

01;05

**ДИССИПАТИВНЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ
РАЗРУШЕНИЯ В ПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛАХ
С ТРАНСПОРТНЫМ ТОКОМ
II. ЭВОЛЮЦИОННЫЕ УРАВНЕНИЯ,
ДИАГРАММЫ НЕУСТОЙЧИВОСТИ**

© *И.Л.Максимов, Ю.В.Свирина*

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского,
603091 Нижний Новгород, Россия
(Поступило в Редакцию 4 апреля 1995 г.)

Проблема динамики разрушения токопроводящих систем и устройств является практически не исследованной. Между тем результаты качественного анализа, проведенного в предыдущей работе [1], показывают, что механическая энергия, выделяемая при разрушении, эффективно взаимодействует с энергией, диссипируемой в результате протекания тока в проводнике, что приводит к возникновению новых, диссипативных, неустойчивостей разрушения. Анализу динамики этих неустойчивостей и возможности их экспериментального наблюдения посвящена настоящая работа.

Эволюционные уравнения

Для изучения динамики роста трещины с учетом диссипации энергии в привершинной зоне требуется решать совместно уравнение движения трещины и уравнение теплопроводности. В соответствии с общим лагранжевым подходом [2] уравнение движения трещины имеет вид

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{a}} - \frac{\partial L}{\partial a} = - \frac{\partial R}{\partial \dot{a}}, \quad (1)$$

где функция Лагранжа трещины $L(a, \dot{a})$, введенная в [2], определена выражением

$$L = K(a, \dot{a}) = U(a) - F(t)ah. \quad (2)$$

Здесь $K = 1/2 \mu a^2 \dot{a}^2 h$ — кинетическая энергия трещины (параметр μ вычисляется в квазистатическом приближении [3,4]); $U = \tilde{\lambda} p^2 a^2 h / (2E)$ — потенциальная энергия трещины; $F(t)$ — обобщенная сила, стимулирующая рост трещины.

Введенная в (1) диссипативная функция $R(a, \dot{a})$

$$R(a, \dot{a}) = \gamma(T)\dot{a}h + \dot{Q} \quad (3)$$

описывает необратимый процесс перераспределения упругой энергии трещины. Здесь $\gamma(T)ah$ — поверхностная энергия,

$$\dot{Q} = G_0 h a \dot{a} + \dot{Q} \quad (4)$$

есть суммарная мощность тепловыделения при пластическом деформировании привершинной зоны, а также при прохождении транспортного тока [1,3]. С учетом (2) и (3) уравнение движения трещины запишется в виде

$$a^2 \mu \ddot{a} + \mu a \dot{a}^2 - \frac{\lambda p^2}{2E} a = -\gamma(T) - G_0 a + F(t). \quad (5)$$

Отметим, что джоулева диссипация не влияет на динамику механической подсистемы. Физически это связано с тем, что изменения в электромагнитной подсистеме происходят значительно быстрее, чем в механической ($\dot{a}/c \ll 1$, где c — скорость света) и плотность тока успевает перераспределиться в соответствии с увеличением размера трещины в процессе ее роста. Математически это выражается в том, что мощность джоулевой диссипации \dot{Q}_J не зависит явно от скорости роста трещины \dot{a} , что обуславливает ее отсутствие в уравнении (1).

Эволюция тепловой подсистемы описывается уравнением теплопроводности

$$C_v \dot{T} = \nabla(k\nabla T) + \dot{q}. \quad (6)$$

Здесь \dot{q} — удельная мощность тепловыделения при пластическом деформировании материала, а также при прохождении тока через пленку

$$\dot{Q} = \int \dot{q} dV. \quad (7)$$

Можно показать, что тепловыделение будет иметь место преимущественно в пластической зоне, разогрев которой в силу малости ее размера можно характеризовать средней температурой \bar{T} . Для этого произведем усреднение уравнения (6) по всей пластической области (площадью $S(a)$, периметром $P = \psi(p)a$, объемом $\Delta V = S(a)h$)

$$C_v \bar{T} = \frac{1}{\Delta V} \int \nabla(k\nabla T) dV + \frac{Q}{S(a)h} = \frac{1}{\Delta V} \oint (k\nabla T) \Big|_S dS + \frac{\dot{Q}}{S(a)h}. \quad (8)$$

