

ФТТ-2005

***АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ
ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА***

**СБОРНИК ДОКЛАДОВ
Международной научной конференции
26—28 октября 2005 г., Минск**

Том 2

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛАРУСИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА
И ПОЛУПРОВОДНИКОВ НАН БЕЛАРУСИ

БЕЛОРУССКИЙ РЕСПУБЛИКАНСКИЙ ФОНД
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ФТТ-2005

***АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ
ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА***

**СБОРНИК ДОКЛАДОВ
Международной научной конференции
26—28 октября 2005 г., Минск**

В двух томах

Том 2

Минск
Издательский центр БГУ
2005

К ДИНАМИКЕ ДИСЛОКАЦИОННОГО СЕГМЕНТА В ПОЛЕ ЗНАКОПЕРЕМЕННЫХ СИЛ

В.Р.Соболь¹, О.Н.Мазуренко¹, С.Е.Бельский², А.В.Блохин²

¹ИФТТП НАН Беларуси, 220017 Минск, ул. П.Бровки, 17

²БГТУ, 220050 Минск, ул. Свердлова, 13а

Одна из проблем усталостных испытаний металлов заключается в разработке методов ускоренного набора достаточной базы по количеству циклов нагружения [1]. Это, в частности, реализуется путем использования ультразвуковых частот с последующим экстраполированием результатов на низкочастотный диапазон. В сообщении обсуждаются вопросы движения дислокационного сегмента в поле знакопеременных упругих сил. Рассматриваются амплитуды смещения, приводящие к появлению микропластичности, связанной с генерацией дислокационных петель, по аналогии с действием источника Франка-Рида при статическом нагружении. Для анализа динамики дислокационного сегмента и развития дислокационной структуры в поле знакопеременных упругих напряжений, сопровождающих усталостные испытания, применен подход Келера, Гранато, Люке [2, 3], развитый для описания поглощения энергии с появлением пика внутреннего трения. Этот метод базируется на определенной аналогии между движением закрепленного по концам дислокационного отрезка с движением струны, которая под действием переменной во времени силы совершает вынужденные малые колебания [4, 5, 6]. В струнной модели характерное уравнение, описывающее движение дислокационного сегмента при действии знакопеременной силы, можно представить как

$$A \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + B \frac{\partial \zeta}{\partial t} - C \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} = b \sigma e^{i \omega t} \quad (1)$$

здесь $A = \rho b^2 / \pi$ – эффективная масса единицы длины сегмента; ρ – плотность материала; b – вектор Бюргерса; ζ – величина смещения дислокационного сегмента из положения равновесия вдоль его длины y ; t – время; B – коэффициент, определяющий силу динамического вязкого трения; $C = \frac{2Gb^2}{\pi(1-\nu)}$ – коэффициент, определяющий упругое самовоздействие сегмента при растяжении; G – модуль сдвига; ν – коэффициент Пуассона; σ – амплитуда напряжения, задаваемого внешним источником и изменяющегося во времени по гармоническому закону с частотой ω .

В уравнении (1) первый инерционный член, включающий вторую производную по времени от смещения из положения равновесия, характеризует распределение амплитуды изгиба сегмента вдоль его длины, изменяющееся от нуля в точках закрепления до максимального значения на середине отрезка. Член с первой производной смещения по времени характеризует диссипативные процессы. Третье слагаемое в левой части представляет распределенную вдоль длины отрезка квазиупругую возвращающую силу. Формально уравнение напоминает выражение для движения гармонического осциллятора с затуханием. Соответственно, анализ закономерностей поведения отрезка в поле гармонических сил, а также выявление условий его срабатывания как источника дислокационных петель проведен в приближении вынужденных колебаний такого осциллятора.

Самый простой способ анализа уравнения (1) основан на методе разделения переменных при представлении искомого смещения дислокационного сегмента из

положения равновесия в виде произведения двух функций – координаты вдоль длины сегмента и времени. Последняя описывает движение сегмента с частотой возмущающей силы. Для основного тона колебаний смещение имеет вид $\zeta = \zeta_0 \sin(\pi y/l) e^{i\omega t}$. Подстановка его в (1) дает амплитуду смещения, которая учитывает временную зависимость и содержит частоту собственных колебаний отрезка под действием упругой возвращающей силы. В то же время в таком решении отсутствует пространственная зависимость амплитуды смещения вдоль длины сегмента. В этом просматривается определенный недостаток приближения Гранато-Люке. Тем не менее, если предположить, что это решение отражает усредненное вдоль длины отрезка смещение, то, вероятно, можно анализировать задачу с точностью до порядков величин фигурирующих параметров. Соответственно, в данном приближении смещение в функции частоты внешней силы можно представить как

$$\zeta \equiv \frac{b\sigma}{A} \left[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \left(\frac{B}{A}\right)^2 \omega^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \exp \left[i \left(\omega t - \arctg \frac{B\omega}{A(\omega_0^2 - \omega^2)} \right) \right] \quad (2)$$

здесь $\omega_0^2 = \frac{C}{A} \left(\frac{\pi}{l}\right)^2$ – частота собственных колебаний дислокационного отрезка. На первый

взгляд, среднее значение амплитуды смещения отрезка из положения равновесия, исходя из выражения (2), отвечает резонансному поведению осциллятора (рис. 1).

