

УДК 539.375

© 2002 г. А.И. МАЛКИН, Э.М. ПОДГАЕЦКИЙ

## **ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКОЙ МЕХАНИКЕ РАЗРУШЕНИЯ. Ч. 1. КИНЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ**

Рассматривается рост трещин при разрушении твердых тел в жидких активных средах. Обсуждаются экспериментально наблюдаемые закономерности. Предложены полуэмпирические модели, в которых феноменологическое описание процесса образования новой поверхности сопряжено с последовательным учетом гидродинамического взаимодействия жидкости с разрушаемым твердым телом. Основные гидродинамические эффекты обусловлены понижением давления в растущей трещине – реакцией на увеличение ее раскрытия и длины. Следствием является снижение локальных напряжений в окрестности вершины и возникновение кавитационных несплошностей, что приводит к понижению скорости роста трещин.

**1. Введение.** Хорошо известно, что взаимодействие твердых тел с внешней средой может приводить к существенному, в том числе к катастрофическому снижению прочности и долговечности [1–5]. С термодинамической точки зрения это обусловлено снижением работы разрушения и обычно объясняется снижением поверхностной энергии твердого тела в контакте со средой. Однако наличие термодинамической возможности понижения прочности, в частности, вязкости разрушения или критического значения  $J$ -интеграла, не позволяет сделать какой-либо вывод о кинетике роста поверхностных трещин. Создание же последовательной кинетической теории разрушения, контролируемого взаимодействием со средой, вряд ли возможно в обозримом будущем. Поэтому представляет интерес разработка упрощенных моделей, описывающих конкретные (гипотетические) механизмы и позволяющих оценить роль отдельных факторов в кинетике роста трещин.

В рассматриваемой проблеме можно выделить два взаимосвязанных аспекта. Первый заключается в описании процессов, локализованных в окрестности вершины трещины и влекущих за собой образование новой поверхности, т.е. собственно рост трещины. Второй состоит в учете транспорта и нелокального силового влияния жидкой среды, обусловленного взаимодействием со стенками трещины. Ясно, что скорость роста должна определяться локальными напряжениями и состоянием среды в окрестности вершины. Однако локальные напряжения являются функционалом от распределения напряжений на стенках трещины, а состояние среды – давление, температура и концентрация компонентов, – диктуется скоростями процессов переноса. Поэтому задачи о росте трещины при разрушении в жидких активных средах должны, вообще говоря, рассматриваться как самосогласованные.

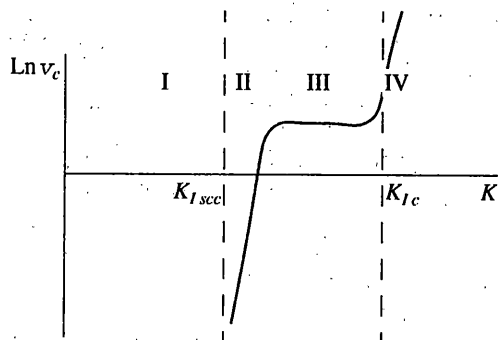
Между тем, необходимость самосогласованного подхода обычно не принимается во внимание. По крайней мере в наиболее известных моделях [4, 6–9] взаимная обусловленность макроскопических процессов транспорта и микро- и мезоскопических про-

цессов образования новой поверхности предполагается несущественной. При низких скоростях роста, пока термодинамические параметры среды можно считать выравненными по длине трещины, это, безусловно, оправдано. Если же характерное время релаксации состояния среды не мало в сравнении с временным масштабом роста, пренебрежение нелокальным взаимодействием становится незаконным.

Роль транспорта внешней среды при разрушении твердых тел неоднократно обсуждалась применительно к жидкометаллическому охрупчиванию [1–3, 10, 11], разрушению в водных растворах [3–5, 7, 8] и в смазочно-охлаждающих технологических жидкостях [1, 3, 11]. Выполненные в этих работах оценки не являются вполне удовлетворительными из-за чрезмерной грубости. В частности, рассмотрение трещины как капилляра с жесткими параллельными стенками приводит к выводам, противоречащим известным экспериментам. Более аккуратный анализ в рамках самосогласованной схемы показал [12], что весьма вероятной причиной некоторых общих закономерностей роста трещин является гидродинамическое взаимодействие. Поэтому для выяснения физической картины роста, контролируемого взаимодействием с жидкой активной средой, необходимо детальное исследование гидродинамических эффектов.

**2. Некоторые экспериментальные закономерности.** В большинстве прямых кинетических экспериментов измеряемой величиной является зависящая от времени длина трещины моды I. Результаты, как правило, представляются в форме кинетических диаграмм (КД)-зависимостей скорости роста трещины от расчетного значения коэффициента интенсивности напряжений  $K$  (КИН) при заданной температуре, давлении и составе внешней среды.