Тепловой поток ($k\nabla T$) можно представить в виде двух составляющих: теплоотвода по оси z и теплоотвода в пассивную (упругую) зону

$$(k\nabla T)_{z=\pm h/2} = \pm W_z [T - T_0] \Big|_{z=\pm h/2},$$

$$(k\nabla T)_N = -W [T - T_0]. \quad (9)$$

Используя граничные условия (9), интеграл в (8) можно преобразовать к виду

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta V} \oint (k \nabla T) \Big|_S dS &= \frac{1}{S(a)h} \left[\int (k \nabla T) \Big|_{z=\pm h/2} dx dy + \int (k \nabla T)_{Nd} dl h \right] = \\ &= -\frac{W_z}{h} [\bar{T} - T_0] - \frac{WP}{S(a)h} [\bar{T} - T_0], \end{aligned}$$

окончательно уравнение теплопроводности после усреднения в пластической зоне имеет вид

$$C_v \dot{T} a^2 \varphi(p) = G_0 \dot{a} a - W a \psi(p) (T - T_0) - \frac{W_z}{h} a^2 \varphi(p) (T - T_0) + \dot{Q}_J \quad (10)$$

(значение функции $\varphi(p)$ и $\psi(p)$ см. в Приложении к [1]).

Данное уравнение справедливо в предположении, что температура упругой зоны практически совпадает с температурой внешней среды T_0 : $(\bar{T} - T_0)/T_0 \ll 1$, что может быть обеспечено за счет достаточно интенсивного теплоотвода с поверхности пластины.

Линейный анализ системы эволюционных уравнений

С учетом полученных результатов система уравнений относительно температуры T и размеров трещины a запишется в виде

$$C_v \dot{T} a^2 \varphi(p) = G a \dot{a} - W \psi(p) a (T - T_0) + j_0^2 \rho(T) a^2 \Phi(p) - \frac{W_z}{h} \varphi(p) a^2 (T - T_0), \quad (11)$$

$$\mu a^2 \ddot{a} + 2\mu a \dot{a}^2 - \frac{\tilde{\lambda} p^2 a}{E} = -2\gamma(T) - G a + F(t). \quad (12)$$

Из анализа уравнений (11), (12) видно, что равновесное состояние системы $\dot{a} = 0$, $\dot{T} = 0$ реализуется при $T = \bar{T}$, $a = a_0$, что соответствует результатам качественного анализа [1], где

$$a_0 = \frac{F - 2\gamma(T)}{G_0 - \tilde{\lambda} p^2 / E},$$

$$\bar{T} = T_0 + \frac{\Phi(p) \rho(\bar{T}) j_0^2 a_0}{(W_z/h) \varphi a_0 + W \psi(p)}.$$

Исследуем динамику роста трещины при наличии малых возмущений температуры δT ($\delta T \ll \bar{T}$) и размера трещины δa ($\delta a \ll a_0$)

$$a = a_0 + \delta a, \quad T = \bar{T} + \delta T.$$

Разлагая $\gamma(T)$, $Q(T) = G_0 - \frac{\tilde{\lambda} p^2}{E}$ и $\rho(T)$ в ряд по δT и ограничиваясь линейными по δa и δT членами, получаем линеаризованную систему эволюционных уравнений

$$\begin{aligned} C_v \delta \dot{T} a^2 \varphi(p) &= G_0 a \delta \dot{a} - W \psi(p) \delta T a_0 + 2a_0 j_0^2 \rho_0 \Phi(p) \delta a + \\ &+ a_0^2 j_0^2 \delta T \Phi(p) \frac{d\rho}{dT} - \frac{W_z}{h} \varphi(p) \delta T a_0^2, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\mu a_0^2 \delta \ddot{a} + Q_0 \delta a = -2 \frac{d\gamma}{dT} \delta T - \frac{dQ}{dT} a_0 \delta T. \quad (14)$$

Выражая из уравнения (14) δT и подставляя в уравнение (13), получаем

$$A \delta \ddot{a} + B \delta \ddot{a} + C \delta \dot{a} + D \delta a = 0, \quad (15)$$

где коэффициенты уравнения (15) могут быть представлены в виде

$$A = \alpha a_0^4, \quad B = \beta_1 a_0^3 - \beta_2 a_0^4, \quad C = \gamma_1 a_0^2 - \gamma_2 a_0,$$

$$D = \frac{a_0(G_1 a_0^2 + G_2 a_0 + G_3)}{W \psi(p) + \frac{W_z}{h} \varphi(p) a_0}.$$

