

УДК 539.2

В. Я. БЕЛОШАПКА, В. Я. ПЛАТКОВ

ВЛИЯНИЕ ПЛОТНОСТИ ВИХРЕЙ АБРИКОСОВА НА ДИСЛОКАЦИОННЫЕ ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ПОТЕРИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ Рb—In

Исследована зависимость дислокационных гистерезисных потерь δ_h от величины магнитной индукции \mathcal{H} в образце. С увеличением \mathcal{H} величина δ_h резко уменьшается и выходит на плато при значениях $\mathcal{H} \gtrsim \frac{2}{3} \mathcal{H}_{K_2}$. Пластическая деформация монокристаллов приводит к уменьшению отношения амплитуд деформаций, необходимых для достижения одного и того же значения δ_h в n - и s -состояниях. При больших значениях деформации это отношение становится равным единице. Результаты показывают, что введение в кристалл вихрей Абрикосова увеличивает коэффициент демпфирования дислокаций B , вследствие чего увеличивается также напряжение отрыва недодемпфированных дислокационных сегментов. В случае задемпфированных дислокационных сегментов динамика их отрыва не зависит от коэффициента демпфирования.

Вихри Абрикосова могут оказывать влияние на динамическое поведение дислокаций. Динамическое поведение включает в себя квазивязкое движение дислокаций, характеризуемое коэффициентом демпфирования B , и перемещение, связанное с преодолением локальных центров закрепления. В последнее время стало ясно, что эти виды движения не всегда независимы и при определенных условиях могут быть взаимосвязаны. Демпфирование дислокаций является следствием диссипации энергии многими каналами, из которых наиболее важными являются те, которые связаны с фононной подсистемой элементарных возбуждений кристаллической решетки, а при низких температурах — с электронной подсистемой.

В [1] было показано, что вихри Абрикосова могут, с одной стороны, изменять коэффициент демпфирования дислокаций, а с другой — служить областями, ограничивающими движение дислокаций. Поэтому, изучая амплитудно зависимое внутреннее трение при различных плотностях вихрей Абрикосова, можно получить сведения о влиянии коэффициента демпфирования B на процесс формирования дислокационных гистерезисных потерь. С этой целью в настоящей работе исследовалось амплитудно зависимое внутреннее трение в смешанном, сверхпроводящем и нормальном состояниях в отожженных и деформированных монокристаллах Рb + 2,2 ат. % In. Такой выбор концентрации In обусловлен тем, что в этом случае влияние вихрей Абрикосова сводится к изменению коэффициента демпфирования.

Методика эксперимента

Измерения были проведены на монокристаллах сплава Рb + 2,2 ат. % In. Начиная с концентрации 1,5 ат. % индия этот сплав является сверхпроводником II рода [2]. Монокристаллы выращивали в разборной графитовой форме в атмосфере аргона. Исходная чистота свинца (марка С-000) и индия (марка ИН-00), использованных для выращивания монокристаллов, составляла не менее 99,999 %. После приготовления с помощью электроискровой резки образцов необходимой длины и полировки поверхности среза образцы в течение 10 ч отжигали на воздухе при 290°С, после чего охлаждали вместе с печью.

Смешанное и n -состояние получали наложением магнитного поля H необходимой величины, которое получали с помощью сверхпроводящего соленоида. Образец помещали в центральной части соленоида с внутренним диаметром 36 мм и длиной 94 мм, т. е. с отношением длины соленоида к длине образца, равным 6,6. Направление H совпадало с волновым векто-

ром продольных колебаний образца. Нестабильность H не превышала 0,05% приложенного поля. Установка позволяла изменять H с шагом 10 гс.

Магнитную индукцию образца \mathcal{B} измеряли баллистическим методом [3] при 4,2 и 1,5 К с помощью микровольтампервеберметра Ф-18. Измерения \mathcal{B} проводили после окончания измерений внутреннего трения. При этом на образец наматывали 40 витков медного провода диаметром 0,01 мм. Декремент δ измеряли методом двойного составного вибратора [4] на частоте ~ 73 кГц при $T = 4,2$ и 1,5 К. Пластическая деформация образца, осуществляемая трехточечным изгибом, составляла 1—1,5 %.

