

04

© 1990

ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО
ПСЕВДОИСКРОВОГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИС.В. Бушув, Е.Ф. Прозоров,
К.Н. Ульянов

В последнее время значительный интерес проявляется к созданию систем сильноточной коммутации на основе псевдоискрового разряда [1, 2]. Псевдоискра представляет собой специфическую форму разряда при низких давлениях газа в условиях, промежуточных между минимумом кривой Пашена и вакуумным пробоем и при специальной геометрии электродов, имеющих катодное и анодное отверстия.

Несмотря на успешное применение псевдоискровых разрядников в коммутационных системах [3, 4], физика таких разрядов выяснена недостаточно и требует дальнейшего изучения.

В данном сообщении приведены результаты экспериментального изучения псевдоискрового разряда в гелии при давлениях газа $2 \cdot 10^{-2} - 10^{-1}$ Тор.

Исследуемый макет был выполнен в виде цилиндрической трубки из молибденового стекла $\varnothing 50$ и длиной 250 мм, в которой располагались анодный, катодный и поджигающий электроды, имеющие электрические выводы на торцы трубки. Анодом и катодом разряда являлись полые цилиндрические электроды из никеля, полностью закрытые с одного торца и имеющие отверстия $\varnothing 8$ мм в центре другого, расположенного со стороны разрядного промежутка. Диаметр электродов составлял 40, а высота 12 мм, расстояние между анодом и катодом 5 мм. Поджигающий электрод представлял собой никелиевую шайбу $\varnothing 32$ мм с отверстием 8 мм, наложенную на поверхность катода через тефлоновую прокладку толщиной 0,3 мм. При подаче напряжения между поджигающим электродом и катодом происходил пробой по поверхности диэлектрика, который инициировал пробой основного разрядного промежутка.

Разрядная трубка имела отвод для соединения с системой откачки и газового наполнения. Смена газа проводилась через каждые 5-10 включений, что обеспечивало повторяемость характеристик разряда.

В процессе изучения разряда производились осциллографические измерения тока, напряжения на промежутке и съемка эопограмм разряда. Для измерения токов использовался пояс Роговского, для напряжения - делитель напряжения.

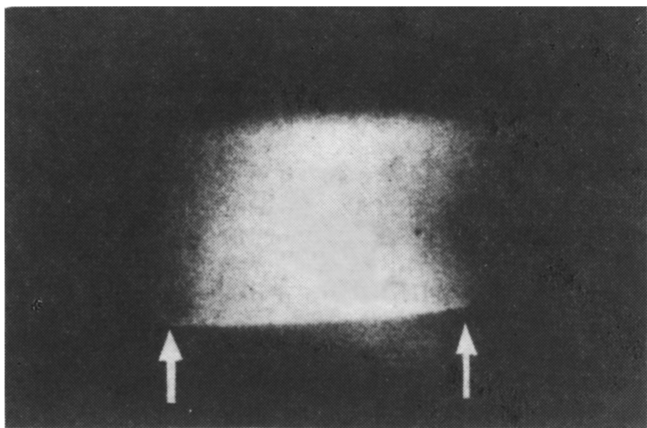


Рис. 1. Фотографии разрядного промежутка, $P = 0.05 \text{ Тор}$, $J = 4.2 \text{ кА}$. Стрелками обозначено катодное отверстие.

Включение разряда проводилось в двух режимах – самопробоя и пробоя с помощью цепи поджига, когда начальное напряжение, подаваемое на разрядный промежуток от заряженного конденсатора, было меньше пробивного. Зависимость пробивного напряжения от давления в отсутствие поджига приведена в таблице.

