

01; 05

© 1990 г.

ДИНАМИКА НОРМАЛЬНОЙ ЗОНЫ В КОМПОЗИТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ С ТЕПЛОЙ МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬЮ

М. Б. Париж, А. А. Пухов

Рассмотрена динамика нормальной зоны в композитных сверхпроводниках с тепловой мультстабильностью, вызванной кризисом кипения охладителя. Показано, что при определенных условиях стационарное распространение нормальной зоны по проводнику невозможно. Получены критерии существования тепловой мультстабильности и отсутствия стационарного распространения нормальной зоны. Показано, что мультстабильность приводит к расщеплению уровня критической энергии, необходимой для разрушения сверхпроводящего состояния. Учет эффектов, связанных с мультстабильностью, может быть существенным при рассмотрении динамики нормальной зоны в высокотемпературных сверхпроводниках.

Введение

Тепловая бистабильность композитных сверхпроводников (КС), обусловленная джоулевым саморазогревом, возникает при достаточно больших плотностях тока $j > j_m$ [1]. При этом КС может находиться в двух устойчивых состояниях (сверхпроводящем и нормальном) с различными температурами.

При $j_p < j < j_c$ сверхпроводящее состояние метастабильно, т. е. возмущение достаточно большой энергии $E > E_c$ приводит к зарождению участка нормальной зоны, его последующему саморазогреву и распространению на весь образец. Переход из сверхпроводящего состояния в нормальное осуществляется посредством распространения тепловой автоволны, движущейся со скоростью v . Зависимость скорости v и критической энергии E_c от j , а также параметров КС и охладителя в бистабильном случае достаточно хорошо изучена [2, 3].

Кроме перехода сверхпроводника в нормальное состояние, тепловая бистабильность КС может вызываться также кризисом кипения охладителя. В результате в КС может возникать не только тепловая бистабильность, но и тепловая мультстабильность. В этом случае КС находится в одном из нескольких (более чем двух) устойчивых состояний, что приводит к существованию различных типов автоволн переключения между ними и к возникновению ряда качественно новых эффектов.

В настоящей работе исследуются зависимости скоростей автоволн и критической энергии разрушения сверхпроводимости от тока для мультстабильного КС. Рассматривается возможность возникновения мультстабильности в высокотемпературных сверхпроводниках.

Тепловая мультстабильность

Температура стационарных однородных состояний КС определяется уравнением теплового баланса [1]

$$Q(T, j) = W(T). \quad (1)$$

Здесь $Q(T, j)$ — удельная мощность джоулева тепловыделения, $W(T)$ — удельная мощность теплоотвода в охладитель с температурой T_B

$$W(T) = \frac{P}{A} h(T) (T - T_B), \quad (2)$$

$h(T)$ — коэффициент теплоотвода с единицы поверхности, A — площадь, P — периметр поперечного сечения КС.

На рис. 1 показано графическое решение уравнения (1) для КС с тепловой бистабильностью (кривая 1) и мультистабильностью (кривая 2). В определенном интервале токов (приводимом ниже) кривые $Q(T, j)$ и $W(T)$ имеют пять точек пересечения. При этом устойчивыми являются состояния 1, 3, 5, температуры которых удовлетворяют критерию устойчивости однородного состояния по отношению к малым возмущениям [2]

$$\frac{\partial Q(T, j)}{\partial T} < \frac{\partial W(T)}{\partial T}. \quad (3)$$

Таким образом, КС с тепловой мультистабильностью имеет две «горячие» фазы. Одна из них ($T = T_3$) возникает в результате баланса джоулева тепловыделения и теплоотвода в охладитель в режиме пузырькового кипения и может находиться как в резистивном, так и в нормальном состояниях, а другая ($T = T_5$) охлаждается в режиме пленочного кипения и находится в нормальном состоянии.

Тепловая мультистабильность для композитов с гладкой поверхностью наблюдается достаточно редко. Так, можно показать, что для проводника из сплава NbTi мультистабильность возникает лишь в магнитных полях ≈ 10 Тл.

