

Резонансное взаимодействие стенки краевых дислокаций с бегущей звуковой волной

© А.А. Назарова, С.В. Дмитриев, А.И. Пшеничнюк, Р.Р. Мулюков

Институт проблем сверхпластичности металлов РАН,
Уфа, Россия

E-mail: Asiya_nazarova@mail.ru

(Поступила в Редакцию 12 октября 2009 г.

В окончательной редакции 18 февраля 2010 г.)

Исследована динамика бесконечной стенки краевых дислокаций, а также фрагментов такой стенки при их взаимодействии с монохроматической звуковой волной, имеющей ненулевой волновой вектор, при учете массы дислокаций. Показано значительное возрастание скорости дрейфа фрагментов стенки при приближении частоты звуковой волны к собственным частотам малоамплитудных колебаний, среди которых имеется и нулевая частота. Для бесконечной стенки отмечается аналогичное возрастание скорости дрейфа на малых частотах, а также на частотах, близких к половине максимальной частоты малоамплитудных колебаний стенки. Практическую значимость имеет резонансное возрастание скорости дрейфа при малых частотах звуковой волны.

1. Введение

Ультразвуковое поле, взаимодействуя с дислокациями в кристалле, действует на них с силой, изменяющейся по времени [1–5]. При этом наблюдается ряд интересных явлений, таких как самоорганизация дислокационных ансамблей [6,7], поперечное скольжение [8], дислокационные реакции (например, разрыв диполя [9]) и т.д.

На практике результатом такого взаимодействия является изменение механических свойств материала. Наиболее важным эффектом считается повышение пластичности за счет снятия внутренних напряжений, создаваемых в материале предварительной пластической деформацией [10–12], что особенно актуально для высокопрочных материалов, получаемых современными деформационными методами. Также оказывается возможным локальное изменение свойств и микроструктуры материала при воздействии на него сфокусированного пучка ультразвуковых волн [13]. Ультразвук может быть использован для улучшения свойств поверхности металла, например, посредством воздействия металлического индентора, вибрирующего на высокой частоте [4,14].

В работах, посвященных исследованию влияния ультразвука на дефектные структуры в кристалле, как правило, рассматривают бесконечно длинные звуковые волны и пренебрегают инерционным слагаемым в уравнениях движения дислокаций [5–9,15,16]. В настоящей работе такое исследование проводилось для стенки одноименных краевых дислокаций с учетом конечной длины звуковой волны и массы дислокаций. С другой стороны, в данном исследовании не учитывается влияние барьера Пайерлса–Набарро, а также тот факт, что прямолинейные дислокации в кристалле имеют конечную длину, определяемую расстоянием между препятствиями.

Сначала мы приводим уравнения движения, описывающие взаимодействие краевых дислокаций друг с другом и с бегущей волной сдвиговых напряжений, а затем эти уравнения решаются численно. Также мы рассчитываем

собственные частоты малоамплитудных колебаний фрагментов дислокационных стенок и бесконечно длинной дислокационной стенки, что помогает анализировать получаемые результаты.

2. Описание модели

Рассматривалась бесконечная вертикальная стенка из одноименных краевых дислокаций, параллельных оси z и скользящих в плоскости xz , а также фрагменты такой стенки, включающие N дислокаций (рис. 1, *a*). Переползание дислокаций не рассматривалось, поэтому они могут скользить только вдоль оси x . Векторы Бюргера таких дислокаций имеют только одну ненулевую компоненту: $\mathbf{b}_n = (b_n, 0)$. Положение n -й дислокации характеризуется радиус-вектором $\mathbf{r}_n = (x_n, y_n)$. Расстояние между ближайшими дислокациями в стенке и в ее фрагментах равно d .