U , кВ	7.9	4.7	3.5	2.5	1.8	1.7	1.5	1.4	1.3
P , Тор	0.06	0.07	0.08	0.09	0.10	0.11	0.12	0.13	0.14

В обоих режимах наблюдался колебательный разряд конденсатора с периодом и током, определяемыми в основном параметрами цепи источника питания. Эпограммы свечения разряда в этих случаях качественно не отличались и свидетельствовали о том, что ток протекает в центральной области, определяемой диаметром отверстий в электродах (рис. 1). Отметим, что при смене полярности тока наблюдалось погасание разряда с его последующим зажиганием без внешнего поджига.

В режиме управляемого включения начальное напряжение на промежутке варьировалось в пределах 2–10 кВ, максимальный ток при этом составлял 5 кА. Поджигающий импульс имел следующие параметры: $U_n = 0.7 \text{ кВ}$, $J_n = 0.5 \text{ А}$, $t_n = 1 \text{ мкс}$.

Вольт-амперная характеристика псевдоискрового разряда представлена на рис. 2. Здесь зачерненными знаками нанесены значения U_p и J , относящиеся к первому максимуму тока, достигаемому при различных начальных напряжениях U_0 и давлениях газа P . Остальными знаками нанесены значения $U_p(J)$, соответствующие различным моментам времени от первого максимума тока до его нуля. Видно, что характеристика $U_p(J)$ носит квазистационар-

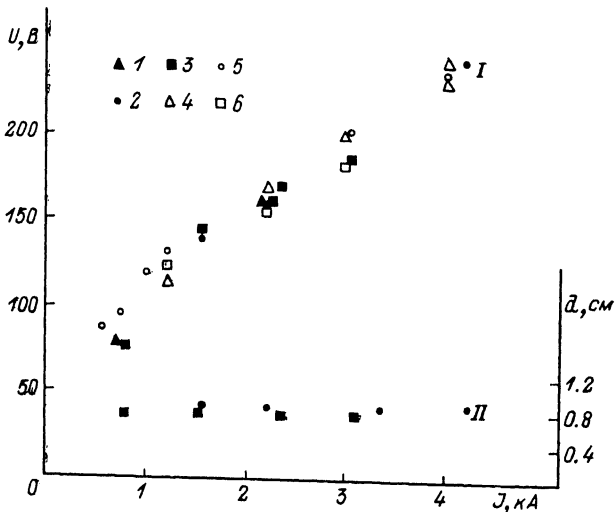


Рис. 2. ВАХ разряда (I) и зависимость диаметра зоны свечения d от тока J (II). 1, 2, 3 - $dJ/dt = 0$; 4, 5, 6 - $dJ/dt \neq 0$; 1, 4 - $P = 0.025$ Тор; 2, 5 - $P = 0.05$ Тор; 3, 6 - $P = 0.07$ Тор.

ный характер, т.е. мгновенные значения $U_p(J)$ соответствуют значениям $U_p(J)$, определенным в максимумах тока при $t = 1.5$ мкс и различных U_0 . Из рис. 2 следует также то, что напряжение на разряде U_p определяется протекающим током и практически не зависит от давления газа P .

Зависимость $U_p(J)$ близка к линейной и может быть аппроксимирована выражением

$$U_p = (60 + 50J) \text{ В}, \quad (1)$$

где J - значение тока в кА.

На рис. 2 приведены также значения диаметров светящегося столба плазмы между электродами, полученные из фотографий разряда при различных токах и давлениях газа. Видно, что размер зоны свечения во всех случаях близок к диаметру отверстий в электродах $d_0 = 0.8$ см.

Обработка вольт-амперных характеристик разряда совместно с зопограммами показала, что экспериментально определенные значения удельной проводимости плазмы в разряде σ (рис. 3) слабо зависят от тока и давления газа и имеют значения $\sigma \approx 20 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$. Полученные значения σ близки по величине к проводимости, рассчитанной по формуле Спитцера для $T = 1$ эВ. Таким образом, можно сделать вывод, что в столбе псевдоискрового разряда газ сильно ионизирован и реализуется спитцеровская проводимость плазмы.

