

НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ D^- -ЦЕНТРОВ В Si:P БАЛЛИСТИЧЕСКИМИ ФОНОНАМИ РАЗЛИЧНЫХ ПОЛЯРИЗАЦИЙ

Б.А.Данильченко, С.И.Комиренко

*Институт физики АН УССР
252650, Киев-28*

Поступила в редакцию 25 июля 1991 г.

Показано, что фононы продольной поляризации взаимодействуют с D^- -центрами на порядок интенсивнее, чем фононы поперечных мод. Оценивается верхний предел времени восстановления концентрации D^- -состояний после их нейтрализации неравновесными фононами.

При температурах жидкого гелия в полупроводниках примесные атомы могут захватывать на внешнюю оболочку избыточный электрон либо дырку, образуя таким образом $D^-(A^+)$ -центры. В основном эти состояния изучались с помощью методики субмиллиметровой фотопроводимости¹. Недавно развитая методика фононоиндуцированной проводимости (PIC)², позволила исследовать эти центры с помощью неравновесных фононов. Показано², что нейтрализация D^- -центров происходит путем однофононных переходов из связанного состояния в зону проводимости. Однако, все исследования в этой области носят "энергетический" характер, т.е. определение энергии связи в различных материалах, а также ее изменения с приложением к образцу внешнего давления или магнитного поля. В этой связи представляет несомненный интерес определение параметров взаимодействия с D^- -центрами фононов различных поляризацій. Поглощение продольных и поперечных баллистических фононов свободными носителями исследовалось в³, а особенности их рассеяния на "внутрицентровых" переходах рассматривались в⁴. Однако, роль поляризации фононов, участвующих в переходах типа "примесь-зона", а также в процессах фононной нейтрализации D^- -центров до сих пор не изучалась.

В настоящей работе исследовались D^- -состояния в кристаллах Si:P, $N_d - N_a = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ с помощью метода тепловых импульсов, а также по методике PIC. Для исследований вырезались образцы в форме параллелепипеда $0,5 \times 0,5 \times 1 \text{ см}$, ограниченные плоскостями (111), (211), (110), соответственно. Сначала записывался время-пролетный спектр неравновесных фононов, инжектируемых тонкопленочным металлическим генератором с помощью сверхпроводящего индиевого болометра (рис. 1). Затем вместо болометра вплавлялись омические контакты, к образцу прикладывалось электрическое поле и с помощью "холодного" предусилителя измерялось изменение тока в цепи, вызванное приходящими баллистическими фононами. Сигнал фононопроводимости записывался при возбуждении образца ИК излучением комнатной температуры, подводимым по металлическому световоду (рис. 2а) и в темноте, для чего ИК свет отводился с помощью "холодного" зеркала (рис. 2б).

Сигнал фононопроводимости есть измеряемое в режиме постоянного поля изменение проводимости образца под действием неравновесных фононов, т. е. $\Delta\sigma = e\mu\Delta n(\Delta\mu = 0(1)), \Delta n \sim \beta W N_d^-$, где β, W - усредненные по частоте сечение ионизации D^- -центра и интенсивность фононного потока. Необходимо

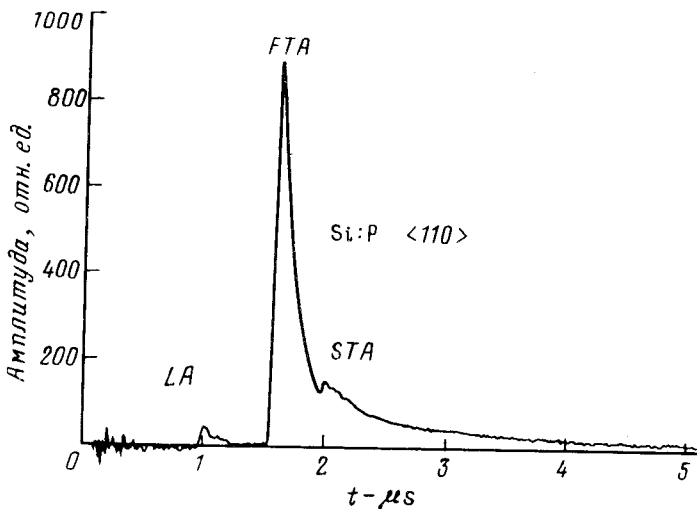


Рис. 1.

