

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P17-88-304

В.И.Юкалов

СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ
С ПОРАМИ И ТРЕЩИНАМИ

Направлено в "International Journal
of Modern Physics B"

1988

1. ОБРАЗОВАНИЕ ПОР

При достаточно интенсивном радиационном воздействии структура твердых тел сильно меняется. В ранее идеальных кристаллах появляется большое количество межузельных атомов и вакансий. Повышенное содержание дефектов существенно влияет на свойства приборов, используемых в электронной технике^{/1,2/}. Наиболее интенсивно дефекты образуются при облучении веществ ионами и нейтронами^{/3-7/}. Если энергии налетающих нейтронов выше порога образования кластера радиационных дефектов^{/8,9/}, то в твердом теле возникают скопления дефектов - так называемые области разупорядочения и поры. Последние появляются также в результате коалесценции вакансий^{/10/}. Теория прямых каскадов, приводящих к выбиванию атомов из их положений равновесия и формированию кластеров, позволяет оценить размеры областей разупорядочения^{/11-13/}. Вследствие чрезвычайной сложности аналитических вычислений для таких каскадов они изучались также с помощью машинного моделирования^{/14,15/}. Оказалось, например в случае германия или кремния, каждый кластер, имеющий длину порядка 1000 Å и ширину порядка 100 Å, в свою очередь, состоит из подкластеров, форма которых близка к сферической с диаметром около 100 Å. Расстояния между подкластерами в несколько раз больше размеров каждого из них.

Твердое тело с большой концентрацией дефектов представляет собой неустойчивую систему^{/16/}. После окончания действия облучения происходит отжиг дефектов, который можно наблюдать экспериментально^{/17-21/}. Исследование релаксационной кинетики дефектов чрезвычайно сложно^{/22-25/}. Для такого исследования в реалистической ситуации приходится решать систему порядка двадцати уравнений в частных производных, содержащую примерно столько же подгоночных параметров - естественно, подобную систему можно решать лишь численно^{/26,27/}. Во многих случаях рассасывание кластеров и залечивание пор удается описать упрощенными уравнениями, выделяющими тот или иной механизм релаксации^{/28/}. Имеется несколько таких основных механизмов: ползучесть вакансий и дислокаций, вязкое течение под влиянием силы тяжести, объемная и поверхностная самодиффузия, спекание под действием внешнего давления, перенос через газовую фазу, заполняющую поры, термодинамические флуктуации. В зависимости

от условий может преобладать один или несколько из перечисленных механизмов.

Устойчивость пор в процессе облучения твердого тела поддерживается приносимым потоком энергии. Как правило, поры располагаются в веществе хаотично, хотя в отдельных случаях они могут образовывать и упорядоченные структуры. Аналогом пор, возникающих в результате облучения, служат трещины, появляющиеся при ударном воздействии на твердое тело^{/29/}. Примерами ударных воздействий, при которых происходит множественное рождение трещин, служат взрывы и землетрясения^{/30/}.

2. СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Поры и трещины, как известно^{/29/}, представляют собой зародыши газовой фазы в твердой, их кинетика описывается феноменологическими уравнениями теории нуклеации. Если же нас интересуют статистические свойства вещества с порами как целого, то можно использовать теорию гетерофазных систем^{/31-35/}. Эта теория применима, когда пространственное распределение зародышей случайно. Выше уже подчеркивалось, что поры и трещины действительно располагаются в пространстве хаотично. Например так, как это изображено на микрофотографиях, рис.1 и рис.2.

Усредняя по всевозможным случайным расположениям пор и трещин в пространстве, можно получить^{/34,35/} эффективный гамильтониан

$$H = \sum_{\alpha} H_{\alpha} \quad (\alpha = 1, 2),$$

$$H_{\alpha} = w_{\alpha} \int \psi_{\alpha}^{+}(\vec{r}) [U(\vec{r}) - \mu] \psi_{\alpha}(\vec{r}) d\vec{r} + \frac{w_{\alpha}^2}{2} \int \psi_{\alpha}^{+}(\vec{r}) \psi_{\alpha}(\vec{r}') \Phi(|\vec{r} - \vec{r}'|) \psi_{\alpha}(\vec{r}') \psi_{\alpha}(\vec{r}) d\vec{r} d\vec{r}', \quad (1)$$

в котором $\alpha = 1$ отвечает твердой фазе, $\alpha = 2$ - газовой, фазовые вероятности w_{α} находятся из условия минимума свободной энергии при выполнении нормировки

$$w_1 + w_2 = 1,$$

$\psi_{\alpha}(\vec{r})$ - представления полевых операторов соответствующих фаз ($\alpha = 1, 2$), $U(\vec{r})$ - внешнее поле, μ - химический потенциал, $\Phi(\vec{r})$ - потенциал взаимодействия частиц.

