

ДИСЛОКАЦИОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА  
В МОНОКРИСТАЛЛАХ Ge

А. А. ДУРГАРЯН, М. А. ФАХЕМ

Методом свободных изгибных колебаний проведено экспериментальное исследование поглощения ультразвука в кристаллах  $n$ -Ge на частотах  $1 \div 6$  кГц в температурном интервале  $20 \div 500^\circ\text{C}$ . Обнаружены три релаксационных максимума с энергией активации 0,64, 0,81 и 1,04 эв соответственно при температурах  $180^\circ$ ,  $320^\circ$  и  $420^\circ\text{C}$ , которые объясняются с помощью модели дислокационных перегибов. Из экспериментальных результатов вычислены концентрация точечных дефектов на дислокациях ( $C \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ), коэффициент диффузии точечных дефектов вдоль дислокаций ( $D \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{сек}$ ) и коэффициент демпфирования ( $B \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ дин сек см}^{-2}$ ). Исследована также ориентационная зависимость поглощения ультразвука в кристаллах Ge.

Движение дислокаций в кристаллах с ковалентными связями значительно затруднено вследствие высокого барьера Пайерлса. Это и является одной из причин отсутствия единой точки зрения на характер поглощения ультразвука в этих кристаллах, несмотря на наличие большого числа теоретических [1—3] и экспериментальных [4—11] работ.

Кесслер [4] обнаружил релаксационный пик с энергией активации 1,1 эв в кристаллах Ge при  $380^\circ\text{C}$  на частоте 40 кГц и объяснил его миграцией вакансий в поле напряжения дислокаций. Аналогичный пик на частоте 10 кГц получен Александровым и др. [5]. Сузуки связывает этот пик с перераспределением вакансий, сопровождающим движение перегибов [6]. Аналогичные результаты получены в работах [7, 11], где наблюдавшиеся максимумы поглощения ультразвука связываются с образованием и движением перегибов на дислокациях. Саутгейт [8] обнаружил два пика поглощения ультразвука в кристаллах Ge с энергией активации  $\approx 1,1$  эв на частоте 100 кГц при температуре  $470^\circ\text{C}$ , обязанный электронам, и при  $T = 770^\circ\text{C}$ , связанный с диффузией кислорода. Жмудский и др. [9] на частоте 2 кГц наблюдали монотонное возрастание поглощения ультразвука в температурном интервале  $20 \div 500^\circ\text{C}$  и объясняли его колебанием дислокаций в поле точечных дефектов. В работе [10] в кристаллах Ge в области  $80 \div 400^\circ\text{K}$  также не обнаружено максимумов поглощения ультразвука, обусловленных дислокациями.

Движение дислокаций и дислокационное поглощение ультразвука в ковалентных кристаллах описывается с помощью моделей резких перегибов [1], точек торможения [2] и струнной модели [3]. Уточнение и развитие этих моделей, а также выяснение характера поглощения ультразвука в этих кристаллах возможно лишь при дальнейшем экспериментальном исследовании релаксационных процессов в кристаллах со структурой алмаза.

Целью настоящей работы является выяснение характера релаксационного поглощения ультразвука в монокристаллах Ge в килогерцевом диапазоне частот в области температур  $20 \div 500^\circ\text{C}$ .

## Методика эксперимента

Поглощение ультразвука и модуль Юнга в кристаллах Ge (марки 2ЭС 15.III.26 с удельным сопротивлением  $\rho \approx 15$  ом см, плотностью дислокаций  $N \approx 6 \cdot 10^3$  см<sup>-2</sup>) определялись методом затухания свободных изгибных колебаний [12] с погрешностью, не превышающей  $\pm 1\%$ . Измерения проводились в интервале частот 1–6 кгц в амплитудно-независимой области поглощения ультразвука.

Скорость нагрева и охлаждения образцов не превышала 0,7 град/мин. Деформация образцов Ge осуществлялась методом четырехточечного изгиба при температуре 750°C. Плотность дислокаций  $N$  менялась от исходной  $\approx 6 \cdot 10^3$  до  $\approx 10^6$  см<sup>-2</sup>. Степень пластической деформации определялась отношением величины остаточного перегиба к длине образца. Образцы вырезались по направлению [111] в виде брусков длиной 80–60 мм и сечением от 2×6 до 7×6 мм<sup>2</sup>.