Здесь введены следующие величины:

$$\alpha = C_v \varphi(p) \mu, \quad \beta_1 = W \psi(p) \mu, \quad \beta_2 = \mu j_0^2 \Phi(p) \frac{d\rho}{dT} - \frac{W_z}{h} \varphi(p) \mu,$$

$$\gamma_1 = C_v \varphi(p) Q + \frac{dQ}{dT} G_0, \quad \gamma_2 = -2 \frac{d\gamma}{dT} G_0,$$

$$G_1 = -Q \frac{W_z}{h} \varphi(p) \frac{\beta_2}{\mu}, \quad G_2 = W \psi \delta_1, \quad G_3 = -W \psi \delta_2,$$

$$\delta_1 = -j_0^2 Q \Phi(p) \frac{d\rho}{dT} + 2 \frac{W_z}{h} \varphi(p) Q + \frac{dQ}{dT} j_0^2 \rho_0 \Phi(p),$$

$$\delta_2 = -W \psi(p) Q - 2 \frac{d\gamma}{dT} j_0^2 \rho_0 \Phi(p).$$

Отметим, что коэффициенты уравнения (15) G_1 , G_2 и G_3 тождественны соответствующим коэффициентам, введенным в процессе качественного анализа [1], если положить $W \psi(p) = W_1$ и $(W_z/h) \varphi(p) = W_2$. Отыскивая решение уравнения (15) в виде $\delta a = \delta a_0 \exp(\lambda t)$, приходим к характеристическому уравнению на инкремент λ

$$A \lambda^3 + B \lambda^2 + C \lambda + D = 0. \quad (16)$$

В работе [3] было показано, что данное уравнение может иметь как комплексные, так и вещественные решения. В частности, была обнаружена и исследована область абсолютной неустойчивости ($\lambda_1 = \text{Re } \lambda > 0$, $\lambda_2 = \text{Im } \lambda = 0$), а также осцилляционной неустойчивости ($\lambda_1 > 0$, $\lambda_2 \neq 0$). Определены пороговые значения \bar{a}_0 , при которых происходит смена режимов разрушения. Напомним, что проведенный анализ относился к случаю, когда в пленке отсутствовал ток, а также охлаждение с поверхности пленки ($W_z = 0$). Здесь мы описываем влияние джоулевой диссипации на пороговые и динамические характеристики трещины.

а) Анализ диаграмм инкремента неустойчивости. Обратимся к анализу диаграмм инкремента неустойчивости $\lambda(a_0)$, полученных в результате решения уравнения (16). Сразу отметим, что

количественный анализ подтверждает результаты качественного рассмотрения [1]. В частности, размеры a^* , \bar{a} и a' в ряде случаев практически полностью совпадают с найденными выше (см. результаты качественного анализа). Однако для нахождения точных значений порогов неустойчивостей необходимо решать уравнение (16).

Поскольку коэффициенты уравнения (16) зависят от плотности тока, то введем характерные значения плотности тока j_1 , j_2 и j_3 (см. [1]). Напомним, что эти токи могут быть определены из условий $G_2 = 0$, $G_3 = 0$, $G_1 = 0$ соответственно. Как было отмечено ранее [1], характерный ток j_1 существует только в том случае, если температурный отклик джоулева тепловыделения превышает отклик работы пластической деформации

$$Q \frac{d\rho}{dT} - \rho \frac{dQ}{dT} > 0, \quad (17)$$

а j_2 при условии $d\gamma/dT < 0$ [13].

Обсудим сначала случай, когда выполняется критерий (17), т.е. $j_i > 0$, где $i = 1, 2, 3$. Очевидно, что в зависимости от иерархии характерных значений плотности тока j_i возможны три различных сценария разрушения. Рассмотрим вначале случай $j_3 < j_2 < j_1$ (рис. 1), который был качественно описан в [1]. Диаграмма 1 на рис. 1 соответствует ситуации, когда ток j_0 мал. Поскольку джоулева диссипация в данном случае неэффективна, то мы приходим к диаграмме, подробно описанной в работе [3]. В этой области параметров имеет место только термомеханическая неустойчивость трещин малых размеров ($a_0 < a''$). С ростом тока при $j_0 > j_3$ (рис. 1, 2) возникает неустойчивость вблизи трещин больших размеров. Как следует из результатов качественного анализа, эта неустойчивость имеет тепловую природу. В этой области значений плотности тока j_0 диссипативная неустойчивость развивается на фоне уже существующей тепловой неустойчивости и не влияет на динамику роста трещины. Таким образом, ток j_3 можно назвать характерным током возникновения тепловой неустойчивости.

