Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 1—1959

МЕХАНИКА

Ю. И. РЕМНЕВ

К РАСЧЕТУ ОБЪЕМНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В МЕТАЛЛАХ ПРИ НЕЙТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

Разные физические процессы могут обусловить появление в твердом теле внутренних напряжений. Одной из причин этих напряжений является образование в теле объемного расширения. Если в теле произвольной формы появится различное в разных его точках объемное расширение, то, вообще говоря, в теле возникнут внутренние напряжения даже в том случае, если поверхность тела будет свободна от внешних нагрузок.

В настоящей работе дается один из возможных подходов к теоретическому определению величины объемного расширения, возникающего в кристаллическом твердом теле (металле) при нейтронном облучении. В результате облучения механические свойства облучаемого вещества могут меняться. Мы предполагаем, что при этих изменениях изотропия материала не нарушается.

Нейтронное облучение твердых тел сопровождается многочисленными явлениями. Все их учесть пока не представляется возможным, поэтому рассмотрим наиболее важные явления, введя ряд упрощающих допущений.

§ 1

Нейтрон, обладающий достаточной кинетической энергией, проходя через кристаллическую решетку, образует на своем пути первичные, вторичные и т. д. атомы отдачи. Выбитые из кристаллической решетки атомы оставляют вакантные места в узлах решетки и в конце концов останавливаются в междоузлиях, что ведет к образованию в решетке парных дефектов «атом внедрения — вакансия».

Атом выбивается из узла при получении некоторой пороговой энергии E_d. Если атом получает энергию, меньшую E_d, то эта энергия рассеивается на возбуждение колебаний решетки (нагревание) без образования в ней смещений [1—4].

Кроме упругого рассеяния, взаимодействие нейтронов с ядрами мишени может проявляться в захватах нейтронов ядрами, что будет сопровождаться распадом ядер. При каждом акте распада выделяется энергия E_f и образуются новые химические элементы. Пренебрегая другими эффектами, сопровождающими захват нейтронов, и рассматривая только реакции (n, f), положим для упрощения, что все акты распада происходят одинаково, то есть $E_f = \mathrm{const}$, и каждый акт распада в одноатомном твердом теле сопровождается образованием только одного химического элемента.

§ 2

Пусть однородное изотропное тело занимает полупространство $x \geqslant 0$. Если на границу ($x = 0$) параллельно оси x падают моноэнергетические нейтроны с энергией E и интенсивностью I_0 нейтрон/см$^2 \cdot$ сек, то пренебрегая эффектом рассеяния, найдем интенсивность потока нейтронов, доходящих до плоскости $x = \mathrm{const}$:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad \text{нейтрон/см}^2 \cdot \text{сек}, \tag{1}$$

где μ — макроскопическое эффективное сечение. Для любого химического элемента (5)

$$\mu = \sigma \cdot n_0 = \sigma \frac{A_0 \rho}{A}, \tag{2}$$

где σ — эффективное сечение, отнесенное к одному ядру; ρ — плотность; A — атомный вес; A_0 — число Авогадро; n_0 — число ядер в 1 см^3.

При учете рассеяния бомбардирующих нейтронов на ядрах мишени можно найти интенсивность на расстоянии x от границы с помощью теории диффузии [5]

$$I'''(x, E) = \frac{I_0 e^{\varkappa^2 \tau}}{4 \varkappa D} \left\{ e^{-\varkappa x} \left[1 + \mathrm{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{\tau}} - \varkappa \sqrt{\tau} \right) \right] + \right.$$

$$\left. + e^{\varkappa x} \left[1 - \mathrm{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{\tau}} + \varkappa \sqrt{\tau} \right) \right] \right\}, \tag{3}$$

$\mathrm{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int\limits_0^x e^{-u^2} du$; $\varkappa^2 = \frac{\mu_a}{D}$; μ_a — макроскопическое сечение поглощения $\tau = \tau(E)$ — возраст нейтронов, D — коэффициент диффузии.