## Результаты эксперимента и их обсуждение

На кривой температурной зависимости поглощения ультразвука в кристаллах Ge на частоте 4,23 кгц наблюдались три максимума поглощения при температурах 180°, 320° и 420°C (рис. 1). При этом направление колебаний составляло угол 13,8° с нормалью к плоскости (11 $\bar{2}$ ).

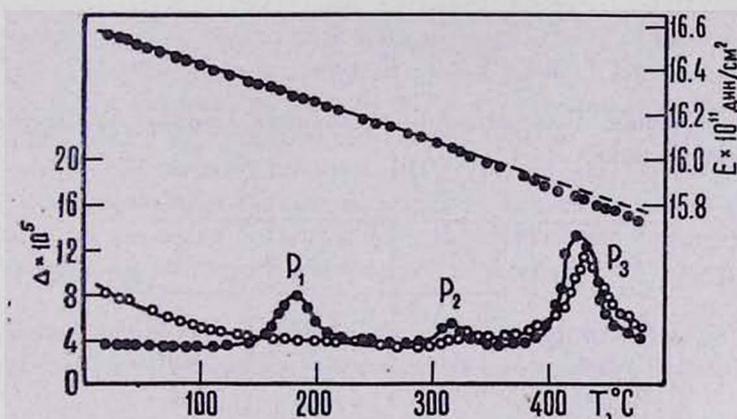


Рис. 1. Температурная зависимость поглощения ультразвука ( $\Delta$ ) и модуля упругости ( $E$ ) в монокристаллах Ge на частоте 4230 гц: ● — при направлении колебаний под углом 13,8° к направлению нормали к плоскости (11 $\bar{2}$ ); ○ — при направлении колебаний под углом 13,8° к направлению [110].

При изменении направления колебаний на 90°, т. е. когда колебания происходили под углом 13,8° по отношению нормали к плоскости (1 $\bar{1}$ 0), оставаясь в плоскости (111), пик  $P_1$  при  $T = 180^\circ\text{C}$  полностью исчезал, а второй ( $P_2$ ) и третий ( $P_3$ ) пики несколько уменьшались и смещались в область высоких температур. Смещение пика в область высоких температур обусловлено увеличением частоты измерения.

Учитывая монорелаксационность этих пиков, из графика логарифмической зависимости частоты пика от обратной температуры были рассчитаны энергия активации процессов ( $E_a$ ) и частотный фактор ( $f_0$ ) (рис. 2).

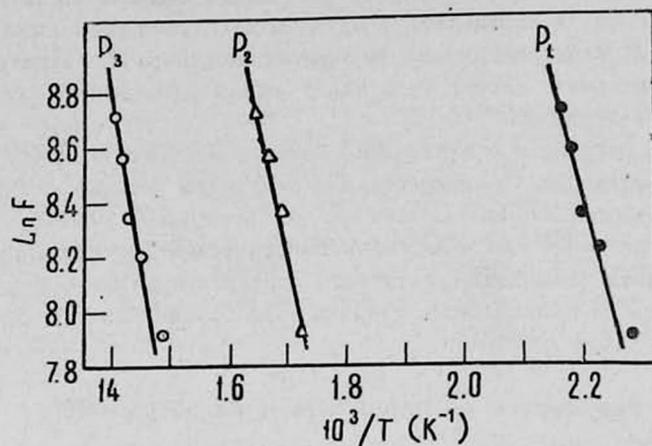


Рис. 2. Логарифмическая зависимость частоты пика от обратной температуры: ●, △ и ○ — соответственно для первого, второго и третьего пика.

Энергия активации ( $E_0$ ) рассчитывалась также по формуле Верта [13] (см. таблицу)

$$E_0 = kT \ln \frac{kT}{hf}$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $h$  — постоянная Планка,  $f$  — частота пика,  $T$  — температура пика.

