

УДК 537.311.33; 534.2

© 1990

## ФОНОНОПРОВОДИМОСТЬ ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ $n$ -Ge

Б. А. Данильченко, С. Х. Рожко

Приведены результаты экспериментальных исследований изменения проводимости кристаллов  $n$ -Ge при  $T=2\div 4.2$  К, стимулированного потоками неравновесных акустических фононов. Исследовались некомпенсированные образцы с концентрациями  $N_d^{Sb} = 2 \cdot 10^{16}$  и  $N_d^{As} = 1.5 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ , близкими к переходу Мотта. Изменение проводимости сопоставлялось с времяпролетными спектрами неравновесных фононов в этих же кристаллах. Показано, что приложение одноосного давления вдоль  $\langle 111 \rangle$  направления влияет как на акустическую прозрачность кристалла, так и на величину и характер фононопроводимости. В Ge : Sb при  $P > 4 \cdot 10^8$  дин/см $^2$  изменение тока однозначно связано с участием акустических фононов в прыжковой проводимости. Результаты в Ge : As анализируются с привлечением малоизученного неупругого механизма поглощения фононов при переходе электрона их связанного состояния в  $D^-$  зону. Обнаружено аномально сильное поглощение  $T_1A$  фононов в кристалле Ge : As.

Легирование кристаллов Ge элементами V группы приводит к появлению дополнительных механизмов рассеяния акустических фононов. При гелиевых температурах, когда донорные электроны находятся в нижайших невозбужденных состояниях, основными механизмами рассеяния являются: I) упругое рассеяние, связанное с дефектом массы атомов решетки и легирующей примеси; II) упругое резонансное и неупругое рассеяние фононов, обусловленное электронными переходами между синглет-триплетным расщеплением  $4\Delta$ , основного  $1S$  состояния примеси. Эти механизмы хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально в слабелегированных кристаллах Ge [1-5].

При увеличении степени легирования до уровня, когда перекрытие волновых функций донорных состояний становится существенным, наряду с перечисленными включаются новые неупругие механизмы рассеяния, в том числе обусловленные III) поглощением фонона при переходе электрона из занятого донорного состояния  $D^0$  на свободное  $D^+$  по схеме

$$\hbar\omega + D_i^0 + D_j^- \rightarrow D_i^+ + D_j^0,$$

IV) поглощением фонона, в результате чего электрон переходит из локализованного  $D^0$  состояния в слаболокализованное состояние в  $D^-$  зоне, по схеме

$$\hbar\omega + D^0 \rightarrow e_{i1}^- + D^+.$$

Два последних процесса изменяют токовое состояние образца. Так, процесс III связан с прыжковой проводимостью, а процесс IV приводит к увеличению концентрации носителей в зоне с большей подвижностью. Время рассеяния акустических фононов, связанное с участием фонона в прыжковой проводимости, и ее изменение в слабых электрических полях можно оценить исходя из результатов работ [6, 7]. Однако роль акустических фононов в изменении проводимости за счет генерации избыточных носителей в  $D^-$  зону, насколько нам известно, не исследовалась.

В связи с этим в настоящей работе экспериментально изучалась зависимость проводимости легированных кристаллов  $n$ -Ge от потоков неравновесных баллистических фононов. Исследовались образцы, в которых при гелиевых температурах хорошо выражена проводимость по  $D^-$  зоне. Известно, что приложение одноосного давления изменяет степень перекрытия примесных состояний [7]. Поэтому в зависимости от величины приложенного давления в образцах Ge : Sb можно было изменять соотношение между прыжковой проводимостью и проводимостью по  $D^-$  зоне. Это делало возможным в пределах одного образца сравнивать изменения проводимости, вызванные поглощением неравновесных акустических фононов по механизмам III и IV.

## 1. Методика исследований и образцы

Исследовались некомпенсированные ( $K \leq 0.005$ ) кристаллы Ge : Sb и Ge : As с концентрацией  $N_d^{Sb} = 2 \cdot 10^{16}$  и  $N_d^{As} = 1.5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Концентрация примесей определялась из холловских измерений при  $T = 293$  и  $77$  К. Компенсация оценивалась по температурной зависимости концентрации носителей.