Качественный вид типичной КД представлен на фиг. 1 [4, 7, 13, 14]. Зависимость скорости роста трещины  $v_c$  от расчетного значения КИН содержит четыре характер-



Фиг. 1

ных участка: I — зона подпороговых значений КИН, где трещина не растет или растет настолько медленно, что за время эксперимента увеличение ее длины не может быть зафиксировано; II — зона, в которой скорость возрастает с увеличением КИН над пороговым значением  $K_{I,sccl}$ ; III — зона почти постоянной скорости роста; IV — зона быстрого увеличения скорости, лежащая справа от значения вязкости разрушения в неактивной газовой среде  $K_{I,c}$ . Широко распространено мнение, что на стадии II скорость роста определяется кинетическими факторами, на стадии III — транспортом активной среды или отдельных ее компонентов, а стадия IV отражает переход к разрушению без участия среды.

В большинстве известных случаев можно выделить общую область температур, в которой скорости роста на каждой стадии характеризуются аррениусовскими температурными зависимостями. При этом энергия активации на стадии стабильного роста, как правило, значительно меньше, чем на стадии II и, тем более, на стадии IV. Различие в энергиях активации свидетельствует о смене микромеханизмов, контролируемых

щих скорость роста. Что касается влияния внешнего давления на параметры КД, экспериментальные данные, по-видимому, практически отсутствуют. Отметим также, что на стадиях II и IV скорость роста обычно аппроксимируется простыми степенными или экспоненциальными функциями КИН.

Удивительно, что качественный вид КД – прежде всего, наличие промежуточной стадии стабильного роста, – оказывается общим для совершенно несхожих с химической точки зрения пар "материал – среда", микромеханизмы разрушения которых заведомо различны. Это обстоятельство поддерживает предположение о лимитирующей роли транспорта на промежуточной стадии. Вопрос, однако, состоит в том, каковы конкретные механизмы стабилизации роста и что является причиной наблюдаемой смены режимов в различных системах.

Для дальнейшего важно, что представление экспериментальных данных в форме КД не связано в общем случае с реальными механизмами роста трещин. Процессы в вершине лишь опосредовано определяются внешними условиями: вблизи вершины термодинамические параметры и даже фазовое состояние среды могут отличаться от внешних. Кроме того, при построении КД не учитывается отличие КИН от "геометрического" значения, вычисляемого в отсутствие нагрузки на берегах трещины. Косвенным свидетельством значительного расхождения "геометрических" и реальных значений КИН в условиях жидкометаллического охрупчивания являются экспериментальные результаты [13, 16]. В этих работах установлено, что в системах "Cu–Bi/Pb" скорость роста на стадии III весьма чувствительна к величине внешней нагрузки. Иначе говоря, скорость роста не зависит от локальных напряжений (вычисленных без учета нагрузки на берегах трещины) и при этом определяется величиной напряжений вдали от вершины трещины. По-видимому, впервые эффект такого рода наблюдался в экспериментах по страгиванию трещин в системах "Al–Hg" и "латунь–Hg" [2], показавших отсутствие зависимости напряжения страгивания от длины исходной трещины или от радиуса кривизны в вершине искусственного концентратора – надреза.

Попытка объяснить этот эффект была предпринята в [6] на основе предположения об упорочняющем действии адсорбционных и тонких фазовых слоев металлических расплавов. Однако принятые предположения противоречат надежно обоснованным представлениям о структуре и свойствах жидких металлов [17], поэтому с физической точки зрения модель [6] представляется неудовлетворительной.

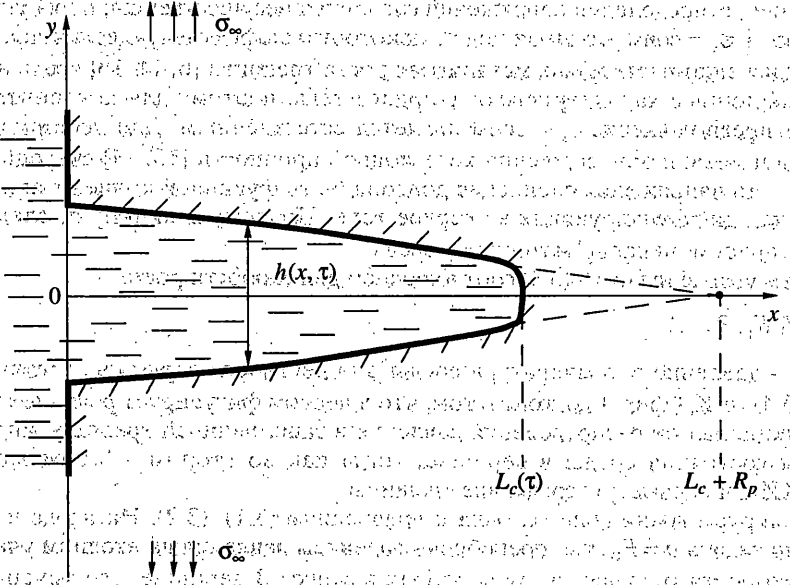
**3. Нелокальные полуфеноменологические модели.** Рассмотрим поверхностную трещину длиной  $L_c(t)$  в упругом полупространстве  $x > 0$ , граничащем с несжимаемой ньютоновской жидкостью. Положим, что гидростатическое давление в системе равно  $P_0$ , а полупространство нагружено при  $y \rightarrow \pm\infty$  растягивающими напряжениями  $\sigma_\infty$  (геометрия задачи представлена на фиг. 2, рассматривается состояние плоской деформации).

