

УДК 539.67;548.4;631

**АМПЛИТУДНОЗАВИСИМОЕ ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ В CsI,
ОБУСЛОВЛЕННОЕ АНГАРМОНИЧЕСКИМИ КОЛЕБАНИЯМИ
И РАЗМНОЖЕНИЕМ ДИСЛОКАЦИЙ**

Н. А. Тяпунина, А. Л. Ломакин, Г. З. Курбанов

(кафедра молекулярной физики и физических измерений)

Приводятся результаты экспериментального исследования внутреннего трения в кристаллах CsI и их интерпретация с помощью ЭВМ-моделирования.

1. **Введение.** Монокристаллы иодистого цезия очень пластичны, при комнатной температуре предел текучести их, согласно [1], порядка 0,05 МПа. Поэтому в процессе измерения амплитудной зависимости внутреннего трения (АЗВТ) может происходить размножение дислокаций [2]. Исследования ориентационной зависимости внутреннего трения (ВТ) показали, что при комнатной температуре определяющий вклад вносит система легкого скольжения $\langle 100 \rangle \{110\}$ [2-4]. Вид зависимости ВТ от амплитуды скальвающего напряжения τ^0 в плоскости легкого скольжения для кристаллов CsI с ориентацией, благоприятной для движения дислокаций системы $\langle 100 \rangle \{110\}$, представлен в полулогарифмическом масштабе на рис. 1 (ориентация характеризуется углом α между направлением колебаний и осью четвертого порядка кристалла CsI). Как видно из рис. 1, АЗВТ может быть с достаточной степенью точности описана двумя экспоненциальными функциями с различными коэффициентами в показателе экспоненты. Результаты двукратного избирательного травления образцов в исходном состоянии и после окончания эксперимента показали, что в процессе измерений происходило размножение дислокаций. Эти данные позволяют предположить, что вид АЗВТ, приведенный на рис. 1, обусловлен вязким торможением при колебаниях и размножении дислокаций под действием ультразвука (УЗ).

В данной работе сделана попытка, используя метод моделирования на ЭВМ, дать интерпретацию АЗВТ при амплитудах, близких к динамическому пределу текучести, и путем сравнения экспериментальных и расчетных АЗВТ оценить параметры дислокационной структуры.

2. **Моделирование АЗВТ с помощью ЭВМ.** При амплитудах напряжений УЗ порядка динамического предела текучести τ^0_f в кристал-

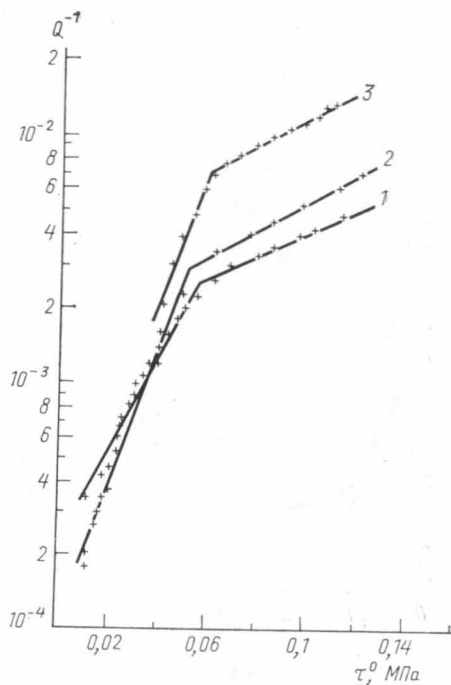


Рис. 1. Амплитудная зависимость внутреннего трения в CsI: $\alpha=30^\circ$, $f=106$ (1), 52 (2) и 32 кГц (3) соответственно

ле могут иметь место ангармонические колебания дислокационных сегментов и размножение дислокаций. Алгоритм, разработанный в [5—7], использовался для расчета на ЭВМ динамического предела текучести и вкладов во ВТ этих процессов. Сущность алгоритма заключается в следующем. По известной в момент времени t конфигурации дислокационного сегмента, используя уравнение движения дислокации в вязкой среде [8], находили его конфигурацию в момент времени $t + \Delta t$. При этом рассчитывали работу против силы трения. Суммируя работу на всех последовательных этапах эволюции источника дислокаций от прямолинейного отрезка в начальном состоянии до конечной конфигурации замкнутой дислокационной петли, получали потери энергии, вносимые отдельным источником при генерации одной петли. Мерой ВТ служила величина, обратная добротности, $Q^{-1} = \Delta W / 2W$. Здесь ΔW — работа, идущая на преодоление силы вязкого трения при переводе дислокационных сегментов из начального состояния при $t=0$ в состояние, достигаемое за период УЗ-колебаний T . Было принято, что в единице объема заключено N_0 не коррелирующих между собой источников дислокаций.