Для упрощения вычислений воспользуемся приближением решеточного газа^{/36,37/}. Пусть частицы находятся в ячейках идеаль-

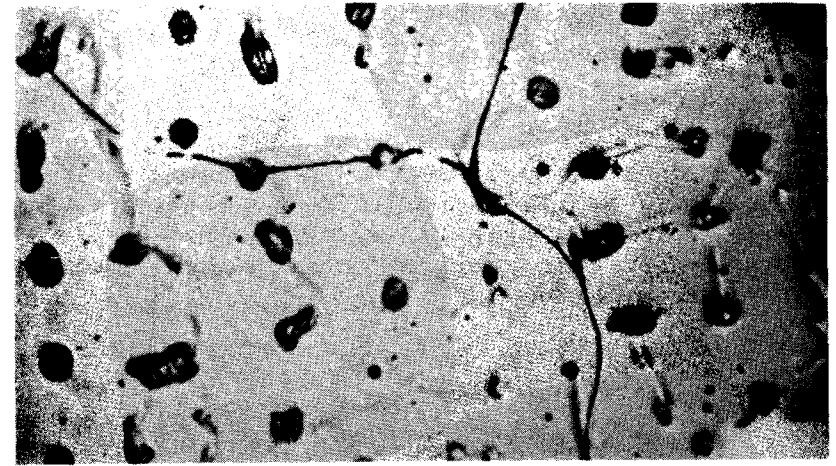


Рис.1. Поры и скопления пор.

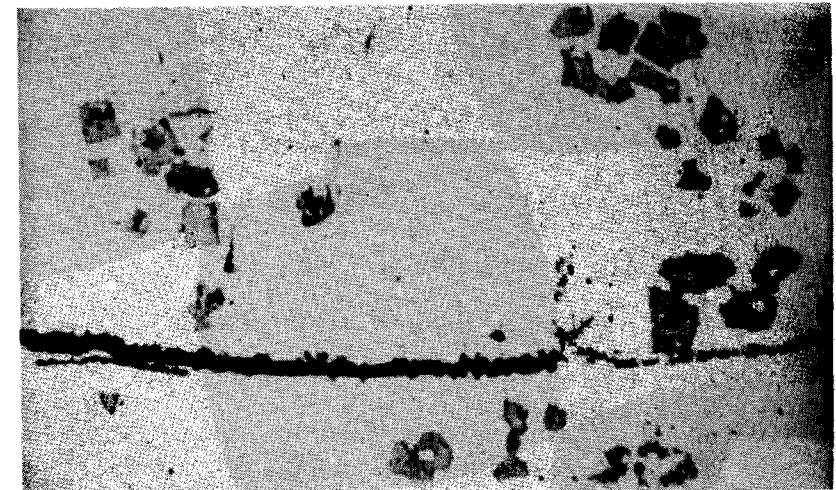


Рис.2. Поры и трещины.

ной решетки, узлы которой перенумерованы индексом $i = 1, 2, \dots, L$. Полный объем системы равен $V = v_0 L$, где v_0 - объем элементарной ячейки. Полевой оператор представим разложением

$$\psi_{\alpha}(\vec{r}) = \sum_{i=1}^L \sum_n e_i^{\alpha} a_{ni}^{\alpha} \phi_{ni}(\vec{r}),$$

где $e_i^\alpha = 0, 1$. Операторы рождения и уничтожения частиц фазы α в i -м узле решетки и n -м квантовом состоянии a_{ni}^α подчиняются условию гомеоплярности

$$\sum_n a_{ni}^{\alpha+} a_{ni}^\alpha = 1.$$

Полагаем, как это обычно делается для решеточного газа, что малы вероятности межузельных перескоков и переходов между разными квантовыми состояниями, так что матричные элементы парного взаимодействия и внешнего поля следующим образом зависят от индекса состояния n :

$$\langle ni, mj | \Phi | m'j', n'i' \rangle = \Phi_{ij} \delta_{mm'} \delta_{nn'} \delta_{jj'} \delta_{ii'},$$

$$\langle ni | U | mj \rangle = U \delta_{nm} \delta_{ij}.$$

В результате для перенормированного гамильтониана фазы α имеем

$$H_\alpha = w_\alpha (U - \mu) \sum_{i=1}^L e_i^\alpha + \frac{1}{2} w_\alpha^2 \sum_{ij}^L \Phi_{ij} e_i^\alpha e_j^\alpha. \quad (2)$$

Если перейти к псевдоспиновым переменным

$$\sigma_{i\alpha} = 2e_i^\alpha - 1, \quad e_i^\alpha = \frac{1}{2}(1 + \sigma_{i\alpha}), \quad \sigma_{i\alpha} = \pm 1,$$