Акустические измерения потоков неравновесных фононов выполнялись с помощью метода тепловых импульсов на образцах, ограниченных плоскостями (111), (110), (211). Давление прикладывалось вдоль направления  $\langle 111 \rangle$ . Специально разработанное устройство позволяло плавно изменять давление, прикладываемое к образцу, находящемуся в жидком гелии, от 0 до  $2-3 \cdot 10^9$  дин/см<sup>2</sup>. Неравновесные фононы возбуждались при нагреве пленки Au, нанесенной на одну из (110) плоскостей кристалла. Нагрев пленки осуществлялся импульсами излучения азотного лазера длительностью 10 нс. С противоположной от генератора фононов стороны кристалла располагался приемник неравновесных фононов из сверхпроводящего индия. Такая геометрия расположения источника и приемника позволяла регистрировать потоки фононов, распространяющихся вдоль направления  $\langle 110 \rangle$ .

Изменение проводимости образцов, вызванное потоками неравновесных фононов, регистрировалось следующим образом. После акустических измерений пленка In снималась с поверхности образца. На ее месте впаивали две полоски из In—As сплава на расстоянии  $\approx 1$  мм между собой. К приготовленным таким образом омическим контактам прикладывалось постоянное электрическое поле  $1-3$  В/см, а ток в цепи регистрировался по изменению напряжения на нагрузочном сопротивлении. Такая последовательность проведения эксперимента позволяла сопоставлять в пределах одного образца времяпролетные спектры неравновесных фононов и вызванное ими изменение проводимости в зависимости от величины приложенного давления.

Система регистрации сигналов болометра или изменения тока проводимости образца включала в себя программно-управляемый стробоскопический осциллограф С7-17, сигналы с которого заносились в память мини-ЭВМ, управляющей экспериментом. Система обработки данных исключала синхронную помеху от работы лазера и производила накопление полезных сигналов.

## 2. Результаты эксперимента и] о б с у ж д е н и е

Времяпролетные спектры неравновесных фононов, наблюдаемые в легированных кристаллах Ge : Sb и Ge : As при различных величинах давлений, приведены на рис. 1, 2. Из рис. 1 видно, что при  $P=0$  тепловой импульс в Ge : Sb на расстоянии 0.37 см от источника состоит в основном из баллистических фононов  $T_2A$ -моды. Баллистические фононы  $LA$ -моды полностью отсутствуют, а поток  $T_1A$  фононов мал и примерно в 5 раз

меньше потока  $T_2A$  фононов. С увеличением давления акустическая прозрачность кристалла увеличивается. При  $P=1.2 \cdot 10^9$  дин/см<sup>2</sup> становится заметным баллистический поток  $LA$  фононов, поток  $T_1A$  фононов возрастает более чем на порядок, поток  $T_2A$  фононов возрастает в два раза. Дальнейшее увеличение давления качественно картину теплового импульса не изменяет.

Сильное рассеяние акустических фононов наблюдается и в кристаллах Ge : As. При  $P=0$  тепловой импульс на расстоянии 0.3 см от источника

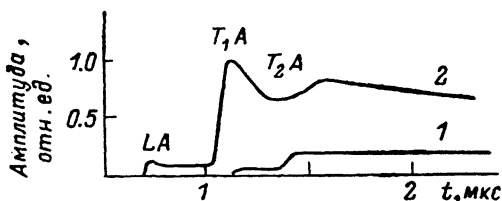


Рис. 1. Времяпролетный спектр неравновесных фононов в Ge : Sb.