Результаты и их обсуждение

Была измерена амплитудная зависимость δ в смешанном, s - и n -состояниях при 4,2 и 1,5 К. На рис. 1 представлены зависимости δ от амплитуды деформации ϵ_0 при 4,2 К. Видно, что кривая δ ($\lg \epsilon_0$) в n -состоянии (кривая 8) смещена в сторону больших значений амплитуд ϵ_0 по сравнению с кривой 5 в s -состоянии, а кривые 6 и 7 в смешанном состоянии расположены между ними. На участке кривых δ ($\lg \epsilon_0$), где амплитудная зависимость ярко выражена, наклон кривой δ ($\lg \epsilon_0$) начиная с некоторого значения ϵ_0 и вплоть до максимальных в данных опытах амплитуд практически не изменялся. На этом участке кривых отношение амплитуд деформаций, необходимых для достижения одного и того же значения амплитудно зависимой части декремента δ_h в n - и s -состояниях, составило $(\epsilon_0^n/\epsilon_0^s)_{\delta_h} = 1,08 \div 1,09$. На участке кривых, соответствующем меньшим значениям ϵ_0 , это отношение уменьшалось до единицы. Чтобы установить характер изменения декремента в смешанном состоянии в зависимости от поля H , проводились измерения при фиксированном значении ϵ_0 (рис.

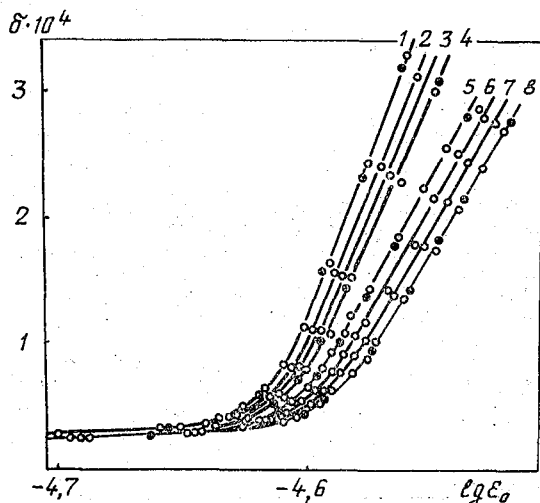


Рис. 1. Амплитудная зависимость внутреннего трения в исходном образце (кривые 5—8) и в том же образце после прозвучивания ультразвуковыми колебаниями большой амплитуды (кривые 1—4) при 4,2 К:

1, 5 — s -состояние (\circ — $H = 0$; \bullet — $H = 0,47$ кГс $< H_{K1}$); 2, 6 — смешанное состояние ($H = 0,67$ кГс); 3, 7 — смешанное состояние ($H = 0,75$ кГс); 4, 8 — смешанное и n -состояния (\circ — $H = 0,95$ кГс, \bullet — $H = 1,4$ кГс $> H_{K2}$).

2). Установлено, что амплитудно независимая часть декремента δ остается неизменной во всем интервале измеряемых полей. Что касается амплитудно зависимой части δ_h , то она неизменна в области полей от 0 до 0,6 кГс при 4,2 К. При 1,5 К эта область несколько шире (от 0 до 0,78 кГс). При дальнейшем повышении H значение δ_h монотонно уменьшалось. Наибольшая скорость изменения δ_h наблюдалась в полях, ненамного превышающих 0,6 и 0,78 кГс при 4,2 и 1,5 К соответственно. При $H > 0,9$ кГс и $T = 4,2$ К, а также $H > 1,25$ кГс, $T = 1,5$ К значение δ_h выходило на плато и оставалось неизменным. Магнитную индукцию \mathcal{B} измеряли при 4,2 и 1,5 К, причем катушку помещали в центре и у края образца, где на кривую $\mathcal{B}(H)$ может оказывать влияние фактор размагничивания. На рис. 3 приведена зависимость магнитной индукции образца от величины приложенного магнитного поля. Из рис. 3, б видно, что фактор размагничивания приводит к уменьшению значений H , при кото-

рых поле проникает в образец. Используя зависимость $\mathcal{B}(H)$ и данные измерений $\delta_h(H)$ при фиксированных значениях ϵ_0 (см. рис. 2 и 3), мы получили зависимости величины $\Delta\delta_{s\text{ mix}}/\Delta\delta_{sn}$ от $\mathcal{B}/\mathcal{B}_{k2}$, где $\Delta\delta_{s\text{ mix}}$ и $\Delta\delta_{sn}$ —