В силу малости отношения  $\sigma_\infty$  к упругим модулям и к пределу текучести твердого тела, раскрытие трещины  $2h(x, t)$  много меньше ее длины и везде, за исключением некоторой окрестности вершины, выполняется условие  $|\partial h/\partial x| \ll 1$ . Одновременно будет выполнено и условие малости производной  $\partial h/\partial t$  в сравнении с характерной скоростью течения заполняющей ее жидкости. Это дает возможность использовать приближение ползущего течения [18], в котором локальный профиль скорости жидкости близок к паузейлеву. В пренебрежении влиянием взаимной растворимости жидкости и твердого тела на распределение скоростей течения, для средней по сечению скорости жидкости имеем

$$u(x, t) = -\frac{h^2}{3\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3.1)$$

где  $\mu$  – динамическая вязкость жидкости. Смещение верхнего берега трещины  $h(x, t)$  удовлетворяет уравнению неразрывности

$$\partial h/\partial t + \partial hu/\partial x = 0 \quad (3.2)$$



Фиг. 2

являющемуся следствием усреднения уравнения неразрывности ньютоновской жидкости по сечению трещины.

Чтобы связать распределение давления в жидкости со смещением берегов, необходимо конкретизировать модель трещины. С этой целью рассмотрим сначала широко распространенную схему Баренблатта – Дагдейла – Леонова – Панасюка [19–21]. В рамках схемы [19–21] нелокальную связь между давлением и смещением берегов поверхностной трещины можно представить, используя результаты [22], в виде

$$\begin{aligned}
 & - \int_0^x dx' [\sigma_\infty + \Delta p \eta(L_c - x') - \sigma_s(x', t) \eta(L_c + R_p - x') \eta(x' - L_c)] = \\
 & = \frac{G}{\pi(1-\nu_p)} \int_0^{L_c+R_p} dx' \left[ \ln \left| \frac{x+x'}{x-x'} \right| - \frac{2xx'}{(x+x')^2} \right], \quad 0 < x < L_c + R_p. \quad (3.3)
 \end{aligned}$$

В соотношении (3.3) предполагается, что зона предразрушения  $x \in (L_c, L_c + R_p)$ , в которой действуют напряжения сцепления  $\sigma_s(x, t)$ , является недоступной для объемной жидкости; длина зоны предразрушения  $R_p$  определяется из условия исключения сингулярной составляющей напряжений в точке  $x = L_c + R_p$ ,  $\Delta p = p(x, t) - P_0$ . Ясно, что использование соотношений (3.3) в кинетической модели оправдано, если время релаксации зоны предразрушения к состоянию механического равновесия много меньше временного масштаба роста трещины и характерного времени изменения давления и напряжений сцепления. Только в этом случае длина зоны предразрушения может определяться мгновенными распределениями величин  $\Delta p(x, t)$  и  $\sigma_s(x, t)$ . Уравнение (3.3) не содержит в себе ограничений на величину  $R_p$ , вычисляемую из условия устранения сингулярности.

Распределение напряжений сцепления в (3.3) следовало бы определять на основе моделей процессов, протекающих в зоне предразрушения. Однако в настоящей работе рассмотрение ограничено гидродинамическими эффектами, поэтому целесообразно упростить, насколько возможно, остальную часть задачи. Положим, что микроскопическая часть задачи решена, т.е. известна локальная скорость роста трещины как функция реального значения КИН и состояния среды в окрестности вершины. В этом

случае детали распределения напряжений сцепления несущественны, и для упрощения можно принять  $\sigma_s = \text{const}$ , понимая под  $\sigma_s$  некоторую эффективную величину.