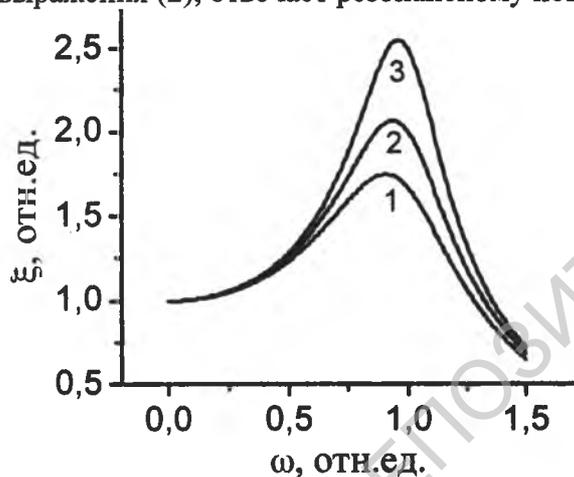


Рис.1. Усредненная вдоль длины амплитуда смещения дислокационного сегмента в функции частоты, приведенной к частоте собственных колебаний, при значениях относительной постоянной динамической вязкости B/A : 0,6(1), 0,5(2), 0,4(3)

На рис.1 представлена амплитуда смещения дислокационного сегмента в функции частоты внешней силы, приведенной к собственной частоте колебаний, под воздействием квазиупругих сил. Здесь демфирующая сила на единицу длины, приведенная к квадрату собственной частоты, выступает как заданный параметр. Из этого рисунка видно, что с увеличением частоты внешнего воздействия и приближением ее к частоте собственных колебаний дислокационный отрезок должен поглощать энергию упругих колебаний все сильнее и увеличивать амплитуду смещения из положения равновесия. Соответственно, критический уровень смещения, который приводит к срабатыванию нестационарного источника Франка-Рида должен, на первый взгляд, достигаться при меньших по сравнению со случаем стационарного нагружения значениях амплитуды действующей силы. В действительности, как показывает эксперимент, пороговые значения амплитуды напряжений, при которых возникает критическое смещение и начинается генерация новых протяженных дефектов с необратимым изменением дислокационной структуры,

увеличиваются с ростом частоты знакопеременной силы. Это свидетельствует о существенной инерционности как самого процесса движения дислокационной петли, так и срабатывания источника после достижения критического изгиба. Причиной указанной инерционности может явиться, в том числе, сдвиг фазы между приложенной силой и

смещением $\varphi = -\arctg \frac{B\omega}{A(\omega_0^2 - \omega^2)}$, который существенно зависит от длины

дислокационного сегмента (рис.2).

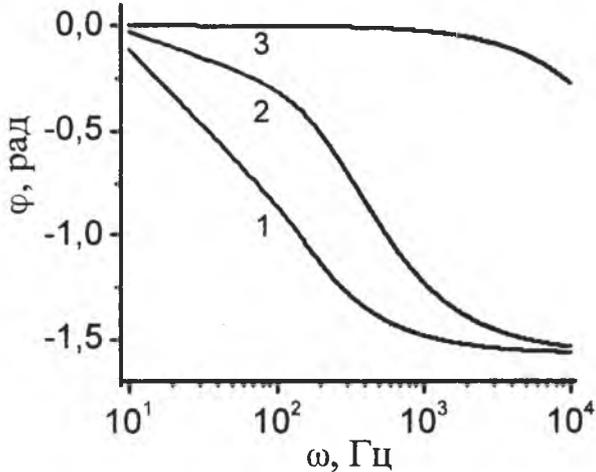


Рис.2. Частотные зависимости сдвига фазы между смещением дислокационного сегмента и действующей силой для дислокационных отрезков длины l , м: 10^{-3} (1), $5 \cdot 10^{-4}$ (2), $5 \cdot 10^{-5}$ (3)

Как видно из рис.2, короткие отрезки менее подвержены запаздыванию фазы в их движении из-за сравнительно большой частоты собственных колебаний. Поэтому моменты времени, в которые достигается максимум смещения, совпадают со временем максимума приложенной силы и, следовательно, короткие сегменты менее устойчивы к началу генерации новых дислокационных петель при достижении критических значений смещения.