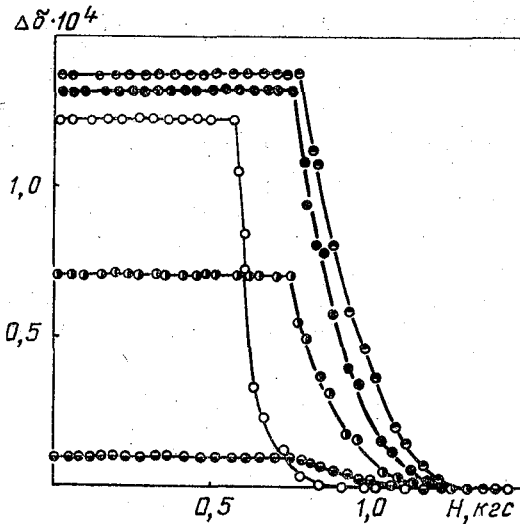


Рис. 2. Амплитудно зависимое внутреннее трение как функция H :

○ — $\epsilon_0 = 3,25 \cdot 10^{-5}$, $T = 4,2$ К; ● — $\epsilon_0 = 3,35 \cdot 10^{-5}$, $T = 1,5$ К; ● — $\epsilon_0 = 3,25 \cdot 10^{-5}$, $T = 1,5$ К; ○ — $\epsilon_0 = 3,1 \cdot 10^{-5}$, $T = 1,5$ К; ● — $\epsilon_0 = 2,63 \cdot 10^{-5}$, $T = 1,5$ К.

изменение амплитудно зависимо-го декремента, измеренного при фиксированном значении ϵ_0 при переводе образца из s - в смешанное и из s - в n -состояние соответственно, \mathcal{B}_{k2} — магнитная индукция образца при $H = H_{k2}$. Эти зависимости показаны на рис. 4. Видно, что величина $\Delta\delta_{s\text{ mix}}/\Delta\delta_{sn}$ с увеличением индукции изменяется не пропорционально доле нормальной фазы образца $\mathcal{B}/\mathcal{B}_{k2}$. При значениях $\mathcal{B}/\mathcal{B}_{k2} \approx 2/3$ величина $\Delta\delta_{s\text{ mix}}/\Delta\delta_{sn}$ достигает максимального значения и далее остается неизменной вплоть до $\mathcal{B}/\mathcal{B}_{k2} = 1$. Изменение температуры с 4,2 до 1,5 К, как и изменение значения ϵ_0 , при котором измерялось $\Delta\delta_{s\text{ mix}}/\Delta\delta_{sn}$, на характер этой зависимости не влияет. На рис. 4 приведены зависимости $(\Delta\delta_{s\text{ mix}}/\Delta\delta_{sn})(\mathcal{B}/\mathcal{B}_{k2})$ для случаев, когда фактор размагничивания

учитывался и когда он мог бы играть существенную роль. При построении этих зависимостей для первого и второго случаев использовалась кривая $\mathcal{B}(H)$, измеренная в центре и на конце образца соответственно (см. рис. 3, б). Однако поскольку

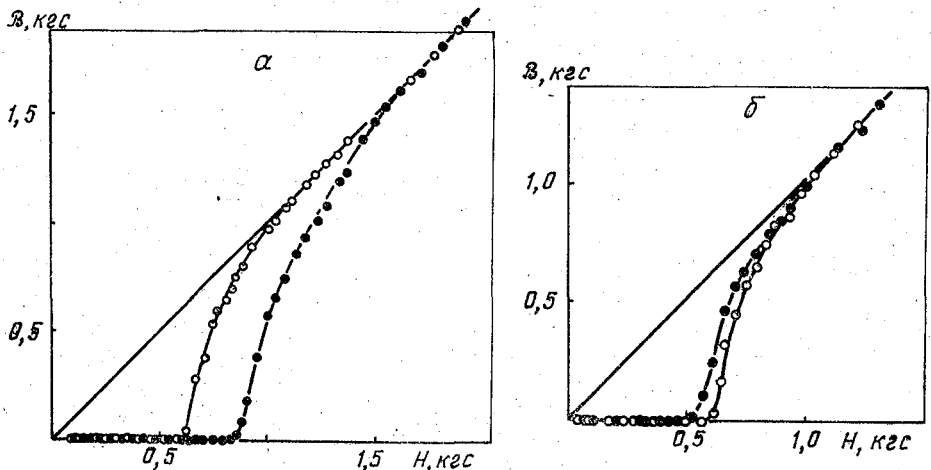


Рис. 3. Зависимость магнитной индукции образца от внешнего магнитного поля H : а — в средней части образца при 4,2 (○) и 1,5 К (●); б — на краю образца (●) и в его средней части (○) при 4,2 К.

