

Дислокационные неупругие явления при различных уровнях задемпфированности

В. Я. Белошапка, В. Г. Гурьянов

*Бердянский государственный педагогический институт им. П. Д. Осипенко,
Украина, 71440, г. Бердянск, ул. Шмидта, 4*

В. Я. Платков

*Харьковский государственный технический университет сельского хозяйства,
Украина, 61002, г. Харьков, ул. Артема, 44*

Статья поступила в редакцию 18 декабря 1998 г., после переработки 31 января 1999 г.

Численными методами изучена динамика установившихся колебаний единичной дислокационной петли в широком интервале частот вынужденных колебаний и при различных уровнях задемпфированности. Получены зависимости дислокационной деформации и рассеиваемой мощности от внешнего напряжения при различных уровнях задемпфированности. Изучены амплитудные зависимости таких интегральных характеристик динамики движения дислокаций, как внутреннее трение, дефект модуля упругости и их отношение. Установлено критическое значение уровня задемпфированности дислокационной петли, начиная с которого дислокационный гистерезис теряет статические и приобретает динамические черты. Исследованы особенности формирования дислокационного гистерезиса в условиях его трансформации от статического типа к динамическому.

Чисельними методами в широкому інтервалі частот вимушених коливань і при різних рівнях задемпфірування вивчено динаміку вимушених коливань одиначної дислокаційної петлі. Одержано залежності дислокаційної деформації і розсіюваної потужності від зовнішньої напруги при різних рівнях задемпфірування. Вивчено амплітудні залежності таких інтегральних характеристик динаміки руху дислокацій, як внутрішнє тертя, дефект модуля пружності та їх співвідношення. Встановлено критичне значення рівня задемпфірування дислокаційної петлі, починаючи з якого дислокаційний гістерезис втрачає статичні та набуває динамічні риси. Вивчено особливості формування дислокаційного гістерезису в умовах його трансформації від статичного типу до динамічного.

PACS: 74.25.Ld, 61.72.Nh, 62.40.+i

Квазивязкое торможение дислокаций, обусловленное передачей импульса различного рода элементарным возбуждениям, резко понижается при переходе в область низких температур. Особо сильное изменение оно претерпевает при NS -переходе в сверхпроводниках. В свою очередь, квазивязкое торможение, характеризуемое коэффициентом демпфирования B , существенно влияет на процесс преодоления дислокационной петлей локальных центров закрепления и, следовательно, на дислокационные неупругие свойства кристаллов (дефект модуля упругости, внутреннее трение) [1–12]. Можно ожидать, что это влияние с увеличением частоты внешней силы ω приведет не только к количественным изменениям, но

и качественно преобразует процесс формирования неупругих свойств. В связи с этим представляется важным изучение дислокационных неупругих явлений в широких интервалах значений B и частот колебаний. Такое исследование позволит, в частности, получить информацию о влиянии частоты вынужденных колебаний на наблюдаемое при NS -переходе изменение дислокационного амплитудно зависимого внутреннего трения, а также об изменении динамических характеристик дислокации вследствие уменьшения коэффициента электронной вязкости. Теоретический анализ влияния вязкости на динамику дислокаций и дислокационное внутреннее трение [1–12] показывает, что физическая картина явления в общем случае оказы-

ается сложной. В частности, происходит перенормировка вязкостью напряжения отрыва дислокационных сегментов от центров закрепления, процесс отрыва не всегда имеет катастрофический характер, влияние вязкости является существенно нелинейным эффектом, характер дислокационного гистерезиса с ростом уровня задемпфированности теряет статические и приобретает динамические черты [12]. При этом результаты известных теорий Гранато—Люкке [13] и Роджерса [14], описывающих амплитудно зависимые потери, оказались справедливыми только в частном предельном случае слабой задемпфированности дислокационной петли. Отметим, что влияние уровня задемпфированности дислокационной петли на внутреннее трение аналитически рассматривалось в [12], но сложность уравнений движения не позволила детально проанализировать явление и получить все характеристики внутреннего трения. Численными методами влияние вязкости на дислокационное амплитудно зависимое внутреннее трение при расположении центров закрепления на всей плоскости скольжения изучалось в [15, 16]. В [15] результаты моделирования приведены только для одной частоты $\nu = 10^5$ Гц при четырех значениях B , следовательно, отсутствует систематический анализ влияния уровня задемпфированности на внутреннее трение. Отметим, что в [15], в отличие от [13], на дислокационной петле нет узлов жесткой фиксации и вследствие этого отсутствует возвращающая сила линейного натяжения. При этом в [15] модель не может правильно отражать связь дислокационных потерь в амплитудно зависимой области с уровнем задемпфированности. В [16] вычисления декремента выполнены в квазистатическом приближении для эффективной частоты внешнего напряжения равной нулю. В связи с этим в [16] так же, как и в [13,14], рассмотрение энергетических потерь в амплитудно зависимой области не охватывает практически важные случаи.

Целью настоящей работы явилось изучение методами численного анализа динамики осцилляций дислокационной петли и неупругих явлений в широких диапазонах изменения частоты колебаний и вязкости.

Модель и методика вычислений

Анализировалось поведение единичной дислокационной петли длиной L_N с жестко фиксированными концами, содержащей вдоль исходного прямолинейного положения слабые центры закрепления. Их координаты вдоль линии дислокации задавались генератором псевдослучайных