$P$ , дин/см<sup>2</sup>: 1 — 0, 2 —  $1.2 \cdot 10^9$ .  $N_d = 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

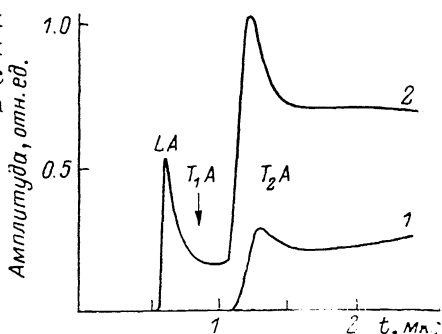


Рис. 2. Времяпролетный спектр равновесных фононов в Ge : As.

$P$ , дин/см<sup>2</sup>: 1 — 0, 2 —  $1.8 \cdot 10^9$ ,  $N_d = 1.5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>.

состоит только из потока баллистических фононов  $T_2A$ -моды, как и в кристалле Ge : Sb. Увеличение давления приводит к просветлению кристалла для фононов  $LA$ - и  $T_2A$ -мод. При  $P=1.8 \cdot 10^9$  дин/см<sup>2</sup> поток  $T_2A$  фононов возрастает почти в 4 раза, а поток  $LA$  фононов достигает уровня  $T_2A$  фононов. Вместе с тем из рис. 2 видно, что акустического просветления для фононов  $T_1A$ -моды не происходит.

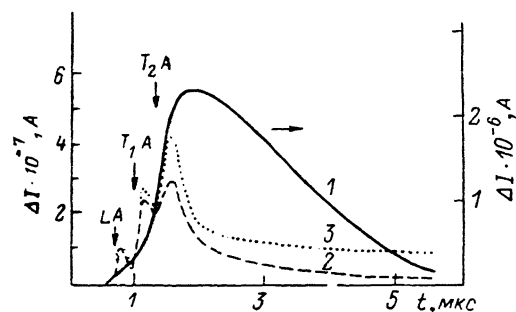


Рис. 3. Изменение тока проводимости, стимулированное неравновесными фононами в Ge : Sb.

$P$ , дин/см<sup>2</sup>: 1 — 0, 2 —  $4.3 \cdot 10^8$ , 3 —  $1.6 \cdot 10^9$ .  $N_d = 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $T = 4.2$  К.

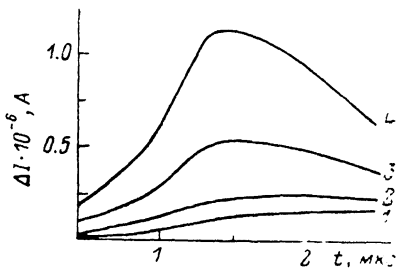


Рис. 4. Изменение тока проводимости, стимулированное неравновесными фононами в Ge : As.

$P$ , дин/см<sup>2</sup>: 1 — 0, 2 —  $6.6 \cdot 10^8$ , 3 —  $1.1 \cdot 10^9$ , 4 —  $2 \cdot 10^9$ .  $N_d = 1.5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>,  $T = 2$  К.

Изменение проводимости кристаллов Ge : Sb, вызванное потоками неравновесных фононов, приведено на рис. 3. Сигнал фононорелевантности при нулевом давлении имеет форму широкого колокола. Начало увеличения тока происходит заметно раньше, чем неравновесные фононы баллистически достигают поверхности, на которой вплавлены электрические контакты. Приложение давления резко изменяет структуру сигнала фононорелевантности. Так, при  $P=4.3 \cdot 10^8$  дин/см<sup>2</sup> выделяются пики, связанные с баллистическим приходом потоков  $LA$ ,  $T_1A$  и  $T_2A$  фононов. Дальнейшее увеличение давления до  $1.6 \cdot 10^9$  дин/см<sup>2</sup> приводит к росту проводимости, связанной с баллистическими потоками  $T_1A$  и  $T_2A$  фононов. Обращает на себя внимание тот факт, что вклад в увеличение проводимости от фононов различных поляризаций неодинаков. Если

сравнить данные рис. 1 и 3 при максимальных давлениях, видно, что наибольший вклад в ток дают фононы медленной поперечной  $T_{2A}$ -моды колебаний.