При дальнейшем возрастании плотности тока (рис. 1, 3) зависимость $\lambda(a_0)$ существенно перестраивается, что выражается в возникновении "мягкой" (т.е. с нулевым инкрементом) моды при $j' < j < j''$, где

$$j' = \frac{\left(\frac{dQ}{dT}\right) W\psi + \left(-2\frac{d\gamma}{dT}\right) (W_z/h)\varphi}{\left(-2\frac{d\gamma}{dT}\right) \Phi \frac{d\rho}{dT}},$$

$$j'' = \frac{2Q((W_z/h)\varphi\bar{a} + W\psi)^2}{2Q(W_z/h)\varphi\bar{a}^2 - 2\bar{a}W\psi\Phi\left(\frac{dQ}{dT}\rho - \frac{d\rho}{dT}Q\right) - 4\frac{d\gamma}{dT}\rho\Phi W\psi}. \quad (18)$$

По мере роста тока (при $j > j_2$) возникает диссипативная неустойчивость трещин малых размеров (рис. 1, 4), которая однако при данном соотношении между параметрами материала не проявляется в чистом

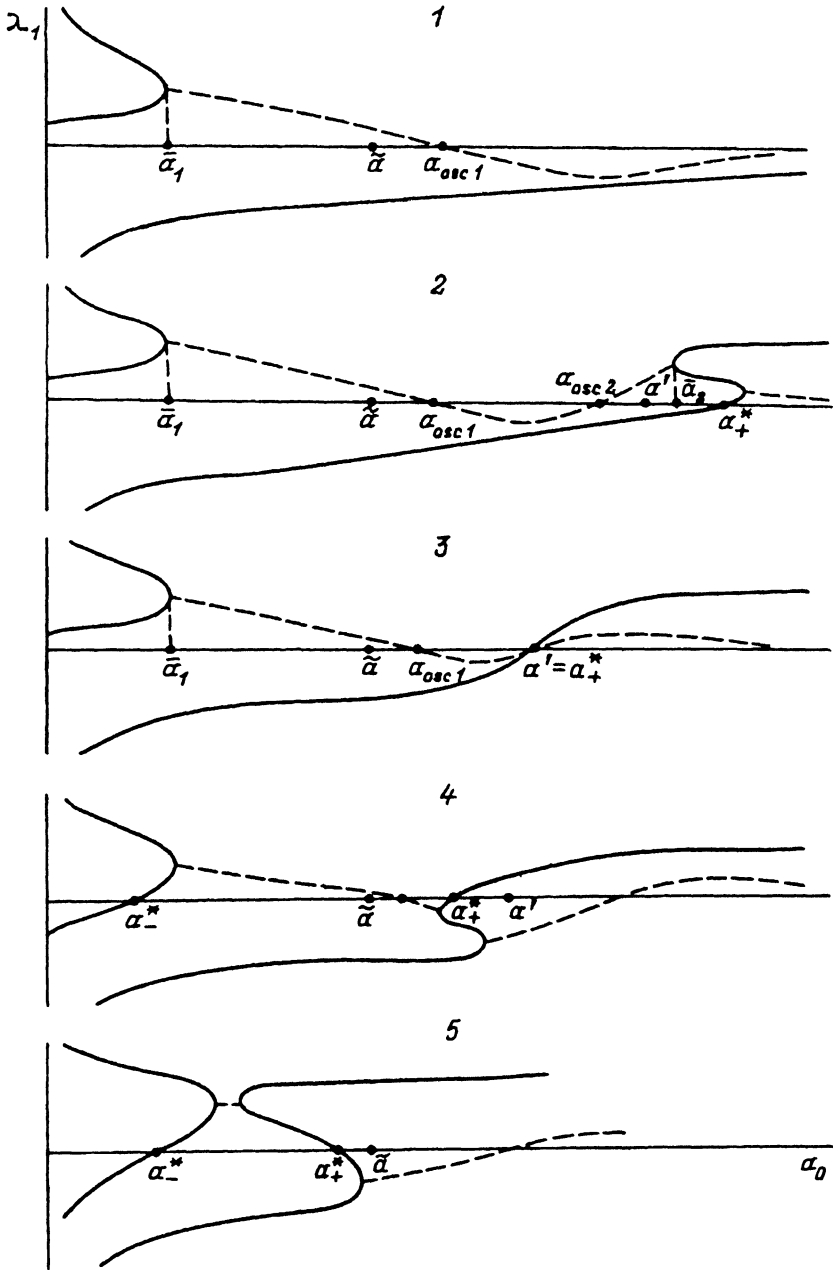


Рис. 1.

виде и не влияет на динамику роста трещины. Далее, при $j = \bar{j}$, где

$$\bar{j} = \frac{\gamma_2 \gamma_1^2 + 4 \gamma_1 \beta_1 W \psi Q_0 + 8 \beta_1 \gamma_2 (W_z/h) \varphi Q_0}{\gamma_2 \left(Q \Phi \frac{d\rho}{dT} - \Phi \rho \frac{dQ}{dT} \right)_0 - \gamma_1 2 \frac{d\gamma}{dT} \Phi \rho_0} \quad (19)$$

возникает глобальная неустойчивость (рис. 1, 5).