чисел, приводящим к экспоненциальному закону распределения дислокационных сегментов L_c по длинам (L_c — расстояние между слабыми центрами). Анализ проводился в рамках известного приближения линейного натяжения при безактивационном отрыве дислокаций от слабых центров; L_N изменялось в пределах 10^{-6} – 10^{-4} м, а отношение L_N/L_c варьировалось от 10 до 150. При вычислениях принимали, что модуль сдвига $G = 10^{10}$ Па, вектор Бюргерса $b = 3 \cdot 10^{-10}$ м, линейное натяжение дислокации $C = 10^{-9}$ Н·м⁻¹, линейная плотность эффективной массы дислокации $A = 10^{-15}$ кг·м⁻¹. Вязкость варьировалась в интервале 10^{-8} Н·с/м² < B < 10^{-3} Н·с/м² при типичных значениях в большинстве материалов 10^{-7} – 10^{-4} Н·с/м² [4]. Внешнее напряжение изменялось как $\sigma = \sigma_0 \sin(\omega t)$, где σ_0 — амплитуда знакопеременного напряжения, $\omega = 2\pi\nu$ варьировалась в интервале частот 10^3 Гц < ν < $2 \cdot 10^6$ Гц. Прогибы дислокационной петли всегда оставались существенно меньше ее длины. Уравнение колебаний дислокационной петли имело вид

$$A \partial^2 u / \partial t^2 + B \partial u / \partial t + C \partial^2 u / \partial x^2 = b \sigma_0 \sin(\omega t) + b \sum_{i=1}^n \tau_i [(x - x_i) / x_0, (u - u_i) / u_0], \quad (1)$$

где τ_i — слагаемое, описывающее напряжение, возникающее вследствие взаимодействия дислокации с центром закрепления с координатами (x_i, u_i) ; (x_0, u_0) — характерный размер области взаимодействия центра закрепления с дислокацией в направлении x и u , он составлял 10^{-9} – 10^{-7} м. Для описания взаимодействия дислокации с центром закрепления использовалось приближение [16]

$$\tau(u) = \begin{cases} \tau_0 s (1 - s)^n & \text{при } |s| \leq 1, \\ 0 & \text{при } |s| > 1 \end{cases} \quad (2)$$

при $n = 2$ и $n = 500$, где $s = (u - u_i) / u_0$. Максимальная сила взаимодействия дислокации с центром закрепления оставалась всегда существенно меньше величины линейного натяжения C , а «угол атаки» не превышал $\pi/10$.

В рамках описанной модели вычислялись динамические характеристики дислокационной петли в процессе ее колебаний с различной амплитудой, а также такие ее интегральные характеристики, как гистерезисное внутреннее трение и дефект модуля упругости. Были изучены следующие за-

висимости, описывающие динамику дислокационной петли:

зависимость формы дислокационной петли $u(x)$ от времени и внешнего напряжения σ ;

зависимость сдвига фаз смещений различных участков дислокационной петли (по отношению к фазе внешнего напряжения) от уровня задемпфированности;

зависимость средней дислокационной деформации ϵ от σ ;

зависимость мощности P , рассеиваемой дислокационной петлей, от σ .

При интегрировании уравнения движения (1) использованы три численных метода, давших хорошее согласие: метод Массо [17] и явный и неявный конечно-разностные методы [18]. Основные результаты получены неявным конечно-разностным методом, позволившим вести счет с наибольшим временным шагом. Результаты, полученные численными методами в условиях установившегося режима колебаний петли, сопоставлялись с данными аналитического рассмотрения, когда это было возможно. Изменения начальных условий в уравнении (1) не влияли на вычисляемые характеристики, которые оставались постоянными в любой последующий период колебаний при $t > t_0$, где t_0 — время окончания неустановившихся колебаний. Значение t_0 зависело от величин ω и B и находилось эмпирическим путем. Максимальная величина скорости участков петли не превышала 800 м/с. Энергия ΔW , рассеиваемая дислокационной петлей за период колебаний T , оценивалась как площадь гистерезисной петли $\sigma(\epsilon)$:

$$\Delta W = \int_{t_i}^{t_i+T} \sigma(t) d\epsilon(t). \quad (3)$$

Дислокационную деформацию определяли по площади фигуры под дислокационной петлей:

$$\epsilon = \bar{u}bL_N, \quad (4)$$

где

$$\bar{u} = (1/L_N) \int_0^{L_N} u(x) dx. \quad (5)$$

Для логарифмического декремента затухания δ и дефекта модуля $\Delta G/G$ использованы соотношения

$$\delta = \Delta WG/\sigma_0^2, \quad (6)$$

и

$$\Delta G/G = G/(\pi\sigma_0) \int_0^{2\pi} \epsilon(\sigma) \sin(\omega t) d(\omega t). \quad (7)$$

Для представления результатов в компактной форме целесообразно перейти к нормированным безразмерным параметрам. Поскольку отдельные результаты сопоставлялись с данными [12–14], а также исходя из вида уравнения (1) и его граничных условий, были выбраны следующие нормированные координаты ξ и η и нормированное время θ :

$$\xi = x/L_N; \eta = u/L_N; \theta = (t/L_N)(C/A)^{1/2}.$$

Уравнение (1) в нормированных координатах имеет вид

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4} \partial^2 \eta / \partial \theta^2 + \gamma \partial \eta / \partial \theta - \frac{1}{4} \partial \eta^2 / \partial \xi^2 = \\ & = S + \sum_{i=1}^n \phi[(\xi - \xi_i)/\xi_0, (\eta - \eta_i)/\eta_0], \end{aligned} \quad (8)$$

где $\gamma = BL_N/[4(AC)^{1/2}]$ — нормированная вязкость; $S = b\sigma L_N/(4C)$ — нормированное напряжение; $\phi = (bL_N/4C)\tau[(\xi - \xi_i)/\xi_0, (\eta - \eta_i)/\eta_0]$ — силовой закон взаимодействия слабого центра закрепления с дислокацией в нормированных координатах; ξ_0 и η_0 — нормированные размеры области взаимодействия центра закрепления с дислокацией в направлениях ξ и η соответственно. Выражение для нормированной частоты имеет вид $\Omega = \omega L_N(A/C)^{1/2}$. При такой нормировке переменных безразмерная величина $\gamma\Omega$ определяет уровень задемпфированности дислокационной петли и совпадает с аналогичным параметром, используемым в [12]. Хотя характеристики неупругости и динамики дислокаций приведены как функции нормированных переменных, при обсуждении результатов используются также и реальные значения этих переменных.