В последнее время большой интерес вызывает исследование КС с пористым покрытием, позволяющим улучшить криостатическую стабилизацию проводника [5]. Наличие пористого покрытия значительно расширяет по температуре область пузырькового кипения [5], что и приводит к мультистабильности КС. Для того чтобы получить критерий существования мультистабильности в КС с пористым покрытием, воспользуемся кусочно-линейной аппроксимацией функций теплоотвода и тепловыделения

$$Q(T, j) = \rho j^2 \eta_1 (T - T_r), \quad (4)$$

$$W(T) = \frac{P}{A} h_f (T - T_B) \eta_1 (T - T_k), \quad (5)$$

где ρ — удельное сопротивление композита в нормальном состоянии, $T_r = (I - j/j_c(T_B))(T_c - T_B) + T_B$ — температура резистивного перехода, T_c — критическая температура, $j_c(T)$ — критический ток, h_B и h_f — коэффициенты теплоотвода в охладитель в режиме пузырькового и пленочного кипения соответственно. T_k — температура кризиса кипения, $\eta(x)$ — функция Хевисайда, $\eta_1(x) = k$ при $x < 0$, $\eta_1(x) = 1$ при $x \geq 0$, $k = h_B/h_f$.

Тогда уравнение (1) можно представить в безразмерной форме

$$\alpha i^2 \eta_1(\theta - \theta_r) = \theta \eta_1(\theta - \theta_k), \quad (6)$$

где $\theta = (T - T_B)/(T_c - T_B)$ — безразмерная температура, $\alpha = \rho j_c^2(T_B)d/h_f(T - T_B)$, $d = A/P$, $i = j/j_c(T_B)$ — безразмерный ток, $\theta_r = 1 - i$.

На рис. 2 представлены зависимости безразмерного тепловыделения и теплоотвода от θ при различных значениях i . Для типичного КС с пористым покрытием, охлаждаемого в гелиевой ванне ($T = 4.2$ К), характерными значениями параметров являются $k \gg 1$, $\alpha \gg 1$, $\theta_k \gg 1$ (отметим, что для КС с гладким покрытием $\theta_k \leq 0.2 - 0.4$). В этом случае число стационарных состояний КС изменяется в зависимости от i следующим образом.

При $1 > i > i_{q1} = (k\theta_k/\alpha)^{1/2}$ в КС существуют сверхпроводящая ($\theta_1 = 0$) и нормальная ($\theta_5 = \alpha i^2$) фазы, что соответствует бистабильности. В интервале токов

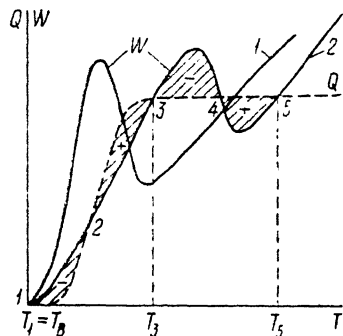


Рис. 1.

$i_{q1} \gg i > \max(i_{q2}, i_{q3})$, $\alpha i_{q2} - k(1 - i_{q2}) = 0$, $i_{q3} = (\theta_k / \alpha)^{1/2}$ КС мультистабилен, т. е. существуют сверхпроводящая ($\theta_1 = 0$) и две «горячие» фазы $\theta_3 = \alpha i^2 / k$ (нормальное состояние в режиме пузырькового кипения) и $\theta_5 = \alpha i^2$ (нормальное состояние в режиме пленочного кипения). При $\max(i_{q2}, i_{q3}) > i > \min(i_{q2}, i_{q3})$ бистабильность восстанавливается вплоть до минимального тока существования нормальной зоны $i_m = \min(i_{q2}, i_{q3})$. И наконец, при $i_m > i > 0$ КС может находиться только в сверхпроводящем состоянии.

Отсюда получаем критерий существования мультистабильности $i_{q1} > \max(i_{q2}, i_{q3})$, который можно представить в виде

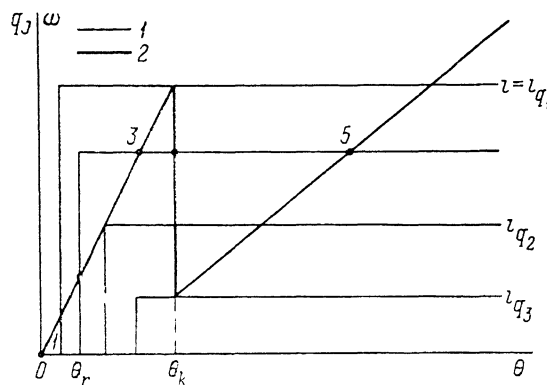


Рис. 2. Графическое решение уравнения (6) при различных значениях i .

