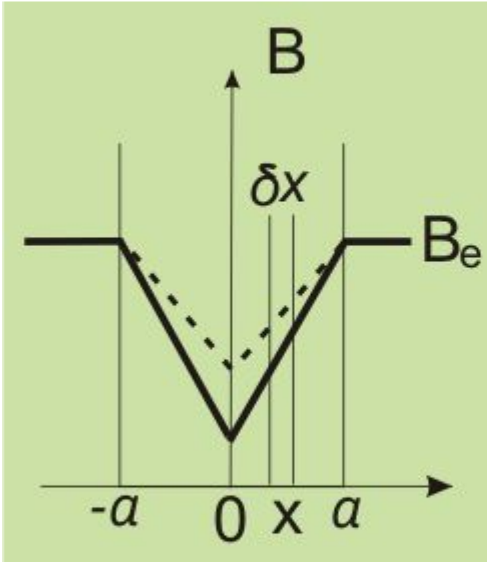
Криогенные и сверхпроводящие электроэнергетические устройства (000025237)

Лекция 8

Профессор Е.Ю.Клименко

Устойчивость к скачкам потока

Скачок потока (классика)

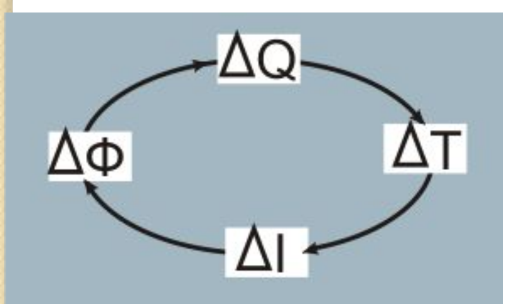


Имеем теплоизолированную пластину с установившимся фронтом распределения поля. Подведем тепло ΔQ_e Оно повысит температуру пластины $\delta T = \frac{\Delta Q_e}{\gamma C}$. При этом изменится критическая плотность тока на δj_c , а это приведет к прониканию магнитного потока и возникновению электрического поля в направлении тока.

$$\delta q = \int j(x)E(x)dt = j_c \delta x \delta \Phi(x)$$

$\delta \Phi(x)$ - поток, прошедший через сечение x до средней плоскости.

$$\delta \Phi(x) = \int_0^x \delta B(x)dx = \mu_0 \int_0^x \delta j_c (a-x)dx = \mu_0 \delta j_c \left(ax - \frac{x^2}{2}\right)$$



При этом выделится тепло (на единицу объема)

$$\Delta Q = \frac{1}{a}\int_0^a \delta q(x)dx = \frac{\mu_0}{a}\int_0^a j_c \delta j_c \left(ax - \frac{x^2}{2}\right)dx = \mu_0 j_c \delta j_c \frac{a^2}{3}$$

$$\delta j_c = -j_c \frac{\delta T}{T_c - T_b}$$

Если выделившееся тепло больше подведенного, то процесс разогрева не остановится. Таким образом, критерий развития скачка потока: $\frac{\mu_0 j_c^2 a^2}{\gamma C(T_c - T_b)} > 3$

Если $a < \sqrt{\frac{3\gamma C(T_c - T_b)}{\mu_0 j_c^2}}$, скачок не происходит.

Пример:

Сплав Nb-Ti, при температуре 4.2К в поле 6 Тл.
Критическая плотность тока $1.5\ 10^{9}$ $А/м^{2}$,
Плотность γ $6.2\ 10^{3}$ $кг/м^{3}$,
Удельная теплоемкость С 0.89 Дж/кг
Критическая температура 6.5 К

Стабильность обеспечивается при а< 115 мкм.
«С запасом» выбрали , что сверхпроводник не должен быть толще 60 мкм.

Но стабильность в коротких образцах сохраняется у гораздо более толстых проводов 500 мкм и более!

К определению максимальной температуры перегрева

Генерация тепла:

$$G(T) = I^2 R exp\left[\frac{-1 + \frac{T}{T_c} + \frac{B}{B_{c2}} + \frac{I}{\frac{I_c}{2}}}{\delta}\right]$$

Теплоотвод: $Q(T) = hPT$

В точке Pq:

$$Q(T_q) = G(T_q) \qquad \frac{Q(T_q)}{\partial T} = \frac{G(T_q)}{\partial T}$$

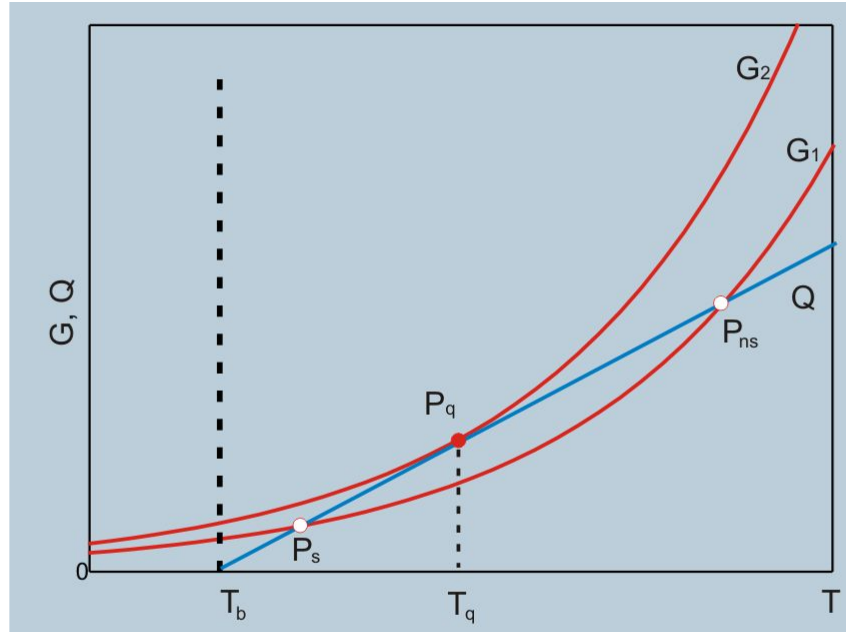
$$\frac{\partial Q(T)}{\partial T} = hP$$