то гамильтониан (2) преобразуется к виду

$$H_\alpha = \frac{1}{2} L w_\alpha (U - \mu + \frac{1}{4} w_\alpha \Phi) + \frac{1}{2} w_\alpha (U - \mu + \frac{1}{2} w_\alpha \Phi) \sum_{i=1}^L \sigma_{i\alpha} + \frac{1}{8} w_\alpha^2 \sum_{ij}^L \Phi_{ij} \sigma_{i\alpha} \sigma_{j\alpha}, \quad (3)$$

здесь

$$\Phi = \frac{1}{L} \sum_{ij}^L \Phi_{ij} = \frac{1}{L} \sum_{i=1}^L \Phi_{ij}.$$

Гамильтониан рассматриваемой системы $H = \sum_\alpha H_\alpha$ со слагаемыми (3) по своей структуре эквивалентен гамильтониану гетерофазного ферромагнетика^{38, 39} с эффективным полем

$$h_{\text{eff}} = \frac{1}{2} w_\alpha (U - \mu + \frac{1}{2} w_\alpha \Phi).$$

Предположим, взаимодействие Φ_{ij} имеет дальнедействующий характер. Тогда можно использовать приближение среднего поля, линеаризуя гамильтониан с помощью замены

$$\sigma_{i\alpha} \sigma_{j\alpha} \rightarrow m_\alpha \sigma_{j\alpha} + \sigma_{i\alpha} m_\alpha - m_\alpha^2,$$

где среднее

$$m_\alpha \equiv \langle \sigma_{i\alpha} \rangle$$

не зависит от узла вследствие трансляционной симметрии. При этом для большого термopotенциала получаем

$$\frac{\Omega}{L} = \frac{1}{2}(U - \mu) - 2\Theta \ln 2 + \frac{1}{2} \Phi \sum_\alpha w_\alpha^2 (1 - m_\alpha^2) - \Theta \sum_\alpha \ln \text{ch} \frac{2(U - \mu) w_\alpha + \Phi(1 + m_\alpha) w_\alpha^2}{4\Theta}. \quad (4)$$

температура Θ дана в энергетических единицах.

Параметры порядка m_α и w_α определяются из минимизации термopotенциала (4) при условии нормировки $\sum_\alpha w_\alpha = 1$. Минимизируя (4) по m_α , имеем

$$m_\alpha + \text{th} \left\{ \frac{2w_\alpha (U - \mu) + \Phi w_\alpha^2 (1 + m_\alpha)}{4\Theta} \right\} = 0, \quad (5)$$

а минимизируя по w_α , получаем

$$\sum_\alpha \left[w_\alpha \Phi (1 + m_\alpha)^2 + 2m_\alpha (U - \mu) \right] \frac{dw_\alpha}{dw} = 0, \quad (6)$$

где $w \equiv w_1 = 1 - w_2$.

Дифференцируя (3) по химическому потенциалу, находим выражение для числа частиц гетерофазной системы:

$$N = \frac{L}{2} \sum_\alpha w_\alpha (1 + m_\alpha). \quad (7)$$

Отсюда можно определить химический потенциал как функцию плотности и температуры.

В частном случае, если в (4) положить $w_1 \equiv 1$, $w_2 \equiv 0$, то получим приближение среднего поля для термopotенциала гомофазного решеточного газа^{36, 37}.

Система уравнений (5)-(7) полностью дефинирует поведение гетерофазной модели. Среди возможных решений уравнений (5)-(7)

имеется тривиальное решение $w_1 = w_2 = 1/2$, $m_1 = m_2$. Оно является вырожденным случаем гетерофазного решения, так как не отвечает основному предположению, что параметры порядка разных фаз отличны друг от друга. По характеру поведения это вырожденное решение практически не отличается от гомофазного. В дальнейшем будем интересоваться нетривиальными решениями $m_1 \neq m_2$. Поскольку индекс $a = 1$ соответствует твердой фазе, $a = 2$ - газовой, то для искомых решений должно выполняться неравенство

$$m_1 > m_2.$$

Смысл этого неравенства становится понятным, если вспомнить, что величины

$$a_\alpha \equiv \langle e_1^\alpha \rangle = \frac{1}{2}(1 + m_\alpha) \quad (8)$$

представляют собой безразмерные плотности соответствующих фаз. Размерная плотность - это a_α/v_0 . Безразмерная средняя плотность частиц - это

$$n = \frac{N}{L} = \frac{N}{V} v_0.$$

По естественному определению, плотность твердого тела больше плотности газа:

$$a_1 > a_2. \quad (9)$$

следовательно, $m_1 > m_2$.