В кристаллах Ge : As также наблюдается изменение проводимости, вызванное потоком неравновесных фононов. На рис. 4 представлены сигналы фононопроводимости для различных давлений. Как видно, при небольших давлениях изменение проводимости мало. В отличие от кристаллов Ge : Sb фононопроводимость Ge : As растет с давлением. Форма сигнала остается гладкой функцией от времени с широким максимумом. Ни при каких давлениях, вплоть до  $2 \cdot 10^9$  дин/см<sup>2</sup>, форма сигнала фононопроводимости не повторяет форму теплового импульса, наблюдаемого в этом кристалле.

Рассмотрим более подробно связь между потоками неравновесных акустических фононов и увеличением тока прыжковой проводимости. Ток прыжковой проводимости, согласно [7], записывается в виде

$$I = \frac{e^2}{kT} \Gamma_{ij}^0 V, \quad (1)$$

где  $V$  — приложенное напряжение;  $\Gamma_{ij}^0$  — усредненное в единицу времени число переходов между занятыми  $D^0$  и свободными  $D^+$  донорами, индуцированное фононом с  $\hbar\omega = \Delta_{ij}$ . В выражении для  $\Gamma_{ij}^0$  можно выделить члены, зависящие от параметров акустических фононов так, что

$$\Gamma_{ij}^0 = C \frac{\omega}{S^3} N(\omega) f(q), \quad (2)$$

где  $C$  — коэффициент пропорциональности;  $q$  — волновой вектор фонона;  $S$  — его скорость;  $N(\omega)$  — число фононов на частоте  $\omega$ ;  $a$  — борковский радиус примесного состояния;  $f(q) = [1 + (1/2 qa)^2]^{-1}$ .

Выражения (1), (2) позволяют связать наблюдаемые изменения тока  $\delta I_k$  и потоки неравновесных фононов  $\delta N_k(\omega)$ ,  $k$ -й поляризации. Из (1), (2) следует, что отношение изменения токов  $\delta I_k / \delta I_l$  и вызывающие эти токи потоки неравновесных фононов  $\delta N_k / \delta N_l$  на частоте  $\omega$  связаны соотношением

$$G_k^l = \frac{\delta I_k}{\delta I_l} \frac{\delta N_l}{\delta N_k} \frac{\omega_l}{\omega_k} \frac{f_l(q)}{f_k(q)} = \left( \frac{S_l}{S_k} \right)^5. \quad (3)$$

Для оценки (3) будем исходить из того, что основной вклад в баллистические сигналы  $A_k$  вносят фононы вблизи максимальных частот  $\omega_{\max}$ , тогда  $A_k \sim N_k(\omega_{\max}) \omega_{\max}^2$ . В исследуемых кристаллах Ge : Sb при  $P > 1 \times 10^9$  дин/см<sup>2</sup> основное рассеяние фононов обусловлено изотопическими примесями, а не особенностями донорных состояний. Исходя из известной зависимости времени рассеяния на изотопах в Ge [8], можно показать, что в образце длиной 0.4 см  $\omega_{\max}^{LA} = 3.4$ ,  $\omega_{\max}^{T_1A} = 3.1$ ,  $\omega_{\max}^{T_2A} = 2.8$  ТГц. В расчете использовались известные величины скоростей для направления  $\langle 110 \rangle$  в Ge:  $S_{LA} = 5.45 \cdot 10^5$ ,  $S_{T_1A} = 3.6 \cdot 10^5$ ,  $S_{T_2A} = 2.8 \cdot 10^5$  см/с. Используя амплитудные значения токов  $\delta I_{LA, T_1A, T_2A}$  и баллистических фононов  $\delta A_{LA, T_1A, T_2A}$  (рис. 1, 3), мы определили величины  $G_{LA}^{T_1A}$ ,  $G_{LA}^{T_2A}$ ,  $G_{T_1A}^{T_2A}$ . Они оказались равными  $1.35 \cdot 10^{-1}$ ,  $4.95 \cdot 10^{-2}$ ,  $3.6 \cdot 10^{-1}$  соответственно, тогда как отношения соответствующих скоростей в пятой степени равны  $1.25 \times 10^{-1}$ ,  $3.6 \cdot 10^{-2}$ ,  $2.8 \cdot 10^{-1}$ . Столь близкое равенство полученных отношений однозначно связывает изменение тока проводимости с потоками неравновесных фононов и является прямым экспериментальным подтверждением теории прыжковой проводимости.