Результаты исследования

Осцилляции дислокационной петли и неупругие явления при различных уровнях задемпфированности изучались в интервале амплитуд $0 < S_0 < 5S_{0c}$, где S_{0c} — нормированная критическая амплитуда напряжения, начиная с которой возможен безактивационный отрыв петли от центров закрепления. Установлены следующие зако-

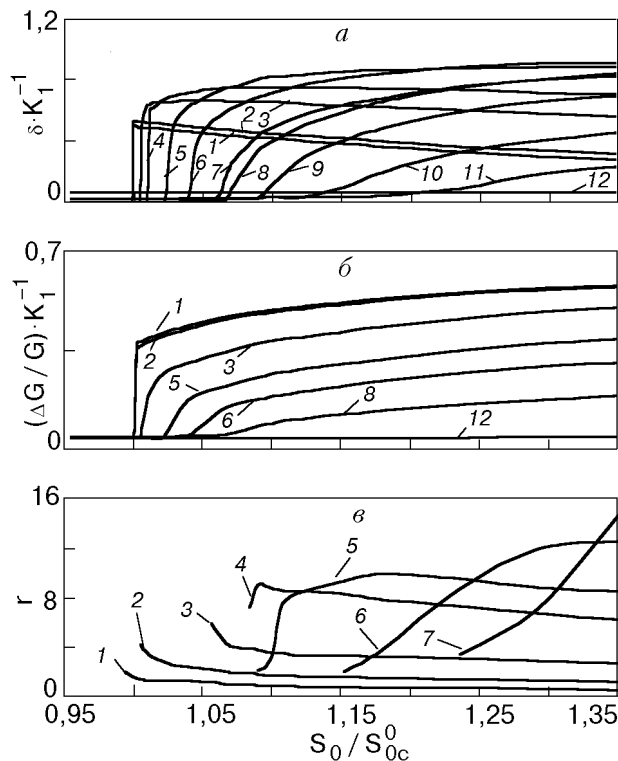


Рис. 1. Амплитудные зависимости декремента затухания (а), дефекта модуля (б) и отношения $r = \delta_n / (\Delta G / G)$ (в) при различных значениях произведения $\gamma\Omega$: 0,000031 (1); 0,031 (2); 0,31 (3); 0,53 (4); 0,95 (5); 1,2 (6); 2,0 (7); 3,1 (8); 4,1 (9); 6,2 (10); 9,3 (11); 14 (12) (а,б); $< 0,025$ (1); 0,25 (2); 1 (3); 2,5 (4); 3, 25 (5); 5 (6); 7,5 (7) (в). $K_1 = (4\Lambda G b^2 L_N^2) / (\pi^3 C)$, где Λ — длина дислокационных линий в единице объема.

номерности. Отрыв дислокационной петли, как находящейся в исходном состоянии вдоль расположения центров закрепления, так и перезакрепленной в процессе движения, всегда имеет катастрофический характер. Он возникает на центре закрепления с максимальным значением суммы длин соседних сегментов, а затем распространяется на всю длину петли. Время распространения отрыва всегда меньше четверти периода колебаний, за исключением случая наибольших значений произведения $\gamma\Omega$. Форма дислокационной петли $\eta(\xi)$, амплитудная зависимость внутреннего трения $\delta(S_0)$ и дефекта модуля $\Delta G/G(S_0)$ качественно изменяются при варьировании γ и Ω , но остаются неизменными, если выполняется условие $\gamma\Omega = \text{const}$. Это наблюдается во всем диапазоне S_0 , включая и амплитудно независимую область, поэтому данные о влиянии B и ω на изучаемые характеристики представлены как функции произведения $\gamma\Omega$.

При варьировании L_N/L_c зависимости $\delta(S_0)$ и $\Delta G/G(S_0)$ не претерпевали качественных и существенных количественных изменений и поэтому приводятся для конкретного значения L_N/L_c .

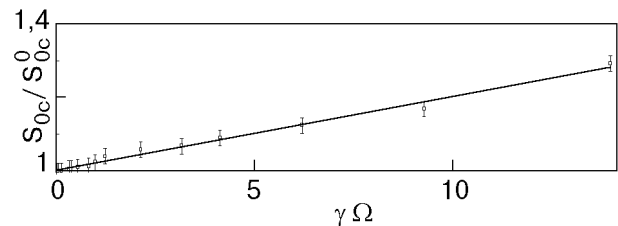


Рис. 2. Зависимость нормированной критической амплитуды внешнего напряжения, соответствующей началу отрыва дислокации от центров закрепления, от уровня задемпфированности $\gamma\Omega$.

Количественные же закономерности влияния величины L_N/L_c на амплитудные зависимости будут оговорены отдельно. На рис. 1 показаны амплитудные зависимости δ , $\Delta G/G$ и их отношения r при различных значениях $\gamma\Omega$ в интервале $2,5 \cdot 10^{-3} < \gamma\Omega < 25$ для $L_N/L_c = 20$. При $L_N/L_c > 12$ во всей амплитудно независимой области δ_i увеличивается пропорционально $\gamma\Omega$. Характер влияния $\gamma\Omega$ на амплитудные зависимости δ и $\Delta G/G$ свидетельствует о существовании такого критического значения уровня задемпфированности $(\gamma\Omega)_c = 0,025$, что при выполнении условия $\gamma\Omega < (\gamma\Omega)_c$ внутреннее трение не зависит от γ и Ω .

Значения критической амплитуды S_{0c} , полученные из зависимостей $\delta(S_0)$ и $\Delta G/G(S_0)$ при одном и том же $\gamma\Omega$, совпадают. С ростом $\gamma\Omega$ критическая амплитуда S_{0c} увеличивается (рис. 2). Хотя в области значений $\gamma\Omega < (\gamma\Omega)_c$ уровень задемпфированности $\gamma\Omega$ не влияет на зависимости $\delta(S_0)$ и $\Delta G/G(S_0)$, при $\gamma\Omega > (\gamma\Omega)_c$ они существенно меняются и ведут себя качественно различно. При $\gamma\Omega > (\gamma\Omega)_c = 0,025$ кривые $\delta(S_0)$ с ростом $\gamma\Omega$ становятся более пологими и максимумы на них смещаются в сторону больших S_0 , а δ в максимуме на зависимости $\delta(S_0)$ возрастает с увеличением $\gamma\Omega$, достигая наибольшей величины при $\gamma\Omega \approx 2,5$. При больших $\gamma\Omega$ максимум на $\delta(S_0)$ сменяется участком плато, на котором δ остается неизменным вплоть до максимальных S_0 . Плато начинается при $S_0 > (1,5-2)S_{0c}^0$, где S_{0c}^0 — значение S_{0c} при $\gamma\Omega < (\gamma\Omega)_c$. Величины δ на участке плато уменьшаются с ростом $\gamma\Omega$.