Нерезонансный характер движения дислокационного отрезка в данном случае, тем не менее, не противоречит решению (2), поскольку резонанс, как известно, возможен при достаточно низком уровне трения в системе. Как следует из рис.1, максимальное значение амплитуды смещения уменьшается по величине и сдвигается в область меньших частот при возрастании параметра вязкости. Можно предположить, что при достаточно больших уровнях трения характеристика превратится в монотонную функцию частоты. Действительно, разрешив уравнение (2) относительно амплитуды напряжения σ , задаваемой внешним источником, получаем по существу значение циклического предела упругости σ как порогового значения, при котором начинают возникать необратимые изменения кристаллической решетки с генерацией дислокационными источниками новых протяженных дефектов:

$$\sigma = \frac{\pi^2 \rho b l}{2} \left\{ \left[\frac{1}{l^2 \rho} \frac{2G}{1-\nu} - \omega^2 \right]^2 + \omega^2 \left(\frac{B}{\pi \rho b^2} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

Анализ выражения (3) показывает, что, в зависимости от веса входящих в подкорневое выражение слагаемых, для области низких частот допустимо, по крайней мере, два вида поведения $\sigma(\omega)$. Возможно и уменьшение σ в соответствии с резонансным сценарием при малой динамической вязкости, и увеличение σ с ростом частоты. Используя табличные значения входящих в (3) параметров среды, были рассчитаны циклические пределы

упругости в функции частоты для различных длин дислокационных сегментов (рис.3).

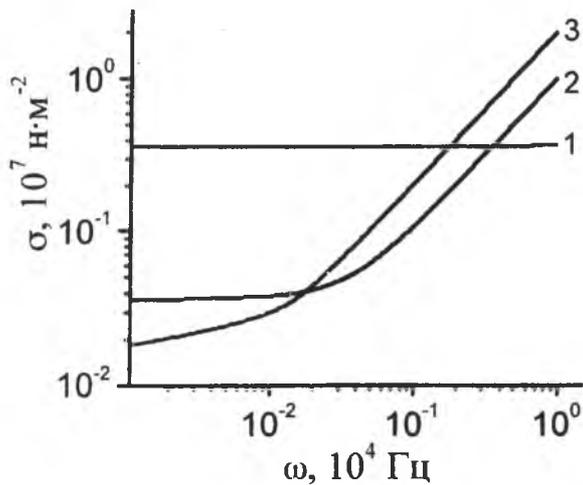


Рис.3. Циклический предел упругости алюминия как функция частоты при характерной длине дислокационного сегмента l , м: 10^{-3} (3), $5 \cdot 10^{-4}$ (2), $5 \cdot 10^{-5}$ (1)

Видно, что из всей совокупности дислокационных сегментов, присутствующих в среде, более короткие отрезки менее чувствительны к воздействию знакопеременных сил, и усталостные процессы начинают развиваться с самых длинных отрезков, если пренебречь запаздыванием их фаз. Различный угол наклона кривых $\sigma(\omega)$ позволяет экстраполировать амплитуду циклического предела упругости по разным длинам дислокационных сегментов от одних частотных диапазонов к другим. Но для совокупности длин в широком диапазоне их значений такая экстраполяция может явиться не совсем тривиальной процедурой. Кроме этого, фактическое запаздывание смещения по фазе от действующей силы приводит к тому, что такая оценка дает заниженные значения амплитуды циклического предела упругости.

Таким образом, струнная модель движения дислокационного отрезка в поле знакопеременных внешних сил позволяет оценить пороговые значения циклического предела упругости и, в целом, предела усталости металлов в диапазоне изменения частоты внешнего нагружения от единиц герц до десятков килогерц при возможности введения в рассмотрение средней эффективной длины дислокационного сегмента, что оправдано при доминировании количества дислокационных отрезков определенной величины над остальными. Для сравнительно коротких дислокационных отрезков оценки будут точнее, чем для длинных, у которых фактор запаздывания фазы смещения по отношению к действующей силе можно в первом приближении учесть феноменологически путем введения поправочного коэффициента.

- [1]. Л.Е.Матохнюк. Ускоренные усталостные испытания высокочастотным нагружением. Наук.думка: Киев (1988), 199 С.
- [2]. А.Granato, К.Lucke J.Appl.Phys. 27, 2, 583 (1956)
- [3]. Ультразвуковые методы исследования дислокаций. Сборник статей под.ред. Л.Г.Меркулова Иностр. литература, М. (1963) 376 С.
- [4]. В.В.Благовещенский, Н.А.Тяпунина ДАН СССР, 80, 869 (1980).
- [5]. Ш.Х. Ханнанов Проблемы прочности, 9, 75 (1990).
- [6]. О.В.Чаркина, К.А.Чишко ФТТ, 43, 10, 1821 (2001).