

3. Появление насыщенной водородом жидкой фазы в областях сильного растяжения материалов обеспечивает возможность легкого зарождения нанопор и быстрое их развитие из-за сильного водородного пересыщения твердого раствора при кристаллизации расплава.

4. Кинетика роста пор и микротрещин обеспечивается диффузией атомарного водорода в пору, аномально ускоренной самодиффузией основного материала в условиях повышенного содержания вакансий при наводороживании, процессами внутренней сублимации, облегченными в присутствии водорода и сверхвысоким давлением молекулярного водорода, выделяющегося в пору при кристаллизации расплава.

5. Водородное охрупчивание может происходить в упругой области. В общем случае для зарождения пор в присутствии водорода достаточно лишь незначительной пластической деформации.

6. Водородное охрупчивание должно исчезать в области низких температур из-за замедления процессов диффузии, и в области высоких температур из-за усиления релаксационных процессов, инициируемых повышенным содержанием вакансий в водородсодержащих материалах.

Работа поддержана грантами РФФИ № 04-01-96020 и № 04-03-96023

Список литературы

1. Шаповалов В.И. Влияние водорода на структуру и свойства железуглеродистых сплавов. М.:Металлургия, 1982. 232 с.
2. Гольдшмидт Х.Дж. Сплавы внедрения. Т.1. М.:Мир, 1971. 463 с.
3. Васильев Л.С./ В сбор. науч. тр. «Современные проблемы прочности», Великий Новгород: НГУ, 2000. Т.1. С.258-262.
4. Васильев Л.С. /В трудах 36 Межд.сем. "Актуальные проблемы прочности", Витебск, 2000. Ч.1. С.192-196.
5. Васильев Л.С.// Вестник Тамбовского ун-та. Серия: Естественн и техн. науки, 2003,Т.8. Вып.4. С.624-626.
6. Владимиров В.И. Физическая природа разрушения металлов. М.:Металлургия, 1984.-280 с.
7. Регель В.Р., Слудкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1965. 450 с.
8. Fukai Y., Mori K., Shinomiya H.//J. Alloys and Compounds, 2003. Vol.348. PP.105-109.
9. Смирнов А.А. Теория сплавов внедрения. М.:Наука, 1979.-365 с.

УДК 539.2

ОСОБЕННОСТИ ЗАТУХАНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В НАВОДОРОЖЕННЫХ МЕТАЛЛАХ И СПЛАВАХ

Бурнышев И. Н.*, Васильев Л. С., Лыс В. Ф.*

Удмуртский государственный университет, г.Ижевск, Россия, lvass@uni.udm.ru

** Институт прикладной механики УрО РАН, г. Ижевск, Россия*

Введение

Анализ условий распространения механических колебаний в наводороженных металлах и сплавах является актуальной задачей физики конденсированного состояния. В первую очередь, это связано с необходимостью диагностирования явлений водородного охрупчивания железуглеродистых сплавов методами неразрушающего контроля с применением звуковых и ультразвуковых колебаний. Условия распространения механи-

ческих колебаний в наводороженных твердых телах имеют некоторые особенности, сближающие, в определенном смысле, твердые тела с жидкими средами. Действительно, находясь в твердом растворе, атомарный водород является высоко подвижной примесью. Например, в интервале температур $T = (300+500)K$ коэффициент диффузии водорода в железе $D \approx (10^{-11}+10^{-9})m^2/c$ [1]. Время ожидания диффузионного скачка из междоузлия решетки равно

$$\tau \approx \frac{a^2}{D}, \quad (1)$$

где a – параметр решетки основного металла (для железа $a \approx 2.3 \cdot 10^{-10} m$).

Оценки показывают, что в указанном интервале температур $\tau \approx (10^{-8}+10^{-10})c$. Это означает, что при механических колебаниях с частотами $\nu < (10^8+10^{10})Гц$ атомы водорода смогут совершить несколько прыжков по междоузлиям за один период колебаний. Очевидно, что в силу необратимости диффузионных движений вынуждающая их механическая волна будет затухать как в вязкой среде.