Таблица

	$P_1$	$P_2$	$P_3$
$f_0$ (сек <sup>-1</sup> )	$6,5 \cdot 10^{10}$	$3,5 \cdot 10^{10}$	$1,4 \cdot 10^{11}$
$E_a$ (эВ)	0,64	0,81	1,04
$E_0$ (эВ)	0,7	1	1,2

Как видно из таблицы, результаты обоих расчетов в пределах ошибок совпадают. После химической полировки глубиной 150 мкм в смеси ( $HF+3HNO_3$ ) высота пиков  $P_1$  и  $P_3$  не изменялась, а высота второго пика значительно уменьшилась. Отжиг при  $T=650^\circ C$  в течение 21 часа привел к исчезновению пиков  $P_1$  и  $P_3$  и значительному увеличению высоты пика  $P_2$ . Влияние различной степени деформации (0,1%, 1,1% и 2,2%) на поглощение ультразвука в области пиков показано на рис. 3. Исходя из того, что пик  $P_1$  (рис. 3а) исчезает после отжига и вновь наблюдается после деформации, можно считать, что этот пик имеет дислокационное происхождение. Из ориентационной зависимости поглощения ультразвука следует, что пик  $P_1$  связан с дислокациями, лежащими в плоскости (111) и ориентиро-

ванными по направлению  $[1\bar{1}0]$ . Кроме того, из экспериментального определения плотности дислокаций в плоскости  $(1\bar{1}0)$  по ямкам травления было получено число, примерно в 10 раз большее, чем для других плоскостей.

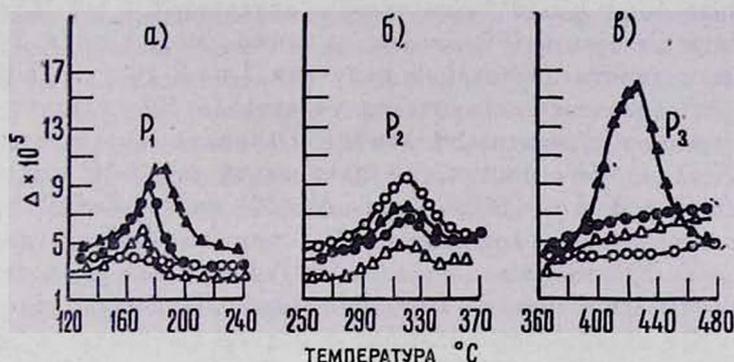


Рис. 3. Температурная зависимость поглощения ультразвука ( $\Delta$ ) в области пиков: (а) — для пика  $P_1$ ; (б) — для пика  $P_2$ ; (в) — для пика  $P_3$ :  $\circ$  — после отжига при температуре  $650^\circ\text{C}$  в течение 21 часа;  $\triangle$  — после деформации ( $0,1\%$ );  $\bullet$  — после деформации ( $1,1\%$ );  $\blacktriangle$  — после деформации ( $2,2\%$ ).

Пики поглощения ультразвука в кристаллической решетке типа алмаза, связанные с легким движением дислокационных перегибов, наблюдаются в кристаллах Ge при низких температурах и имеют энергию активации  $0,07$  эв [14]; при высоких температурах ( $\approx 1000^\circ\text{C}$ ) наблюдаются пики поглощения с энергией активации  $\approx 1,6$  эв, связанные с образованием парных перегибов [15]. Энергия активации  $0,64$  эв для пика  $P_1$  больше энергии легкого движения перегибов ( $0,07$  эв), но меньше энергии, необходимой для образования парных перегибов, и близка к энергии активации движения геометрических перегибов [11, 12]. Изменение высоты пика связано с изменением плотности дислокаций и перегибов при деформации и отжиге.