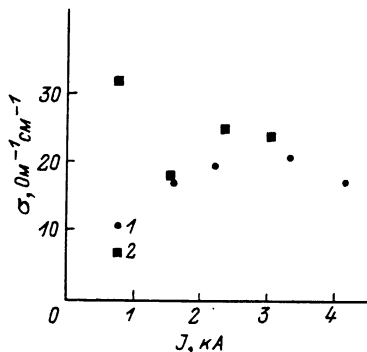


Рис. 3. Зависимость проводимости плазмы σ от тока разряда J .
 1 - $P = 0.05$ Тор; 2 - $P = 0.07$ Тор.

Учитывая линейность вольт-амперной характеристики разряда и полагая однородность проводимости в столбе плазмы, для напряжения на разрядном промежутке можно написать выражение

$$U_p = U' + \frac{L}{\sigma_c S} J, \quad (2)$$

где U' - катодное падение потенциала (для наших экспериментов), $U' = 60$ В, J - ток разряда, σ_c - спитцеровская проводимость, L - расстояние между электродами, S - площадь отверстий в электродах.

Из (2) следует, что для снижения падения напряжения на проводящем промежутке при заданном токе необходимо увеличивать площадь отверстий в электродах и сокращать длину межэлектродного зазора.

Отметим, что увеличение S можно достигать как за счет большего радиуса отверстий, так и увеличением числа отверстий в электродах.

Таким образом, полученные в настоящей работе результаты позволяют связать такую важную характеристику коммутационного прибора, как прямое падение напряжения, с геометрическими размерами разрядного промежутка и протекающим током.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Christiansen J., Schultheiss C. // Z. Phys. 1979. A290. P. 35-41.
- [2] Billault P. et al. // Pseudospark Switches. CERN. Geneva, 1987. 35 p.
- [3] Boggassch E. et al. // Proc. 5th IEE Pulsed Power Conf. Arlington, 1985. P. 820-823.

Поступило в Редакцию
17 октября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 24

26 декабря 1990 г.

07

© 1990

ОПТИМИЗАЦИЯ ВЫХОДНОЙ ЭНЕРГИИ ПГС ПО ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСНОЙ НАКАЧКИ

Г.П. Д ж о т я н, А.В. М е с р о п я н

Для ряда практических приложений является важным получение максимально больших значений энергии в импульсе выходного излучения параметрического генератора света (ПГС). В настоящей работе исследована возможность оптимизации длительности гауссового импульса накачки однорезонаторного ПГС (ОПГС) с целью получения максимальной энергии на частотах, генерируемых в ПГС воли при фиксированной энергии импульса накачки. Для анализа динамики взаимодействующих в ОПГС световых импульсов использована приближенная теория ОПГС, развитая в [1]. Эта теория основана на приближении среднего поля для резонирующей в ОПГС сигнальной волны, а также на предположении о достаточно большой длительности импульса накачки, превышающей время пробега импульсов взаимодействующих воли вдоль резонатора ПГС. Эти приближения позволили в [1] получить следующую сравнительно простую систему уравнений для интенсивностей волн, взаимодействующих в ОПГС:

$$T \cdot \frac{dy(t)}{dt} + y(t) = N_0(t) \cdot \sin^2 \sqrt{y(t)},$$

$$I_x(z, t) = \frac{\gamma_x}{\gamma_H} \cdot I_H^0(t) \cdot \sin^2 \sqrt{y(t)} \cdot \frac{z}{L},$$

$$I_H(z, t) = I_H^0(t) \cdot \cos^2 \sqrt{y(t)} \cdot \frac{z}{L},$$

где

$$y(t) = \gamma_H \cdot \gamma_x \cdot L^2 \cdot I_C(t), \quad T = \frac{L}{\mu_c \cdot (1 - \sqrt{R})},$$

$$N_0(t) = \frac{\mu_c \cdot T \cdot \gamma_x \cdot \gamma_c \cdot L \cdot I_H^0(t)}{2}.$$

