

ОСОБЕННОСТИ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО ПЕРЕНОСА АКУСТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ В GaAs ПРИ МЕЖЗОННОМ ПОГЛОЩЕНИИ СВЕТА

Б. А. Данильченко, М. И. Слуцкий

Оптические фононы в полупроводниках генерируются в основном в процессах релаксации и рекомбинации фотовозбужденных носителей [1]. В силу того, что групповая скорость и время жизни оптических фононов малы, они не осуществляют перенос поглощенной энергии излучения из места возбуждения по кристаллу. Вместе с тем при фотовозбуждении кристаллов GaAs наблюдается распространение тепла с скоростью баллистических акустических фононов на расстояния ~ 1 см [2, 3]. Такой перенос тепла может осуществляться акустическими фононами с частотами $\nu \leq 0.5$ МГц [4]. Фононы этих частот рождаются в каскадах трехфононных процессов распада [5], понижающего частоту исходного оптического фонона ($\nu_{LO} = 8$ ТГц) более чем в 16 раз. Следовательно, между рождением оптического и образованием акустического фонона баллистических частот проходит некоторое время, за которое происходит каскад распадов. Это время можно измерить экспериментально, сравнивая времяпролетные спектры неравновесных акустических фононов, генерируемых при фотовозбуждении полупроводника и нагрева металлической пленки, нанесенной на его поверхность. В последнем случае в полупроводник инжектируются сразу баллистические фононы, передний фронт которых можно принять в качестве реперного.

Исследовался образец *n*-GaAs; $N_d = 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³, приготовленный в форме восьмигранной призмы, ограненной (100) и (110) плоскостями, что позволило исследовать времяпролетные спектры неравновесных фононов в этих двух направлениях на одном кристалле. Длина образца в исследуемых направлениях составляла 9 мм. Фононы возбуждались двумя путями: при освещении лазерным импульсом ($h\nu = 3.7$ эВ, длительностью 10 нс, мощностью 120—4 Вт/мм²) поверхности полупроводника или золотой пленки, покрывавшей половину поверхности. Неравновесные фононы регистрировались сверхпроводящим индиевым болометром, рабочая точка которого смещалась магнитным полем до 1.8—1.9 К. Предварительно усиленный сигнал болометра подавался на осциллограф С7-17, управляемый миниЭВМ. Отношение сигнал—шум увеличивался в 5—10 раз путем накопления. Часть лазерного излучения отводилась на быстрый приемник ФК-2, который вместе с прецизионным источником временных сдвигов И1-8 обеспечивал стабильную синхронизацию С7-17.

Баллистические участки времяпролетных спектров приведены на рис. 1, 2. Сигнал болометра на рис. 1 сформирован фононами вырожденных FTA- и STA-мод, распространяющихся в симметричных направлениях вблизи $\langle 100 \rangle$, а на рис. 2 — фононами STA-моды, распространяющейся вблизи $\langle 110 \rangle$. Сплошные кривые соответствуют инжекции фононов из металлической пленки, штриховые — фотовозбуждению поверхности полупроводника. Видно, что при фотовозбуждении баллистические фононы приходят на болометр с некоторым запаздыванием. Времена задержки, определенные по переднему фронту баллистических сигналов болометра, для данных рис. 1, 2 составляют 20 ± 5 нс и не изменяются с мощностью возбуждения. Для фононов LA- и FTA-мод в $\langle 110 \rangle$ направлении время прихода баллистических фононов не зависит от способа возбуждения.