В отличие от $\delta(S_0)$ зависимости $\Delta G/G(S_0)$ монотонны и с ростом $\gamma\Omega$ смещаются в сторону больших S_0 , становясь более пологими (рис. 1,б). При $S_0 > 1,5S_{0c}^0$ на кривых $\Delta G/G(S_0)$ наблюдается плато. Дефект модуля на этих участках так же, как и декремент, монотонно убывает с ростом $\gamma\Omega$.

Величины отношения $r(S_0)$, полученные при $\gamma\Omega < (\gamma\Omega)_c$, не зависят от $\gamma\Omega$ и имеют максимальное значение 1,8–1,9, причем r уменьшается с ростом S_0 (рис. 1,в). С возрастанием же $\gamma\Omega$ при

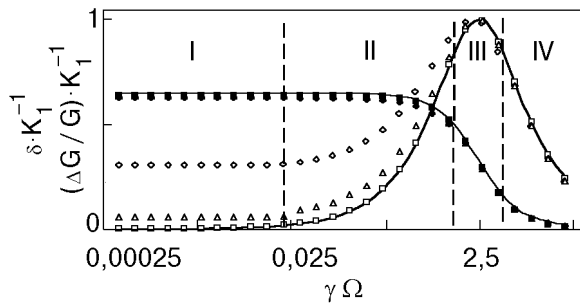


Рис. 3. Зависимость декремента затухания и дефекта модуля упругости (при фиксированных значениях амплитуды внешнего напряжения) от уровня демпфированности $\gamma\Omega$: \square , Δ – декремент при $S_0/S_{0c}^0 = 1,5$ и 3 соответственно; ∇ , \blacksquare – дефект модуля при $S_0/S_{0c}^0 = 1,5$ и 3 соответственно; \diamond – декремент при отсутствии на петле закрепляющих центров; линии — и — соответствуют декременту и дефекту модуля, рассчитанным по теории Гранато – Люкке при отсутствии на дислокационной петле центров закрепления.

$\gamma\Omega > (\gamma\Omega)_c$ максимальное значение r увеличивается и достигает $14,0-16,0$, а положение максимума на зависимости $r(S_0)$ смещается в сторону больших значений S_0 .

Для подробного анализа влияния уровня демпфированности $\gamma\Omega$ на амплитудно зависимые неупругие явления изучались $\delta(\gamma\Omega)_{S_0=\text{const}}$ и $\Delta G/G(\gamma\Omega)_{S_0=\text{const}}$ при фиксированных значениях S_0 (рис. 3). Такие зависимости получены для различных $S_0 = \text{const}$ из всего интервала амплитуд напряжений. На кривых $\delta(\gamma\Omega)_{S_0=\text{const}}$ имелись максимумы, которые с ростом S_0 вначале смещались в сторону больших значений $\gamma\Omega$, а при $S_0 \geq 1,5S_{0c}^0$ положение максимума вдоль оси $\gamma\Omega$ оставалось неизменным. При $S_0 \geq 1,5S_{0c}^0$ изменение фиксированных S_0 , при которых получены зависимости $\delta(\gamma\Omega)_{S_0=\text{const}}$, не влияло на величину декремента в области максимума и на всем участке значений $\gamma\Omega$ вправо от него. С ростом S_0 в области $S_0 > 1,5S_{0c}^0$ зависимости $\Delta G/G(\gamma\Omega)_{S_0=\text{const}}$ в этом же диапазоне значений $\gamma\Omega$ также оставались неизменными. На рис. 3 в полулогарифмических координатах показаны кривые $\delta(\gamma\Omega)_{S_0=\text{const}}$ и $\Delta G/G(\gamma\Omega)_{S_0=\text{const}}$, полученные при двух величинах S_0 и в отсутствие на дислокационной петле центров закрепления. Последние зависимости не изменяются с ростом S_0 . Для значений $\gamma\Omega$, соответствующих области максимума и правее

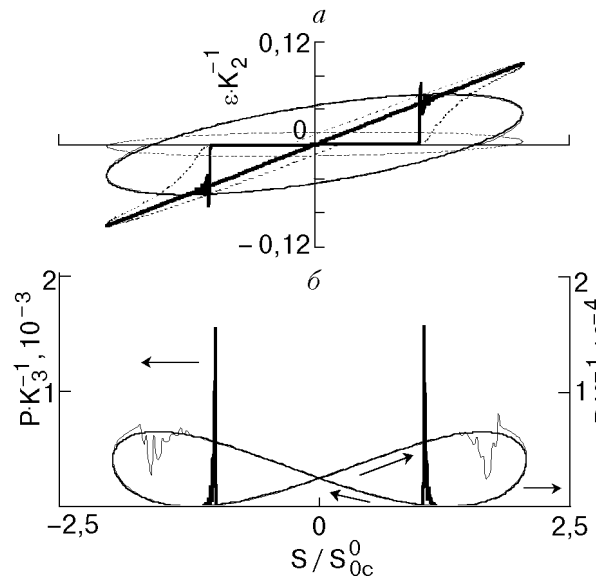


Рис. 4. Зависимости дислокационной деформации ϵ (а) и мощности P , рассеиваемой дислокационной петлей (б), от величины нормированного внешнего напряжения, полученные при фиксированной амплитуде $S_0/S_{0c}^0 = 2$ и различных значениях $\gamma\Omega$: $0,03$ (—); $0,3$ (- - -); 3 , в отсутствие на дислокационной петле центров закрепления (—); 15 (· · ·). $K_2 = (\Delta b L_N)$, $K_3 = (4C^{3/2})/(L_N A^{1/2})$.

него, они совпадают с аналогичными кривыми $\delta(\gamma\Omega)_{S_0=\text{const}}$, полученными при наличии на дислокационной петле центров закрепления. Зависимости $\Delta G/G(\gamma\Omega)_{S_0=\text{const}}$ являются монотонно убывающими и участок их наиболее быстрого спада всегда совпадает с положением максимума на аналогичной кривой декремента.