Неупругое рассеяние фононов, в результате которого электрон из связанного  $D^0$  состояния переводится в  $D^-$  зону, по-видимому, в наибольшей степени проявляется в кристаллах Ge : As и отчасти в Ge : Sb при  $P=0$ . Поскольку этот механизм рассеяния фононов мало изучен теоретически, ограничимся качественным обсуждением полученных результатов.

Известно, что энергия активации в  $D^-$  зону, обозначаемую как  $E_2$ , в кристаллах Ge : Sb растет, а в Ge : As уменьшается с давлением [9]. Как следует из рис. 4, изменение проводимости, индуцированное потоком неравновесных фононов, растет вместе с давлением в Ge : As. Это может быть связано с увеличением как акустической прозрачности, а следовательно  $N(\omega)$ , так и вероятности перехода электрона из  $D^0$  в  $D^-$  состояние при понижении энергии  $E_2$ . Отметим, что из электрических измерений образцов данной концентрации  $N_d = 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  величина  $E_2$  изменяется на  $1.8 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$  при изменении давления от 0 до  $2 \cdot 10^9 \text{ дин/см}^2$  и составляет 2.2 мэВ при  $P = 2 \cdot 10^9 \text{ дин/см}^2$ . Для образца длиной 0.3 см максимальная энергия баллистического фонона составляет 2 мэВ, т. е. энергии баллистического фонона еще не хватает для прямого перехода электрона из  $D^0$  в  $D^-$  состояние. В кристаллах Ge : Sb акустическая прозрачность и величина  $E_2$  растут с давлением. Однако вклад неравновесных фононов в наведенную проводимость уменьшается и при больших давлениях полностью обусловлен механизмом прыжковой проводимости. Следовательно, изменение проводимости за счет  $D^0 \rightarrow D^-$  механизма рассеяния фононов определяется главным образом величиной  $E_2$ . Еще одной характерной особенностью наведенной проводимости в Ge : As и Ge : Sb при  $P = 0$  является несовпадение формы сигнала и временной структуры теплового импульса. Это может быть обусловлено значительным временем жизни неравновесных носителей в  $D^-$  зоне. По нашим оценкам, оно должно составлять  $\approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ . Остается непонятной причина сильного поглощения акустических фононов  $T_{1A}$ -моды колебаний в кристалле Ge : As, и ее выяснение требует специального исследования.

Авторы выражают благодарность О. Г. Сарбею за полезные обсуждения и поддержку при выполнении работы.

#### Список литературы

- [1] Griffin A., Carruthers P. // Phys. Rev. 1963. V. 131. N 5. P. 1976—1995.
- [2] Suzuki K., Mikoshiba // J. Phys. Soc. Jap. 1971. V. 31. N 1. P. 186—189.
- [3] Miyasato T., Tokumura M., Toguchi M., Akao F. // J. Phys. Soc. Jap. 1981. V. 50. N 6. P. 1986—1991.
- [4] Dynes R. C., Narayanamurti V. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. N 1. P. 143—172.
- [5] Данильченко Б. А., Рожко С. X. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 3. С. 263—265.
- [6] Miller A., Abrahams E. // Phys. Rev. 1960. V. 120. N 3. P. 745—755.
- [7] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. 416 с.
- [8] Holland M. G. // Phys. Rev. 1963. V. 132. N 6. P. 2461—2471.
- [9] Fritzsche H. // Phys. Rev. 1962. V. 125. N 5. P. 1552—1567.

Институт физики АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
17 июля 1989 г.