ультразвуковая деформация распределена в образце по синусоидальному закону (максимальна в центре и равна нулю на концах образца) и измеряется амплитудно зависимое внутреннее трение, которое наблюдается при $\epsilon_0 > \epsilon_{0c}$ (ϵ_{0c} — критическая амплитуда начала зависимости), а вклад в δ_h от краевых участков образца незначителен, влияние факте-

ра размагничивания несущественно, и истинную зависимость $(\Delta\delta_{s\text{ mix}}/\Delta\delta_{sn}) \times (\mathcal{B}/\mathcal{B}_{k2})$ отражает верхняя кривая на рис. 4, построенная без учета фактора размагничивания.

Прозвучивание кристалла ультразвуковыми колебаниями большой амплитуды приводило к смещению кривых амплитудной зависимости в n - и s -состоянии в сторону меньших значений амплитуд деформаций (рис. 5). Характер расположения кривых $\delta(\lg \epsilon_0)$ в смешанном состоянии относительно кривых в n - и s -состоянии в образцах, прозвученных ультразвуковыми колебаниями большой амплитуды, оставался тем же, что и в исходных образцах (см. рис. 1). Если смещение кривых $\delta(\lg \epsilon_0)$ в сторону меньших значений ϵ_0 вследствие прозвучивания ультразвуковыми колебаниями большой амплитуды было относительно невелико, то предварительная пластическая деформация и последующее прозвучивание ультразвуковыми колебаниями большой амплитуды приводили к значительному смещению зависимости $\delta(\lg \epsilon_0)$ в сторону меньших значений ϵ_0 (рис. 6). Так, величина ϵ_{0c} по сравнению с недеформированным кристаллом теперь могла уменьшаться на два порядка. Прозвучивание исходных недеформированных кристаллов ультразвуком большой амплитуды приводило к уменьшению $(\epsilon_0^n/\epsilon_0^s)|_{\delta h}$, а предварительно деформированных кристаллов — к полному исчезновению влияния $n-s$ перехода на зависимость $\delta(\lg \epsilon_0)$.

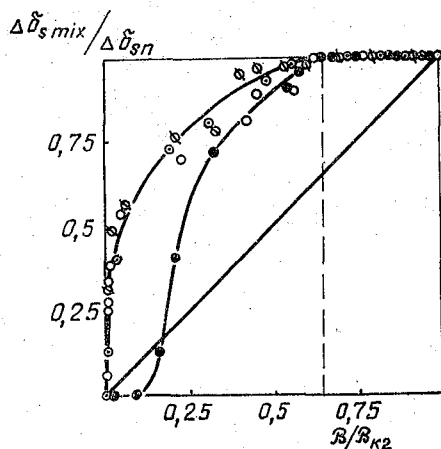
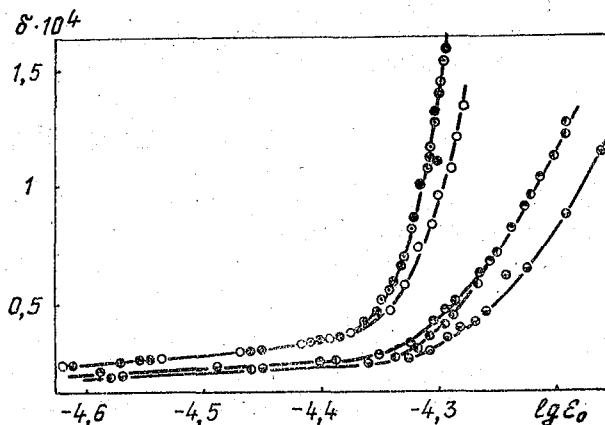


Рис. 4. Зависимость $\Delta\delta_{s\text{ mix}}/\Delta\delta_{sn}$, измеренного при фиксированном значении ϵ_0 , от величины нормированной магнитной индукции в образце:
 ⊙ — $\epsilon_0 = 3,25 \cdot 10^{-5}$, $T = 4,2$ К; ○ — $\epsilon_0 = 3,25 \cdot 10^{-5}$, $T = 1,5$ К; ⊗ — $\epsilon_0 = 3,1 \cdot 10^{-5}$, $T = 1,5$ К (индукция определена в центральной части образца); ● — $\epsilon_0 = 3,25 \cdot 10^{-5}$, $T = 4,2$ К (индукция определена на краю образца).