Уравнение движения n -й дислокации имеет вид

$$\rho b_n^2 \ddot{x}_n + \gamma \dot{x}_n = b_n \tau_n + b_n \tau_0 \cos(\Omega t - k_x x_n - k_y y_n), \quad (1)$$

где ρb_n^2 — масса единицы длины дислокации, ρ — плотность упругой среды, γ — коэффициент вязкости. Первый член в правой части уравнения (1) дает силу, действующую на n -ю дислокацию в поле сдвиговых напряжений, созданных остальными дислокациями. Второй член описывает силу со стороны волны сдвигового напряжения, имеющей амплитуду τ_0 , частоту Ω и волновой вектор $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$.

Выражение для τ_n в уравнении (1) определяется суммированием вкладов со стороны всех дислокаций системы с использованием известного решения теории упругости для поля сдвиговых напряжений, созданных

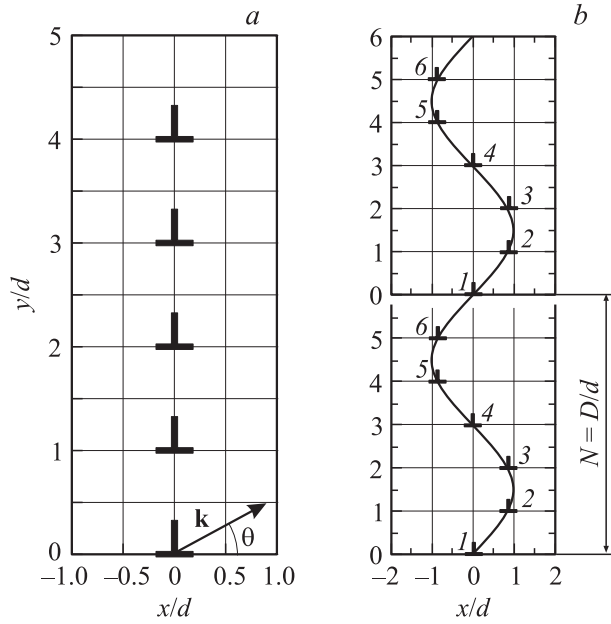


Рис. 1. *a)* Дислокационная стенка с расстоянием между дислокациями, равным d . Рассматриваются фрагменты стенки с числом дислокаций от $N = 1$ до 6 при сохранении расстояния между дислокациями равным d (на рисунке показан случай $N = 5$). По осям отложены безразмерные координаты $x/d, y/d$. \mathbf{k} — волновой вектор, определяющий направление распространения волны сдвигающих напряжений. *b)* Колебательная мода дислокационной стенки с длиной волны $6d$. Мода представлена шестью бесконечными прямолинейными стенками с расстоянием между дислокациями $6d$.

краевой дислокацией [17],

$$\tau_n = \frac{\mu}{2\pi(1-\nu)} \sum_{m \neq n} \frac{b_m(x_n - x_m)[(x_n - x_m)^2 - (y_n - y_m)^2]}{[(x_n - x_m)^2 + (y_n - y_m)^2]^2}, \quad (2)$$

где $\mathbf{b} = (b_m, 0)$ — вектор Бюргера m -й дислокации, имеющей радиус-вектор $\mathbf{r}_m = (x_m, y_m)$, а μ, ν — модуль сдвига и коэффициент Пуассона, характеризующие свойства изотропной упругой среды.

Выражение (2) использовалось нами для изучения динамики кластеров конечного числа дислокаций. Для бесконечной дислокационной стенки его применение непрактично из-за дальнедействующего характера упругих полей дислокаций. Для решения этой проблемы мы представляли бесконечную стенку с расстоянием между дислокациями, равным d , в виде N вложенных друг в друга прямолинейных дислокационных стенок, в каждой из которых расстояние между дислокациями равно $D = Nd$ и каждая из которых движется как единое целое в поле, создаваемом остальными стенками и звуковой волной. Таким образом, появилась возможность описать движение рассматриваемой дислокационной стенки системой прямолинейных стенок, имеющей N степеней свободы. На рис. 1, *b* схематически изображена одна из колебательных мод стенки при $N = 6$. На схеме номер каждой дислокации является также номером