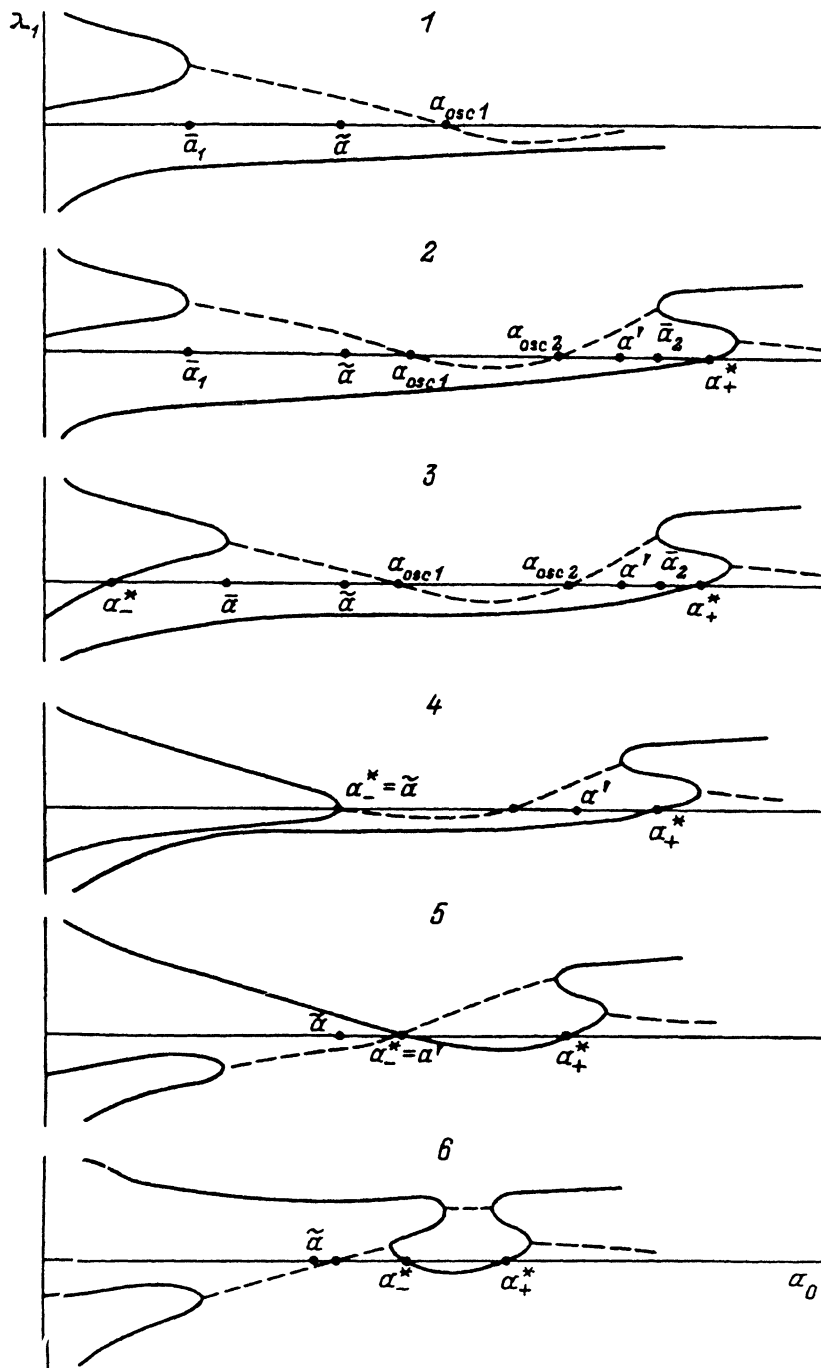


Рис. 2.

Нетрудно показать, что при выполнении условия (17) другие возможные соотношения между характерными токами не внесут существенных изменений в картину развития неустойчивости. Если же температурный отклик работы пластической деформации превышает отклик тепловыделения, то картина развития неустойчивости существенно изменится. Обсудим эту ситуацию несколько подробнее. Отметим, что в этом случае существует только два характерных тока: j_3 и j_2 . Диаграмма неустойчивости $\lambda(a_0)$ для этого случая при соотношении между характерными токами $j_3 < j_2$ показана на рис. 2. При малой плотности тока $j_0 < j_3$ существует только термомеханическая неустойчивость трещин малых размеров (рис. 2, 1). По мере роста тока $j_0 > j_3$ (рис. 2, 2) возникает тепловая неустойчивость трещин больших размеров. Далее, при $j_0 \geq j_2$ возникает диссипативная неустойчивость разрушения трещин малых размеров (рис. 2, 3), которая с ростом тока проявляется в чистом виде (при плотности тока $j_0 = j''$) (рис. 2, 4). Как и в предыдущем случае, по мере роста тока область устойчивости уменьшается (рис. 2, 5) и при $j_0 \simeq \bar{j}$ возникает глобальная неустойчивость (рис. 2, 6). Отметим также, что в случае $j_3 > j_2$ вид диаграммы неустойчивости качественно не изменяется. Таким образом, возникновение