За динамический предел текучести τ_f^0 принималась амплитуда скальвающего напряжения, при которой источником Франка—Рида генерировалась замкнутая дислокационная петля в течение времени $T/2$.

Зависимость динамического предела текучести τ_f^0 от длины источника l при различных частотах УЗ приведена на рис. 2 (кривые 2—4).

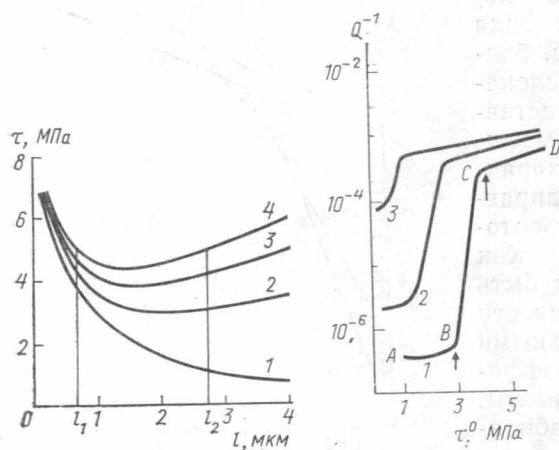


Рис. 2. Зависимости статического $\tau_{кр}$ (1) и динамического τ_f^0 (2, 3, 4) пределов текучести от длины источника дислокации l : $f = 32$ (2), 52 (3) и 66 кГц (4) ($B = 4,3$ мП)

Рис. 3. Амплитудная зависимость внутреннего трения при $f = 66$ кГц, рассчитанная с помощью моделирования на ЭВМ: $l^* = 1$ (1), 2 (2) и 5 мкм (3)

Кривая 1 рис. 2 соответствует случаю статической нагрузки и представляет собой зависимость критического напряжения от его длины l : $\tau_{кр} = Gb/(kl)$ (G — модуль сдвига, b — вектор Бюргерса, k — коэффициент порядка 1). При расчетах τ_f^0 использовались следующие константы: коэффициент динамического торможения $B = 4,3$ мП, $G = 0,63 \cdot 10^4$ МПа, $b = 4,56 \cdot 10^{-7}$ мм.

Для CsI так же, как и для кристаллов типа каменной соли [5], наблюдаются существенные различия между динамическим и статическим пределами текучести. В отличие от статического $\tau_{кр}$ динамический предел текучести τ_f^0 немонотонно зависит от длины источника дислокаций. На кривых $\tau_f^0(l)$ имеется минимум, положение которого смещается в сторону малых длин источников при увеличении частоты ультразвука. Эволюция источников малой длины ($l < 1$ мкм для рас-

смаатриваемого случая) протекает практически так же, как и при постоянном внешнем напряжении. Это обусловлено тем, что время образования замкнутой петли t^* для источников малых длин в случае постоянной нагрузки много меньше времени $T/2$. Для таких источников различия между динамическим и статическим пределами текучести невелики. С увеличением длины источника l возрастает время t^* , что приводит к изменению соотношения между t^* и $T/2$. Это вызывает значительное увеличение τ_f^0 по сравнению с $\tau_{кр}$.

Зависимость динамического предела текучести τ_f^0 от длины петли l и частоты УЗ f важно знать для определения вкладов в поглощение УЗ процессов колебания и размножения дислокаций при заданных условиях опыта. Так, например, для частоты УЗ $f=66$ кГц (кривая 4 рис. 2) источники всех длин колеблются при амплитудах напряжений $\tau^0 < 4,15$ МПа. При больших амплитудах, например при $\tau^0 = 5$ МПа, часть петель с $l < l_1$ и $l > l_2$ (см. рис. 2) будет совершать колебательное движение, а сегменты, длины которых лежат в интервале от l_1 до l_2 , будут работать как источники Франка—Рида.