соответствующей прямолинейной стенки, которой эта дислокация принадлежит. Этот подход позволил использовать известное решение теории упругости для поля сдвиговых напряжений, созданных бесконечной дислокационной стенкой [17], и записать

$$\tau_n = \frac{\pi\mu}{D^2(1-\nu)} \times \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^N \frac{b_m(x_n - x_m) [\cosh \frac{2\pi}{D}(x_n - x_m) \cos \frac{2\pi}{D}(y_n - y_m) - 1]}{[\cosh \frac{2\pi}{D}(x_n - x_m) - \cos \frac{2\pi}{D}(y_n - y_m)]^2}, \quad (3)$$

где (x_n, y_n) и (x_m, y_m) — координаты дислокаций, принадлежащих n -й и m -й стенкам соответственно, а τ_n — поле сдвиговых напряжений, действующих на любую из дислокаций n -й стенки со стороны всех остальных стенок. Таким образом, увеличивая размер ячейки периодичности N , мы можем последовательно наблюдать все большее число возможных колебательных мод стенки. При достаточно больших N этот подход позволяет более точно оценивать поведение бесконечной дислокационной стенки.

Полагая угол между волновым вектором \mathbf{k} и осью x равным θ , с учетом дисперсионного соотношения для звуковых волн $|\mathbf{k}| = \Omega\sqrt{\rho/\mu}$ находим

$$k_x = \Omega\sqrt{\frac{\rho}{\mu}} \cos \theta, \quad k_y = \Omega\sqrt{\frac{\rho}{\mu}} \sin \theta. \quad (4)$$

Определим собственные частоты колебаний бесконечной дислокационной стенки. Система уравнений для свободных колебаний имеет вид

$$\rho b^2 \ddot{x}_n = b_n \sum_{\substack{m=-\infty \\ m \neq n}}^{\infty} \tau_{mn}, \quad (5)$$

где по сравнению с (1) отброшены член, описывающий вязкость, и член, описывающий внешнюю силу со стороны звуковой волны. Здесь сдвиговое напряжение определяется по формуле (2) и суммирование ведется от $-\infty$ до $+\infty$. Если линеаризовать эту систему по малым перемещениям и искать ее решение в виде плоских волн, а также учесть, что $b_m = b_n = b$, то получим дисперсионное соотношение для малоамплитудных колебаний дислокаций этой стенки

$$\left(\frac{\omega}{\omega_{\max}}\right)^2 = \frac{(2\pi - q)q}{\pi^2}, \quad (6)$$

где $-\pi \leq q \leq \pi$ — волновое число, а ω_{\max} — частота на границе зоны Бриллюэна ($q = \pi$),

$$\omega_{\max}^2 = \frac{\pi\mu}{4(1-\nu)d^2\rho}. \quad (7)$$

В уравнениях (1)–(3) удобно перейти к безразмерным координатам и времени

$$t \rightarrow \frac{t}{\omega_{\max}}, \quad x_n \rightarrow x_n d, \quad y_n \rightarrow y_n d. \quad (8)$$

Если же теперь использовать рассмотренный выше подход, полагая, что стенка состоит из ячеек периодич-

ности, каждая из которых включает N дислокаций, то линеаризованная система уравнений собственных колебаний стенки, где сдвиговое напряжение определяется уже по формуле (3) и суммирование ведется от 1 до N , в новых координатах приобретает следующий вид:

$$\ddot{x}_n + \frac{2}{N^2} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^N \frac{x_n - x_m}{\sin^2(\pi \frac{n-m}{N})} = 0. \quad (9)$$

Определяемый этой системой набор частот задается соотношением

$$\left(\frac{\omega}{\omega_{\max}}\right)^2 = \frac{4n(N-n)}{N^2}, \quad n = 0, 1, \dots, N-1 \quad (10)$$

и является дискретным подмножеством выражения (6). С увеличением N выражение (10) покрывает зону Бриллюэна все плотнее. При четных N в дискретном наборе обязательно присутствует максимальная частота, при нечетных N — ее нет.