1 — безразмерное тепловыделение $q_j = \alpha i^2 \eta < \times (\theta - \theta_r)$, 2 — безразмерный тепловод $\omega = = \theta \eta_1 (\theta - \theta_k)$.

$$\theta_k > \theta_{k1} = \frac{4k\alpha}{(k + (k^2 + 4k\alpha)^{1/2})^2}. \quad (7)$$

В приближении $4\alpha \gg k$ имеем $\theta_{k1} = 1$, и критерий (7) упрощается

$$\theta_k > 1. \quad (8)$$

Отметим, что при $k\theta_{k1} > \theta_k > \theta_{k1} \approx 1$ минимальным током существования нормальной зоны является $i_m = i_{q2}$ (рис. 2). Эта ситуация является типичной для КС с пористым покрытием, поскольку $k \approx 10$, $\theta_k \approx 1$.

Распространение нормальной зоны

Распределение температуры $T(x, t)$ вдоль длинного однородного КС с током удовлетворяет нелинейному уравнению теплопроводности

$$\nu \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \times \frac{\partial T}{\partial x} + Q(T, j) - W(T), \quad (9)$$

где $\nu(T)$ — удельная теплоемкость, $\times(T)$ — теплопроводность КС.

Тепловая автоволна описывается решением уравнения (9) вида $T(x, t) = T(x - vt)$. Переходя к переменной $y = x - vt$, получаем

$$\frac{d}{dy} \times \frac{dT}{dy} + \nu v \frac{dT}{dy} + Q(T, j) - W(T) = 0. \quad (10)$$

Решение уравнения (10), удовлетворяющее граничным условиям $T(-\infty) = T_m$, $T(+\infty) = T_n$, $m \neq n$, существует при вполне определенной величине v .

В КС с тепловой бистабильностью при фиксированном значении j существует один тип автоволны переключения, переводящей образец из одного стационарного состояния ($T(+\infty) = T_1$) в другое ($T(-\infty) = T_5$) и обратно. В мультистабильном случае ситуация усложняется. Наличие двух «горячих» фаз приводит к существованию трех различных типов автоволны переключения при данном значении j [6]. На рис. 3 показано распределение температур в тепловых автоволнах ($T(+\infty) = T_1$, $T(-\infty) = T_5$) (15); ($T(+\infty) = T_1$, $T(-\infty) = T_3$) (13) и ($T(+\infty) = T_3$, $T(-\infty) = T_5$) (35), движущихся со скоростями v_{15} , v_{13} и v_{35} соответственно.

Автоволна покоится ($v = 0$) при плотности тока $j = j_p$, определяемой соотношением [1]

$$\int_{T_m}^{T_n} (Q - W) \times dT = 0. \quad (11)$$

В тех случаях, когда зависимость χ от T можно пренебречь, условие (11) означает равенство заштрихованных на рис. 1 площадей.

Из (11) следует, что существуют три различных значения $j=j_p$, при которых КС может находиться в неоднородном стационарном состоянии.

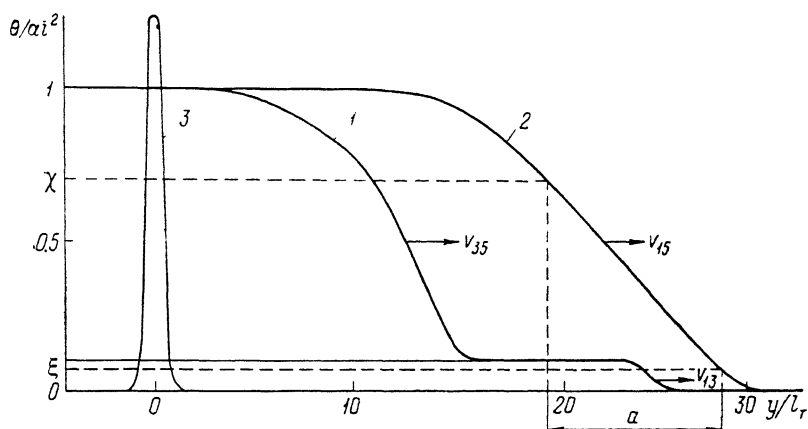


Рис. 3. Распределение температуры в автоволнах (13) и (35) (1) и (15) (2) и в КС после действия локального теплового импульса (3).