Наблюдаемое время задержки можно оценить, используя модель фононных поколений, предложенную в [5]. Согласно этой идеологии, фононы с частотой $2\nu_0$ распадаются за время $\tau_{2\nu_0}$, образуя новое поколение со средней частотой ν_0 . Эти фононы в свою очередь распадаются за время

τ_0 , генерируя следующее поколение, и т. д. Рассмотрим поколение баллистических фононов с частотой 0.5 ТГц и два ему предшествующих — 1, 2 ТГц. В приближении изотропного твердого тела времена распада для этих частот в GaAs составляют: $\tau_{0.5}=24$ нс, $\tau_1=0.74$ мкс, $\tau_2=23$ нс [6], а времена упругого рассеяния на изотопических примесях: $\tau_{0.5}^*=2.2$ мкс, $\tau_1^*=0.14$ мкс, $\tau_2^*=4$ нс [4]. Так как $\tau_1^* \ll \tau_1$, $\tau_2^* \ll \tau_2$, то фононы этих поколений распространяются диффузионно со скоростью, заметно меньше баллистической. Поэтому глубиной диффузии за время образования баллистических фононов можно пренебречь и считать, что образование их происходит на поверхности образца. Тогда поток фононов на болометр I в момент времени t будет пропорционален числу баллистических фононов,

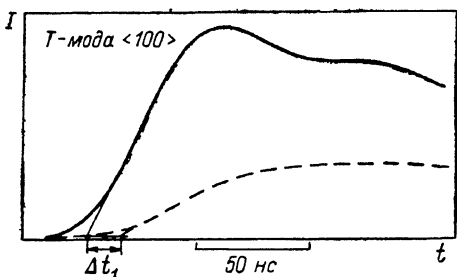


Рис. 1. Баллистический участок время-пролетного спектра фононов T -моды вблизи $\langle 100 \rangle$ в GaAs для двух условий возбуждения.

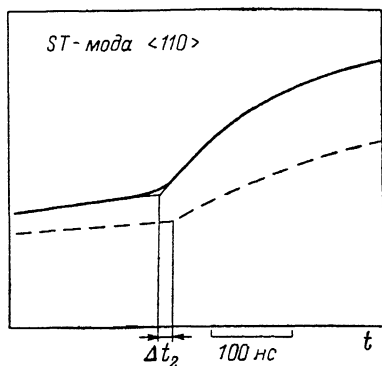


Рис. 2. Баллистический участок время-пролетного спектра фононов ST -моды вблизи $\langle 110 \rangle$ в GaAs для двух условий возбуждения.

образующихся в единицу времени I' в момент $t-L/v$: $I(t) \sim I'(t-L/v)$, где L — размер кристалла, v — скорость распространения фонона. Как следует из модели фононных поколений, $I'(t) \sim 2n_1(t)/\tau_1$, где n_1 — число фононов на частоте 1 ТГц. Видно, что задержка баллистического сигнала определяется временем рождения поколения с $\nu=1$ ТГц, равного времени распада 2 ТГц фононов, а спад баллистического сигнала болометра — временем распада 1 ТГц фонона. Эти времена равны соответственно $\tau_2=23$ нс и $\tau_1=0.7$ мкс. Полученные оценки времени задержки по порядку величины согласуются с нашими данными, а времена спада с результатами, приведенными в [3]. Отсутствие задержки для LA- и FTA-мод в $\langle 110 \rangle$ направлении может быть связано с анизотропией распада. Это явление предсказано для NaF и Ge в [7, 8]. О наличии такой анизотропии в GaAs свидетельствует качественное отличие времяпролетных спектров неравновесных фононов в направлениях $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ [3].

Авторы выражают благодарность О. Г. Сарбею за постоянный интерес к работе и обсуждение результатов, И. Б. Левинсону за полезные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ulbrich R. G. Nonequilibrium Phonon Dynamics, ed. by W. Bron, NATO ASI, Series B: Physics, 1985, vol. 124, p. 9—27.
- [2] Culbertson J. C., Strom U., Klein P. B., Wolf S. A. Phys. Rev. B, 1984, vol. 29, N 12, p. 7054—7057.
- [3] Danilchenko B. A., Poroshin V. N., Slutsky M. I., Ashe M. Phys. St. Sol. (b), 1986, vol. 136, N 2, p. 63—68.
- [4] Tamura S. Phys. Rev. B, 1984, vol. 30, N 2, p. 849—854.
- [5] Казаковцев Д. В., Левинсон И. Б. Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 27, № 3, с. 194—196.
- [6] Tamura S. Phys. Rev. B, 1985, vol. 31, N 4, p. 2574—2577.