Уравнения (1) при подстановке в них выражения (3) в новых переменных приобретают вид

$$\begin{aligned} \ddot{x}_n + A_n \dot{x}_n &= \frac{4}{N^2} \\ &\times \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^N \frac{(x_m - x_n) \left[\cosh \frac{2\pi}{N}(x_m - x_n) \cos \frac{2\pi}{N}(m-n) - 1 \right]}{\left[\cosh \frac{2\pi}{N}(x_m - x_n) - \cos \frac{2\pi}{N}(m-n) \right]^2} \\ &+ B_n \cos \left[\frac{\Omega}{\omega_{\max}} (t - C_n x_n \cos \theta - C_n y_n \sin \theta) \right], \end{aligned} \quad (11)$$

где мы ввели коэффициенты

$$A_n = \frac{\gamma}{\rho b^2 \omega_{\max}}, \quad B_n = \frac{\tau_0}{\rho b d \omega_{\max}^2}, \quad C_n = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{1-\nu}}. \quad (12)$$

Аналогично можно переписать выражение (1) для случая, когда сдвиговые напряжения считаются по выражению (2).

Параметры модели. Для параметров модели возьмем значения величин, характерных для кристалла NaCl: $\rho = 2.17 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, $\mu = 1.8 \cdot 10^{10} \text{ Pa}$, $b = 4 \cdot 10^{-10} \text{ m}$, $\gamma = 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, $\tau_0 = 10^7 \text{ Pa}$, использовавшиеся в работе [8]. Для коэффициента Пуассона возьмем типичное значение $\nu = 1/3$. Характерное расстояние между дислокациями выберем равным $d = 10^{-7} \text{ m}$. Нами исследован интервал частот ультразвуковой волны $0 < \Omega < 1.1 \omega_{\max}$ и рассмотрены два значения угла, определяющего направление ее распространения: $\theta = 0$ и $\pi/4$.

Легко посчитать, что при этих значениях параметров $\omega_{\max} = 3.12 \cdot 10^{10} \text{ Hz}$, $A_n = 0.923$, $B_n = 0.119$, $C_n = 1.08$. Проводилось моделирование для этого и других наборов параметров. Далее представлены численные результаты для значений $A_n = 0.05$, $B_n = 0.005$ и $C_n = 1.08$. С таким выбором параметров (также реалистичным, см. далее) изучаемые физические эффекты выглядят более ярко.

Возьмем значения коэффициентов A_n и B_n меньше, чем это следует из набора параметров для NaCl. Из (12) видно, что коэффициенты A_n и B_n уменьшаются с уменьшением расстояния между дислокациями d (согласно (7) $\omega_{\max} \sim 1/d$). Уменьшение A_n может быть также обусловлено снижением коэффициента вязкости γ , что соответствует понижению температуры [18]. Коэффициент B_n также уменьшается просто с уменьшением амплитуды звуковой волны τ_0 .

Начальные условия. Полагаем, что в начальный момент времени $t = 0$ дислокации в стенке (или ее фрагменте) находятся в своих равновесных положениях и имеют нулевые начальные скорости. В момент $t = 0$ включается действие волны сдвигающих напряжений.

3. Результаты моделирования

Уравнения движения (11) интегрировались численно методом Рунге–Кутты четвертого порядка. Обозначим через $X(t)$ безразмерную координату центра масс дислокационной стенки (или ее фрагмента). После некоторого переходного периода наблюдалось установившееся движение центра масс, когда он двигался квазипериодически в положительном и отрицательном направлении оси x с частотой, равной частоте внешней силы. Однако смещение в одну сторону не компенсировалось смещением в противоположную сторону, что приводило к не равной нулю безразмерной скорости дрейфа центра масс $\langle V \rangle$.