Увеличение L_N/L_c от 10 до 150 приводит к изменению $\delta(\gamma\Omega)_{S_0=\text{const}}$ и $\Delta G/G(\gamma\Omega)_{S_0=\text{const}}$ только в области левее максимума на зависимости декремента ($\gamma\Omega < 2,5$), и наибольшие изменения этих зависимостей наблюдаются при $\gamma\Omega < (\gamma\Omega)_c$, но и они оказываются несущественными. Так, в этом случае увеличение L_N/L_c от 10 до 150 приводит к росту δ лишь в $1,2$ раза.

На рис. 3 имеются четыре характерные области. В области *I* декремент практически не зависит от $\gamma\Omega$, а $\delta(S_0)$ после достижения максимума убывает как S_0^{-2} . В области *II* зависимость $\delta(\gamma\Omega)_{S_0=\text{const}}$ близка к линейной, тогда как в области *III* на ней наблюдается максимум. Область *IV* соответствует интервалу $\gamma\Omega$ правее максимума, и здесь потери обратно пропорциональны $\gamma\Omega$.

На рис. 4 представлены зависимости дислокационной деформации ϵ и мощности P , рассеиваемой дислокационной петлей, от внешнего напряжения S . Эти зависимости получены при различных значениях $\gamma\Omega$, но при одной и той же

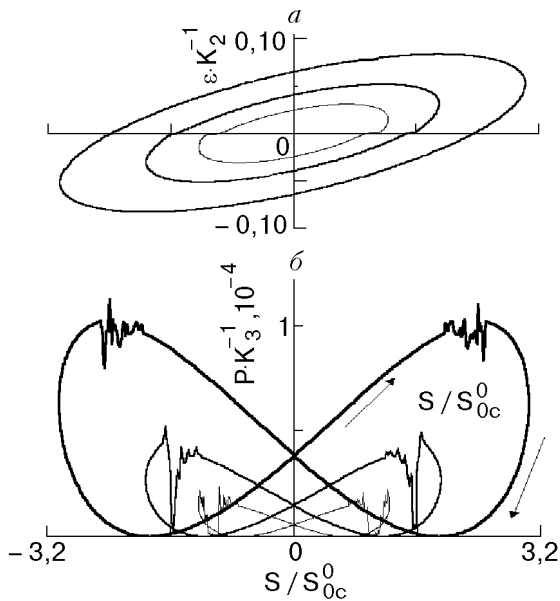


Рис. 5. Зависимости дислокационной деформации ε (а) и мощности P , рассеиваемой дислокационной петлей, (б), от величины нормированного внешнего напряжения, вычисленные при $\gamma\Omega = 2,5$ и различных S_0/S_{0c}^0 : 1,25 (---), 1,8 (—); 3 (—). $K_2 = (\Delta b L_N)$, $K_3 = (4C^{3/2})/L_N A^{1/2}$.

амплитуде S_0 и имеют вид гистерезисных петель. Характер гистерезисной петли качественно изменяется с ростом $\gamma\Omega$. При значениях $\gamma\Omega$, соответствующих области I на рис. 3, зависимость $\varepsilon(S)$ во время разгрузочной части периода колебаний имеет практически линейный характер. Дислокационная петля, возвращаясь в исходное положение, подходит к линии центров закрепления при нулевых значениях S с равновесной, практически прямолинейной формой. При дальнейшем росте S после полного отрыва дислокационная петля всегда совершает затухающие колебания с частотой, близкой к собственной частоте $\nu_0 = (2L_N)^{-1} (C/A)^{1/2}$. Представленные на рис. 4,б зависимости $P(S)$ свидетельствуют о том, что рассеяние энергии дислокационной петлей происходит преимущественно в момент времени непосредственно после отрыва и выхода ее к равновесному положению. Увеличение амплитуды S_0 вплоть до максимальных значений в указанном диапазоне не изменяет перечисленные особенности всех зависимостей для значений $\gamma\Omega$, соответствующих области I.

При значениях $\gamma\Omega$, соответствующих области II на рис. 3, кривая $\varepsilon(S)$ имеет качественно иной вид (рис. 4,а). Дислокационная петля возвращается к центрам закрепления при напряжениях отличных от нуля. При фиксированном S_0 с ростом $\gamma\Omega$ напряжение, при котором дислокационная петля возвращается к центрам, увеличивается, а протяженность участка прямой пропорциональности на зависимости $\varepsilon(S)$ вблизи S_{0c} сокращает-

ся. При S_0 , ненамного больших S_{0c} , этот участок на кривой $\varepsilon(S)$ с ростом $\gamma\Omega$ сокращается, но полностью не исчезает вплоть до самых больших значений $\gamma\Omega$. С увеличением же S_0 при $\gamma\Omega > (\gamma\Omega)_c$ этот участок полностью исчезает (рис. 5,а). При этом гистерезисная петля приобретает форму эллипса, который с ростом $\gamma\Omega$ разворачивается таким образом, что угол между большой полуосью эллипса и осью напряжений уменьшается. Эллипсы гистерезисных петель, полученных при фиксированных $\gamma\Omega$, но при различных S_0 , имеют параллельно ориентированные полуоси. При переходе в области III и IV продолжающийся рост $\gamma\Omega$ при фиксированном S_0 вызывает дальнейшие изменения эллипса гистерезисной петли: его площадь и угол между большой полуосью и осью напряжений убывает (рис. 4,а). Установлено, что для всех $\gamma\Omega$, при которых дислокационная петля при $S \approx S_{0c}$ возвращается к центрам закрепления, зависимости $\delta(\gamma\Omega)_{S_0=\text{const}}$ и $\Delta G/G(\gamma\Omega)_{S_0=\text{const}}$ совпадают с аналогичными, полученными при отсутствии на дислокации центров закрепления (рис. 3).

