

Таким образом, полученные решения (3) и (4) на временном интервале  $t_x \ll t \ll t_m$  с достаточной хорошей точностью описывают эволюцию тепловых и электромагнитных возмущений в сверхпроводнике ( $t_x = R^2/D_t$  и  $t_m = R^2/D_m$  — времена тепловой и магнитной диффузии).

Согласно (3) и (4), возмущение температуры  $T(r, t)$  и электрического поля  $E(r, t)$  с течением времени спадает как  $t^{-2}$ . А разогрев сверхпроводника, обусловленный движением магнитного потока, имеет порядок

$$\frac{T - T_0}{T_c - T_0} = \left[ \frac{2\sigma_f E_e}{j_0} \right]^{1/2} \approx 10.5 \text{ K}$$

для типичных значений физических параметров  $\sigma_f \approx 10^{16} \text{ c}^{-1}$ ,  $E_e = 10^{-5} \text{ В/см}$ ,  $T_c - T_0 = 20 \text{ К}$ ,  $j_0 \approx 10^5 \text{ А/см}^2$ .

### Список литературы

- [1] Милл Р. Г., Рахманов А. Л. Неустойчивости в сверхпроводниках. М.: Наука, 1984. 262 с.  
 [2] Максимов И. Л., Мастаков Ю. Н., Тайланов Н. А. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 8. С. 2323 — 2328.

Лжизакский государственный педагогический институт им. А. Кадири

Поступило в Редакцию 25 мая 1990 г.

04; 12

Журнал технической физики, т. 61, в. 17, 1991

© 1991 г.

## ВЛИЯНИЕ ПОДЖИГА НА ВРЕМЯ КОММУТАЦИИ ДЛИННЫХ ВАКУУМНЫХ ПРОМЕЖУТКОВ

Н. Н. Коваль, М. Ю. Крейнфельд, Е. А. Литвинов, В. П. Толкачев

Зажигание разряда в длинных вакуумных промежутках при начальных напряжениях ниже пробивного предполагает наличие системы инициирования катодного пятна, в качестве которой часто используется схема с поджигающим электродом.

Целью данной работы являлось исследование влияния поджигающего импульса на формирование дугового разряда с катодным пятном. Электродная система, подробно описанная в [1], включала дисковый анод  $\varnothing 300 \text{ мм}$ , отстоящий от него на расстоянии  $100 \text{ мм}$  стержневой катод  $\varnothing 3 \text{ мм}$  и поджигающий электрод, отделенный от катода кольцевым зазором шириной  $1 \text{ мм}$ . Ток поджига изменялся в диапазоне  $10\text{--}200 \text{ А}$  при длительности импульса  $3 \text{ мкс}$ . На рисунке, а представлена зависимость времени коммутации, определяемого по фронту импульса тока в щели анода, от амплитуды тока поджига.

Процесс развития разряда при наличии поджига можно представить следующим образом. Известно, что при распространении катодной плазмы в длинных промежутках при уровне напряжения  $\sim 10^4 \text{ В}$  уже на расстояниях  $\sim 1 \text{ см}$  наступает насыщение ее эмиссионной способности, т. е. концентрация на эмиссионной границе катодного факела становится такова, что плазма не может обеспечить электронный ток по закону «степени  $3/2$ » [2]. Это приводит к тому, что поле на границе плазмы становится отличным от нуля и скорость распространения переднего фронта катодного факела начинает уменьшаться. Торможение фронта позволяет слоям плазмы, генерируемым в более поздние моменты времени, подходить к эмиссионной границе. Оценки показывают, что торможение плазменной границы слабо влияет на характер движения основной части плазмы. Тогда концентрацию плазмы на переднем фронте можно представить в виде

$$n(t) = \frac{\Gamma I_k (t - t_r)}{S m_i V_0}, \quad (1)$$

где  $\Gamma$  — коэффициент удельной эрозии катода;  $I_k(t)$  — ток катода;  $S$  — площадь эмиссионной поверхности;  $V_0$  — скорость распространения катодной плазмы без учета торможения;

$t_r$  — время, за которое плазма, рожденная у катода, доходит до эмиссионной границы, его можно представить в виде

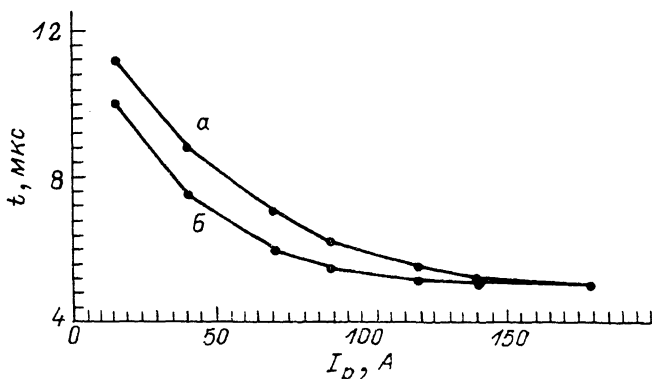
$$t_r = \frac{1}{V_0} \int_0^t V_p dt, \quad (2)$$

где  $V_p$  — скорость плазменной границы с учетом торможения.

Учитывая, что катодный ток складывается из тока на анод и тока в цепи поджига, ток в промежутке, определяемый эмиссионной способностью плазмы, можно представить в виде

$$I_a(t) = Sen(t) V_T = \frac{e\Gamma V_T}{m_e V_0} (I_a(t - t_r) + I_p(t - t_r)), \quad (3)$$

где  $I_p(t)$  — ток в цепи поджига,  $V_T$  — тепловая скорость электронов.



Зависимость времени коммутации от амплитуды импульса поджига.

а — экспериментальная зависимость, б — расчетная.

Из (3) видно, что скорость роста анодного тока определяется скоростью возрастания тока в цепи поджига. Электрическое поле, тормозящее плазму, определялось из решения уравнения Пуассона, а движение плазменной границы рассматривалось в автомоделном приближении [2]. Подставляя (2) в (3) и решая совместно с уравнением цепи, можно получить зависимость тока в промежутке от тока поджига. На рисунке, б представлена расчетная зависимость времени коммутации, определяемого по моменту достижения анодным током максимального значения, от амплитуды импульса поджига. Полученная зависимость имеет удовлетворительное совпадение с экспериментом.

Таким образом, показано, что для длинных вакуумных промежутков при малых амплитудах импульса поджига по сравнению с током разряда время коммутации сильно зависит от тока в цепи, инициирующей разряд, что связано с сильным торможением катодной плазмы. Когда же ток поджига становится сравнимым с током разряда, эмиссионная способность плазмы приближается к закону «степени 3/2», ограничивающему ток электронов из плазмы, а скорость коммутации стремится к начальной скорости распространения катодного факела. Дальнейшее увеличение тока поджига практически перестает влиять на скорость возрастания анодного тока, ограниченного пропускной способностью промежутка, а следовательно, не меняется время формирования разряда.

### Список литературы

- [1] Коваль Н. Н., Месяц Г. А., Толкачев В. П. и др. // ДАН. 1988. Т. 300. № 5. С. 1108—111.  
 [2] Баженов Г. П., Ладьяженский Е. А., Литвинов Е. А., Чесноков С. М. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 10. С. 2086—2091.

Институт электрофизики УрО АН СССР  
Свердловск

Поступило в Редакцию  
16 мая 1990 г.