Результаты расчетов АЗВТ, обусловленного процессами колебания и размножения дислокаций, представлены в полулогарифмическом масштабе на рис. 3. При расчетах принималось, что в единице объема находится $N_0 = 10^5 \text{ см}^{-3}$ источников дислокаций одинаковой длины l^* (длина источника варьировалась). На примере кривой 1 проанализируем характер полученных зависимостей ВТ от амплитуды напряжения. Стрелками на кривой 1 отмечены точки, соответствующие амплитудам $\tau_{кр}^0$ и τ_f^0 ($\tau_{кр}^0$ — амплитуда напряжения, при которой петля под действием ультразвука принимает критическую форму полуокружности с радиусом $R=l/2$). При значениях $\tau^0 < \tau_{кр}^0$, соответствующих участку АВ кривой 1, дислокационные сегменты совершают колебания с амплитудой, не превосходящей величину $l/2$ (назовем их «докритическими» колебаниями). На этом участке зависимость $Q^{-1}(\tau^0)$ относительно слабая. При амплитудах напряжения $\tau^0 > \tau_{кр}^0$ на участке ВС внутреннее трение обусловлено «закритическими» колебаниями, при которых дислокационные сегменты преодолевают критическую форму полуокружности. Здесь зависимость $Q^{-1}(\tau^0)$ описывается экспоненциальной функцией:

$$Q^{-1} = Q_0^{-1} \exp\{(\tau^0 - \tau_*^0)/\tau_k^0\}, \quad (1)$$

где τ_k^0 — численный коэффициент, τ_*^0 — амплитуда УЗ, начиная с которой зависимость $Q^{-1}(\tau^0)$ становится экспоненциальной, а $Q_0^{-1} = Q^{-1}(\tau_*^0)$. При амплитудах τ^0 , соответствующих участку CD кривой 1, энергия диссипируется в процессе размножения дислокаций. В этом случае зависимость $Q^{-1}(\tau^0)$ также может быть аппроксимирована экспоненциальной функцией, но численный коэффициент в показателе экспоненты τ_p^0 превосходит τ_k^0 .

Таким образом, установленные на основании результатов моделирования закономерности для амплитудной зависимости ВТ качественно согласуются с приведенными на рис. 1 экспериментальными данными. Изменение наклона прямых $\ln Q^{-1}(\tau^0)$ обусловлено, по данным моделирования, сменой процессов, вносящих наибольший вклад в поглощение энергии. Прирост заматаемой дислокацией площади при увеличении амплитуды УЗ на стадии закритических колебаний больше, чем на стадии размножения дислокаций, что приводит в последнем случае к уменьшению наклона прямых $\ln Q^{-1}(\tau^0)$. Сравнение кривых 1, 2 и 3 рис. 3 показывает, что при увеличении длины l^* внутреннее трение и величины τ_k^0 и τ_p^0 возрастают.

Рассмотрим теперь влияние частоты УЗ на закономерности амплитудной зависимости ВТ, обусловленного этими процессами. АЗВТ для трех различных значений f , построенные по данным моделирования, представлены на рис. 4, а. Обращает на себя внимание инверсия частотной зависимости ВТ. При малых амплитудах УЗ, когда колеблющиеся сегменты еще не преодолевают критическую конфигурацию, Q^{-1} растет с увеличением f . Если имеют место закритические колебания и размножение дислокаций, потери энергии уменьшаются с повышением частоты УЗ. Частотная зависимость ВТ при малых τ^0 обусловлена увеличением силы вязкого торможения при увеличении f . При больших τ^0 определяющую роль играет стадия эволюции сегмента. Последняя определяется соотношением между величинами τ^0 и τ^0_f .

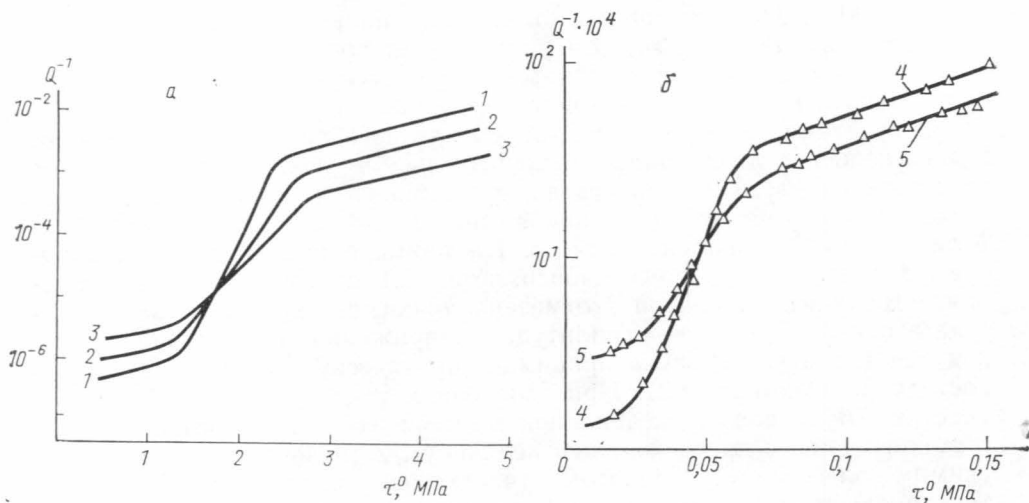


Рис. 4. Зависимости $Q^{-1}(\tau^0)$, рассчитанные при $l^*=2$ мкм (а): $f=32$ (1), 52 (2) и 66 кГц (3) и экспериментальные при $\alpha=20^\circ$ (б): $f=52$ (4) и 106 кГц (5)