С учетом монорелаксационности процесса и предположения о движении геометрических перегибов время релаксации можно записать в виде [1, 11]

$$\tau = \frac{L^2}{\pi^2 \nu l^2} \exp \frac{E}{kT},$$

где  $\nu$  — частота Дебая ( $10^{13}$  сек $^{-1}$ ),  $L$  — длина дислокационного сегмента,  $l$  — длина геометрического перегиба,  $E$  — энергия активации,  $\tau_0 = \frac{L^2}{\pi^2 \nu l^2}$  — характеристическое время процесса. Полагая  $L = 50 l$ , получаем значение  $\tau_0 = 2,5 \cdot 10^{-11}$  сек, или частотный фактор  $f_0 \approx 4 \cdot 10^{10}$  сек $^{-1}$ , что совпадает с частотным фактором, полученным из условия  $\omega\tau = 1$  для пика  $P_1$  (см. таблицу).

Другой выбор длины сегмента по сравнению с [11], где принимается  $L = 10 l$  ( $\rho \approx 5$  ом см,  $N \approx 10^4$  см $^{-2}$ ), обусловлен тем, что в настоя-

щей работе использовались более совершенные кристаллы ( $\rho = 15$  ом см,  $N = 6 \cdot 10^3$  см<sup>-2</sup>). При малых наклонах дислокаций относительно долины Пайерлса модель перегибов и струнная модель К. Г. Л. должны дать одинаковые результаты [12]. При этом условии учитывая, что высота пика  $\Delta_{\max} = 1,7 \cdot 10^{-5}$ , плотность дислокаций  $N \approx 6 \cdot 10^3$  см<sup>-2</sup>, модуль сдвига  $G_{\text{Ge}}$  есть  $6 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>, а также  $\omega = 1$ ,  $\tau = 3 \cdot 10^{-5}$  сек, для длины сегмента дислокации получаем  $L = 1,2 \cdot 10^{-3}$  см. При такой длине дислокационного сегмента из условия  $L = 50l$  следует, что наклон дислокации относительно долины Пайерлса составляет угол  $\approx 2^\circ$ . Для кристаллов Ge с плотностью дислокаций  $N \approx 5 \cdot 10^3$  см<sup>-2</sup> получено, что  $L = 7,9 \cdot 10^{-5}$  см [16], а при  $N = 10^5$  см<sup>-2</sup> —  $L = 10^{-4}$  см [11], откуда следует, что в кристаллах Ge при плотностях дислокаций  $N < 10^5$  см<sup>-2</sup>  $L$  должна быть больше  $10^{-4}$  см, что как раз и получается (при  $N = 6 \cdot 10^3$  см<sup>-2</sup> имели  $L = 1,2 \cdot 10^{-3}$  см). При этих условиях значение  $L = 50l$  является приемлемым.

Химическая полировка глубиной 150 мкм уменьшает высоту пика  $P_2$ , а отжиг при  $T = 650^\circ\text{C}$  в течение 21 часа приводит к увеличению его высоты (рис. 3б). Деформация (0,1%) при  $T = 750^\circ\text{C}$  в течение 7 часов и последующее охлаждение со скоростью 5 град/мин приводят к исчезновению пика  $P_2$ . При повторных деформациях (1,1% и 2,2%) и охлаждении со скоростью 20 град/мин пик возрастает соответственно на 20% и 30%. Известно [11], что шлифовка и последующий отжиг при средних температурах ( $500 \div 600^\circ\text{C}$ ) приводят к увеличению плотности дислокаций в поверхностном слое. Вагатсома и др. рентгенотопографическим методом показали, что отжиг деформированных кристаллов при средних температурах приводит к перераспределению дислокаций, которое связано движением и аннигиляции перегибов на дислокациях [11]. Такие явления наблюдаются также в деформированных кристаллах при медленном охлаждении. По-видимому, такое увеличение плотности дислокаций в приповерхностном слое и привело к появлению пика после отжига при  $650^\circ\text{C}$ .

Деформация  $\approx 0,1\%$  при  $750^\circ\text{C}$  и последующее медленное охлаждение, эквивалентное отжигу, привело к исчезновению пика  $P_2$ . Действительно, отжиг при  $750^\circ\text{C}$  без нагрузки также приводит к исчезновению пика  $P_2$ . Увеличение высоты пика при деформациях обусловлено увеличением плотности дислокаций (до  $10^6$  см<sup>-2</sup>) и перегибов.