Хорошо известно, что вязкие среды (в частности, жидкости) не пропускают через себя сдвиговые волны определенной части низкочастотного диапазона. Следовательно, можно ожидать, что наводороженные среды также будут интенсивно подавлять в себе некоторую часть низкочастотного спектра акустических колебаний решетки.

Разумеется, может существовать несколько каналов водородного демпфирования механических колебаний. В частности, некоторые из них могут быть связаны с прямыми или опосредованными ограничениями водородом подвижности уже имеющихся в решетке различного рода дефектов кристаллического строения. Возможны и существенные изменения в самой дефектной подсистеме наводороженного металла. Оценка всех этих эффектов в одной работе невозможна. Каждый из них заслуживает отдельного рассмотрения. Тем не менее, отметим, что в низкочастотной области определяющими демпфирования, по-видимому, являются индивидуальные свойства растворенного в металле подвижного атомарного водорода. Здесь же, по нашему мнению, следует ожидать наиболее существенных изменений в акустическом спектре решетки наводороженного металла.

Целью настоящей работы является последовательное теоретическое рассмотрение эффектов затухания механических волн в наводороженных металлах и сплавах в низкочастотной области спектра.

Модельные представления

Рассмотрим сплошную твердотельную среду, в которой растворен атомарный водород в неупорядоченном состоянии. Плотность среды

$$\rho = \rho_0 + \rho_H, \quad (2)$$

где ρ_0 и ρ_H – плотности масс основного металла и растворенного водорода соответственно.

Уравнение движения среды запишем в виде

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = \text{div} \sigma. \quad (3)$$

Здесь

$$v = \frac{\rho_0 \nabla_0 + \rho_H \nabla_H}{\rho} \quad (4)$$

локальная скорость движения среды, \vec{v}_0 и \vec{v}_H – векторы скорости движения атомов решетки и водорода соответственно, σ – тензор напряжений.

Среднее значение скорости движения атомов водорода по времени оседлой жизни на междоузлии

$$\langle v_H \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} v_H dt \approx \frac{a}{\tau} \quad (5)$$

равно скорости диффузионного потока водорода по решетке под действием приложенного напряжения σ . Если среду в целом считать вязко-упругой, то скорость ее вязкого течения определится формулой

$$\rho \langle \vec{v} \rangle = \rho_H \langle v_H \rangle, \quad (6)$$

следующей из определения (4) и свойства

$$\langle v_0 \rangle \approx 0. \quad (7)$$

Здесь для простоты самодиффузией атомов основного металла пренебрегаем.

Подставляя (6), (7) в (3), (4), получим

$$\rho \frac{\partial v_{el}}{\partial t} + \rho \frac{\partial \langle \vec{v} \rangle}{\partial t} = \text{div} \sigma \quad (8)$$

Здесь

$$v_{el} = \frac{\rho_0 v_0 + \rho_H (v_H - \langle v_H \rangle)}{\rho} \quad (9)$$

скорость упругого движения среды под действием приложенного напряжения σ .

Поскольку и упругое и вязкое движение среды осуществляются под действием одного и того же напряжения σ , то между ним и скоростями упругой и вязкой деформаций существуют соответствующие связи. В случае чисто сдвиговой волны их можно записать так

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = 2\mu \varepsilon_{el}, \quad (10)$$

$$\sigma = 2\eta \varepsilon_{vis}. \quad (11)$$

Здесь

$$\varepsilon_{el} = \frac{\text{grad} v_{el} + \text{grad} v_{el}^*}{2}, \quad (12)$$

$$\varepsilon_{vis} = \frac{\text{grad} \langle \vec{v} \rangle + \text{grad} \langle \vec{v} \rangle^*}{2}. \quad (13)$$

Знак * здесь и ниже означает транспонирование тензора.