Для качественного анализа решений уравнения (10) удобно воспользоваться аналогией (10) с уравнением движения классической «частицы» с массой χ , на которую действует внешняя сила $f=W-Q$ и сила трения $\nu \cdot dT/dy$. Силе $f(T)$ соответствует потенциальная энергия $S(T)$, где

$$S(T) = \int_{T_1}^T (Q - W) \cdot \chi dT. \quad (12)$$

Характерная зависимость $S(T)$ для бистабильного КС приведена на рис. 4 (кривая 1). Автоволне переключения из сверхпроводящего ($T=T_1$) в нормальное ($T=T_5$) состояние отвечает такая траектория $T(y)$ в потенциале $S(T)$, когда «частица» выходит из точки 5 с бесконечно малой начальной «скоростью», а затем приходит в точку 1, имея нулевую конечную «скорость». Траектория $T(y)$ существует, если разность потенциальной энергии $-S(T_5)$ компенсируется работой силы трения (закон сохранения энергии «частицы»). Это условие и определяет величину скорости v .

Характерная зависимость $S(T)$ от T для мультистабильного КС приведена на рис. 4 (кривая 2). Скорости волн (13) и (35) определяются законами сохранения на участках 1—3 и 3—5 соответственно.

Из рис. 4 видно, что возможна ситуация, когда для волны (15) аналогичное условие не выполняется ни при каких значениях v , в то время как скорости распространения волн (13), (35) существуют и определены однозначно. Действительно, предположим, что $v_{13} > v_{35}$. Тогда движение «частицы», изображающей волну (15), должно удовлетворять условиям $v_{13} < v_{15}$ (закон сохранения на участке 1—3) и $v_{15} < v_{35}$ (закон сохранения на участке 3—5). Полученное противоречие показывает, что автоволна (15) в этом случае не существует.

Аналогично можно показать, что при $v_{13} < v_{35}$ волна (15) существует, причем ее скорость удовлетворяет условию $v_{13} < v_{15} < v_{35}$. Таким образом, в мультистабильном КС возможна ситуация, когда не существует стационарного рас-

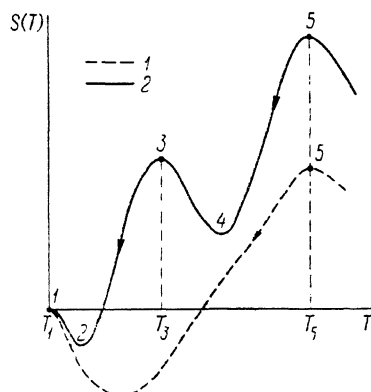


Рис. 4. Зависимость $S(T)$ от T для бистабильного (1) и мультистабильного (2) КС.

пространства автоволны (15), несмотря на существование сверхпроводящей ($T=T_1$) и нормальной ($T=T_2$) фаз.

Для того чтобы получить критерии отсутствия стационарного распространения волны (15), воспользуемся кусочно-линейной аппроксимацией теплоотвода и тепловыделения (4), (5). Полагая, что зависимость χ , η и ρ от T можно пренебречь, представим уравнение (5) в безразмерной форме

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \alpha i^2 \eta (\theta - \theta_r) - \theta \eta_1 (\theta - \theta_k), \quad (13)$$

где $\tau = t/t_T$, $z = y/l_T$, $t_T = \nu A / h_f P$ — тепловое время, $l_T = (\chi A / h_f P)^{1/2}$ — тепловая длина.