отметить, что по нашим оценкам стационарная концентрация электронов в зоне проводимости в условиях ИК подсветки составила $n \div 10^9 \text{ см}^{-3}$, а Δn не превышала ее более чем на порядок при максимальной мощности, вкладываемой в токопленочный генератор.

Наибольший интерес вызывает отличие формы сигнала фонопроводимости от формы время-пролетного спектра фононов, записанного с помощью болометра: отношение амплитуд фононов FTA/LA мод в первом и втором случаях отличается более чем на порядок. Подобное различие можно было бы объяснить тем, что временная задержка между приходом LA - и FTA -фононов составляет примерно $5 \cdot 10^{-7}$ с, и за это время не успевает восстановиться исходная заселенность D^- -состояний. Отметим, что отношение FTA/LA сигнала фонопроводимости не зависит от температуры (рис. 3б). Однако, при постоянной мощности, вкладываемой в генератор фононов, в условиях, когда с температурой концентрация D^- -центров изменяется на два порядка (рис. 3а) отношение FTA/LA неизбежно должно было бы измениться, если это различие связано с большим временем захвата в D^- -состояния. Таким образом, время восстановления исходной заселенности D^- -центров в данных условиях не превышает $5 \cdot 10^{-7}$ с. Наблюдаемое различие отношений LTA/LA может быть вызвано двумя причинами: 1) различием в энергетическом спектре продольных и поперечных фононов, прошедших расстояние 1 см. Предельная частота баллистических фононов LA -моды $\hbar\omega_{max}/k \approx 27\text{К}$, в то время как для поперечных $\hbar\omega_{max}/k$ не превышает 18 К, что должно приводить к разным коэффициентам поглощения различных мод при их взаимодействии с состоянием с энергией связи E_i ; 2) даже при одинаковом энергетическом спектре фононов различных поляризацій трудно ожидать равных коэффициентов поглощения, в силу того, что матричные элементы перехода, определяющие величину коэффициента поглощения, отличаются для различных мод (по аналогии с внутрицентровыми переходами ⁴).

Экспериментально измеренная зависимость $\Delta\sigma(T)$ (рис. 3а) носит экспоненциальный характер с энергией активации $E_i = 1,74 \pm 0,05 \cdot 10^{-3}$ эВ. Как видно из рисунка, при $T < 1,9\text{К}$, а также $T > 3\text{К}$ наблюдается отклонение от

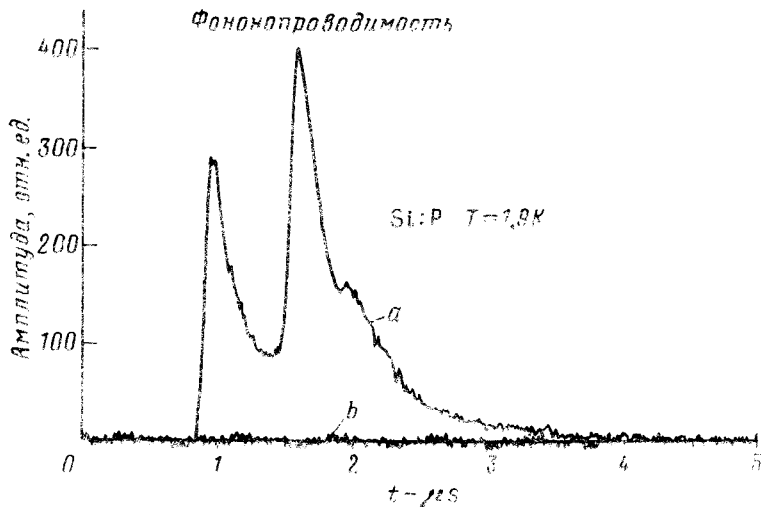


Рис. 2.