Такое совпадение, начавшись в области II, наблюдается в областях III и IV. С увеличением S_0 значение $\gamma\Omega$, при котором эти зависимости начинают совпадать, уменьшается, но даже при самых больших S_0 уровень задемпфированности никогда не смещается левее середины области II. Для $S_0 = 2S_{0c}^0$ такое совпадение начинается при $\gamma\Omega = 1,25$. При дальнейшем росте S_0 внешнее напряжение S , при котором петля возвращается к центрам закрепления, продолжает увеличиваться, и, когда S превосходит S_{0c} , наблюдается указанное совпадение кривых $\delta(\gamma\Omega)_{S_0=\text{const}}$. Однако, хотя зависимости $\delta(\gamma\Omega)_{S_0=\text{const}}$ в области максимума и правее него при различных значениях S_0 совпадают, поведение петли при ее прохождении через центры закрепления изменяется с ростом S_0 . При достижении амплитудой S_0 значений $(3-4)S_{0c}^0$ форма петли дислокации при ее возвращении к центрам закрепления существенно отклоняется от равновесной. Участки петли, примыкающие к ее краям, опережают по фазе центральную часть. Теперь отрыв от центров закрепления начинается независимо на обоих участках, примыкающих к краям петли, а затем распространяется на ее центральную часть (рис. 6). Проявление этой особенности поведения дислокационной петли усиливается при увеличении $\gamma\Omega$ и переходе от правой

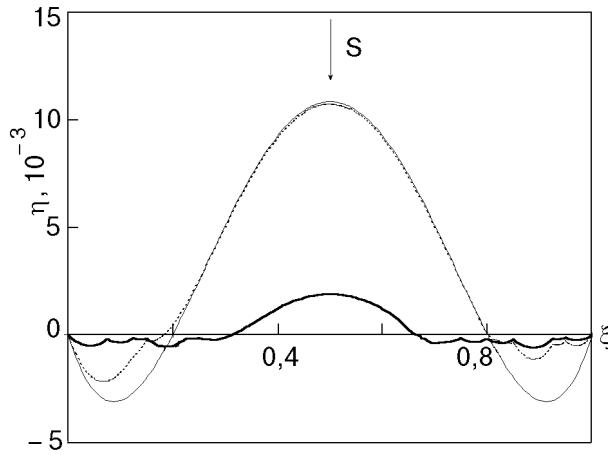


Рис. 6. Форма дислокационной петли в моменты времени, соответствующие прохождению петли через линию с центрами закрепления: $\gamma\Omega = 1,5$, $S_0/S_{0c}^0 = 3,5$ в момент времени $t = 1,6T$ (—); $\gamma\Omega = 15$, $S_0/S_{0c}^0 = 3,0$ для моментов времени $t_1 = 1,72T$ (---) и $t_2 = 1,73T$ (····).

половины области II к областям III и IV. В этих областях при $S_0 = (2,5-3) S_{0c}^0$ реализуется ситуация, когда краевые участки петли уже оторвались от центров закрепления, а центральная часть еще не достигла линии центров закрепления (рис. 6).

По мере роста $\gamma\Omega$ и при переходе из области I в области II, III и IV существенно меняются закономерности рассеяния энергии дислокационной петлей в течение периода колебаний (рис. 4,б, 5,б). В отличие от области I, в которой энергия петли рассеивается непосредственно после ее отрыва в ходе последующих осцилляций, в областях III и IV рассеяние энергии дислокацией происходит практически в течение всего периода колебаний. Оно отсутствует только в моменты наибольшего отклонения дислокационной петли от положения равновесия, а также на участке гистерезисной петли вблизи $S/S_{0c} \approx 1$, если при этом на зависимости $\epsilon(S)$ имеется прямолинейный участок, соответствующий закреплённому состоянию дислокационной петли. Отрыв петли при наличии такого участка в областях II-IV значений $\gamma\Omega$ всегда сопровождается скачкообразным увеличением мощности рассеяния P , что также характерно и для области I.

Обсуждение результатов

При $\gamma\Omega < (\gamma\Omega)_c$ вид амплитудных зависимостей внутреннего трения и характер их изменения согласуется с теоретическими представлениями, развитыми в [13] и обобщенными на случай больших амплитуд в [14]. Максимум на кривой $\delta(S_0)$ при $S_0 = S_{0c}$ обусловлен катастрофическим характером отрыва петли. Независимость δ_h от $\gamma\Omega$ и

убывание его с ростом S_0 при $S_0 > S_{0c}$ свидетельствуют об отсутствии в данной области значений $\gamma\Omega$ амплитудно зависимых динамических потерь. На это также указывает зависимость $\delta(\gamma\Omega)$, вычисленная при отсутствии на дислокационной петле центров закрепления, которая хорошо согласуется с частотным профилем Гранато-Люкке (см. рис. 3). Численные значения декремента при $S_0 \approx S_{0c}$ и характер зависимости $\delta(S_0)$ при $S_0 > S_{0c}$, полученные нами, не совпадают с результатами [14]. Это связано с тем, что при подсчете δ мы рассматривали вклад только одной дислокационной петли. Поскольку в данном случае отрыв имеет катастрофический характер и происходит за время много меньше периода вынужденных колебаний, а наличие осцилляций на зависимости $\epsilon(S)$ не оказывает существенного влияния на площадь петли гистерезиса, дислокационная деформация ϵ с хорошей степенью точности может быть оценена в квазистатическом приближении. Для случая больших L_N/L_c , когда дислокационной деформацией перед отрывом можно пренебречь, ϵ описывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \epsilon &= \Lambda b^2 \sigma_{0c} / (2L_N - C) \int_0^{L_N} (xL_N x^2) dx = \\ &= \Lambda b^2 \sigma_{0c} L_N^2 / (12C). \end{aligned} \quad (9)$$