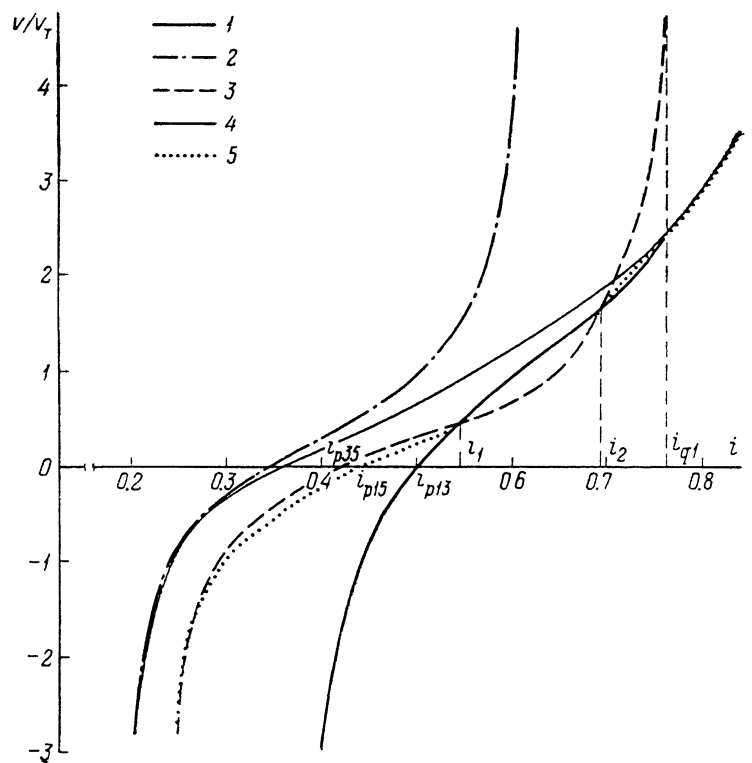


Рис. 5. Зависимости v_{13} , v_{35} и v_{15} от i .

1 — v_{13} ; 2, 3 — v_{35} ; 4, 5 — v_{15} ; θ_k : 2, 4 — 1.5; 3, 5 — 2.3. Характерные точки относятся к $\theta_k = 2.3$.

Автоволны описываются решениями уравнения (13) вида $\theta(z, \tau) = \theta(z - \tau \cdot \nu / v_T)$, $v_T = l_T / t_T$. Кусочно-линейная зависимость тепловыделения и теплоотвода от температуры позволяют получить решения уравнения (13) в явном виде. Отсюда находим аналитические выражения, определяющие зависимости v от i . Для v_{13} , v_{35} имеем [3]

$$v_{13} = v_T \frac{1 - 2k\xi}{(\xi(1 - k\xi))^{1/2}}, \quad (14)$$

$$v_{35} = v_T \frac{1 - k\chi^2}{(\chi(1 - \chi)(k\chi - 1))^{1/2}}. \quad (15)$$

Скорость волны (15) определяется решением системы уравнений

$$a = b_-^{-1} \ln \{1 + kb_+^{-1} ((c - b_+) \chi - c)\}, \quad (16)$$

$$a = b_+^{-1} \ln \left\{ \frac{c + (b_- - c) \chi - b_- k^{-1}}{(b_- - b_+) \xi - b_- k^{-1}} \right\}. \quad (17)$$

Здесь $b_{\pm} = -v/2 \pm \sqrt{v^2/4 + k}$; $c = -v/2 - \sqrt{v^2/4 + 1}$; $\xi = (1-i)/\alpha i^2$; $\chi = \theta_k/\alpha i^2$; a — длина резистивной зоны, охлаждаемой в режиме пузырькового кипения (рис. 3).

Токи распространения $i = i_p$ определяются соотношением (11). С учетом (4), (5) получаем для волны (13)

$$i_{p13} = \frac{k}{\alpha} \left(\sqrt{1 + \frac{2\alpha}{k}} - 1 \right), \quad (18)$$

для волны (35)

$$i_{p35} = \left(\frac{\sqrt{k} \theta_k}{\alpha} \right)^{1/2} \quad (19)$$

и для волны (15)

$$(\alpha i_{p15}^2)^2 - 2\alpha i_{p15}^2 (1 - i_{p15}) - (k-1) \theta_k^2 = 0. \quad (20)$$

Токи распространения удовлетворяют условию $i_{p35} < i_{p15} < i_{p13}$, которое следует из $v_{13} < v_{15} < v_{35}$. На рис. 5 представлены зависимости v_{13} , v_{35} и v_{15} от i , полученные из (14)–(17) для $\alpha=40$; $k=10$; $\theta_k=1.5$, 2.3. Видно, что при $\theta_k=1.5$ условие $v_{13} < v_{35}$ выполняется для всех значений i , при которых существуют соответствующие фазы. При $\theta_k=2.3$ существует интервал токов $i_1 < i < i_2$ ($i_1=0.55$, $i_2=0.69$), внутри которого $v_{13} > v_{15}$ и волна (15) не существует. В этом интервале токов кривая $v_{15}(i)$ имеет разрыв, т. е. существует своеобразное «окно» токов, внутри которого невозможно стационарное распространение фазы $\theta = \theta_s$.