глобальной неустойчивости в первом случае (температурный отклик тепловыделения превышает отклик работы пластической деформации) обеспечивается за счет перезамыкания ветвей абсолютной неустойчивости для термомеханической и диссипативной мод (рис. 1, 5), а во втором (когда не выполняется условие (17)) — за счет слияния тепловой и диссипативной мод (рис. 2, 6).

б) Точные значения порогов возникновения неустойчивостей. Точное значение порога возникновения абсолютной неустойчивости может быть найдено из условия

$$\text{Im } \lambda(a_0) = 0. \quad (20)$$

В используемых здесь обозначениях данное условие имеет вид

$$4 \left(1 - \frac{3AC}{B^2} \right)^3 = \left(3 \left(1 - \frac{3AC}{B^2} \right)^2 + \frac{27AD}{B^3} - 1 \right)^2. \quad (21)$$

Здесь мы представим результаты, полученные для наиболее простого предельного случая $(27A^2D)/B^3 \ll 1$, что соответствует квазиизотермической ситуации ($W, W_z \rightarrow \infty$). В этом случае из уравнения (21) получаем

$$C^2 = 4BD, \quad (22)$$

откуда нетрудно найти

$$\bar{a}_1 \simeq \bar{a} - \left[\frac{4G_1\beta_2\bar{a}^2(a' - \bar{a})(\bar{a} - a_-^*)(\bar{a} - a_+^*)}{\gamma_1^2((W_z/h)\varphi\bar{a} + W\psi)} \right]^{1/2}, \quad (23)$$

$$\bar{a}_2 \simeq a' - \frac{\gamma_1^2((W_z/h)\varphi a' + W\psi)(a' - \bar{a})}{4G_1\beta_2 a'^2(a' - a_-^*)(a_+^* - a')}. \quad (24)$$