При напряженно-растворных механизмах роста трещины [6, 14–16] среда не влияет на деформационные характеристики твердого тела, поэтому для неупрочняющихся материалов предположение  $\sigma_s = \text{const}$  является естественным. Для деформационных механизмов и механизмов снижения когезионной прочности [13, 14] ситуация осложняется тем, что напряжения сцепления должны быть функцией концентрации компонентов среды, диффундирующих в твердое тело. Поэтому величину  $\sigma_s$  следует считать характеристикой пары "материал – среда".

Дополним уравнения (3.1)–(3.3) соотношением для скорости роста

$$\dot{L}_c = v_0 f(K_1, P_c, T_c) \quad (3.4)$$

где  $P_c$  и  $T_c$  – давление и температура среды в окрестности вершины. Отличие соотношения (3.4) от КД фиг. 1 состоит в том, что в первом фигурирует реальное значение КИН (функционал от распределения давления в заполняющей трещину жидкости) и параметры состояния среды в вершине, тогда как во втором – "геометрическое" значение КИН и параметры среды вне трещины.

Сформулируем граничные условия к уравнениям (3.1), (3.2). На входе в трещину естественно задать  $p = P_0$ , т.е. пренебречь падением давления на входном участке, где профиль скорости отличается от параболического. В вершине, где течение также отличается от паузейлева, примем, что средняя скорость течения равна скорости роста трещины  $u(L_c, t) = \dot{L}_c$ . Можно показать, что такое условие следует из закона сохранения массы с точностью до членов порядка отношения раскрытия в вершине к длине трещины.

Давление жидкости в вершине должно вычисляться из решения задачи. Используя уравнение (3.1) и хорошо известную промежуточную асимптотику смещения берегов трещины [6]:

$$h \approx \frac{2(1 - \nu_p)K_1}{\sqrt{2\pi G}} \sqrt{L_c + R_p - x}, \quad R_p \approx \frac{\pi}{8} \left( \frac{K_1}{\sigma_s} \right)^2 \quad (3.5)$$

нетрудно установить, что при  $x \rightarrow L_c$ :

$$\frac{\partial p}{\partial x} \rightarrow - \frac{3\pi \mu G^2 \dot{L}_c}{2(1 - \nu_p)^2 K_1^2 (L_c + R_p - x)} \quad (3.6)$$

Таким образом, в приближении абсолютно хрупкого разрушения ( $R_p = 0$ ) давление в вершине имеет логарифмическую особенность. Это связано с нарушением условий применимости приближения ползущего течения на расстояниях порядка  $\sigma_s^2 L_c / G^2$  от вершины хрупкой трещины. Однако при конечном раскрытии в вершине давление ограничено и определяется, по существу, законом сохранения массы. Поэтому использование величины давления, вычисленной по приведенным соотношениям с  $R_p \neq 0$ , представляется оправданным для грубой оценки состояния жидкости вблизи вершины трещины.

В дальнейшем рассмотрение ограничено изотермическими задачами. В этом случае уравнения (3.1)–(3.3) вместе с различными соотношениями для скорости роста трещины (3.4) и граничными условиями определяют класс замкнутых моделей роста затопленных трещин, основанный на схеме Баренблатта – Дагдейла.

**4. Модели с осредоточенными параметрами.** Достоинствами модели Баренблатта – Дагдейла являются простота, позволяющая избежать численного решения упругопластической задачи, и возможность естественного включения "микроскопических" моделей, описывающих декогезию в вершине трещины. Важно, однако, что отклонения от упругого поведения существенны только в малой окрестности вершины квазихрупкой

трещины, причем основным следствием учета пластичности (в контексте настоящей работы) является затупление трещины в соответствие с формулой (3.5). Промежуточная асимптотика вида (3.5) имеет место для значительно более широкого класса моделей [6]. Отличие от модели Баренблатта – Дагдейла состоит лишь в величине числового коэффициента порядка единицы в выражении для размера пластической зоны (зоны предразрушения) и, соответственно, в величине раскрытия трещины в вершине.

Исходя из изложенного, целесообразно рассмотреть упрощенный подход, не связанный с конкретной моделью пластической зоны. Положим, что смещение берегов трещины можно аппроксимировать асимптотикой (3.5). Такое упрощение в некоторой степени оправдывается тем, что наибольшая (по модулю) величина градиента давления достигается именно в области применимости (3.5). Вне этой области давление меняется относительно медленно, и можно надеяться, что погрешность в величине раскрытия трещины будет слабо влиять на распределение давления.