Рис. 5. Влияние ультразвуковых колебаний большой амплитуды на амплитудно зависимое внутреннее трение в s - и n -состояниях:
 ● — s -состояние; ● — n -состояние; ⊙ — после выключения H (исходный образец); ⊙ — s -состояние; ○ — n -состояние; ⊗ — после выключения H (образец предварительно прозвучен ультразвуковыми колебаниями большой амплитуды).



Характер зависимости $(\Delta\delta_{s\text{ mix}}/\Delta\delta_{sn})(\mathcal{B}/\mathcal{B}_{k2})$ определяется особенностями влияния вихрей Абрикосова на динамику дислокаций. Вихри Абрикосова, с одной стороны, могут являться областями, ограничивающими движение дислокаций, а с другой — могут изменять эффективную величину коэффициента демпфирования дислокаций [1]. Как установлено в [1], в сплаве Pb—In при концентрации индия < 3 ат. % влияние вихрей Абрикосова на динамику дислокаций сводится к изменению эффективного значения коэффициента демпфирования. В настоящей работе получены

дополнительные данные, указывающие на то, что в сплавах с малой концентрацией индия вихри Абрикосова изменяют $V_{эф}$, а роль вихрей как областей, ограничивающих движение дислокаций, не проявляется. Тот факт, что после прозвучивания ультразвуковыми колебаниями большой амплитуды смещение кривых $\delta(\lg \epsilon_0)$ при $n-s$ переходе уменьшается, характер расположения кривых в смешанном состоянии остается тем же, а прозвучивание предварительно пластически деформированного кристалла приводит к полному совпадению кривых $\delta(\lg \epsilon_0)$ в n -, s - и смешанном состоянии, свидетельствует о том, что роль вихрей как областей, ограничивающих движение дислокаций, в этих сплавах не проявляется (рис. 1, 4, 6).

Остановимся на характере зависимости $(\Delta\delta_{s\text{mix}}/\Delta\delta_{sn})(\mathcal{B}/\mathcal{B}_{к2})$, приведенной на рис. 4. То, что при малых значениях $\mathcal{B}/\mathcal{B}_{к2}$ величина $\Delta\delta_{s\text{mix}}/\Delta\delta_{sn}$

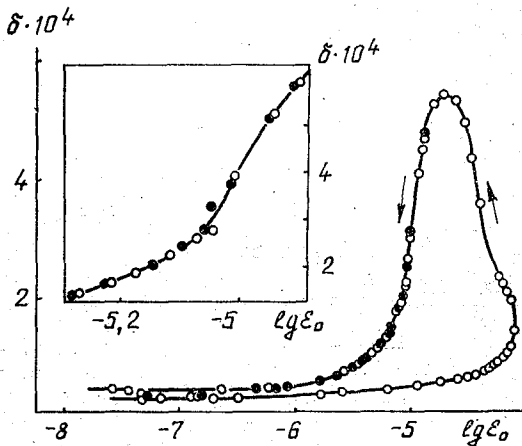


Рис. 6. Влияние предварительной пластической деформации и дополнительного прозвучивания на зависимость $\delta(\lg \epsilon_0)$, измеренную в n (●) и s (○) состояниях (стрелками показаны прямой и обратный ход измерений).

опережает значение $\mathcal{B}/\mathcal{B}_{к2}$, может быть связано со следующими обстоятельствами. При малых значениях $\mathcal{B}/\mathcal{B}_{к2}$ в кристалл начинают проникать вихри, располагающиеся преимущественно таким образом, что проходят через области, где имеются скопления дислокаций (см., например, [5]). При этом относительное число дислокационных петель L_N , которые оказываются пересеченными вихрями, будет больше величины $\mathcal{B}/\mathcal{B}_{к2}$. Поскольку вихри Абрикосова в кристалле увеличивают эффективное значение коэффициента демпфирования дислокаций $V_{эф}$, такой характер расположения вихрей Абрикосова будет приводить к тому, что относительное

число дислокационных петель с увеличившимся V будет больше $\mathcal{B}/\mathcal{B}_{к2}$.

Зная $H_{к2}$ данного сплава, можно оценить [6] длину когерентности, т. е. размер вихря

$$\xi(T) = (\Phi_0/2\pi H_{к2})^{1/2}, \quad (1)$$

где $\Phi_0 = 2,07 \cdot 10^{-7} \text{ гс/см}^2$ — элементарный квант магнитного потока. Отсюда $\xi(4,2\text{К}) = 6 \cdot 10^{-6} \text{ см}$.