Инкремент неустойчивости λ_{ij} для каждого порога ($a = \bar{a}_j$) имеет вид

$$\lambda_i = \frac{-B + \sqrt{B^2 - 3AC}}{3A}. \quad (25)$$

Значение порога осцилляционной неустойчивости a'' определяется из условия обращения в нуль $\text{Re } \lambda$, что выполняется при

$$AD = BC. \quad (26)$$

В квазиизотермическом пределе ($W, W_z \rightarrow 0$) получаем

$$a_{\text{osc } 1} \simeq \bar{a} + \frac{\alpha \bar{a} G_1 (\bar{a} - a_-^*) (\bar{a} - a_+^*)}{((W_z/h)\varphi \bar{a} + W\psi) (a' - \bar{a}) \beta_2 \gamma_1}, \quad (27)$$

$$a_{\text{osc } 2} \simeq a' + \frac{\alpha a' G_1 (a' - a_-^*) (a_+^* - a')}{((W_z/h)\varphi a' + W\psi) (a' - \bar{a}) \beta_2 \gamma_1}. \quad (28)$$

Видно, что в данном предельном случае точное значение порога осцилляционной неустойчивости практически совпадает с результатом качественного анализа [1]. Отметим, что в общем случае значение порогов абсолютной и осцилляционной неустойчивостей существенно отличается от найденных в результате качественного анализа.

Обсуждение результатов

Для начала обсудим область применимости полученных результатов. Уравнение, описывающее динамику роста трещины (1), справедливо в квазистатическом приближении, т. е. в случае, когда скорость роста трещины \dot{a} много меньше скорости звука v_s . Эти условия, как правило, имеют место в материалах с развитой пластичностью.

Далее, оценим характерные размеры трещин и величины плотностей тока, соответствующие различным порогам неустойчивости. Величину порога термомеханической неустойчивости $(a_0)_{\text{max}} \cong \bar{a}_0$ можно оценить следующим образом:

$$(a_0)_{\text{max}} \simeq bE^2 / (C_v T_0 \sigma_s), \quad (29)$$

где b — вектор Бюргера, $b \cong 10^{-9}$ м.

Полагая $\sigma_s \cong 10^2$ мн/м², $E/\sigma_s \cong 10^2$, $C_v \cong 10^5$ Дж/км³ и $T_0 \cong 300$ К, находим, что при комнатной температуре термомеханическая неустойчивость реализуется для трещин размера $a_0 < 10^{-4}$ м. Можно показать, что в случае низких температур $T \ll T_D$ оценка $(a_0)_{\text{max}}$ порядка 10^{-2} м.

Оценивая величину характерного тока j_3 в случае малой внешней нагрузки $p/\sigma_s \ll 1$, приходим к

$$j_3 = \left[\frac{\kappa r T_0 p^2}{10 n h^2 \rho_0 \sigma_s^2} \right]^{1/2} \quad (30)$$

Здесь мы полагаем $W_z \simeq (\kappa r)/h$ (r — численный коэффициент) и

$$\frac{d\rho}{dT} \simeq n \frac{\rho_0}{T_0},$$

что справедливо в случае $\rho(t) \sim T^n$.

Характерная величина порога возникновения тепловой неустойчивости a' должна быть оценена для плотности тока $j_0 \gg j_3$. В этом случае

$$j_0^2 \Phi \frac{d\rho}{dT} \gg \frac{W_z}{h} \varphi(p)$$

и мы приходим к следующему выражению:

$$a' \simeq \frac{W \psi(p)}{(W_z/h) \varphi} \left(\frac{j_3}{j_0} \right)^2. \quad (31)$$

Оценивая константу теплоотвода w как $w \simeq \kappa/a$, находим

$$a' = \left[\frac{h^2 E \sigma_s}{r p^2} \right]^{1/2} \left(\frac{j_3}{j_0} \right). \quad (32)$$

Из (30) и (32) следует, что тепловая неустойчивость имеет место в материалах, характеризующихся низкой теплопроводностью и достаточно высоким сопротивлением, таких как керамические сверхпроводники, характеризующиеся высоким удельным сопротивлением в нормальной фазе. Для случая низких температур мы полагаем $T_0 \simeq 100 \text{ K}$, $r \simeq 1$. После подстановки характерных значений напряжений $p/\sigma_s \simeq 10^{-1}$, $p/E \simeq 10^{-3}$ в (30), (32) и соответствующих величин