Использование асимптотики (3.5) вместо решения интегродифференциального уравнения (3.3) существенно упрощает задачу. При заданном (с точностью до неизвестной заранее зависимости КИН от времени) раскрытии трещины скорость течения жидкости определяется интегрированием уравнения (3.2), после этого распределение давлений может быть вычислено интегрированием уравнения (3.1). Чтобы связать распределение давления с величиной КИН, воспользуемся предложенным в [23] приближенным соотношением для КИН поверхностной трещины нормального отрыва как функционала от нагрузки на берегах трещины. В рассматриваемом здесь случае имеем

$$K_I = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{L_c} \int_0^{L_c} \frac{1 + \Phi(x/L_c)}{\sqrt{L_c^2 - x^2}} (\sigma_\infty + \Delta p) dx \quad (4.1)$$

$$\Phi(y) = (1 - y^2)[0.2945 - 0.3912y^2 + 0.7685y^4 - 0.992y^6 + 0.504y^8]$$

Интегрирование (4.1) с распределением давлений, вытекающим из (3.1), (3.2), дает

$$K_I = K_I^{(0)} - 3\sqrt{\pi}c_1 \frac{\mu G^2 \sqrt{L_c} \dot{L}_c}{(1 - \nu_p)^2 K_I^2} - 2\sqrt{\pi}c_2 \frac{\mu G^2 L_c^{3/2} \dot{K}_I}{(1 - \nu_p)^2 K_I^3} \quad (4.2)$$

где точкой над буквой обозначено дифференцирование по времени,  $K_I^{(0)} \equiv 1.12\sqrt{\pi L_c} \sigma_\infty$

$$c_1 = -\int_0^1 dy \frac{1 + \Phi(y)}{\sqrt{1 - y^2}} \ln(1 - y) \equiv 1.51 \quad (4.3)$$

$$c_2 = \int_0^1 dy \frac{1 + \Phi(y)}{\sqrt{1 - y^2}} y \equiv 1.07$$

В правой части (4.2) опущены слагаемые, пропорциональные отношению размера пластической зоны и раскрытия трещины к ее длине. В силу предположения о квази-хрупком характере разрушения эти слагаемые приводят лишь к относительно малым поправкам в коэффициентах при производных по времени.

С той же точностью давление в вершине трещины может быть вычислено из соотношения

$$P_c - P_0 = \frac{3\pi\mu G^2 \dot{L}_c}{2(1 - \nu_p)^2 K_I^2} \ln \frac{R_p}{L_c} - \frac{\pi\mu G^2 L_c \dot{K}_I}{(1 - \nu_p)^2 K_I^3} \quad (4.4)$$

Здесь  $\dot{L}_c$  и  $\dot{K}_I$  определяются соответственно из (3.4) и (4.2), так что (4.4) представляет собой алгебраическое уравнение, решение которого связывает давление в вершине с величиной КИН и длиной трещины. С учетом этого замечания систему

обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих рост заполненной жидкостью трещины, можно переписать в компактном виде

$$K_I + \frac{3c_1 v_0 K_I}{2c_2 L_c} f(K_I, P_c, T) + \frac{(1 - v_p)^2 K_I^3 (K_I - K_I^{(0)})}{2\sqrt{\pi} c_2 \mu G^2 L_c^{3/2}} = 0 \quad (4.5)$$

$$L_c = v_0 f(K_I, P_c, T)$$

Можно заключить, что упрощенный подход приводит к моделям с соредоточенными параметрами, не содержащим в первом приближении поправок на пластичность. Учет этих поправок не представляет труда, но вряд ли имеет смысл. Нетрудно убедиться, что поправки на пластичность не меняют структуру системы и, следовательно, слабо влияют на кинетику роста в области применимости моделей (4.5). Учет пластичности, точнее, учет конечного раскрытия трещины в вершине, необходим только при вычислении величины давления жидкости в вершине трещины.

**5. Гидродинамические эффекты в кинетике роста.** Для качественного обсуждения физической стороны вопроса положим, что изменение скорости роста, обусловленное давлением жидкости, мало. Тогда скорость роста можно считать заданной функцией  $K_I^{(0)}$ , и из (4.2) имеем

$$\Delta K_I = K_I - K_I^{(0)} = -5.6\sqrt{\pi} \frac{\mu G^2 \sqrt{L_c} L_c}{(1 - v_p) [K_I^{(0)}]^2} \quad (5.1)$$

Как видно из (5.1), взаимодействие жидкости со стенками трещины приводит к снижению напряжений в вершине. В первом приближении снижение КИН пропорционально вязкости жидкости и квадрату модуля сдвига твердого тела. Важно также, что эффект тем более выражен, чем больше величина мгновенной скорости роста. Если скорость роста (3.4) увеличивается с КИН быстрее, чем линейная функция, понижение напряжений в вершине будет более заметным для длинных трещин. Зависимость же от внешнего напряжения будет возрастающей, если скорость роста увеличивается с КИН быстрее, чем  $K_I^2$ . Таким образом, нелокальное взаимодействие жидкости с разрушаемым твердым телом имеет следствием своеобразное кинетическое упрочнение, проявляющееся в снижении напряжений в окрестности вершины и, следовательно, в уменьшении скорости роста трещины.