Используя эти соотношения, уравнение (8) для сдвиговых волн можно привести к виду

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} + \frac{\mu}{\eta} \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{\mu}{\rho} (\text{grad}(\text{div} \sigma) + \text{grad}(\text{div} \sigma)^*). \quad (14)$$

Общий вид уравнения (14) указывает на то, что в среде происходит демпфирование упругих волн, благодаря второму слагаемому в правой части. Величину

$$\tau_{rel} = \frac{2\eta}{\mu} \quad (15)$$

следует назвать временем релаксации системы по отношению к механическому возмущению [2]. Если в среде распространяется сдвиговая упругая волна

$$u_x(x, t) = u_0 \exp(i(\omega t - kx)), \quad (16)$$

то из уравнения (14) следует, что ее циклическая частота ω будет иметь мнимую часть

$$\omega = \omega_0 + i\delta, \quad (17)$$

где

$$\delta = \frac{1}{\tau_{rel}} = \frac{\mu}{2\eta}, \quad (18)$$

а зависимость величины ω_0 от волнового вектора k будет определяться формулой

$$\omega_0 = \sqrt{c_1^2 k^2 - \delta^2}. \quad (19)$$

Здесь c_1 – скорость поперечных звуковых волн.

Из формулы (19) видно, что упругие поперечные волны с волновыми векторами

$$k_b \leq \frac{\delta}{c_1} \quad (20)$$

не могут распространяться в наводороженной среде. Таким образом, в акустическом спектре наводороженного твердого тела возникает запрещенная зона, внутри которой возбуждение упругих поперечных волн невозможно. Величина $\omega_b = k_b c_1 = \delta$ является верхней границей запрещенной зоны поперечных волн в металлических растворах атомарного водорода. Появление такой зоны в низкочастотной области спектра означает качественно новое явление, которому нет аналога в твердотельной среде. Отметим, что подобные эффекты наблюдаются в жидких средах, и это сближает некоторым образом наводороженные твердые тела по своим механическим свойствам с жидкостями.

Приведем численные оценки ширины запрещенной зоны акустических колебаний.

Для этого найдем величину сдвиговой вязкости η . Применяя соотношение Эйнштейна [1] к атомам водорода находим

$$\langle v_N \rangle = \frac{D}{k_B T} F. \quad (21)$$

Здесь k_B – постоянная Больцмана, F – вынуждающая сила. Используя формулу (6), получим

$$\langle v \rangle = c_H \frac{D}{k T} F. \quad (22)$$

где

$$c_H = \frac{\rho_H}{\rho} \quad (23)$$

концентрация водорода по массе. Величина

$$U = c_H \frac{D}{kT} \quad (24)$$

является эффективной подвижностью атомов вязко-упругой среды в целом. Ее можно связать с вязкостью среды, в которой движутся атомы водорода, известным соотношением [3]:

$$\frac{1}{\eta} = 6\pi R_H U. \quad (25)$$

Здесь R_H – радиус атома водорода. Отсюда находим

$$\frac{1}{\eta} = 6\pi c_H R_H \frac{D}{kT}. \quad (26)$$

Используя эти результаты и диаграмму растворимости водорода в железе [4], получим, что при наводороживании в атмосфере водорода под давлением в 10^3 Па и $T \approx 300^\circ\text{K}$ $\omega_b \approx 2 \cdot 10^2$ Гц, а при том же давлении и $T \approx 500^\circ\text{K}$ $\omega_b \approx 4 \cdot 10^5$ Гц. При электролитическом наводороживании и тех же температурах концентрация водорода в металлах может возрасти на 2+3 порядка. Это означает, что при определенных условиях даже вблизи комнатных температур величина ω_b может находиться в мегагерцевом диапазоне.

Выводы

1. В низкочастотной области акустического спектра поперечных упругих волн наводороженного металла может существовать запрещенная зона.
2. Ширина запрещенной зоны линейно зависит от концентрации и коэффициента диффузии водорода металле. Граница зоны при определенных условиях может находиться в мегагерцевом диапазоне.

Работа поддержана грантом РФФИ № 04-01-96020

Список литературы

1. Б.С. Бокштейн. Диффузия в металлах. М.: Металлургия, 1971. 247 с.
2. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 248 с.
3. Я.И. Френкель. Кинетическая теория жидкости. М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1959. 458 с.
4. О. Кубашевски. Диаграммы состояний двойных систем на основе железа. Справочник. М., Металлургия. 1985. 184 с.