Результаты для фрагментов дислокационных стенок, включающих N дислокаций, представлены на рис. 2 в виде зависимостей $\langle V \rangle$ от безразмерной частоты звуковой волны Ω/ω_{\max} для случаев $k_x \neq 0$, $k_y = 0$ (сплошная линия) и $k_x = k_y \neq 0$ (штриховая линия). Вертикальные линии показывают положение N собственных частот колебаний дислокационных кластеров. Последние вычислялись путем линеаризации уравнений свободных колебаний дислокаций и решением соответствующей задачи на собственные значения. Кластер, состоящий из N дислокаций, имеет N собственных частот, среди которых всегда имеется нулевая частота, соответствующая скольжению кластера как жесткого целого. Мы рассматривали кластеры с числом дислокаций от $N = 1$ до $N = 6$, и найденные собственные частоты кластеров можно записать в виде

$$\omega_n = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{\alpha_n}{8\pi(1-\nu)}} \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}, \quad (13)$$

где коэффициенты α_n имеют значения

для $N = 1$: $\alpha_1 = 0$;

для $N = 2$: $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = 8$;

для $N = 3$: $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = 6$, $\alpha_3 = 12$;

для $N = 4$: $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = 4.79$, $\alpha_3 = 10$, $\alpha_4 = 14.1$;

для $N = 5$: $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = 3.99$, $\alpha_3 = 8.55$, $\alpha_4 = 12.4$, $\alpha_5 = 15.3$;

для $N = 6$: $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = 3.41$, $\alpha_3 = 7.45$, $\alpha_4 = 11.0$, $\alpha_5 = 13.9$, $\alpha_6 = 16.2$.

Из рис. 2 видно, что скорость дрейфа отлична от нуля во всем исследованном интервале частот звуковой волны и возрастает на два порядка величины вблизи некоторых собственных частот дислокационных кластеров. Для волны сдвигающих напряжений, у которой только компонента волнового вектора k_x отлична от нуля, резонансное возрастание скорости дрейфа наблюдается лишь при $\Omega/\omega_{\max} \rightarrow 0$. В том случае, когда обе компоненты волнового вектора ненулевые и $k_x = k_y$, скорость дрейфа возрастает на каждой собственной частоте кластеров, но высота пиков уменьшается с увеличением Ω . Это можно объяснить тем, что в присутствии силы вязкого трения высокочастотные колебательные моды кластеров затухают быстрее.

Исследовано также влияние параметров A_n и B_n , характеризующих соответственно вязкость среды и амплитуду звуковой волны, на характер движения кластеров на примере системы из двух дислокаций для случая