Для удобства анализа введем безразмерные величины

$$T \equiv \frac{\Theta}{|\Phi|}, \quad \mu_* \equiv \frac{\mu - U}{|\Phi|}.$$

Как обычно, в теории решеточного газа считаем, что дальнедействующий потенциал имеет характер притяжения, $\Phi = -|\Phi|$. Переходя в уравнениях (5)-(7) к безразмерным плотностям

$$a \equiv a_1, \quad b \equiv a_2 (a > b),$$

имеем

$$\begin{aligned} 2a &= 1 - \text{th} \left\{ - \frac{(n-b)b[2ab - n(a+b)]}{2T(a-b)^3} \right\}, \\ 2b &= 1 - \text{th} \left\{ - \frac{(n-a)a[2ab - n(a+b)]}{2T(b-a)^3} \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$w = \frac{n-b}{a-b}, \quad \mu_* = - \frac{a^2 w - b^2(1-w)}{a-b}.$$

Из (4) получаем уравнение состояния

$$P = - \frac{1}{2} [a^2 w^2 + b^2(1-w)^2] - T \ln[(1-a)(1-b)].$$

Исследуемая система обладает тепловой устойчивостью, если положительна изохорическая теплоемкость:

$$C_v = T \left[\left(\frac{\partial a}{\partial T} \right)_n \ln \frac{1-a}{a} + \left(\frac{\partial a}{\partial T} \right)_n \ln \frac{1-b}{b} \right];$$

система механически устойчива, если положителен изотермический коэффициент сжимаемости:

$$\begin{aligned} \kappa_T &= - \frac{(a-b)^2}{n^2} \{ a^2 + b^2 + \left(\frac{\partial a}{\partial n} \right)_T [b^2(1-2w) - 2abw] + \\ &+ \left(\frac{\partial b}{\partial n} \right)_T [a^2(2w-1) - 2ab(1-w)] \}^{-1}. \end{aligned}$$

Рассмотрим термодинамику твердого тела с порами при низкой температуре. При $T \rightarrow 0$ система уравнений (10) имеет по три ветви решений для каждой из функций.

1. Первая ветвь при температурах

$$T \ll |n(1-2n)|$$

соответствует решениям

$$a \approx \frac{1}{2} - \frac{n^2}{T} \exp\left[-\frac{n(1-2n)}{T}\right], \quad b \approx \exp\left[-\frac{n(1-2n)}{T}\right].$$

Эти решения имеют смысл при

$$n(1-2n) > 0.$$

Отсюда вытекает ограничение для средней плотности:

$$0 < n < \frac{1}{2}.$$

Теплоемкость этой ветви положительна:

$$C_V = \frac{(1-2n)^2 n^2}{T^2} \exp\left[-\frac{n(1-2n)}{T}\right],$$

то есть система термически устойчива.

2. Вторая ветвь решений при температурах

$$T \ll \left|\ln \frac{n}{1-n}\right|^{-1}$$

определяется выражениями

$$a \approx n - T \ln\left(-T \ln \frac{n}{1-n}\right), \quad b \approx -T \ln \frac{n}{1-n}.$$

Очевидно, необходимо выполнение условия

$$\ln \frac{n}{1-n} < 0,$$

из которого следует то же ограничение на среднюю плотность, что и для первой ветви ($0 < n < 1/2$). Теплоемкость по-прежнему положительна:

$$C_V \approx 2T \ln\left(\frac{n}{1-n}\right) \ln\left(-T \ln \frac{n}{1-n}\right),$$

то есть термическая устойчивость сохраняется.

3. Третья ветвь при $T=0$ задается корнями системы уравнений

$$2ab - n(a+b) = 0, \quad a(n-a) \ln \frac{1-a}{a} + b(n-b) \ln \frac{1-b}{b} = 0.$$

Условия на среднюю плотность были найдены численным счетом на ЭВМ: $0 < n < 0,323$.

Коэффициент сжимаемости для всех трех ветвей имеет одну и ту же асимптотику:

$$\kappa_T \approx -n^{-2} (T \rightarrow 0),$$

из которой ясно, что механическая устойчивость отсутствует - это означает наличие тенденции к залечиванию пор.

Для того чтобы проверить, не существует ли устойчивых решений в случае притяжения при конечных температурах, система уравнений (10) решалась численно.

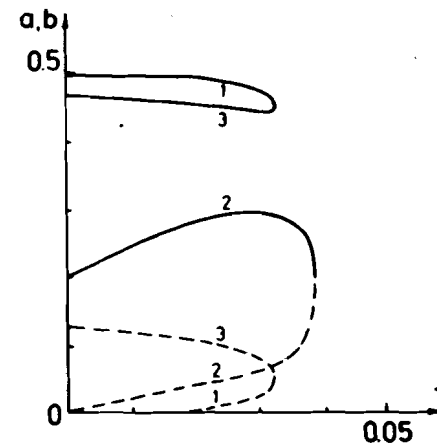


Рис.3. Плотности твердой (a) и газовой (b) фаз как функции температуры T при $n = 0,20$. Сплошная линия соответствует a(T), пунктирная - b(T). Номера 1,2,3 означают ветви решений.