$$\frac{\partial G(T)}{\partial T} = \frac{I^2 R}{\delta T_c} exp\left[\frac{-1 + \frac{T}{T_c} + \frac{B}{B_{c2}} + \frac{I}{\frac{I_c}{2}}}{\delta}\right] = \frac{G(T)}{\delta T_c}$$

Таким образом:

$$T_q - T_b = \delta \cdot T_c$$

Срыв (*quench*) происходит при весьма малом перегреве сверхпроводника $\sim 0.01 T_c$



Кривые генерации тепла соответствуют двум разным токам. При меньшем токе существуют две точки баланса. Ps-состояние стабильное. Pns-нестабильное. При максимальном токе существует одна точка баланса Pq , в кторой G2 и Q касаются друг друга. В этой точке происходит тепловой срыв (quench).

Приведенные в лекции 5 на слайде 15 общие уравнения электродинамики технических сверхпроводников позволяют детально рассчитать динамику электрических и магнитных полей , токов и температуры при произвольных условиях. А также убедится сохраняет ли провод сверхпроводящее состояние или переходит в нормальное.

Но это всегда рассмотрение частного случая, причем всегда очень трудоемкое.

Чтобы понять физику процессов воспользуемся не столь точным, но наглядным аналитическим подходом.

Современная теория стабильности

В общей постановке задачи об устойчивости следует учесть, как тепловые и электродинамические процессы, так и форму переходной характеристики.

$$\Delta E = \mu_0 \frac{\partial j}{\partial t}$$

$$C\frac{\partial T}{\partial t} = grad(\lambda \cdot gradT) + jE$$

$$E(T,B,I) = jRexp\left[\frac{-1 + \frac{T}{T_c} + \frac{B}{B_{c2}} + \frac{j}{j_{\frac{c}{2}}}}{\delta}\right]$$

Для упрощения вычислений будем использовать упрощенную переходную характеристику поскольку экспоненциальная зависимость от тока значительно сильнее линейной:

$$E(T,B,I) = E_c exp\left[\frac{-1 + \frac{T}{T_c} + \frac{B}{B_{c2}} + \frac{j}{j_{\frac{c}{2}}}}{\delta}\right]$$

Характерные времена

Стабильность провода сильно зависит от соотношения характерных времен :

Магнитного $\tau_m = \dfrac{\mu_0 d^2}{\rho}$, теплового $\tau_\lambda = \dfrac{Cd^2}{\lambda}$ и теплообме $\tau_h = \dfrac{Cd}{h}$

Классическая теория рассматривает случаи $\tau_m \gg \tau_\lambda$ для многоволоконных проволок в м $\tau_m \ll \tau_\lambda$ матрице и для одноволоконной проволоки или многоволоконных проволок в резистивной матрице. Это приходится делать поскольку МКС предсказывает весьма высокое дифференциальное сопрот… …роводника в резистивном состоянии:

$$\rho(B,j) = \rho_f = \rho_n \cdot \frac{B}{B_{c2}}$$

$$\frac{\partial E}{\partial j} = \rho(B,j) \approx \frac{E}{\delta j_{c/2}}$$

У реальных свер $\delta j_{c/2} = 2.10^7$ А/м^2 . $E = 1.10^{-4}$ В/м . Эта ве 5.10^{-12} Ом·м очень мала.

Например τ_h . $\gg \tau_m \gg \tau_\lambda$ $\tau_m \gg \tau_\lambda \gg \tau_h$ и она составляет ,

Что в 100 раз меньше, чем у меди. Поэтому достаточно рассматривать случаи от . до . $\tau_m \gg \tau_h \gg \tau_\lambda$

В лекции 7 было показано, что для $j\int_S EdS = hP\delta \cdot T_c$ стабильности достаточно, чтобы электрическое поле нигде н . оля срыва *E*q. Это достаточное условие, но не необходимое. В случае , Для рассматриваемого случая в общем можно утверждать: $W \leq g h_{ef} P\delta \cdot T_c$,

где g – геометрический фактор. Величина h_{ef} зависит от соотношения коэффициентов теплопроводности и теплоотдачи: при $hd \ll \lambda$ $h_{ef} = h$, при $hd \gg \lambda$ $h_{ef} = \beta\lambda/d$, $\beta = 2$ для пластины и $\beta = 4$ для цилиндра.

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