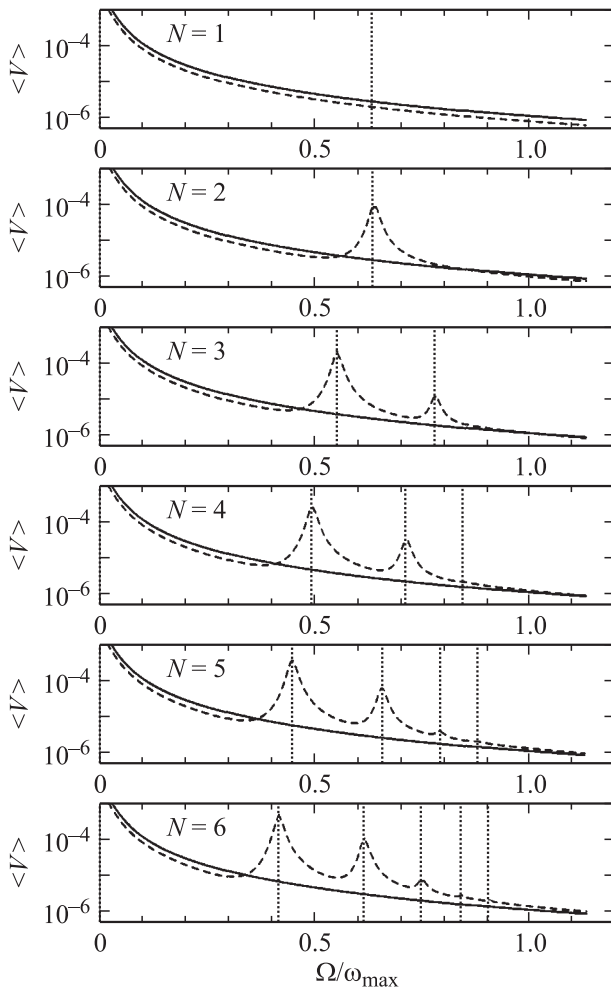


Рис. 2. Зависимость скорости дрейфа $\langle V \rangle$ от безразмерной частоты звуковой волны Ω/ω_{\max} для фрагментов дислокационных стенок, включающих N дислокаций. Сплошная линия соответствует волне сдвигающих напряжений с $k_x \neq 0, k_y = 0$, штриховая — волне с $k_x = k_y \neq 0$. Вертикальные линии показывают положение N собственных частот колебаний дислокационных кластеров.

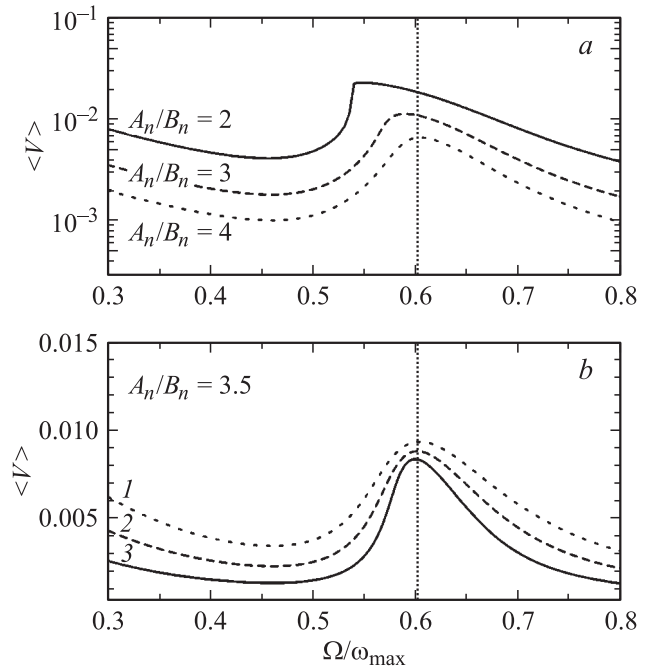


Рис. 3. Зависимость скорости дрейфа $\langle V \rangle$ от безразмерной частоты звуковой волны Ω/ω_{\max} для кластера, состоящего из двух дислокаций. Волна сдвигающего напряжения имеет вектор с $k_x = k_y \neq 0$. *a* — случай разных значений отношения параметров A_n/B_n ; *b* — случай $A_n/B_n = 3.5$: 1 — $A_n = 0.35, B_n = 0.1$, 2 — $A_n = 0.28, B_n = 0.08$, 3 — $A_n = 0.21, B_n = 0.06$.

$k_x = k_y \neq 0$ (рис. 2, *b*, штриховая линия). Оказалось, что форма и положение пика зависят от величины отношения параметров A_n/B_n . На рис. 3, *a* показан один и тот же резонансный пик при различных значениях этой величины. Видно, что с уменьшением A_n/B_n пик смещается в сторону меньших частот и принимает более острую и асимметричную форму. Если значения обоих параметров варьируются, но их отношение остается постоянным, то форма и положение пика не меняются (рис. 3, *b*). Однако при увеличении абсолютных значений A_n и B_n пик становится более „размытым“, а также увеличивается его высота. Последнее является причиной увеличения амплитуды звуковой волны, влияние которой оказывается при данных значениях параметров больше, чем влияние вязкости (за счет которой должно происходить уменьшение его высоты, см. выше).

Результаты для бесконечной дислокационной стенки представлены на рис. 4, где также приводятся зависимость скорости дрейфа центра масс стенки $\langle V \rangle$ от безразмерной частоты звуковой волны Ω/ω_{\max} . нами рассмотрены ячейки периодичности стенки, включающие $N = 1, 2, 6, 10, 80$ и 160 дислокаций для волны сдвигающих напряжений с $k_x = k_y \neq 0$. Вертикальные линии показывают положения собственных частот, определяемые формулой (10).