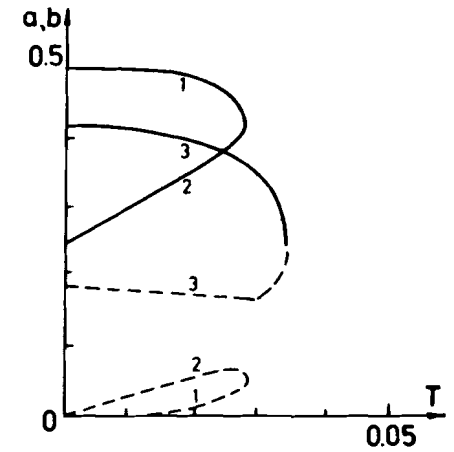


Рис.4. Температурная зависимость плотностей a (сплошная линия) и b (пунктирная линия) для $n = 0,26$. Цифры 1,2,3 - ветви решений.

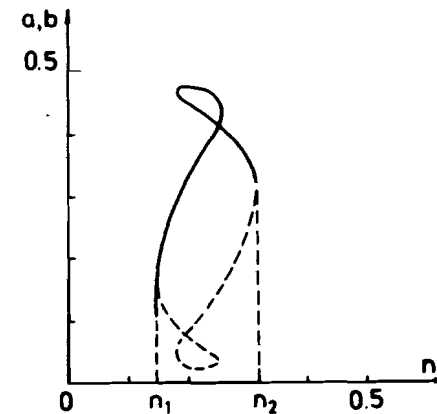


Рис.5. Зависимость a(n) и b(n) при $T = 0,03$ от средней плотности n. Сплошная линия отвечает a(n), пунктирная - b(n).

Значения граничных плотностей n_1, n_2 на рис.5 задаются условиями

$$\left(\frac{\partial a}{\partial n}\right)_{T \rightarrow \infty}, \quad \left(\frac{\partial b}{\partial n}\right)_{T \rightarrow \infty},$$

которые дают уравнение

$$\frac{4T}{n_i} \ln \frac{1-n_i}{n_i} \pm \sqrt{1 - \frac{4T}{n_i(1-n_i)}} - 1 = 0 \quad (i = 1, 2),$$

где верхний знак перед корнем соответствует n_2 , нижний - n_1 .

Исследование найденных решений на устойчивость показало, что для любой ветви либо теплоемкость, либо коэффициент сжимаемости отрицательны, а иногда отрицательны обе эти величины. Следовательно, в случае эффективного притяжения между частицами твердое тело с порами неустойчиво или термически, или механически и должно разрушиться. Динамика разрушения таких тел исследована в обзоре Каррена, Симана и Шоки^{/29/}. Конечная стадия релаксации неравновесного состояния к равновесному может быть описана с помощью стохастического уравнения Глаубера^{/36, 40/}.

3. ЗАРЯЖЕННЫЕ ТРЕЩИНЫ

Трещины, возникающие в твердых телах при ударном воздействии, во многом аналогичны порам, образующимся при облучении: и те, и другие можно интерпретировать как зародыши газовой фазы в твердой^{/29/}. Статистика хаотично расположенных трещин строится так же, как и статистика пор. Основное различие проявляется в динамике вследствие того, что на стенках трещин могут появляться так называемые мозаичные заряды^{/41-46/}. Движение этих зарядов при скачкообразном росте или схлопывании трещин^{/47/} сопровождается излучением электромагнитных волн^{/48-51/}. Такое излучение, происходящее чаще всего на радиочастотах, неоднократно фиксировалось при взрывах в рудных телах^{/52-54/} и при землетрясениях^{/55-60/}. Процессы, происходящие при взрывах и при сейсмической активности, аналогичны друг другу^{/61, 62/}. Под действием упругой волны взрыва в полиметаллических горных породах кроме радиоимпульсного излучения наблюдалось также и гамма-излучение^{/63/}. Возникновение деформационной поляризации при ударном сжатии вещества^{/64/} приводит к электромагнитному излучению, интенсивность которого, как правило, существенно меньше, чем интенсивность излучения, вызванного движением трещин.

Таким образом, основная часть излучения обязана движению трещин, которое, в свою очередь, обусловлено наличием упругих сил. Это взаимодействие упругих и электромагнитных возмущений может быть описано с помощью модели типа модели Дикке

с двухбозонными переходами, где один вид бозонов соответствует фононам, а другой вид - фотонам. В совокупности таких двухбозонных излучателей возможно появление индуцированного сверхизлучения^{/85, 66/}. Весьма вероятно, что именно сверхизлучение и наблюдается при землетрясениях и взрывах.

4. МЁССБАУЭРОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Упругие свойства веществ с порами или областями разупорядочения, возникающими в результате радиационных воздействий, могут сильно отличаться от свойств тех же веществ с правильной структурой. Эти изменения наглядно проявляются при ядерном гамма-резонансе. Поэтому мёссбауэровская спектроскопия служит хорошим методом исследования гетерогенных веществ, позволяющим сравнивать экспериментальные данные с теоретическими предсказаниями.