При этом выражение для декремента приобретает вид

$$\delta_h = \Lambda b^2 \sigma_{0c}^2 L_N^2 G / (12C \sigma_0^2). \quad (10)$$

Значения декремента при $S_0 = S_{0c}$ и характер его зависимости от S_0 при $S_0 > S_{0c}$, полученные численным методом, находятся в хорошем согласии с (10). Для анализа влияния степени задемпфированности на критическую амплитуду напряжения отрыва проводилось сопоставление форм дислокационного сегмента перед отрывом в условиях колебательного движения и в условиях статического нагружения. В последнем случае форма дислокационного сегмента перед отрывом при расположении центров закрепления в точках $x = 0$ и x_L находилась в аналитическом виде как решение уравнения

$$C(\partial^2 u / \partial x^2) + b\sigma = 0$$

и имела вид

$$u = \frac{b\sigma x L_c - b\sigma x^2}{2C}.$$

Сопоставление форм сегмента перед отрывом в условиях колебательного движения и в условиях статического нагружения показывает, что в области малых значений $\gamma\Omega$ (область *I* на рис. 3) они практически не различаются. Этот факт объясняет отсутствие влияния в области *I* величины $\gamma\Omega$ на критическую амплитуду напряжения отрыва. В связи с тем, что промежуток времени, необходимый дислокационной петле для достижения максимального прогиба после отрыва, намного меньше периода вынужденных колебаний и при этом осцилляции дислокационной петли вблизи равновесной конфигурации существенно не влияют на площадь гистерезисной петли $\epsilon(S)$, величина δ_h также остается неизменной при условии $\gamma\Omega < (\gamma\Omega)_c$.

Отсутствие влияния $\gamma\Omega$ на вид петли гистерезиса $\epsilon(S)$ и зависимости $\delta(S_0)$ и $P(S)$ позволяет сделать вывод, что при $\gamma\Omega < (\gamma\Omega)_c$ во всем изученном интервале значений S_0 дислокационный гистерезис имеет четко выраженный статический характер, а динамические амплитудно зависимые потери практически отсутствуют.

В отличие от области *I* в областях *II–IV* петля дислокационного гистерезиса с ростом $\gamma\Omega$ претерпевает качественные изменения (рис. 4, *a*) и теряет основной признак статического гистерезиса — независимость петли $\epsilon(S)$ от частоты и вязкости. В областях *II–IV* закономерности неупругих явлений не описываются в рамках модели статического гистерезиса [13]. Обобщение в [14] теории [13] также не может быть использовано для подобного описания, так как в [14] дислокационные амплитудно зависимые потери рассматриваются для случая, когда дислокационный гистерезис реализуется в условиях низкочастотной асимптотики частотного профиля Гранато—Люкке [13]. В нашем случае преодоление дислокационной петлей центров закрепления в областях *III* и *IV* вызывает гистерезис на частотах больших частоты максимума задемпфированного резонанса, где, в частности, отсутствует линейная зависимость динамических потерь от $\gamma\Omega$ (рис. 3). Результаты [14] могут лишь сопоставляться с данными, относящимися к левой половине области *II*, в которой зависимость $\delta(\gamma\Omega)_{S_0=\text{const}}$ близка к линейной. Результирующие потери (рис. 3) могут быть представлены в виде суммы гистерезисных потерь, вычисленных при значениях $\gamma\Omega$, соответствующих области *I*, и динамических потерь, вычисленных при отсутствии на дислокационной петле центров закрепления.

В области амплитуд $S_0 > 1,5S_{0c}^0$ совпадение зависимостей $\delta(\gamma\Omega)_{S_0=\text{const}}$ и $\Delta G/G(\gamma\Omega)_{S_0=\text{const}}$ с час-

тотным профилем Гранато—Люкке для δ и $\Delta G/G$ соответственно, а также наличие на амплитудных зависимостях δ и $\Delta G/G$ плато указывают на динамический характер гистерезиса. При этом гистерезисные потери статического типа практически полностью отсутствуют, так как при высоком уровне задемпфированности $\gamma\Omega$ и столь больших значениях S_0 дислокационная петля подходит к центрам закрепления при напряжениях больших S_{0c} и дополнительный сдвиг фаз между ϵ и S из-за взаимодействия дислокации с центрами закрепления не возникает. Уменьшение площади петли динамического гистерезиса с ростом $\gamma\Omega$ при $S_0 > 1,5S_{0c}^0$ согласуется с характером зависимости потерь этого типа от уровня задемпфированности в [13].

При значениях S_0 , ненамного превышающих S_{0c} , влияние центров закрепления на поведение дислокационной петли всегда существенно (рис. 1, *a, б* и 5) и гистерезисные потери отличны от нуля. Подсчет энергетических потерь за период с помощью выражений (3) и (4) не позволяет в общем случае разделить вклады гистерезисных потерь статического типа и вязких потерь. Однако при значениях S_0 , незначительно превышающих S_{0c} , о соотношении динамического и гистерезисного вкладов в результирующие потери можно судить исходя из следующих соображений. Гистерезисный вклад в энергию, рассеиваемую дислокацией в произвольный момент времени после отрыва, присутствует всегда, если дополнительный сдвиг фаз $\Delta\phi$ между ϵ и S , обусловленный предшествующим взаимодействием дислокации с закрепляющими центрами, отличен от нуля. В связи с этим гистерезисные потери реализуются в интервале времени между моментом начала отрыва и моментом достижения петель максимального прогиба. Рассеяние же энергии дислокацией непосредственно перед отрывом и в момент максимального прогиба петли полностью отсутствует, что следует из зависимости $P(S)$ (рис. 5, *б*). Энергия, рассеянная за указанный промежуток времени, содержащая как гистерезисные, так и динамические вклады, мала по сравнению с энергией, рассеянной за весь период, и убывает с увеличением $\gamma\Omega$. Это свидетельствует о незначительном вкладе гистерезисных потерь в результирующие и об уменьшении этого вклада с ростом уровня задемпфированности.

На отсутствие существенного вклада гистерезисных потерь в результирующие при $S_0 \gg S_{0c}$ убедительно указывает сравнение зависимостей $\epsilon(S)$ и $P(S)$ с аналогичными, полученными в случае, когда на дислокационной петле нет центров

закрепления (рис. 4, а, б). Как видно, несовпадение зависимостей наблюдается только в моменты прохождения дислокационной петлей линии центров закрепления. При этом наличие центров закрепления слабо сказывается на энергетических потерях за период колебаний.