И в этом случае скорость дрейфа не равна нулю во всем рассматриваемом промежутке частот звуковой волны и возрастает на два порядка величины вблизи

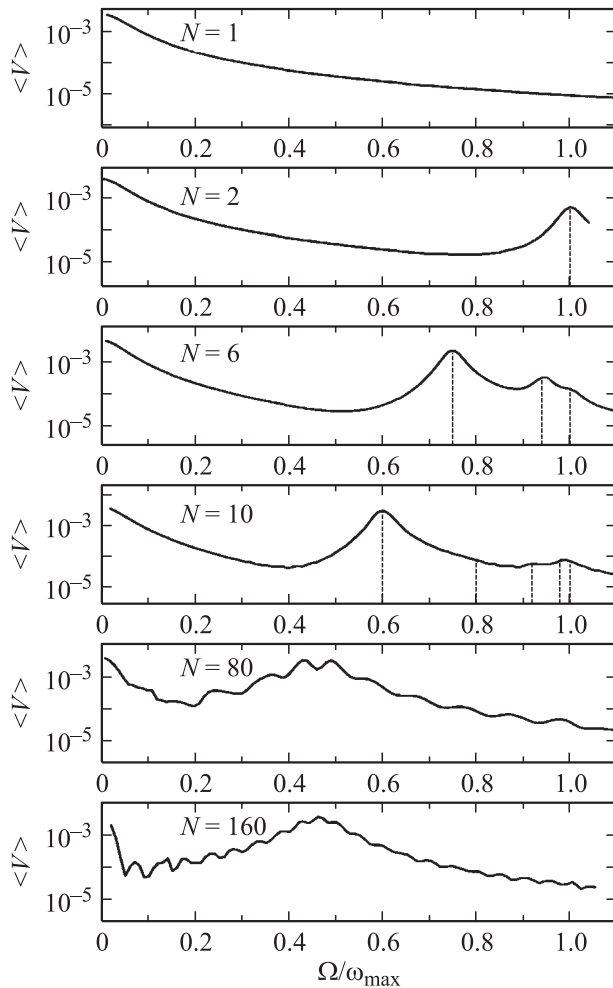


Рис. 4. Зависимость скорости дрейфа $\langle V \rangle$ бесконечной дислокационной стенки от безразмерной частоты звуковой волны Ω/ω_{\max} в расчетах с ячейкой периодичности, включающей N дислокаций. Расчет для волны сдвиговых напряжений с $k_x = k_y \neq 0$. Вертикальные линии показывают положения собственных частот дислокационной стенки.

некоторых собственных частот дислокационной стенки. В случае $N = 1$ дислокационная стенка не имеет внутренних степеней свободы, и в результате имеется единственный резонансный пик на частоте $\Omega/\omega_{\max} \rightarrow 0$. В случае $N = 2$ возможна одна мода колебаний стенки с максимально короткой длиной волны, и в результате появляется дополнительный пик на частоте $\Omega/\omega_{\max} = 1$.

Результаты для возрастающих значений N показывают сходимость резонансной кривой к случаю $N \rightarrow \infty$. Можно заключить, что в идеальном случае бесконечной дислокационной стенки имеются узкий резонансный пик на частоте $\Omega/\omega_{\max} \rightarrow 0$ и довольно широкий пик на частоте $\Omega/\omega_{\max} \approx 0.5$.

4. Обсуждение результатов

Мы изучили динамику фрагментов дислокационных стенок и бесконечной дислокационной стенки, взаимо-

действующих с бегущей звуковой волной в широком интервале частот, и получили несколько важных результатов.

1) Скорость дрейфа дислокационной стенки, а также фрагментов стенки не равна нулю во всем изученном интервале частот звуковой волны с ненулевым волновым вектором от нуля до значения $\omega_{\max} = 3.12 \cdot 10^{10}$ Hz, где ω_{\max} — максимальная частота малоамплитудных колебаний дислокационной стенки.