Рассмотрим двухфазную систему, представляющую собой смесь упорядоченной и разупорядоченной фаз. Упорядоченная фаза отвечает областям с, условно говоря, правильной структурой, то есть областям, не содержащим пор и других макроскопических дефектов. Разупорядоченная фаза соответствует областям с неправильной, сильно аморфизированной структурой, то есть областям, в которых сосредоточены различные области разупорядочения. Вероятность эффекта Мёссбауэра для двухфазной смеси записывается в виде суммы:

$$f_M = w_1 f_1 + w_2 f_2, \quad (11)$$

в которой w_α - вероятность фазы, f_α - вероятность эффекта Мёссбауэра для данной фазы,

$$f_\alpha = \exp(-2W_\alpha), \quad (12)$$

фактор Лэмба - Мёссбауэра

$$W_\alpha = \frac{1}{2} k^2 r_\alpha^2 \quad (13)$$

выражается через волновой вектор фотона k и среднее квадратичное отклонение частиц в данной фазе

$$r_\alpha^2 = \frac{6\Theta_\alpha^2}{m\Theta_\alpha^3} \int_0^{\Theta_\alpha/2\Theta} \omega \operatorname{cth} \omega d\omega. \quad (14)$$

Здесь Θ_a - эффективная температура Дебая для данной фазы, связанная следующим соотношением^{/34,67,68/}:

$$\Theta_a = \sqrt{w_a} \Theta_D, \quad (15)$$

с температурой Дебая чистого вещества Θ_D . При высоких и низких температурах (14) упрощается:

$$r_a^2 \approx \begin{cases} 3/4 m \sqrt{w_a} \Theta_D, & \Theta \ll \Theta_D, \\ 3\Theta / m w_a \Theta_D^2, & \Theta \gg \Theta_D. \end{cases} \quad (16)$$

Вероятность эффекта Мёссбауэра гетерофазной системы (11) надо сравнивать с вероятностью эффекта для чистой упорядоченной фазы:

$$f_0 = \exp(-2W), \quad W = \frac{3k^2 \Theta^2}{m \Theta_D^3} \int_0^{\Theta_D/2\Theta} \omega \operatorname{cth} \omega d\omega. \quad (17)$$

Асимптотические выражения для фактора Лэмба - Мёссбауэра чистой фазы имеют вид

$$f_0 = \exp(-2W), \quad W \approx \begin{cases} 3k^2, 8m\Theta_D, & \Theta \ll \Theta_D, \\ 3k^2\Theta, 2m\Theta_D^2, & \Theta \gg \Theta_D. \end{cases}$$

тогда как в случае гетерофазной системы

$$W_a \approx \begin{cases} W / \sqrt{w_a}, & \Theta \ll \Theta_D, \\ W / w_a, & \Theta \gg \Theta_D. \end{cases}$$

Определим относительное изменение вероятности эффекта Мёссбауэра при переходе от чистой упорядоченной фазы к гетерофазной системе:

$$\delta f_M \equiv \frac{f_M - f_0}{f_0}. \quad (18)$$

Эту величину можно вычислить по формулам (11)-(17) и сравнить с экспериментом.

Когда разупорядоченная фаза представляет собой незначительную примесь, то есть $w_2 \ll 1$, тогда

$$\delta f_M \approx \frac{1}{f_0} \left(\frac{\partial f_M}{\partial w_2} \right)_0 \cdot w_2 \quad (w_2 \ll 1).$$

Подставляя сюда производные

$$\frac{\partial f_a}{\partial w_a} \approx f_a \cdot \begin{cases} W/w_a^{3/2}, & \Theta \ll \Theta_D, \\ 2W/w_a, & \Theta \gg \Theta_D, \end{cases}$$

имеем

$$\left(\frac{\partial f_M}{\partial w_2} \right)_0 \approx -f_0 \cdot \begin{cases} 1+W, & \Theta \ll \Theta_D, \\ 1+2W, & \Theta \gg \Theta_D. \end{cases}$$

В результате

$$\delta f_M \approx -w_2 \cdot \begin{cases} 1+W, & \Theta \ll \Theta_D, \\ 1+2W, & \Theta \gg \Theta_D. \end{cases} \quad (w_2 \ll 1) \quad (19)$$