Увеличение f приводит к росту τ^0_f . При постоянном значении τ^0 это вызывает уменьшение числа сегментов, генерирующих замкнутые петли, и сегментов, совершающих закритические колебания, что и приводит к уменьшению Q^{-1} с ростом f . Отметим, что инверсия частотной зависимости ВТ имеет место для любых распределений источников по длинам, а не только для δ -функции распределения, использованной при получении приведенных выше данных (рис. 3 и 4, а).

Наличие инверсии частотной зависимости ВТ подтверждается экспериментальными данными, например АЗВТ, полученной на образцах CsI при $\alpha=20^\circ$ и $f=52$ и 106 кГц (рис. 4, б). Инверсия частотной зависимости ВТ происходит при амплитуде УЗ $\tau^0 \approx 0,06$ МПа, что близко к значению приведенного выше предела текучести из [1].

Таким образом, сравнение экспериментальных результатов и данных моделирования позволяет утверждать, что поглощение УЗ в CsI в рассматриваемом интервале амплитуд напряжений обусловлено механизмом вязкого торможения дислокаций в процессах закритических колебаний и размножения дислокаций.

3. Определение параметров дислокационной структуры. Задача заключается в том, чтобы при моделировании подобрать такие параметры, при которых графики АЗВТ, рассчитанные описанным выше

методом, совпадали с экспериментальными в пределах точности измерений. Тогда параметры, использованные при моделировании, можно считать эффективными параметрами дислокационной структуры исследуемого образца. Точность измерения внутреннего трения для одного образца составляет 5%, для серии образцов — 10—15% и зависит от точности совпадения резонансных условий для пьезокварца и образца в данной серии. Точность расчетов на ЭВМ задается и равна 1%.

Для сравнительного анализа был взят график зависимости ВТ от амплитуды напряжения (кривая 2 на рис. 1, а из [2]). Эти результаты были получены на образце CsI, благоприятно ориентированном для движения дислокаций системы $\langle 100 \rangle \{110\}$ ($\alpha = 45^\circ$, $f = 66$ кГц). Образец был предварительно пластически деформирован ультразвуком и затем выдержан при комнатной температуре в течение суток. Результаты измерения АЗВТ представлены на рис. 5 сплошной линией 1. Штрихпунктирная кривая 2 рис. 5 построена по данным машинного эксперимента. Как видно из рис. 5, экспериментальная и расчетная АЗВТ в пределах ошибок измерений совпадают. Определенные по этим кривым коэффициенты в показателе экспоненты формулы (1) представлены ниже. Наилучшее согласие между экспериментальными и расчетными

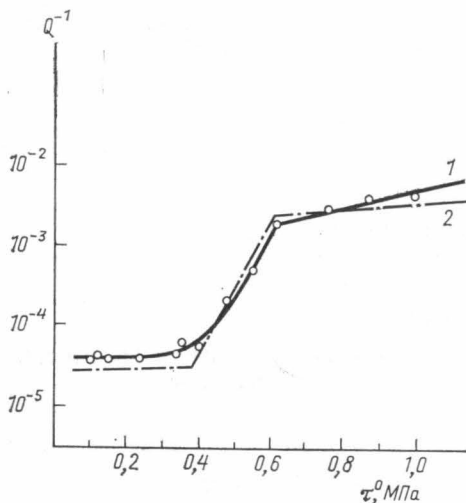


Рис. 5. Амплитудные зависимости внутреннего трения при частоте УЗ $f = 66$ кГц: экспериментальные результаты при $\alpha = 45^\circ$ (1) и данные моделирования на ЭВМ (2)

	По экспериментальным данным	По данным моделирования
τ_k^0 , МПа . . .	0,21	0,19
τ_p^0 , МПа . . .	0,59	0,65