2) Для выбранных параметров скорость дрейфа возрастает на два порядка вблизи некоторых собственных частот колебаний дислокационной стенки и дислокационных кластеров. На некоторых частотах кластера резонанс не наблюдается в случае действия волны, бегущей вдоль оси x , но он появляется для более общего случая, когда обе компоненты волнового вектора отличны от нуля.

3) Нами были также проведены расчеты для случая $k_x = k_y = 0$, когда последнее слагаемое в (9) принимает вид $B_n \cos(\Omega t/\omega_{\max})$. В этом случае скорость дрейфа $\langle V \rangle$ всегда равна нулю для любого N и при любой частоте звуковой волны Ω .

4) Особенно важным является резонансное возрастание скорости дрейфа фрагментов стенки, а также бесконечной стенки в районе малых частот $\Omega/\omega_{\max} \rightarrow 0$, что может быть использовано для движения малоугловых дислокационных стенок в реальных кристаллах под действием ультразвука с частотами, используемыми на практике. Следует, однако, заметить, что, используя специальную технику, в тонких фольгах удается достигать частот ультразвука 600 GHz [19], что делает актуальным полученные нами результаты и для гигагерцевого диапазона частот.

Список литературы

- [1] O.V. Abramov. High intensity ultrasonics. Theory and industrial applications. Gordon and Breach, Dodrecht (1998). P. 587.
- [2] R. Walker, C.T. Walker. Nature **250**, 410 (1974).
- [3] E.Sh. Statnikov, O.V. Korolkov, V.N. Vityazev. Ultrasonics **44**, 533 (2006).
- [4] V.O. Abramov, O.V. Abramov, F. Sommer, O.M. Gradov, O.M. Smirnov. Ultrasonics **36**, 1013 (1998).
- [5] Н.А. Тяпунина, Е.К. Наими, Г.М. Зиненкова. Действие ультразвука на кристаллы с дефектами. МГУ, М. (1999). 238 с.
- [6] Г.В. Бушуева, Г.М. Зиненкова, Н.А. Тяпунина, В.Т. Дегтярев, А.Ю. Лосев, Ф.А. Плотников. Кристаллография **53**, 3, 507 (2008).
- [7] А.А. Назаров, Ш.Х. Ханнанов. ФХОМ **4**, 109 (1986).
- [8] Н.А. Тяпунина, Г.В. Бушуева, М.И. Силис, Д.С. Подсобляев, Ю.Б. Лихущин, В.Ю. Богуненко. ФТТ **45**, 5, 836 (2003).
- [9] J.J. Kratochvil, F. Kroupa. Research Letters in Materials Science 907 895 (2008).
- [10] В.Т. Дегтярев. ДАН **414**, 1, 28 (2007).
- [11] В.В. Благочесенский, И.Г. Панин. ФММ **103**, 4, 445 (2007).

- [12] Г.Н. Малик, А.В. Мац, В.И. Соколенко. *Вопр. атом. науки и техники* **6**, 39 (2006).
- [13] В.М. Клячин, В.В. Николаев, Н.И. Носкова, Е.Г. Пономарева. *ФММ* **6**, 186 (1991).
- [14] Ю.Р. Колобов, О.А. Кашин, Е.Ф. Дударев, Г.П. Грабовецкая, Г.П. Почивалова, В.А. Клименов, Н.В. Гирсова, Е.Е. Сагымбаев. *Изв. вузов. Физика* **9**, 45 (2000).
- [15] С.Е. Bottani, P. Cavassi, P. Pisani. *J. Phys.: Cond. Matter* **3**, 9351 (1991).
- [16] Н.А. Тяпунина, Э.П. Белозерова. *УФН* **156**, 4, 683 (1988).
- [17] Дж. Хирт, И. Лоте. *Теория дислокаций*. Атомиздат, М. (1972). 600 с.
- [18] T. Suzuki, S. Takeuchi, H. Yosinag. *Dislocation dynamics and plasticity*. Springer-Verlag, Berlin (1989).
- [19] J. Vollmann, D.M. Profunser, J. Dual. *Ultrasonics* **40**, 757 (2002).