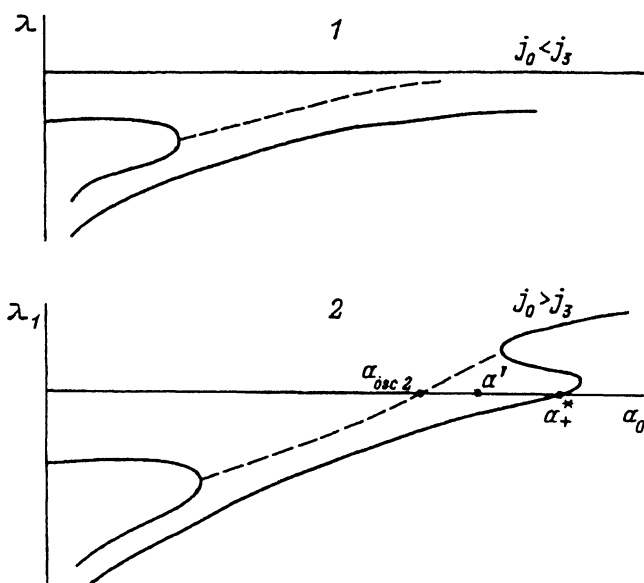


Рис. 3.

параметров $\kappa \approx 1 \text{ Вт}/(\text{см} \cdot \text{К})$, $\rho_0 \approx 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{м}$, $n \geq 1$ для керамических сверхпроводников находим для пленки толщиной $h \approx 10^{-4} \text{ м}$ характерное значение плотности тока $j_3 \approx 10^5 \text{ А}/\text{м}^2$. Величина порога возникновения диссипативной неустойчивости a_+^* для плотности тока $j_0 = j' \approx 10^7 - 10^8 \text{ А}/\text{м}^2$ будет $a^* \approx 10^{-3} - 10^{-4} \text{ м}$ [7]. Как следует из результатов точного анализа, при данных условиях будет наблюдаться "мягкий" режим возбуждения в системе.

Экспериментально эффект смены динамических режимов роста трещины можно было бы наблюдать при следующих условиях. Пусть имеются две пластины, одна из которых содержит трещину размером $a_0 \geq a^*$, а другая трещину размером $a_0 \leq a^*$. Условия нагружения и параметры материала подобраны в соответствии с приведенными выше оценками. В этом случае включение тока плотности $j_0 \sim j'$ в первой пластине приведет к тому, что трещина стронется с конечной скоростью, во второй же пластине рост трещины будет существенно более плавным.

В рассмотренной нами задаче мы полагали, что поверхностная энергия γ является падающей функцией температуры. Физически это соответствует ситуации, когда рост температуры приводит к облегчению разрыва межмолекулярных связей в вершине трещины. Таким образом, возрастание температуры в привершинной области трещины, обусловленное различными диссипативными процессами, а также их эффективным взаимодействием [1], приводит к возникновению неустойчивостей разрушения. Расчеты показывают, что в случае слабой температурной зависимости $\gamma(T)$, а также в случае $d\gamma/dT > 0$ возможно существование только тепловой неустойчивости разрушения трещин больших размеров (рис. 3).

Авторы признательны В.Я. Демиховскому, В.М. Маркочеву, В.М. Перевезенцеву и А.М. Сатанину за ценные обсуждения.

Работа поддержана Госкомвузом Российской Федерации (грант № 242-539), Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 93-02-16876), а также Международным научным фондом (грант № R8j000).

Список литературы

- [1] Максимов И.Л., Свирина Ю.В. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 9. С. 64.
- [2] Maksimov I.L. // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 55. N 6. P. 42-44.
- [3] Maksimov I.L. et al. // Mater. Sci. and Eng. 1994. Vol. A176. P. 309-315.
- [4] Mott N. // Engineering. 1948. Vol. 165. P. 16-21.
- [5] Эрдоган Ф. Разрушение / Под ред. Г. Либовица. Т. 2. М.: Мир, 1972. 522 с.
- [6] Maksimov I.L., Svirina J.V. // Mater. Sci. and Eng. 1994. Vol. A176. P. 321-328. Proc. of Intern. Conf. on Fundamentals of Fracture / Ed. H. Kimura. Tokyo, 1994. P. 277-283.
- [7] Maksimov I.L., Svirina J.V. // Applied Superconductivity / Ed. H.C. Freyhardt. Verlag, 1993. Vol. 1. P. 529-532.