Кинетическое упрочнение обусловлено понижением давления в жидкости – реакцией на увеличение раскрытия и длины трещины под действием внешних напряжений. Однако при достаточно большом понижении давления следует ожидать нарушения сплошности жидкости. Фактически нарушение сплошности представляет собой кавитацию, локализованную в некоторой окрестности вершины – в области, где давление является минимальным.

До образования кавитационных микронесплошностей сделать вывод о характере зависимости скорости роста от давления жидкости в вершине невозможно вне конкретного сценария. Например, при напряженно-растворном механизме скорость роста должна увеличиваться со снижением давления, если лимитирующим процессом является диффузионный отвод растворенных атомов на стенки трещины. При других механизмах роста, контролируемых диффузионным потоком компонентов среды в твердое тело, снижение давления может, напротив, приводить к уменьшению скорости роста из-за снижения химического потенциала активных компонентов жидкой среды. Однако возникновение микронесплошностей должно в любом случае (по крайней мере, в рамках известных моделей) приводить к резкому снижению скорости роста.

Поправка первого приближения к давлению жидкости в вершине следует из (4.4) после замены  $K_I$  на  $K_I^0$ :

$$\Delta P_c = - \frac{2.68\pi \mu G^2 \dot{L}_c}{(1 - v_p)^2 \sigma_\infty^2 L_c} \ln \frac{\sigma_s}{\sigma_\infty} \quad (5.2)$$

Снижение давления в вершине определяется, таким образом, величиной относительной скорости роста. Если скорость роста увеличивается с КИН быстрее, чем  $K_1^2$ , то снижение давления будет возрастать с длиной трещины.

Из соотношений (5.1), (5.2) следует важный для дальнейшего вывод: при достаточно сильной зависимости скорости роста от КИН гидродинамические эффекты мало существенны на начальной стадии развития трещины. Поэтому в качестве эмпирических функций (3.4) можно, в принципе, использовать соотношения, аппроксимирующие скорость роста на некотором участке стадии II кинетических диаграмм фиг. 1.

Результаты детального исследования гидродинамических эффектов в кинетике роста трещин представлены в следующей работе. Здесь же обсудим еще один вопрос, касающийся гидродинамического взаимодействия "жидкость – твердое тело".

В предложенных моделях рассматривается единственный механизм нелокального влияния жидкой активной среды на кинетику роста трещины – изменение напряженного состояния в окрестности вершины за счет силового воздействия на стенки трещины, обусловленного давлением жидкости. Этот механизм не исчерпывает возможные каналы нелокального влияния жидкости на кинетику разрушения твердых тел. Поэтому целесообразно обсудить возможный вклад иных механизмов, таких как расклинивающее давление жидкости, сдвиговые напряжения на стенках трещины, повышение температуры вследствие диссипативных процессов и взаимное растворение жидкости и твердого тела.

Оценка роли расклинивающего давления, обусловленного далекодействующими силами, не представляет труда, если только известна изотерма расклинивающего давления  $\Pi(2h)$  [24]. С этой целью достаточно подставить функцию  $\Pi(2h)$  в соотношение (4.1) и провести интегрирование, используя асимптотику (3.5). Оценки такого рода, выполненные для нескольких систем "водные растворы электролитов – кварцевое стекло" и "жидкий металл – твердый металл", показали, что влияние расклинивающего давления пренебрежимо мало. Роль его может быть существенной лишь в случае катастрофического снижения прочности твердого тела в контакте со средой (до уровня разрушающих напряжений меньше или порядка  $10^5$  Па).

Оценим вклад сдвиговых напряжений на стенках трещины в величину КИН. Поскольку распределение скоростей жидкости в каждом сечении близко к параболе, для сдвиговых напряжений на стенках имеем, с учетом (3.1):

$$\sigma_{xy} \approx -3\mu u(x, t) / h(x, t) \quad (5.3)$$

Чтобы оценить по порядку величины приращение КИН  $\Delta K_1^{(s)}$ , обусловленное симметричными сдвиговыми напряжениями (5.3), можно воспользоваться соотношением [23], аналогичным формуле (4.1). Действуя таким же образом, как и при выводе (5.1), с точностью до множителя порядка единицы получим оценку

$$\Delta K_1^{(s)} \sim \frac{1-2\nu_p}{(1-\nu_p)^2} \frac{\mu G L_c}{\sigma_\infty \sqrt{L_c}} \quad (5.4)$$

Отметим, что сдвиговые напряжения на стенках трещины, обусловленные течением жидкости, приводят к положительной поправке к КИН.