АЗВТ получили, когда функция распределения источников по длинам имела вид $N(l) = N_0(l/l_0)^2 \exp(-l/l_0)$. Здесь $l_0 = 1,7$ мкм — средняя длина источников дислокаций, а $N_0 = k'\rho$, где k' — размерная константа, а плотность дислокаций ρ увеличивалась с ростом амплитуды УЗ по экспоненциальному закону [9]. Коэффициент динамического торможения B оказался равным 0,25 мП. Значение B попадает в интервал от 0,17 до 0,43 мП, определенный при импульсном нагружении кристалла CsI в [10].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Урусовская А. А. Автореф. докт. дис. М. (ИКАН СССР), 1983.
 [2] Тяпунина Н. А., Наими Е. К., Курбанов Г. З. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1985. 26, № 6. С. 64—68. [3] Курбанов Г. З., Тяпунина Н. А. Деп. ВИНТИ № 1031-82. М., 1982. [4] Тяпунина Н. А., Курбанов Г. З. // Взаимодействие дефектов кристаллической решетки и свойства металлов.

Тула: Изд. ТПИ, 1983. С. 30—33. [5] Тяпунина Н. А., Благовещенский В. В. // ДАН СССР. 1980. 254. № 4. С. 869—871. [6] Благовещенский В. В., Тяпунина Н. А. // ЭВМ и моделирование дефектов в кристаллах. Л.: Изд. ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 1982. С. 96—97. [7] Тяпунина Н. А., Благовещенский В. В. // Phys. Stat. Solidi (a). 1982. 69. P. 77—83. [8] Тяпунина Н. А., Ломакин А. Л., Благовещенский В. В. // Взаимодействие дефектов кристаллической решетки и свойства металлов и сплавов. Тула: Изд. ТПИ, 1985. С. 3—6. [9] Тяпунина Н. А., Благовещенский В. В., Зиненкова Г. М., Ивашкин Ю. А. // Изв. вузов, Физика. 1982. № 6. С. 118—128. [10] Даринская Е. В. Автореф. канд. дис. М. (ИКАН СССР), 1983.

Поступила в редакцию
26.05.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 5

УДК 621.315.592

НАСЫЩЕНИЕ ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ПРЯМОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

М. Г. Дубенская, Т. М. Ильинова, А. Б. Павельев

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Показано, что динамическое изменение разности населенностей является основным механизмом насыщения при двухфотонном возбуждении прямозонного полупроводника типа GaAs пикосекундными импульсами света вплоть до интенсивностей порядка 600 МВт/см².

Экспериментально было обнаружено [1], что при двухфотонном возбуждении кристалла GaAs вблизи края зоны импульсами длительностью $\tau_n = 2 \cdot 10^{-11}$ с и интенсивностью $10^8 \div 10^9$ Вт/см² наблюдалось отступление от обычного закона двухфотонного поглощения в слабом световом поле. Это отступление может быть обусловлено следующими механизмами: поглощением на свободных носителях, динамическим изменением разности населенностей, изменением статистических свойств лазерного света, насыщением промежуточных примесных уровней. В данной работе проанализирован вклад в двухфотонное поглощение от динамического изменения разности населенностей. Роль других механизмов обсуждается в заключении.

Теоретическая модель для расчета нелинейного поглощения. Согласно модели Кейна [2], полупроводник со структурой цинковой обманки имеет невырожденную зону проводимости $c(\alpha, \beta)$: $\epsilon(\mathbf{k}) = E_g + \hbar^2 k^2 / 2m_c$ и трижды вырожденную валентную зону: $\epsilon(\mathbf{k}) = -\hbar^2 k^2 / 2m_n$ — для зоны тяжелых дырок $1(\alpha, \beta)$, $\epsilon(\mathbf{k}) = -\hbar^2 k^2 / 2m_h$ — для зоны легких дырок $2(\alpha, \beta)$, $\epsilon(\mathbf{k}) = -\Delta - \hbar^2 k^2 / 2m_\Delta$ — для зоны, отщепленной за счет спин-орбитального взаимодействия $3(\alpha, \beta)$. Здесь E_g — ширина запрещенной зоны, Δ — величина спин-орбитального отщепления, m_c — эффективная масса электрона, m_n и m_h — эффективные массы тяжелых и легких дырок соответственно, m_Δ — эффективная масса дырки в отщепленной зоне, α и β соответствуют противоположным ориентациям спина. Вблизи дна зоны зависимость $\epsilon(\mathbf{k})$ можно считать параболической и изотропной.

Рассматривались переходы из зон тяжелых $1(\alpha, \beta)$ и легких $2(\alpha, \beta)$ дырок в зону проводимости $c(\alpha, \beta)$. Кинетическое уравнение