих использование неявных консервативных расчетных схем [3, 4].

Аналитические решения аналогичных задач носят частный характер и позволяют выявить лишь качественные стороны процессов.

Одна из модификаций численных методов решения задачи о взаимодействии ионизирующей ударной волны с магнитным полем основана на выделении среди исходных уравнений гиперболической подсистемы и ее решении методом характеристик совместно с прямым численным решением остальных уравнений. Хотя такой подход накладывает дополнительные ограничения на расчетную модель задачи (отсутствие вязкости др.), он позволяет использовать явную разностную схему для решения нелинейной гиперболической подсистемы, что заметно сокращает время решения задачи на ЭВМ по сравнению с расчетным временем прямых разностных алгоритмов.

1. Расчетная модель и преобразование исходной системы уравнений.

Рассмотрим модель (фиг. 1), подобную токовой решетке, которая использовалась в экспериментах работы [5]. Имеется плоская область, ограниченная высокопроводящей Π -образной рамкой, в которую со скоростью $w(w, 0, 0)$ входит сильная ионизирующая ударная волна. Внутри рамки при $x \geq 0$ имеется внешнее магнитное поле $B_e(0, B_e, 0)$. Проводящий газ за волной движется со скоростью $u(u, 0, 0)$. Благодаря эффекту Фарадея в нем текут токи плотностью $j(0, 0, j)$, замыкающиеся по рамке,