Из формул (5.1), (5.4) следует, что

$$\left| \frac{\Delta K_1^{(s)}}{\Delta K_1} \right| \sim \frac{(1-2\nu_p)\sigma_\infty}{G} \ll 1 \quad (5.5)$$

Таким образом, вклад сдвиговых напряжений на стенках в локальные напряжения у вершины трещины является относительно малым. Важно, что этот вывод не зависит ни от вязкости жидкости, ни от характера зависимости (3.4).

Рассмотрим влияние повышения температуры, обусловленного диссипативными процессами в жидкости, на величину КИН. Повышение температуры сказывается на



локальных напряжениях вблизи вершины трещины по двум причинам. С одной стороны, термическое расширение жидкости должно приводить к повышению давления на стенке трещины и, следовательно, к увеличению КИН. С другой – термическое расширение твердого тела будет способствовать снижению КИН за счет уменьшения раскрытия трещины.

Поскольку квазистационарное распределение температуры по сечению трещины устанавливается на том же временном масштабе, что и параболический профиль скорости, выражение для локальной величины потока тепла через стенку трещины можно принять в виде

$$Q \cong 3\mu u^2(x, t) / h(x, t) \quad (5.6)$$

Пользуясь хорошо известными результатами, связывающими КИН с величиной теплового потока через стенки трещины [6], нетрудно получить справедливую по порядку величины оценку поправки, обусловленной термическим расширением твердого тела

$$\Delta K_{I,s}^{(T)} \sim \frac{\alpha_T \mu G^2 \sqrt{L_c} L_c^2}{\lambda_s \sigma_\infty} \quad (5.7)$$

где  $\alpha_T$  – линейный коэффициент термического расширения,  $\lambda_s$  – теплопроводность твердого тела.

Для оценки относительного вклада термических напряжений полезно, как и выше, выписать отношение величин (5.7) и (5.1):

$$\Delta K_{I,s}^{(T)} / \Delta K_I \sim \alpha_T \sigma_\infty L_c L_c / \lambda_s \quad (5.8)$$

Отношение (5.8) оказывается весьма малым ( $\leq 10^{-3}$ ) практически для всех представляющих интерес материалов, если  $\sigma_\infty / G \leq 10^{-2}$ , длина трещины не превышает нескольких сантиметров, а скорость – нескольких десятков сантиметров в секунду.

Для грубой оценки роли термического расширения жидкости необходимо учесть, что в принятых предположениях компонента градиента температуры вдоль направления роста много меньше, чем в направлении нормали к берегам трещины (это, разумеется, не относится к не рассматриваемой здесь окрестности вершины). Поэтому температуру межфазной поверхности можно оценить из одномерной задачи теплопереноса в твердом теле. В этом случае локальное приращение температуры на стенке трещины определяется известным соотношением

$$\Delta T_\omega(x, t) = \frac{1}{\sqrt{\rho_s c_s \lambda_s}} \int_0^t \frac{Q(x, t') dt'}{\sqrt{\pi(t-t')}} \quad (5.9)$$

где  $\rho_s$ ,  $c_s$  – плотность и теплоемкость твердого тела.

Из (5.9), с учетом (5.6) и (3.5), следует справедливая по порядку величины оценка характерной температуры

$$\Delta T_\omega \sim \frac{\mu G L_c^{3/2}}{(1 - \nu_p) \sqrt{\rho_s c_s \lambda_s} K_I^{(0)}} \quad (5.10)$$

Соответствующие оценки для систем "Zn-Hg", "Al-Hg", "Fe-Sn" и " $\alpha$ -SiO<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>O" показали, что увеличение температуры жидкости не превышает 0.1K при тех же ограничениях на длину и скорость роста трещины. При этом увеличение КИН, оцениваемое по соотношению

$$\Delta K_{I,l}^{(T)} \sim \frac{\beta_V \mu G L_c^{3/2} L_c^{1/2}}{k_T \sqrt{\rho_s c_s \lambda_s} K_I^{(0)}} \quad (5.11)$$

( $\beta_V$  – объемный коэффициент термического расширения жидкой фазы,  $k_T$  – изотерми-

ческая сжимаемость жидкости) оказывается весьма малым. Отношение приращений КИН (5.11) и (5.1):

$$\left| \frac{\Delta K_{I,II}^{(T)}}{\Delta K_I} \right| \sim \frac{\beta_v \dot{L}_c^{1/2} K_I^{(0)}}{k_T \sqrt{\rho_s c_s \lambda_s} G} \quad (5.12)$$

для перечисленных систем "твердое тело – жидкость" не превышает  $10^{-2}$ .

Оценки роли растворения твердого тела в жидкости и концентрационных напряжений, обусловленных диффузией компонентов жидкости в твердое тело, проводятся сходным образом и также свидетельствуют об относительно малом вкладе этих факторов в величину КИН. Можно заключить, что основной механизм нелокального влияния жидкой среды на кинетику роста трещины обусловлен изменением давления в жидкости. В этом смысле предложенные модели описывают наиболее значимый эффект.