экспоненты. Такое поведение $\Delta\sigma$ можно понять, рассмотрев температурную зависимость концентрации D^- -центров. Для этого запишем систему уравнений баланса с учетом следующих процессов: 1) ионизация нейтральных атомов фосфора ИК светом $\sigma_0 I N_{d0}$; 2) захват свободных носителей на нейтральные доноры с образованием D^- -центра $\gamma_- n N_{d0}$; 3) захват свободных носителей на положительно заряженные доноры $\gamma_+ n N_{d+}$; 4) фотораспад D^- -центров за счет фонового излучения $\sigma_- I N_{d-}$; 5) термическая нейтрализация D^- -центров $\alpha_T N_{d-}$. Здесь σ_0, σ_- - сечения фотоотрыва электрона от нейтрального и D^- -центра соответственно, γ_-, γ_+ - коэффициенты захвата на нейтральные и положительно заряженные доноры, I - интенсивность фонового излучения, α_T - темп термической нейтрализации, $\alpha_T = \gamma_- N_c \exp(E_i/kT)$, где N_c - эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

$$\frac{dn}{dt} = \sigma_0 I N_{d0} - \gamma_- n N_{d0} - \gamma_+ n N_{d+} + \alpha_T N_{d-} + \sigma_- I N_{d-} \quad (2)$$

$$\frac{dN_{d-}}{dt} = \gamma_- n N_{d0} - (\alpha_T + \sigma_- I) N_{d-} \quad (3)$$

$$N_{d0} = N_d - N_{d+}; \quad (4)$$

$$N_{d+} = N_a + n + N_{d-}. \quad (5)$$

При этом температура эксперимента предполагается столь низкой, что термической ионизацией нейтральных доноров можно пренебречь, а прикладываемое к образцу электрическое поле недостаточно для ударной нейтрализации D^- -центров (≤ 5 В/см)⁵. Решение этой системы уравнений для стационарных условий в предположении $N_c \gg n, N_{d-}$ (6) выглит следующим образом:

$$N_{d-} = \frac{\gamma_- (N_d - N_a)^2 \sigma_0 I}{(\alpha_T + \sigma_- I) \gamma_+ N_a} \quad (7)$$

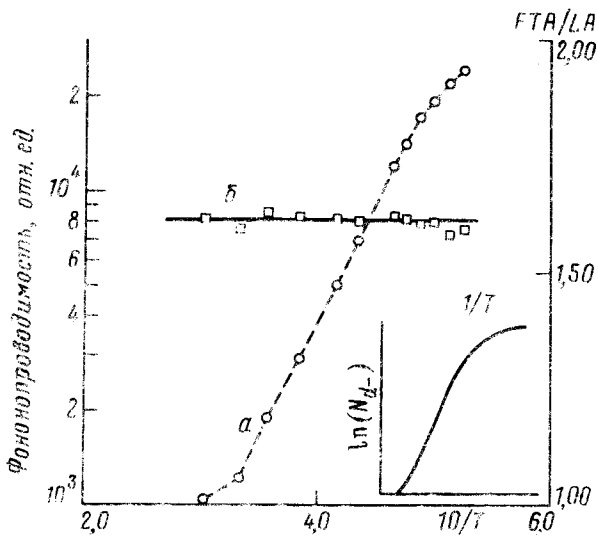


Рис. 3.

На вставке в рис. 3 показан температурный ход $N_{d-}(T)$, рассчитанный по формуле (7). Насыщение в области низких температур вызвано доминирующим фотоостровом, а отклонение при высоких температурах ($\sim T^{3/2}$) объясняется малостью показателя экспоненты.

В заключение необходимо отметить, что окончательную ясность в вопрос о взаимодействии LA- и TA-фононов с D^- -центрами могли бы внести эксперименты с использованием монохроматических источников баллистических фононов.

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

1. Гершензон Е.М., Мельников А.П. и др. УФН, 1980, 132, 353.
2. Burger W., Lassmann K. Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 2035.
3. Zylberstejn A. J. de Phys, 1972, 33, Suppl. C4, 85.
4. Kwok P.C. Phys. Rev., 1966, 149, 666.
5. Александров В.Н. и др. ФТП, 1977, 11, 79.