Если на границу $x = 0$ падают полиэнергетические нейтроны, то $\mu = \mu(E)$. Обозначим через $\psi(E) dE$ вероятность того, что падающий на поверхность нейтрон будет иметь энергию E, заключенную в интервале

$$E - \frac{dE}{2} \leqslant E \leqslant E + \frac{dE}{2}, \tag{4}$$

и скорость, равную

$$v(E) = \left(\frac{2E}{1{,}662 \cdot 10^{-24}} \right)^{1/2}.$$

Из условия нормировки

$$\int\limits_0^\infty \psi(E) dE = 1.$$

Тогда полная интенсивность получится из (1) и (3) суммированием по всем энергиям:

$$I'(x)=\int_0^\infty I_0 e^{-\mu(E)x}\psi(E)\,dE, \tag{5}$$

$$I''(x)=\int_0^\infty I'''(x, E)\psi(E)\,dE.$$

Если $n'(x, E)^0 dE$ — число нейтронов с энергией E, заключенной в интервале (4), приходящихся на единицу объема, удаленного на расстояние x от границы, то полная плотность нейтронов в этом объеме дается формулой:

$$n(x)=\int_0^\infty n'(x, E)\,dE. \tag{6}$$

Связь между интенсивностью и плотностью нейтронов выражается формулой:

$$I=\int_0^\infty n'v\,dE.$$

Заметим, что функция распределения падающих нейтронов по энергиям (ψ) и их интенсивность (I_0) могут зависеть от времени t. Тогда величины (5) и (6) тоже будут зависеть от t.

§ 3

Рассмотрим одномерный случай. Одноатомный металл, заполняющий полупространство $x \geqslant 0$, облучается нейтронами с энергией E электрон-вольт/нейтрон и интенсивностью I_0 нейтрон/см²·сек. При накапливании за время t парных дефектов возникает объемное расширение [6]:

$$\Theta_d(x, t)=\beta\int_0^t\int_0^\infty n'v\mu\,dB\,dE\,dt, \tag{7}$$

где B — число смещений, производимых одним нейтроном; β — объемное расширение, отнесенное к одному смещению. Величину B можно подсчитать по теории Зейтца [1, 3, 4], величина β определяется экспериментально [7]. Кроме образования пар смещений, могут иметь место и более сложные явления (например, образование зоны смещений [8]). Из энергетических соображений с ними можно сопоставить определенное число пар смещений.

Тепловые эффекты облучения вызывают объемное расширение:

$$\Theta_T(x, t)=3\alpha(T-T_0), \tag{8}$$

где α — коэффициент температурного линейного расширения; T — температура, определяемая при заданных граничных условиях из уравнения:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial x}\right)+q=c\rho\,\frac{\partial T}{\partial t}.$$

Здесь λ — коэффициент теплопроводности; c и ρ — удельная теплоемкость и плотность; q — интенсивность теплового источника, определяемая формулой:

$$q = \frac{d}{dx}\,[kI''E + (1-k)\,I'E_f] \quad (0 \leqslant k \leqslant 1).$$

Объемное расширение Θ_p, возникающее за счет образования второго элемента при ядерных превращениях, определяется формулой:

$$\Theta_p(x, t) = \frac{V - V_0}{V_0}, \tag{9}$$

где V_0 — атомный объем элемента до облучения; величина V может быть выражена через атомные объемы V_0 и второго элемента V_1:

$$V = V_0 p_0 + V_1 p_1,$$

где p_0 и p_1 — относительное количество соответствующего элемента:

$$p_0 + p_1 = 1.$$

Взяв n_0 из (2), величину p_1 можно определить формулой:

$$p_1(x, t) = \frac{1}{n_0}\int\limits_0^t \frac{dI'}{dx}\,dt.$$

На основании (7) — (9) следует, что полное объемное расширение Θ определяется формулой:

$$\Theta(x, t) = \Theta_d + \Theta_T + \Theta_p. \tag{10}$$

В каждом конкретном случае величины слагаемых в правой части (10) будут, вообще говоря, иметь разный порядок, то есть доминирующим будет какое-нибудь одно из слагаемых. Подсчеты показывают, что если суммарный поток достигает величины порядка 10^{18} нейтрон/см^2, то величина Θ при этом может быть порядка 10^{-3}.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зейтц Ф., Келлер Дж. В кн. «Металлургия ядерной энергетики и действие облучения на материалы» (Доклады иностранных ученых на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии). Металлургиздат, 1956.
2. Динес Г. В кн.: «Металлургия ядерной энергетики и действие облучения на материалы».
3. Захаров А. И. Усп. физ. наук, **57**, 4, 1955.
4. Глен Дж. Усп. физ. наук, **60**, 3, 1956.
5. Глесстон С., Эдлунд М. Основы теории ядерных реакторов. ИЛ, 1954.
6. Snyder W., Neufeld J. Phys. Rev., **97**, 1636, 1955.
7. Kierstead H. A. Bull. Amer. Phys. Soc., **29**, 7, 30, 1954.
8. Brinkman J. A. J. Appl. Phys., **25**, 961, 1954.

Поступила в редакцию
6.8 1957 г.

Кафедра
теории упругости