Таким образом, при переходе в области II–IV происходит изменение характера дислокационного гистерезиса, статического на динамический. О смене характера дислокационного гистерезиса с ростом степени задемпфированности свидетельствует также поведение отношения $r = \delta_{\text{н}}/(\Delta G/G)$ при различных $\gamma\Omega$ (рис. 1, в). Анализ [19] ограничен случаем статического гистерезиса и показывает, что максимальное значение r не превышает двух и убывает с ростом амплитуды внешнего напряжения. Кривые $r(S_0)$, полученные нами для $\gamma\Omega$, соответствующих области I, также не зависят от $\gamma\Omega$, максимальное $r = 1,8\text{--}1,9$, причем r определяется величиной S_0 : с ростом S_0 значение r уменьшается. Однако с увеличением $\gamma\Omega$ при переходе в области II–IV, в которых дислокационный гистерезис начинает приобретать динамические черты, максимальное r резко возрастает, достигая значений 14–16 и более, а положение максимума на зависимости $r(S_0)$ с ростом $\gamma\Omega$ смещается в сторону больших значений S_0 .

В эксперименте именно максимальное значение $r(r_{\text{max}})$ и вид зависимости $r(S_0)$ могут свидетельствовать о реализации ситуации статического, смешанного или динамического дислокационного гистерезиса либо указывать на замену одного типа гистерезиса другим. Так, в опытах по изучению амплитудных зависимостей внутреннего трения и дефекта модуля упругости в условиях резкого изменения B (например, изменение электронного торможения дислокаций при сверхпроводящем переходе) реально изменение характера дислокационного гистерезиса. Доказательством этого может быть изменение величины r_{max} с одновременным смещением зависимости $r(S_0)$ вдоль оси S_0 .

Наблюдаемое влияние вязкости на внутреннее трение во всем интервале амплитуд напряжений S_0 (рис. 1) хорошо согласуется с экспериментально установленным изменением внутреннего трения металлов при сверхпроводящем переходе [20–22]. Так, с увеличением вязкости внутреннее трение в области больших амплитуд напряжений возрастает, тогда как при напряжениях, ненамного превышающих σ_{0c} , убывает. Зависимость критической амплитуды напряжения отрыва от $\gamma\Omega$ (см. рис. 2) показывает, что возрастание B на 3–3,5 порядка при начальных значениях $B =$

$= 10^{-7}\text{--}10^{-6}$ Н·с/м² в килогерцевом и мегагерцевом диапазонах частот приводит к увеличению σ_{0c} лишь на 10–25%, что также согласуется с экспериментальными данными о внутреннем трении в этом диапазоне частот [20–22].

Полученные результаты позволяют сделать вывод еще об одной особенности влияния NS-перехода на дислокационное амплитудно зависимое внутреннее трение сверхпроводников. Если в N -состоянии $\gamma\Omega < (\gamma\Omega)_c$, то влияние NS-перехода должно отсутствовать, при $B = 10^{-4}$ Н·с/м² это условие выполняется при $\omega < 10^{-5}(L_N)^{-2}$ Гц.

В заключение подчеркнем, что установленные закономерности поведения неупругих свойств наблюдаются при расположении центров закрепления вдоль исходного прямолинейного положения дислокации. Результаты для случая расположения центров закрепления по всей плоскости скольжения дислокации во многом качественно отличаются и будут опубликованы в дальнейшем.

Считаем приятным долгом поблагодарить В. Д. Нацика за интерес к работе и ценные замечания.

1. У. Мэзон, в кн.: *Физическая акустика*, Мир, Москва (1969) Т.4А, с.345.
2. A. V. Granato, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 660 (1971).
3. A. V. Granato, *Phys. Rev.* **B4**, 2196 (1971).
4. М. И. Каганов, В. Я. Кравченко, В. Д. Нацик, *УФН* **11**, 655 (1973).
5. В. Л. Инденбом, Ю. З. Эстрин, *Письма в ЖЭТФ* **17**, 675 (1973).
6. Ю. З. Эстрин, *ФНТ* **1**, 91 (1975).
7. В. Л. Инденбом, В. М. Чернов, *ФТТ* **21**, 1311 (1979).
8. A. I. Landau, *Phys. Status Solidi* **61**, 555 (1980).
9. S. Asano, *J. Phys. Soc. Jpn.* **29**, 952 (1970).
10. A. I. Landau, *Phys. Status Solidi* **65**, 119 (1981).
11. A. I. Landau, *Phys. Status Solidi* **65**, 415 (1981).
12. А. М. Рощупкин, В. Я. Платков, *ФНТ* **7**, 1201 (1981).
13. A. V. Granato and K. Lucke, *J. Appl. Phys.* **27**, 583 (1956).
14. D. H. Rogers, *J. Appl. Phys.* **33**, 781 (1962).
15. В. И. Белан, А. И. Ландау, *ФММ* **65**, 259 (1988).
16. R. B. Schwarz, *Acta Met.* **29**, 311 (1981).
17. И. С. Березин, Н. П. Жидков, *Методы вычислений*, Физматгиз, Москва (1962), т.2.
18. Г. И. Марчук, *Методы вычислительной математики*, Наука, Москва (1989).
19. A. V. Lebedev, *Phil. Mag.* **A74**, 137 (1996).
20. В. Я. Платков, Л. Н. Полунина, В. И. Старцев, *ФТТ* **13**, 1881 (1971).
21. В. Я. Платков, Л. Н. Полунина, В. И. Старцев, *ФТТ* **14**, 2772 (1972).
22. В. Я. Белошапка, В. Я. Платков, *ФНТ* **8**, 1247 (1982).

Inelastic dislocation phenomena at different levels of damping

V. Ya. Beloshapka, V. G. Gurianov,
and V. Ya. Platkov

The dynamics of steady-state oscillations of a single dislocation loop has been studied by numerical methods in a wide range of forced oscillation frequencies and at different levels of damping. The dependences of the dislocation loop shape, disloca-

tion-caused deformation and the scattered energy upon the external stress are calculated at different levels of damping. The amplitude dependences of the integral characteristics of the dislocation motion dynamics such as internal friction, defect of elastic modulus and their correlation are studied. The critical level of damping of the dislocation loop is found at which the dislocation hysteresis starts changing from static to dynamic properties. The features of the formation of dislocation hysteresis are investigated during its static-to-dynamic transformations.