[7] Tamura S., Okubo K. Proc. of the Fourth Int. Conf. on Phonon Scattering in the Cond. Matter. Stuttgart, 1983, ed. W. Eisenmenger, K. Lassman, S. Döttinger; Berlin: Springer-Verlag, p. 109—111.

[8] Tamura S., Maris H. J. Phys. Rev. B, 1985, vol. 31, N 4, p. 2595—2598.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
1 ноября 1987 г.
В окончательной редакции
11 января 1988 г.

УДК 538.1.539.213

Физика твердого тела, том 30, в. 5, 1988
Solid State Physics, vol. 30, N 5, 1988

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В МОДЕЛИ ХАББАРДА С НЕЛОКАЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

В. В. Брыксин, А. В. Гольцев, С. Н. Дороговцев,
Г. Ю. Яшин

После открытия высокотемпературной сверхпроводимости резко усилился интерес к моделям, описывающим системы с нелокальным взаимодействием [1-4]. Ранее подобными моделями занимались прежде всего в связи со сверхпроводимостью в тяжелофермионных системах [5, 6]. Нелокальность притяжения оказалась важным фактором, приводящим к ряду отличий от стандартных результатов теории БКШ [7].

Не будем обсуждать возможных причин нелокальности взаимодействия [1-3], а прямо примем в качестве полуфеноменологического следующий гамильтониан

$$H = J/2 \sum_{\langle m, m' \rangle \sigma} a_{m\sigma}^+ a_{m'\sigma} - u/4 \sum_{\langle m, m' \rangle, \sigma} a_{m\sigma}^+ a_{m\sigma} a_{m'\sigma}^+ - \mu \sum_{m, \sigma} a_{m\sigma}^+ a_{m\sigma} \quad (1)$$

Суммирование в (1) ведется по ближайшим соседям, $u > 0$, μ — химпотенциал [6]. В силу кубической симметрии потенциала притяжения при $T=0$ гамильтониан (1) может привести к появлению дважды (d) и трижды (p) вырожденных связанных состояний Ферми-возбуждений, кроме обычных невырожденных (s), которые рассматриваются в обычной теории. Оказывается, что при ряде значений n (число электронов на один узел решетки) формирование p - и d -состояний выгоднее, чем s -спаривание. При рассмотрении (1) по методу самосогласованного поля этот факт проявляется в том, что переход в сверхпроводящее состояние с p - или d -симметрией параметра порядка произойдет при более высокой температуре $T_0^{(p, d)}$, чем переход в состояние с симметричным s -спариванием $T_0^{(s)}$.

Используя стандартную процедуру [8], для $\delta_{\mathbf{k}}$ и перенормированного химпотенциала $\tilde{\mu} \equiv \mu + 3un/2$, получим систему уравнений (см. также [9, 10] и др.).

$$\delta_{\mathbf{x}} = (2N)^{-1} \sum_{\mathbf{k}} u (\mathbf{k} - \mathbf{x}) (\delta_{\mathbf{k}}/\eta_{\mathbf{k}}) \text{th} (\eta_{\mathbf{k}}/2T), \quad (2)$$

$$1 - n = N^{-1} \sum_{\mathbf{k}} (\epsilon_{\mathbf{k}}/\eta_{\mathbf{k}}) \text{th} (\eta_{\mathbf{k}}/2T). \quad (3)$$

Здесь $\eta_{\mathbf{k}} = (\epsilon_{\mathbf{k}}^2 + |\delta_{\mathbf{k}}|^2)^{1/2}$ — спектр квазичастичных возбуждений; $u(\mathbf{k})$ — Фурье-образ взаимодействия; $\epsilon_{\mathbf{k}}$ — энергия электрона в затравочной зоне — отсчет от $\tilde{\mu}$; $\delta_{\mathbf{k}} \equiv N^{-1} \sum_{\mathbf{x}} u(\mathbf{x}) \langle a_{-\mathbf{k}, -\sigma} a_{\mathbf{k}, \sigma} \rangle$. При подстановке в (2) $\epsilon_{\mathbf{k}}$ и $u(\mathbf{k})$,