Изменение коэффициента демпфирования V при возникновении в кристалле первых вихрей может существенно сказаться на динамике открепления дислокационной петли L_N и изменить ее напряжение отрыва от слабых центров закрепления только в том случае, если длина L_N не больше ξ . Если бы длина L_N была существенно больше ξ , то два соседних сегмента с максимальной длиной $l_1 + l_2$ могли бы оказаться вне вихря, пересекающего петлю L_N . Поскольку же отрыв петли L_N начинается с отрыва этих сегментов и затем распространяется вдоль линии дислокации [7], вихрь не изменит напряжение отрыва такой дислокационной петли. Следовательно, необходимо считать, что в данном случае длина L_N близка к ξ . В реальном кристалле дислокации расположены неравномерно и образуют скопления. Характерные размеры этих скоплений значительно больше L_N . Вихри, проникающие в кристалл, хотя и располагаются преимущественно по дислокационным скоплениям, но образуют решетку [5], и, следовательно, не все петли L_N вплоть до полей $H_{к2}$ оказываются внутри вихрей. Следовательно,

этого недостаточно для объяснения хода кривой на всем участке $\mathcal{B}/\mathcal{B}_{k2}$ и, в первую очередь, для объяснения наблюдаемого плато при $\mathcal{B}/\mathcal{B}_{k2} > 2/3$. Такой ход кривой обусловлен видом зависимости напряжения движения дислокации через сетку хаотично расположенных препятствий от коэффициента демпфирования B . Остановимся на этом вопросе более подробно. Известная теория амплитудно зависимого внутреннего трения, развитая Гранато и Люкке [7], рассматривает преодоление дислокацией точечных препятствий, расположенных только вдоль ее исходного положения. В нашем случае при рассмотрении внутреннего трения в сплавах ситуация оказывается сложнее, так как дислокация проходит через сетку хаотично расположенных препятствий. Развитие теории Гранато — Люкке применительно к сплавам было выполнено в [8]. Однако в [7,8] не учитывалось влияние вязкости на процесс преодоления дислокациями центров закрепления. Движение дислокации под действием постоянного приложенного напряжения через сетку хаотично расположенных центров при различном уровне вязкости рассмотрено в [9,10] с привлечением численных методов. Была получена зависимость напряжения движения дислокации от степени задемпфированности в широких пределах ее изменения. Задемпфированность дислокаций характеризуется величиной нормированной вязкости

$$\gamma = Bl/4\Gamma m f_0)^{1/2}, \quad (2)$$

где Γ — линейное натяжение; f_0 — сила взаимодействия дислокации с центром закрепления в единицах линейного натяжения; m — масса единицы длины дислокации; l — среднее расстояние между препятствиями. В области малых значений γ ($\gamma < 2$) напряжение движения дислокации увеличивается с возрастанием γ , а при $\gamma \geq 2$ оно не зависит от γ . С использованием этих данных и привлечением численных методов в условиях различного уровня вязкости проанализировано движение дислокации под действием знакопеременного напряжения, формирование статического гистерезиса и обусловленная им амплитудная зависимость внутреннего трения [11]. В частности, показано, что для обычного диапазона значений коэффициента демпфирования (10^{-7} — 10^{-4} Н/м²) случай статического гистерезиса реализуется в области частот колебаний $0 < \omega < 10^5$ гц. При этом δ не зависит от ω , и спецификой формирования динамического гистерезиса можно пренебречь. Следовательно, в данных измерениях реализуется случай статического гистерезиса. Как следует из [10,11], кривые амплитудной зависимости внутреннего трения с увеличением γ до значений $\gamma = 2$ должны смещаться в сторону больших значений ϵ_0 , а при $\gamma > 2$ влияние вязкости на положение кривых прекращается. Поскольку с увеличением плотности вихрей, а значит, и $\mathcal{B}/\mathcal{B}_{k2}$, величина $B_{эф}$ возрастает, т. е. увеличивается γ , внутреннее трение, измеренное при фиксированной амплитуде ϵ_0 , будет вначале уменьшаться, а при достаточно больших значениях $\mathcal{B}/\mathcal{B}_{k2}$ не будет зависеть от него, если γ станет больше 2. Именно такая зависимость декремента от $\mathcal{B}/\mathcal{B}_{k2}$ наблюдалась в эксперименте (см. рис. 4). Как следует из рис. 4, эти зависимости, измеренные при 4,2 и 1,5 К, совпадают. Это свидетельствует о том, что зависимости γ от $\mathcal{B}/\mathcal{B}_{k2}$ при 4,2 и 1,5 К одинаковы. Поскольку в свинце при $T \leq 4,2$ К коэффициент демпфирования существенно не изменяется, отношение l/f_0 , согласно (2), здесь также не зависит от T .