Энергия активации пика  $P_2$  ( $E = 0,81$  эв) составляет почти половину энергии активации движения дислокаций или половину энергии образования парных перегибов в кристаллах Ge [15], и это дает основание предполагать, что пик  $P_2$  обязан образованию моноперегибов на дислокациях, расположенных в приповерхностном слое кристаллов Ge.

Пик  $P_2$  исчезает после отжига при температуре  $650^\circ\text{C}$ . Деформация (0,1% и 1,1%) при температуре  $750^\circ\text{C}$  в течение 7 часов оказывается недостаточной для возникновения этого пика (рис. 3в). После этих деформаций наблюдается лишь возрастание фона поглощения ультразвука в температурной области этого пика. Пик вновь появляется после деформации  $\approx 2,2\%$  при  $T = 780^\circ\text{C}$  в течение 21 часа при последующем охлажде-

нии со скоростью 20 град/мин. Химическая полировка глубиной 150 мкм не влияет на высоту пика. Наблюдается незначительная зависимость пика от ориентации, т. е. при изменении направления колебаний в плоскости (111) от направления  $[1\bar{1}2]$  к направлению  $[1\bar{1}0]$  высота пика уменьшается незначительно. На основании этого можно предположить, что пик  $P_3$  связан с объемными дислокациями, ось которых направлена по  $[111]$  или имеет составляющие в этом направлении. Согласно модели точек торможения [2], максимум поглощения ультразвука пропорционален плотности перегибов и расстоянию между точками торможения (ступеньки, вакансии, примеси). По-видимому, при деформациях  $\approx 0,1\%$  и  $\approx 1,1\%$  скорость увеличения плотности точек торможения больше, чем скорость образования перегибов, т. е. для пика  $P_3$  при этих деформациях больше сказывается влияние отжига, чем деформации, и вследствие этого наблюдается только увеличение фона поглощения ультразвука. Энергия активации этого пика составляет 1 эв, а частотный фактор  $f_0 \approx 1,4 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ .

Кесслер [4] на частоте 40 кГц и  $T=380^\circ\text{C}$  и Калзечи и др. [7] на частоте  $2 \div 5$  кГц и  $T=380^\circ\text{C}$  получили пик поглощения в кристаллах Ge с энергией активации  $\approx 1,1$  эв. Кесслер связывает полученный пик с миграцией вакансий в поле напряжения дислокаций. Сузуки и Калзечи [6, 7] считают, что полученный Кесслером пик связан с перераспределением точечных дефектов на дислокациях.

Из теории взаимодействия дислокаций с точечными дефектами [4, 7] для максимума поглощения ультразвука следует выражение

$$\Delta_{\text{max}} = 10^{-10} NL^4 CGkT, \quad (1)$$

где  $C \approx 4,5 \cdot 10^{22} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$  — концентрация точечных дефектов  $G$  — модуль сдвига, а для времени релаксации процесса —

$$\tau_0 = 10^{-1} \left(\frac{v_0^3}{A}\right) \left(\frac{kT}{D}\right), \quad (2)$$

где  $A = \frac{4}{3} \left(\frac{1+n}{1-n}\right) Gb\eta\rho^3$  — постоянная взаимодействия примесь-дислокация,  $v_0 \approx b \approx 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ ,  $D$  — коэффициент диффузии в Ge,  $n$  — коэффициент Пуассона,  $\rho$  — радиус атома и  $(1+n)\rho$  — радиус точечного дефекта. Используя эти уравнения и принимая, что равновесная концентрация вакансий при температуре пика есть  $C \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , а коэффициент взаимодействия  $A \approx 10^{19} \text{ эрг см}$ , Кесслер для температурнезависимого коэффициента диффузии получил  $D_0 = 10^{-4} \text{ см}^2/\text{сек}$ , что на несколько порядков меньше значения коэффициента диффузии для вакансий [17].