Для того чтобы проиллюстрировать случай отсутствия волны (15) ($\theta_k=2.3$) на рис. 3 (кривая 1) приведен результат численного решения уравнения (13) с граничными условиями $d\theta/dz (\pm\infty) = 0$ для значения тока $i=0.64$, принадлежащего к интервалу $i_1 < i < i_2$. Начальное распределение при $\tau=0$ имело вид ступеньки $\theta(z, 0) = \theta_s + (\theta_1 - \theta_s)\eta(z)$, а кривая 1 показывает распределение $\theta(z, 0)$ по истечении достаточно длительного времени ($\tau=10$), когда фронты волн (13) и (35) уже успели сформироваться. Волна (13) движется быстрее волны (35) ($v_{13}=1.34 v_T$, $v_{35}=1.14 v_T$), и при $\tau \rightarrow \infty$ мы получаем две независимые волны, бесконечно удаленные друг от друга.

Характеристические токи i_1, i_2 определяются условием $v_{13} = v_{35}$, т. е. являются решением уравнения

$$\frac{1 - 2k\xi}{(\xi(1 - k\xi))^{1/2}} = \frac{1 - k\chi^2}{(\chi(1 - \chi)(k\chi - 1))^{1/2}}. \quad (21)$$

Исчезновение волны (15) при $i=i_{1,2}$ имеет следующий физический смысл. Из (14), (15) следует, что при $v_{13} = v_{15}$ выражения под логарифмом в (16), (17) стремятся к нулю и к бесконечности соответственно. Таким образом, $a \rightarrow \infty$ при $i \rightarrow i_{1,2}$, распределение температуры в волне (15) можно представить как сумму распределений температур волн (13) и (35), сдвинутых на расстояние $a \gg 1$ и слабо влияющих друг на друга. При $i=i_{1,2}$ волны (13) и (35) разделяются совершенно, волна (15) перестает существовать. Математически это выражается в том, что при $i_1 < i < i_2$ величина a принимает мнимые значения.

Из рис. 5 ясно, что интервал токов $i_1 < i < i_2$ существует при достаточно больших значениях $\theta_k > \theta_{k2}$. Критическое значение $\theta_k = \theta_{k2}$ определяется условием

$$i_1(\theta_{k2}) = i_2(\theta_{k2}), \quad (22)$$

где $i_{1,2} = i_{1,2}(\theta_k)$ — решение уравнения (21).

Уравнение (21) может быть решено только численно. Например, для значений параметров, приведенных на рис. 5, $\theta_{k2}=2.1$, а при $\theta_k=2.3$ получаем $i_1 = 0.55$, $i_2 = 0.69$. Приближенное выражение для θ_{k2} можно получить при $\alpha \gg 1$. Тогда $v_{13} = v_T \sqrt{\alpha} i / \sqrt{1-i}$, $v_{35} = v_T \sqrt{\chi(1-\chi)(k\chi-1)}$, с учетом $i = (\theta_k/\alpha\chi)^{1/2}$ уравнение (21) преобразуется к виду

$$\theta_k(1-\chi)(k\chi-1) = 1 - \sqrt{\frac{\theta_k}{\alpha\chi}}. \quad (23)$$

В приближении $k \gg 1$ в области значений χ , соответствующих величинам $i_1 \approx i_2$, уравнение (23) упрощается

$$k\theta_k(\chi - k^{-1}) = 1 - \sqrt{\theta_k/\alpha\chi}, \quad (24)$$

что позволяет получить критерий исчезновения его решений $\theta_k > \theta_{k,2}$, где

$$\theta_{k,2} = \frac{27}{4} \frac{k}{\alpha} \left(\frac{\theta_{k,2}}{\theta_{k,2} + 1} \right)^3 \ll \frac{27}{4} \frac{k}{\alpha}. \quad (25)$$

Для значений параметров, приведенных на рис. 5, получаем отсюда $\theta_{k,2} = 1.7$, что хорошо согласуется с результатом, полученным численно ($\theta_k = 2.1$).

Критические энергии

Рассмотрим устойчивость сверхпроводящего состояния по отношению к локальному тепловому импульсу длительностью t_x , действующему на область КС длиной l_x при условии, что $t_x \ll t_T$, $l_x \ll l_T$. Тогда удельную мощность теплового импульса $E(x, t)$ можно представить в виде $E(x, t) = E\delta(x)\delta(t)$, где E — полная энергия возмущения, $\delta(x)$ — функция Дирака. В этом случае уравнение (13) имеет вид

$$\frac{\partial\theta}{\partial\tau} = \frac{\partial^2\theta}{\partial z^2} + \alpha l^2 \eta(\theta - \theta_r) - \theta \eta_1 \times \\ \times (\theta - \theta_k) + q\delta(z)\delta(\tau), \quad (26)$$

где $q = E/E_T$, $E_T = \nu l_T (T_c - T_B)$ A — характерная величина энергии возмущения.