Дислокации являются стоком для точечных дефектов, и концентрация примесных атомов вдоль нее в отожженном кристалле существенно больше, чем на дислокации в образце, деформированном при низких температурах. Как было отмечено выше, изменение ϵ_{0c} при переходе от отожженного образца к предварительно пластически деформированному в зависимости от степени дополнительной ультразвуковой деформации могло составить более чем два порядка. Такое изменение ϵ_{0c} не может быть обусловлено только изменением l . Если считать, что в объеме кристалла среднее расстояние l описывается как $l = b/c^{1/2}$ (b — вектор Бюргерса, c — концен-

трация примеси) и центрами закрепления свежевведенных дислокаций служат единичные атомы примеси, то длина l такой дислокации будет составлять 5—6 b . Столь малая величина l на свежевведенной дислокации позволяет считать, что в отожженном образце центрами закрепления служат не единичные атомы, а их группы, сила связи которых с дислокацией превосходит силу связи дислокации с центрами, распределенными в объеме кристалла. Следовательно, нужно считать, что изменение ϵ_{0c} в предварительно пластически деформированном и дополнительно прозвученном кристалле по сравнению с отожженным кристаллом обусловлено изменением l/f_0 . Изменение величины l/f_0 приведет к изменению γ . Исчезновение влияния $n-s$ перехода на внутреннее трение в предварительно пластически деформированном и дополнительно прозвученном образце обусловлено увеличением γ вследствие возрастания l/f_0 до таких значений, что в s -состоянии $\gamma > 2$, т. е. дислокационные сегменты задемпфированы как в s -, так и в n -состоянии. Напряжение отрыва дислокации при таких значениях γ , а значит, и амплитудно зависимое внутреннее трение не изменяются при $n-s$ переходе.

Наблюдавшееся уменьшение ϵ_{0c} (рис. 5) после прозвучивания образца ультразвуком большой амплитуды обусловлено увеличением l/f_0 . Значение критических полей H_{K1} и H_{K2} , а также положения кривых $\delta(\lg \epsilon_0)$ зависят от температуры, величина которой может увеличиваться вследствие диссипации энергии упругих колебаний большой амплитуды. В наших опытах амплитуды деформаций ограничивались таким образом, чтобы существенного увеличения температуры не наблюдалось.

В заключение считаем приятным долгом поблагодарить В. И. Старцева за интерес к работе и дискуссии, А. М. Рощупкина за полезные обсуждения, В. И. Доценко за ценные советы.

V. Ya. BELOSHAPKA and V. Ya. PLATKOV

EFFECT OF ABRIKOSOV'S VORTICES DENSITY ON DISLOCATION HYSTERESIS LOSSES IN Pb—In SINGLE CRYSTALS

The dependence of dislocation hysteresis losses δ_h on the magnetic induction \mathcal{H} in a sample is studied. With the increase of \mathcal{H} the value of δ_h abruptly decreases and forms a plateau at $\mathcal{H} \geq \frac{2}{3}\mathcal{H}_{K_2}$. Plastic deformation of single crystals results in the decrease of deformation amplitudes ratio required for reaching the same value of δ_h in the n - and s -states. At greater deformations this ratio is equal to one. The results show that the introduction of Abrikosov's vortices into the crystal increases dislocation damping coefficient B which, in its turn, increases the stress of underdamped dislocation segments unpinning. In the case of over damped dislocation segments their unpinning dynamics is not defined by damping coefficient.

LIST OF SYMBOLS

δ , damping decrement; δ_h , amplitude-dependent part of decrement; δ_s , amplitude-independent part of decrement; $\Delta M/M$, modulus defect; ϵ_0 , deformation amplitude; ϵ_{0c} , critical amplitude of the onset of $\delta(\lg \epsilon_0)$ dependence; L_N , dislocation loop length; l , dislocation segment length; Γ , dislocation linear tension; r_0 , force of dislocation interaction with pinning center; B , dislocation damping coefficient; γ , normalized viscosity; H , magnetic field; H_{K1} , H_{K2} , first and second critical fields, respectively; \mathcal{H} , magnetic induction; \mathcal{H}_{K2} , magnetic induction at $H = H_{K2}$; Φ_0 , magnetic flux quantum; ξ , coherent length.