Из уравнений (2) для пика  $P_3$  с учетом значений  $f_0 = 1,4 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ ,  $T = 700^\circ\text{K}$ ,  $\Delta_{\text{max}} = 1,6 \cdot 10^{-5}$ ,  $L = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ см}$  и  $A = 3,4 \cdot 10^{19} \text{ эрг см}$  получено  $C = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Как и следовало ожидать, полученное значение для концентрации точечных дефектов вокруг дислокаций оказывается много больше, чем равновесная концентрация дефектов в кри-

сталле ( $C \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$ ), полученная из соотношения  $C = 4,5 \cdot 10^{22} \times \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$ , где  $E \approx 2 \text{ эв}$  — энергия образования вакансий.

Для коэффициента диффузии из выражения (2) при  $\tau_0 \approx 7 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$  получается значение  $D = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{сек}$  при  $\eta = 0,01$  и  $D = 2,5 \times 10^{-7} \text{ см}^2/\text{сек}$  при  $\eta = 0,1$ , т. е., как и следовало ожидать, коэффициент диффузии увеличивается с уменьшением радиуса точечного дефекта.

Расчет температурнезависимого коэффициента диффузии по Брейлсфорду [1] ( $D_0 = \frac{2l^2f_0}{\pi}$ ) дает значение  $D_0 = 51,5 \text{ см}^2/\text{сек}$  при средней длине перегиба  $l = 2,4 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ , а для коэффициента диффузии при температуре пика  $P_3$  с энергией активации  $\approx 1 \text{ эв}$  получается значение  $D = 3,1 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{сек}$ . Близкий результат для коэффициента диффузии вдоль дислокаций ( $D = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{сек}$ ) получается также при использовании метода расчета Ямафуджи [18]. Полученные результаты для концентрации точечных дефектов и коэффициента диффузии вдоль дислокаций дают основание предполагать, что пик  $P_3$  обусловлен перераспределением точечных дефектов на перегибах вдоль дислокаций.

Значение коэффициента диффузии ( $10^{-4} \text{ см}^2/\text{сек}$ ), полученное Кесслером, по-видимому, нужно отнести к температурозависимому коэффициенту диффузии, а несколько большее значение  $D$  связано с повышенной плотностью дислокаций и концентрацией примесей.

Расчет коэффициента демпфирования ( $B$ ) для пика  $P_3$  по Лейбфриду [19] дает значение  $4 \cdot 10^{-4} \text{ дин сек см}^{-2}$ , а из условия  $B = \frac{kT}{b^3\nu_D}$  [7], где  $\nu_D = 10^{13} \text{ сек}^{-1}$  — частота Дебая, получается значение  $2,2 \cdot 10^{-4} \text{ дин сек см}^{-2}$ . Из значения максимума поглощения  $P_3$  по К. Г. Л. [12] было получено  $1,6 \cdot 10^{-2} \text{ дин сек см}^{-2}$ .

Как видно из полученных результатов, теоретическое значение коэффициента демпфирования меньше, чем полученное из экспериментальных данных. Такое расхождение, наблюдаемое и для металлов, обусловлено, по-видимому, некоторыми микроскопическими параметрами (концентрацией примесей, углом между действующей силой и направлением дислокаций и др.), которые не учитываются при расчете.

Линейный спад модуля упругости (рис. 1) до  $370^\circ\text{C}$  связан с ангармонизмом колебаний решетки [12]. Незначительное отклонение от линейности выше  $370^\circ\text{C}$  обусловлено термоактивационными процессами.

Ереванский государственный  
университет

Поступила 26.VI.1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. D. Bratlsford. Phys. Rev., 122, 778 (1961); 128, 1033 (1962); 137A, 1562 (1965); J. Appl. Phys., 36, 3941 (1965).
2. S. Ninomiya, R. Thomson, F. Carcia-Moliner. J. Appl. Phys., 35, 3607 (1964).
3. A. Seeger. Phil. Mag., 1, 651 (1956).