СОДЕРЖАНИЕ

1. Кантер Б.З., Никифоров А.И., Стенин С.И. Легирование сурьмой при низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии кремния. (05.1; 11)	1
2. Прокопьев Е.П. Диффузионно-аннигиляционная модель распада позитронных состояний на сферических дефектах в металлах. (05.1; 05.2)	6
3. Амусья М.Я., Шматов М.Л. Классическое описание притяжения резонансно поляризуемых частиц в поле световой волны. (01; 02)	10
4. Картужанский А.Л., Кехва Т.Э., Плачевнов Б.Т., Резников В.А. Каналы AgI в кристаллах $AgCl$. (05.1; 05.3)	14
5. Именков А.Н., Капранчик О.П., Литвак А.М., Попов А.А., Чарыков Н.А., Яковлев Ю.П. Длинноволновые светодиоды на основе $GaInAsSb$ вблизи области несмешиваемости ($\lambda = 2.4-2.6$ мкм, $T = 300$ К). (06.3)	19
6. Бушуев С.В., Прозоров Е.Ф., Ульянов К.Н. Характеристики квазистационарного псевдоискрового разряда в гелии. (04)	29
7. Джотян Г.П., Месропян А.В. Оптимизация выходной энергии ПГС по длительности импульсной накачки. (07)	29
8. Крюкова Л.М., Некурящих Е.В. Начальные стадии фазовых превращений в монокристаллах. V_2O_5 (05.3)	33
9. Крюкова Л.М., Леонтьев О.В. Особенности кристаллизации оксидов переходных металлов под действием электронов. (05.3)	37
10. Крюкова Л.М., Некурящих Е.В. Фазовые переходы в монокристаллах V_2O_5 в присутствии легирующих элементов. (05.3)	40
11. Богданов А.В., Иткин А.Л., Колесниченко Е.Г. О модели стимулирования конденсации ультрафиолетовым излучением. (03)	43
12. Бегишев И.А., Гуламов А.А., Камалов Ш.Р., Усманов Т., Хаджаев А.Д. Высокоэффективное параметрическое усиление света при инжекции излучения лазера на центрах окраски. (05.2; 07)	47
13. Лифшиц В.Г., Саранин А.А., Храмова Е.А. Формирование поверхностной структуры $Si(111) (8 \times 8) - N$ при взаимодействии $Si(111) - (7 \times 7)$ с аммиаком. (03; 11)	51
14. Безуглый Б.А. Звездчатая диссипативная структура в неравновесной капле. (03; 05.3)	55

15. Какауридзе Г.А., Шавердова В.Г., Швайцер Я.А., Шаталин И.Д. К исследованию влияния матрицы на фотоанизотропию азокрасителей. (07)	59
16. Амусья М.Я., Шматов М.Л. Влияние границы плазма-вакуум на излучение лазеров без зеркал. (02; 07)	63
17. Зверев М.М., Кутковой А.В., Мамаев С.А., Певцов В.Ф., Тарасов М.Д. Исследование когерентных свойств полупроводниковых лазеров с электронным возбуждением в поперечной геометрии. (06.3)	69
18. Воеводин А.А., Гладкий В.П., Прохорова И.А., Яковенко Н.А. О возможности создания новых интегрально-оптических поляризаторов и преобразователей волноводных мод. (06.3)	73
19. Достов В.Л., Жиляев Ю.В., Ипатова И.П., Куликов А.Ю. Оптимизация режима роста арсенида галлия в хлоридной газотранспортной системе. (03; 06.2)	77
20. Халилов В.Ш. Особенности деформирования двухфазных систем типа: пористая среда-жидкость. (03; 05.1)	83
21. Климов А.И., Мишин Г.И. Интерферометрические исследования ударных волн в газоразрядной плазме (0.3; 04; 07)	89