Если выполняется неравенство

$$\frac{k^2}{m\Theta_D} \ll 1,$$

то $W \ll 1$, и вместо (19) при всех температурах получаем

$$\delta f_M = -w_2 \quad (w_2 \ll 1, \forall \Theta). \quad (20)$$

Сравним найденные выражения с экспериментальными данными^{/69/} по ферритам-гранатам $Y_3 Fe_5 O_{12}$ и $Y_3 Fe_{5-x} Al_x O_{12}$, облученным потоком быстрых нейтронов. Концентрация разупорядоченной, аморфизированной, фазы варьировалась в интервале $w_2 \approx 0,05-0,1$ в зависимости от дозы облучения. Сама величина w_2 определялась по исследованию спектров ядерного гамма-резонанса на изотопе ^{57}Fe . Так как $k = 7,31 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$, $m = 0,95 \cdot 10^{-22} \text{ г}$, а температура Дебая для рассматриваемых веществ $\Theta_D \approx 400 \text{ К}$, то $k^2/m\Theta_D \sim 10^{-7}$, следовательно, все сделанные выше приближения справедливы. Авторы работы^{/69/} проанализировали зависимость функции (18) от концентрации разупорядоченной фазы w_2 при различных температурах, от 80 до 670 К. Полученное ими соотношение в рамках ошибок эксперимента (4%) полностью совпадает с формулой (20). Этот результат служит надежным подтверждением теории.

Аналогичное уменьшение вероятности эффекта Мёссбауэра для гетерофазных систем по сравнению с чистыми наблюдается и в других экспериментах, например вблизи точки компенсации в $Y_xGd_{1-x}Fe_5O_{12}$, где существуют магнитные фазы с разными ориентациями магнитных моментов ⁷⁰/. Эти аномалии также можно объяснить в рамках развитого подхода.

Автор признателен за машинные вычисления А.Н.Чекмезову, а за обсуждение экспериментов по эффекту Мёссбауэра М.Н.Успенскому.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pantelides S.T. - Rev.Mod.Phys., 1978, 50, p.797.
2. Абакумов В.Н., Перель В.И., Ясиевич И.Н. - ФТП, 1978, 12, с.3.
3. Конозенко И.Д., Семенюк А.К., Хиврич В.И. Радиационные эффекты в кремнии. Киев: Наукова думка, 1974.
4. Физические процессы в облученных полупроводниках. Москва: Наука, 1977.
5. Горячев В.Г., Коротаева Н.К., Мордкович В.Н. - ЭТПП, 1978, 3, с.49.
6. Шаховцов В.И., Ясковец И.И. - УФЖ, 1979, 24, с.193.
7. Герасимов А.И., Михеева Е.В., Павлов П.В., Тетельбаум Д.И. - ФХОМ, 1984, №2, с.49.
8. Винецкий В.Л., Кондрачук А.В. - ФТП, 1976, 10, с.366.
9. Лейман К. Взаимодействие излучения с твердым телом и образование элементарных дефектов. Москва: Атомиздат, 1979.
10. Михайлова Ю.В., Максимов Л.А. - ЖЭТФ, 1970, 59, с.1368.
11. Holmes R.R. - IEEE Trans.Nucl.Sci., 1970, S17, p.137.
12. Williams M.M. - Rad.Eff., 1976, 30, p.47.
13. Williams M.M. - Rad.Eff., 1976, 30, p.147.
14. Акимов Ю.З., Ленченко В.М. - ФТП, 1974, 8, с.30.
15. Walker R.S., Thompson D.A. - Rad.Eff., 1978, 37, p.113.
16. Жуков В.П. - ФТТ, 1985, 27, с.1201.
17. Sander H.H., Gregory B.L. - IEEE Trans.Nucl.Sci., 1966, S13, p.53.
18. Srour J.R., Curtis O.L. - J.Appl.Phys., 1969, 40, p.4082.
19. Mallon C.E., Naber J.A. - IEEE Trans.Nucl.Sci., 1970, S17, p.123.
20. Gregory B.L., Sander H.H. - IEEE Trans.Nucl.Sci., 1970, S17, p.1328.
21. Averbach R.S., Merkle K.L. - Phys.Rev., 1977, B16, p.3860.
22. Peak D., Frisch H., Corbett J. - Rad.Eff., 1971, 11, p.149.
23. Rothman S.J., Lam N.Q., Sizmann R., Bisswanger H. - Rad. Eff., 1973, 20, p.223.
24. Lam N., Rothman S., Sizmann R. - Rad.Eff., 1974, 23, p.53.
25. Miller M.G., Koehn B.W., Chaplin R.L. - Rad.Eff., 1976, 30, p.73.
26. Leadon R.E. - IEEE Trans.Nucl.Sci., 1970, S17, p.110.
27. Schwegler E.C. - IEEE Trans.Nucl.Sci., 1971, S18, p.69.
28. Гегузин Я.Е. Физика спекания. Москва: Наука, 1967.
29. Curran D., Seaman L., Shockey D. - Phys.Rep., 1987, 147, p.253.
30. Гуфельд И.П., Добровольский И.П. - ДАН СССР, 1981, 260, с.51.
31. Юкалов В.И. - ТМФ, 1976, 26, с.403.
32. Юкалов В.И. - ТМФ, 1976, 28, с.92.
33. Yukalov V.I. - Physica, 1981, 108A, p.402.
34. Yukalov V.I. - Phys.Rev., 1985, B32, p.436.
35. Yukalov V.I. - Physica, 1987, 141A, p.352.
36. Стенли Г. Фазовые переходы и критические явления. Москва: Мир, 1973.
37. Исихара А. Статистическая физика. Москва: Мир, 1973.
38. Yukalov V.I. - Phys.Lett., 1981, 85A, p.68.
39. Shumovsky A.S., Yukalov V.I. - Physica, 1982, 110A, p.518.
40. Шумовская А.Г., Шумовский А.С. - ВМУ, 1982, 23, с.33.
41. Френкель Я.И. - ЖФХ, 1940, 14, с.305.
42. Леб Л.Б. Статическая электризация. Москва: Госэнергоиздат, 1963.
43. Корнфельд М.Н. - ФТТ, 1971, 13, с.474.
44. Молоцкий М.И. - ФТТ, 1976, 18, с.1763.
45. Misra A. - Appl.Phys., 1978, 16, p.196.
46. Финкель В.М. и др. - ФТТ, 1979, 21, с.1943.
47. Кольский Г., Рейдер Д. - В кн.: Разрушение, т.1, Москва: Мир, 1973, с.570.
48. Хатиашвили Н.Г. - Письма в ЖТФ, 1981, 7, с.1128.
49. Перельман М.Е., Хатиашвили Н.Г. - ДАН СССР, 1981, 256, с.824.
50. Хатиашвили Н.Г., Перельман М.Е. - ДАН СССР, 1982, 263, с.839.
51. Бивин Ю.К. и др. - ИАН СССР, мех.тверд.тела, 1982, №1, с.183.