4. J. O. Kessler. Phys. Rev., 106, 645 (1957).
5. А. Н. Александров и др. ФТТ, 10, 2871 (1968).
6. H. Suzuki. J. Phys. Soc. Japan, 18, Suppl. 1, 182 (1963).
7. F. Calzetti, P. Gondi, S. Montovani. Nuovo Cim., B54, 165 (1968); J. Appl. Phys., 40, 4798 (1969).
8. P. D. Southgate. Proc. Phys. Soc., 76, 385, 398 (1960).
9. А. Э. Жмудский и др. Ученые записки ЕГУ, 1, 55 (1969).
10. W. L. Haworth, R. Mottas, H. K. Birnbaum. J. Appl. Phys., 43, 3658 (1972).
11. K. Ohori, K. Sumino. Phys. Stat. Sol. (a), 9, 151 (1972).
12. А. А. Дургарян, М. А. Фахем. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 116 (1976).
13. А. Н. Александров, В. С. Мордюк. Внутреннее трение и физические свойства тугоплавких металлов, Саранск, 1963, стр. 31.
14. L. P. Khiznichenko et al. Phys. Stat. Sol., 21, 805 (1967).
15. R. Labuch. Phys. Stat. Sol., 10, 645 (1965).
16. A. Granato, R. Truell. J. Appl. Phys., 27, 1219 (1956).
17. H. Letow, N. Portnoy, L. Shifkin. Phys. Rev., 102, 636 (1956).
18. K. Yamafuji, Ch. Vemer. J. Appl. Phys., 36, 3283 (1965); см. также Актуальные вопросы теории дислокаций, Изд. Мир, М., 1968, стр. 115.
19. G. Z. Leibfried. Phys. Bd., 127, 344 (1950).

ՈՒՆԻՎԵՐՍԱԼ ԳԻՍԼՈՎԱՑԻՈՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ  
Ge-ի ՄՈՆՈԿՐԻՏԱԿԱՆ ԿՐԻՏԱԿՆԵՐՈՒՄ

Ա. Հ. ԴՈՒՐԳԱՐՅԱՆ, Մ. Ա. ՖԱՀԵՄ

Աշխատանքում կատարված է ուլտրաձայնի կլանման փորձնական ուսումնասիրությունը Ge բյուրեղներում  $1 \div 6$  կՖց հաճախությունների և  $20 \div 500^\circ\text{C}$  ջերմաստիճանային տիրույթներում: Հաշտարկված են երեք ուլտրաձայնի մարսիմոններ՝  $180^\circ$ ,  $320^\circ$  և  $420^\circ\text{C}$  ջերմաստիճաններում համապատասխանաբար 0,64, 0,81 և 1,04 էվ ալտիվացման էներգիայով, որոնք բացառվում են դիսլոկացիոն ծովածրնների մոդելով: Փորձնական արդյունքներից կլանվող հաշտարկված է դիսլոկացիաների վրա կետային դեֆեկտների խտությունը ( $C \approx 2 \cdot 10^{13}$  սմ), դիսլոկացիայի երկայնքով դիֆուզիայի գործակիցը ( $D \approx 3 \cdot 10^{-6}$  սմ<sup>2</sup>/վրկ) և արդելակման B գործակիցը ( $B \approx 2 \cdot 10^{-2}$  դին սմ<sup>-2</sup>): Ge բյուրեղներում ուսումնասիրված է նաև ուլտրաձայնի կլանման օրինաչափին կախումը:

DISLOCATION ABSORPTION OF ULTRASOUND  
IN Ge SINGLE CRYSTALS

A. H. DURGARYAN, M. A. FAHEM

Using the free flexural oscillation method the absorption of ultrasound in Ge single crystals at resonance frequencies  $1 \div 6$  KHz was experimentally investigated in the temperature range  $20 \div 500^\circ\text{C}$ . Three relaxation peaks with activation energies 0.64, 0.81 and 1.04 eV are observed at temperatures 180, 320 and  $420^\circ\text{C}$  respectively. These peaks are explained in terms of the dislocation kink model. On the basis of experimental results the concentration of point defects around dislocations  $C \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , their diffusion coefficient along dislocations  $D \approx 3 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$  and the damping coefficients  $B \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ dyn sec cm}^{-2}$  have been calculated. The dependence of ultrasound absorption in Ge crystals on the crystal orientations was investigated as well.