FIGURE CAPTIONS

Fig. 1. Amplitude dependence of internal friction in starting sample (curves 5—8) and in the same sample after irradiation with ultrasonic vibrations of high amplitude (curves 1—4) at 4.2 K:

1, 5 — s -state (\bigcirc — $H = 0$; \bullet — $H = 0.47$ kGs, $< H_{K1}$); 2, 6 — mixed state ($H = 0.67$ kGs); 3, 7 — mixed state ($H = 0.75$ kGs); 4, 8 — mixed and n -states (\bigcirc — $H = 0.95$ kGs, \bullet — $H = 1.4$ kGs $> H_{K2}$).

Fig. 2. Amplitude-dependent internal friction as a function of H :

○ — $\varepsilon_0 = 3.25 \cdot 10^{-5}$, $T = 4.2$ K; ◐ — $\varepsilon_0 = 3.35 \cdot 10^{-5}$, $T = 1.5$ K; ● — $\varepsilon_0 = 3.25 \cdot 10^{-5}$, $T = 1.5$ K; ◑ — $\varepsilon_0 = 3.1 \cdot 10^{-5}$, $T = 1.5$ K; ◒ — $\varepsilon_0 = 2.63 \cdot 10^{-5}$, $T = 1.5$ K.

Fig. 3. Sample magnetic induction as a function of external magnetic field H : a — in sample middle part at 4.2 (○) and 1.5 (◐) K; b — at sample edge (●) and in its middle part (○) at 4.2 K.

Fig. 4. Dependence of $\Delta\delta_{s\text{mix}}/\Delta\delta_{sn}$ measured at fixed ε_0 on normalized magnetic induction in a sample:

◐ — $\varepsilon_0 = 3.25 \cdot 10^{-5}$, $T = 4.2$ K; ○ — $\varepsilon_0 = 3.25 \cdot 10^{-5}$, $T = 1.5$ K; ◑ — $\varepsilon_0 = 3.1 \cdot 10^{-5}$, $T = 1.5$ K (induction is defined in the middle part of the sample); ● — $\varepsilon_0 = 3.25 \cdot 10^{-5}$, $T = 4.2$ K (induction is defined at the edge of the sample).

Fig. 5. Effect of high-amplitude ultrasonic vibrations on amplitude-dependent internal friction in s - and n -states:

◐ — s -state; ◑ — n -state; ◒ — after magnetic field application (starting sample); ◓ — s -state; ◔ — n -state; ◕ — after magnetic field switching off (sample previously irradiated with high-amplitude ultrasonic vibrations).

Fig. 6. Effect of previous plastic deformation and additional ultrasonic treatment on $\delta(\lg \varepsilon_0)$ dependence measured in the n - (●) and s - (○) states (arrows show forward and reverse measurements).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белошанка В. Я., Платков В. Я. Влияние вихрей Абрикосова на дислокационное внутреннее трение в монокристаллах Pb—In.— ФНТ, 1982, 8, № 12, с. 1247—1254.
2. Irkhat B., Rinderer L. The nature of the transition at H_{c2} in low k -type. II. Lead-indium superconducting alloys.— J. Low Temp. Phys., 1974, 17, N 3/4, p. 255—273.
3. Буккель В. Сверхпроводимость.— М.: Мир, 1975.— 145 с.
4. Schwarz R. B. Simple system using one-crystal composite oscillator for internal friction and modulus measurements.— Rev. Sci. Instr., 1977, 48, N 2, p. 111—115.
5. Herring C. P. The observation of flux line pinning in superconducting foils.— Phys. Lett. A, 1974, 47, N 2, p. 105—106.
6. Де Жен П. Сверхпроводимость металлов и сплавов.— М.: Мир, 1968.— 197 с.
7. Granato A. V., Lucke K. Theory of mechanical damping due to dislocations.— J. Appl. Phys., 1956, 27, N 6, p. 583—593.
8. Swartz G. C., Weertman J. Modification of the Köhler—Granato—Lücke damping theory.— J. Appl. Phys., 1961, 32, N 10, p. 1860—1865.
9. Landau A. I. To the effect of dislocation inertia on the thermally activated low-temperature plasticity of materials. I. Theory.— Phys. status solidi (a), 1980, 61, N 2, p. 555—563.
10. Schwarz R. B., Labush R. Dynamic simulation of solution hardening.— J. Appl. Phys., 1978, 49, N 10, p. 5174—5187.
11. Schwarz R. B. Amplitude-dependent internal friction calculations for dislocations in alloys.— Acta met., 1981, 29, N 2, p. 311—323.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР,
г. Харьков

Получено 22.03.83