

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ТЕРМОМАГНИТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Н. А. Тайланов, С. Кучкаров

Термомагнитная неустойчивость сверхпроводящего состояния — скачок магнитного потока в настоящее время является хорошо известным явлением [1]. Критерий возникновения и характер развития неустойчивости в «низкотемпературных» (при гелиевых температурах) сверхпроводниках достаточно хорошо изучены [1, 2]. В связи с открытием высокотемпературных сверхпроводников наибольший интерес представляет исследование динамики развития такой неустойчивости при азотных и более высоких температурах, чему и посвящена настоящая работа.

Эволюция во времени возмущений температуры T и электромагнитного поля E в сверхпроводнике определяется уравнением теплопроводности и системой уравнений Максвелла [2]

$$\nu \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div} [x \cdot \text{grad} T] + jE, \quad (1)$$

$$\text{rot} \cdot \text{rot} E = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j}{\partial t},$$

$$j = j_0 - a(T - T_0) + \sigma_f E, \quad (2)$$

где ν и x — теплоемкость и теплопроводность сверхпроводника; a — параметр, характеризующий термически активируемое ослабление пиннинга абрикосовских вихрей на дефектах кристаллической решетки; j_0 — равновесная плотность тока; T_0 — температура охладителя; σ_f — проводимость в режиме течения потока.

Рассмотрим сверхпроводящий цилиндрический провод радиуса R , помещенный во внешнее магнитное поле $H = (0, 0, H_0)$. Согласно уравнению Максвелла (2), в образце имеется стационарное вихревое электрическое поле E , где $E \parallel j$. Мы здесь интересуемся лишь одномерным возмущением температуры T и поля E , зависящим от радиальной части цилиндрической системы координат.]

Необходимо отметить, что в высокотемпературных сверхпроводниках (например, иттриевая керамика в медной матрице) при азотных температурах (77 К) значение теплоемкости возрастает на несколько (обычно на 3 или 4) порядков по сравнению со сверхпроводниками, охлаждаемыми жидким гелием $T_0 = 4.2$. По этой причине связанный характер эволюции тепловых и электромагнитных возмущений удовлетворяет неравенству $D_t \ll D_m$, где $D_t = x/\nu$ и $D_m = c^2/(4\pi\sigma_f)$ — коэффициенты тепловой и электромагнитной диффузии. Физически это обусловлено тем, что перераспределение магнитного потока в образце происходит значительно быстрее, чем перенос тепла. Другими словами, скачок магнитного потока является в данном случае адиабатическим и, следовательно, можно пренебречь теплопроводностью сверхпроводника.

Исключив в указанном приближении из (1) переменную

$$T(r, t) = \frac{\sigma_f}{a} E - \frac{c^2}{4\pi a} \int_0^t \frac{d^2 E}{dr^2} dt + T_0 - \frac{c^2}{4\pi a} \frac{1}{r} \int_0^t \frac{dE}{dr} dt, \quad (3)$$

подставляя в (2), получаем дифференциальное уравнение для возмущений E , решением которого с учетом граничных условий $E(R, t) = 0$ и]

$$\frac{d}{dr} E(0, t) = 0$$

является

$$E(r, t) = \frac{2\nu B^2}{D_m a} \frac{[R^2 - r^2]}{[\sqrt{2} B (t - t_0) + 2]^2}, \quad (4)$$

где B и t_0 — постоянные коэффициенты.

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 мм стержневой катод $\varnothing 3 \text{ мм}$ и поджигающий электрод, отделенный от катода кольцевым зазором шириной 1 мм . Ток поджига изменялся в диапазоне $10\text{--}200 \text{ А}$ при длительности импульса 3 мкс . На рисунке, а представлена зависимость времени коммутации, определяемого по фронту импульса тока в цепи 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 Γ — коэффициент удельной эрозии катода; $I_k(t)$ — ток катода; S — площадь эмиссионной поверхности; V_0 — скорость распространения катодной плазмы без учета торможения;