На рис. 3 (кривая 2) представлено распределение температуры сразу по окончании действия теплового импульса.

Критической энергии соответствует минимальное значение $q = q_c$, при котором сверхпроводящее состояние разрушается. Зависимость q_c от i была получена нами путем численного интегрирования уравнения (26) с начальными и граничными условиями $\theta(z, 0) = 0$, $\theta(\infty, \tau) = 0$. Результаты этих расчетов, проведенных с точностью не хуже 3%, приведены на рис. 6. В бистабильном случае q_c монотонно убывает с ростом i от $q_c = \infty$ при $i = i_p$ до $q_c = 0$ при $i = 1$. Это связано с тем, что при $i = i_p$ скорость автоволны $v = 0$ и требуется бесконечно большая энергия для инициирования неограниченного распространения нормальной зоны. При $i = 1$ ($j = j_c$) сверхпроводящая фаза становится неустойчивой, поэтому для ее разрушения достаточно возмущения с бесконечно малой энергией.

В мультистабильном случае зависимость q_c от i становится неоднозначной. При этом плоскость (i, q) , разбивается на три области (рис. 6). Если энергия возмущения расположена в области I, то ее величины недостаточно для перехода КС в нормальное состояние и сверхпроводящее состояние восстанавливается. Если энергия принадлежит области II, то возмущение приводит к распространению на весь образец фазы $\theta = \theta_3$. В этом случае энергии возмущения достаточно для перевода КС в состояние с $\theta = \theta_3$, но не хватает для разогрева фазы $\theta = \theta_5$. Отметим, что фаза $\theta = \theta_5$ может быть конечным состоянием КС при $i_{p13} < i < i_{q1}$. Наконец, если энергия возмущения принадлежит области III, то конечное состояние КС есть $\theta = \theta_5$.

В мультистабильном случае зависимость q_c от i становится неоднозначной. При этом плоскость (i, q) , разбивается на три области (рис. 6). Если энергия возмущения расположена в области I, то ее величины недостаточно для перехода КС в нормальное состояние и сверхпроводящее состояние восстанавливается. Если энергия принадлежит области II, то возмущение приводит к распространению на весь образец фазы $\theta = \theta_3$. В этом случае энергии возмущения достаточно для перевода КС в состояние с $\theta = \theta_3$, но не хватает для разогрева фазы $\theta = \theta_5$. Отметим, что фаза $\theta = \theta_5$ может быть конечным состоянием КС при $i_{p13} < i < i_{q1}$. Наконец, если энергия возмущения принадлежит области III, то конечное состояние КС есть $\theta = \theta_5$.

При $i = i_1$ происходит резкое падение (скачок AB на рис. 6) величины q_{cr} которое имеет следующий физический смысл. При $i < i_{q1}$ критическая энергия q_{c15} перехода КС в состояние с $\theta = \theta_3$ больше критической энергии q_{c13} перехода в состояние $\theta = \theta_3$, $q_{c15} > q_{c13}$. При $i > i_{q1}$, фаза $\theta = \theta_3$ исчезает из-за кризиса кипения охладителя, однако возмущение с энергией $q > q_{c13}$ создает достаточно большую область с $\theta \geq \theta_3$ (i_{q1}). Как видно из рис. 2, в этой области тепловыделение превышает теплоотвод, поэтому ее саморазогрев приводит к образованию и неограниченному распространению фазы $\theta = \theta_5$.

При $i = i_{q13}$ имеет место своеобразная тройная точка C , в окрестности которой сколь угодно близкие по величине возмущения могут вызывать переход КС в любое из его трех устойчивых состояний.

На рис. 6 представлены зависимости q_c от i для $\theta_k = 1.5$ (кривая 1) и $\theta_k = 23$ (кривая 2). Видно, что наличие интервала токов $i_1 < i < i_2$, в котором невозможно стационарное распространение волны (15), не приводит к каким-либо качественным особенностям поведения критической энергии.