52. Соболев Г.А. и др. ДАН СССР, 1980, 252, с.1353.
53. Демин В.М. и др. - ДАН СССР, 1981, 260, с.306.
54. Соболев Г.А. и др. - ДАН СССР, 1982, 267, с.1340.
55. Садовский М.А., Соболев Г.А., Мигунов Н.И. - ДАН СССР, 1979, 244, с.316.
56. Гохберг М.Б., Моргунов В.А., Аронов Е.П. - ДАН СССР, 1979, 248, с.1077.
57. Гохберг М.Б., Гуфельд И.П., Добровольский И.П. - ДАН СССР, 1980, 250, с.323.
58. Куксенко В.С., Килькеев К.Ш., Мирошниченко М.И. - ДАН СССР, 1981, 260, с.841.
59. Гуфельд И.П., Добровольский И.П. - ДАН СССР, 1981, 260, с.51.
60. Перельман М.Е., Хатиашвили Н.Г. - ДАН СССР, 1983, 271, с.80.
61. Белокопытов В.А. и др.-ДАН СССР, 1985, 280, с.575.
62. Анисимов С.В. и др. - ДАН СССР, 1985, 281, с.556.
63. Соболев Г.А. и др. - ДАН СССР, 1984, 276, с.583.
64. Минеев В.Н., Иванов А.Г. - УФН, 1976, 119, с.75.
65. Бакасов А.А., Юкалов В.И. - ТМФ, 1987, 72, с.132.
66. Бакасов А.А., Боголюбов Н.Н. (мл.), Шумовский А.С., Юкалов В.И. - ТМФ, 1987, 72, с.436.
67. Yukalov V.I. - Physica, 1977, 89A, p.363.
68. Yukalov V.I. - Phys.Lett., 1981, 81A, p.433.
69. Sinitsin S.V., Spirin A.N., Uspensky M.N. - Нур.Int., 1986, 29, p.1217.
70. Sinitsin S.V., Spirin A.N., Uspensky M.N. - Нур.Int., 1986, 29, p.1369.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 мая 1988 года.

Юкалов В.И.

P17-88-304

Свойства твердых тел с порами и трещинами

Построена простая модель твердого тела с порами и трещинами или другими областями разупорядочения. Исследованы условия устойчивости такого вещества в случае притяжения между частицами и отсутствия внешних воздействий. Обсуждается возможность возникновения фонон-фотонного сверхизлучения в совокупности заряженных трещин. Найдено относительное изменение вероятности эффекта Мёссбауэра для частично разупорядоченных систем по сравнению с упорядоченными. Это изменение хорошо согласуется с экспериментом.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Yukalov V.I.

P17-88-304

Properties of Solids with Pores and Cracks

A model of solids with pores and cracks or other regions of disorder is constructed. Stability conditions for such a matter are considered in the case of an effective attraction between particles and without external fields. The possibility of the appearance of the phonon-photon superradiance in the ensemble of charged cracks is discussed. The relative variation of the Mossbauer-effect probability for partially disordered systems, compared with completely ordered ones, is calculated and found to be in a very good agreement with experiment.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988