Относительно пренебрежения температурными эффектами необходимо пояснить следующее. Незначительное повышение температуры, связанное с диссипативными процессами в жидкости, является необходимым, но не достаточным условием использования изотермических моделей. Более значимы, по-видимому, локальные процессы: диссипация энергии в пластической зоне и тепловой эффект химического взаимодействия компонентов среды с твердым телом. Соответствующие оценки делались, например, в [6]. Основной довод в пользу изотермических моделей – обсуждавшаяся выше кусочно-аррениусовская зависимость скорости роста от внешней температуры. Такая зависимость вряд ли могла бы наблюдаться при значительном отклонении температуры в окрестности вершины от внешней.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лихтман В.И., Шукин Е.Д., Ребиндер П.А. Физико-химическая механика металлов. М.: Изд-во АН СССР, 1962. 303 с.
2. Ростокер У., Мак-Когг Дж., Маркус Р. Хрупкость под действием жидких металлов. М.: Изд-во иностр. лит., 1962. 192 с.
3. Ребиндер П.А., Шукин Е.Д. Поверхностные явления в твердых телах в процессах их деформации и разрушения // Ребиндер П.А. Избранные труды. М.: Наука, 1979. С. 203–268.
4. Берштейн В.А. Механогидролитические процессы и прочность твердых тел. Л.: Наука, 1987. 316 с.
5. Гынный А.Н. Прочность и разрушение полимеров под воздействием жидких сред. Киев: Наук. думка, 1975. 206 с.
6. Черепанов Г.П. Механика хрупкого разрушения. М.: Наука, 1974. 640 с.
7. Wiederhorn S. A chemical interpretation of static fatigue // J. Amer. Ceram. Soc. 1972. V. 55. № 2. P. 81–85.
8. Wiederhorn S., Freiman S., Fuller E., Simmons C.J. Effects of water and other dielectrics on crack growth // J. Mater. Sci. 1982. V. 17. № 12. P. 3460–3478.
9. Fuller E., Lawn B., Thomson R. Atomic modelling of chemical interactions at crack // Acta Metallurg. 1980. V. 28. No. 10. P. 1405–1414.
10. Gordon P. Metal induced embrittlement of metals – An evaluation of embrittler transport mechanisms // Met. Trans. 1978. V. 9A. № 2. P. 267–273.
11. Сумм Б.Д., Горюнов Ю.В. Физико-химические основы смачивания и растекания. М.: Химия, 1976. 232 с.
12. Малкин А.И., Подгаецкий Э.М. О кинетике роста затопленных поверхностных трещин // Докл. РАН. 1998. Т. 358. № 1. С. 35–39.
13. Томсон Р. Физика разрушения // Атомистика разрушения. М.: Мир, 1987. С. 104–144.
14. Камдар М.Х. Жидкометаллическое охрупчивание // Охрупчивание конструкционных сталей и сплавов. М.: Металлургия, 1988. С. 333–423.
15. Гликман Е.Э., Черепанов А.И., Тузов Л.В. Кинетика развития трещины и разрушение меди при ползучести // Физика металлов и металловедение. 1979. Т. 47. № 3. С. 631–638.
16. Гликман Е.Э., Горюнов Ю.В. Механизм жидкометаллической хрупкости и других про-

- явлений эффекта Ребиндера в металлических системах // Физ.-хим. механика материалов. 1978. Т. 14. № 4. С. 20–30.
17. Френкель Я.И. Введение в теорию металлов. Л.: Наука, 1972. 424 с.
  18. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.
  19. Баренблатт Г.И. О равновесных трещинах, образующихся при хрупком разрушении. Общие представления и гипотезы. Осесимметричные трещины // ПММ. 1959. Т. 23. Вып. 3. С. 434–444.
  20. Dugdale D.C. Yielding of steel sheets containing slits // J. Mech. and Phys. Solids. 1960. V. 8. № 2, 3. P. 100–104.
  21. Леонов М.Я., Панасюк В.В. Развитие мельчайших трещин в твердом теле // Прикл. механика. 1959. Т. 5. № 4. С. 391–401.
  22. Wigglesworth L.A. Stress distribution in a notched plate // Mathematica. 1957. V. 4. Pt. 1. No. 7. P. 76–96.
  23. Rooke D.P., Jones D.A. Stress intensity factors in fretting fatigue // J. Strain Anal. for Eng. Design. 1979. V. 14. № 1. P. 1–6.
  24. Дерягин Б.В., Чураев Н.В., Муллер В.М. Поверхностные силы. М.: Наука, 1987. 398 с.

Москва

Поступила в редакцию  
17.05.2000