Обсуждение результатов

Таким образом, тепловая мультистабильность приводит к ряду особенностей динамики нормальной зоны. Они обусловлены существованием трех устойчивых состояний КС с различными температурами $T_1 < T_3 < T_5$. Соответственно могут существовать три типа автоволны переключения между ними, скорости распространения которых зависят не только от величины тока (как в бистабильном случае), но и от температуры на концах проводника.

Скорость автоволны меняет знак при определенном значении тока, удовлетворяющем условию (11). Таким образом, мультистабильный КС может находиться в стационарном состоянии с неоднородным распределением температуры при трех различных значениях тока.

Если все три автоволны существуют, то их скорости удовлетворяют условию $v_{13} < v_{15} < v_{35}$. В этом случае фаза $T = T_3$ метастабильна, поскольку при любых начальных условиях волна (35) «догонит» волну (13) ($v_{13} < v_{35}$) и сольется с ней, образуя волну (15). Направление дальнейшего движения волны (15) зависит от величины тока (рис. 5).

При $v_{35} < v_{13}$ стационарное распространение волны (15) невозможно. При любых начальных условиях волны (13) и (35) разойдутся на бесконечное расстояние друг от друга. В этом случае распространение фазы $T = T_5$ по КС осуществляется через промежуточную «горячую» фазу $T = T_3$ посредством волн (13) и (35). Выше было показано, что такая ситуация имеет место при $\theta_k > \theta_{k2}$ в интервале токов $i_1 < i < i_2$. Таким образом, в КС с тепловой мультистабильностью волна переключения между фазами $T = T_1$ и $T = T_5$ может не существовать, несмотря на существование соответствующих фаз. Отметим, что в бистабильном случае при существовании двух фаз с различными температурами всегда существует волна переключения между ними.

Особенностью КС с тепловой мультистабильностью является расщепление уровня критической энергии q_c . Из рис. 6 видно, что для характерных значений параметров величины q_{c15} и q_{c13} различаются на порядок. При токе $i = i_{q1}$, соответствующем исчезновению фазы $T = T_3$, величина критической энергии испытывает скачок $\Delta q_c = q_{c15} - q_{c13} \approx q_{c15}$. Таким образом, при превышении током величины $i = i_{q1}$ стабильность КС уменьшается на порядок. Существенное различие величин q_{c15} и q_{c13} позволяет надеяться на возможность экспериментального наблюдения резкого изменения стабильности КС.

Выше было показано, что критерием существования мультистабильности КС является условие $\theta_k > \theta_{k2} \approx 1$. Поэтому мультистабильность практически невозможно наблюдать у охлаждаемых гелием КС с гладким покрытием, для которых $\theta_k \leq 0.2 - 0.4$. Нанесение пористого покрытия существенно расширяет температурный интервал пузырькового кипения. При этом $\theta_k \geq 1$, что позволяет наблюдать тепловую мультистабильность экспериментально [4].

Широко изучаемые сейчас высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) охлаждаются жидким азотом, интервал пузырькового кипения которого

$T_c - T_B \approx 25$ К достаточно широк даже для гладких поверхностей. Для $YBa_2Cu_3O_7$ керамики, например, имеем $T_c - T_B \approx 12$ К, что дает $\theta_k \approx 2$. Таким образом, учет эффектов, связанных с тепловой мультистабильностью, может быть актуален для ВТСП, если в них будут обеспечены характерные для традиционных композитов плотности токов $j_c \sim 10^5 - 10^6$ А/см².

Список литературы

- [1] *Альтов В. А., Зенкевич В. Б., Кремлев М. Г., Сычев В. В.* Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем. М.: Энергоиздат, 1984. 63 с.
- [2] *Гуревич А. В., Минц Р. Г., Рахманов А. Л.* Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987. 162 с.
- [3] *Gurevich A. Vl., Mints R. G.* // Rev. Mod. Phys. 1987. Vol. 59. N 4. P. 941—999.
- [4] *Андрюанов В. В., Баев В. П., Малышенко С. П., Мучник Р. Г.* // ДАН СССР. 1987. Т. 293. № 4. С. 856—859.
- [5] *Андрюанов В. В., Баев В. П., Малышенко С. П., Мучник Р. Г.* // ДАН СССР. 1987. Т. 297. № 2. С. 354—357.
- [6] *Васильев В. А., Романовский Ю. М., Яхно В. Г.* Автоволновые процессы. М.: Наука, 1987. 85 с.

Институт высоких температур АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
9 января 1989 г.