

## УВЛЕЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ КАПЕЛЬ ИМПУЛЬСОМ ДЕФОРМАЦИИ ВОЗНИКАЮЩИМ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ ГЕРМАНИЯ

*В. С. Багаев, М. М. Бонч-Осмоловский, Т. И. Галкина,  
Л. В. Келдыш, А. Г. Поярков*

Экспериментально показано, что электронно-дырочные капли (ЭДК) могут захватываться импульсом деформации и переноситься вместе с ним со скоростью звука.

Обнаружение высокой подвижности ЭДК во внешних неоднородных полях [1] привело к появлению большого числа работ, подробно освещенных в обзоре [2]. В экспериментах с неоднородной статической деформацией германия была получена скорость движения ЭДК  $V \sim 10^3$  м/сек [3]. Это значение всего в несколько раз меньше скорости звука в германии  $S$  для соответствующего кристаллографического направления. Однако именно случай  $V \geq S$ , по-видимому, представляет наибольший интерес в настоящее время. Движение ЭДК со скоростями  $V \geq S$  теоретически рассмотрено в работах [4, 5]. Своеобразный "поляронный" эффект, приводящий к зависимости массы ЭДК от скорости движения, сплющивание капли в направлении ее движения, неустойчивости, могущие привести к распаду капли — все эти предсказанные явления делают экспериментально интересным исследование возможности достижения скоростей движения ЭДК с  $V \geq S$ . Возможность увлечения ЭДК звуковой волной, имеющей достаточно большую амплитуду, была отмечена в [6].

Можно было предположить, что высокие значения как самой деформации, так и ее градиента, необходимые для достижения значений  $V \geq S$  можно реализовать, если ввести в образец импульс деформации, возникающий, например, при облучении твердых тел лазерным импульсом [7]. Если пренебречь эффектами, возникающими при  $V = S$ , то  $S = Fr/M$ , где  $F$  — сила, действующая на пару носителей в капле,  $\tau$  — время релаксации импульса носителей в ЭДК и  $M$  — эффективная

масса пары носителей. В поле деформации  $S \sim D\epsilon\tau/LM$  или  $S \sim DP\tau/ELM$ . Здесь  $D$  – потенциал деформации,  $E$  – модуль Юнга,  $\epsilon$  – деформация, а  $L$  – линейный размер деформированной области. Отсюда  $P/L \sim MS^2E/D\tau \sim M\rho S^3/D\tau$ , где  $P$  – давление, а  $\rho$  – плотность германия. Тогда  $\frac{P}{L} \sim \frac{10^{-27} \cdot 10 \cdot 3 \cdot 10^{16}}{3 \cdot 10^{-11} \cdot 10^{-8}} \sim 2 \cdot 10^9$  дн/см<sup>2</sup> =  $2 \cdot 10^3$  кг/см<sup>3</sup>.

Основной задачей настоящей работы было исследование взаимодействия ЭДК, экситонов и свободных носителей с возмущением, возникающим в кристалле германия при 1,7 – 4,2К в результате облучения германия "гигантскими" лазерными импульсами. Особое внимание уделялось реализации экспериментальных условий, при которых скорость движения ЭДК могла достигать значения  $S$ .

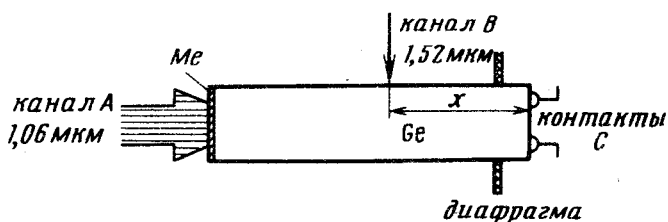


Рис. 1. Схема фотовозбуждения образца германия при изучении взаимодействия импульса деформации с системой неравновесных носителей (электронно-дырочные пары, экситоны)

Измерения проводились на образцах чистого германия с концентрацией остаточных примесей  $\sim 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Образцы имели форму цилиндра с образующей  $\sim 8 + 10$  мм или вытянутого параллелепипеда с размерами  $2,5 \times 2,5 \times 10$  мм<sup>3</sup> (рис. 1). Лазерным импульсом облучался один из торцов образца (канал А), на который, как правило, либо напылялся слой металла (Au или Al) толщиной  $0,5 + 3$  мкм, либо наклеивалась тонкая металлическая фольга. В зависимости от необходимости анализировать то или иное возмущение, создаваемое лазерным импульсом в кристалле, в качестве детектора использовались: либо вплавной  $p-n$ -переход, либо тонкопленочный пьезопреобразователь на основе CdS, либо сверхпроводящий алюминиевый болометр [8]; детекторы наносились на торец образца, противоположный каналу А.

В качестве мощного импульсного источника света в канале А использовался АИГ лазер. Лазер работал в режиме "гигантских" импульсов на  $\lambda = 1,06$  мкм с  $\tau_{\text{имп}} \approx 10$  нсек и частотой повторения  $12,5 + 25$  Гц. Максимальная энергия в импульсе составляла  $\sim 2 \cdot 10^{-3}$  Дж и могла ступенчато ослабляться. Специальная оптическая система позволяла юстировать пучок лазера на торце образца с точностью до 0,1 мм и следить за состоянием поверхности кристалла. Неравновесные носители генерировались в объеме образца с помощью He – Ne-лазера с  $\lambda = 1,52$  мкм мощностью до 8 мВт (канал В, рис. 1). Пучки А и В были перпендикулярны и лежали в одной плоскости. Амплитуда и форма сигналов детекторов измерялась и анализировалась с помощью запоминающего осциллографа С8-2 или строб-интегратора с последующей записью на двухкоординатном самописце. Минимальное временное разрешение системы составляло  $1,5 \cdot 10^{-8}$  сек.

С помощью пьезопреобразователя на основе CdS было обнаружено, что при облучении чистой или металлизированной поверхности германия по образцу распространяется деформация (рис. 2, а). Первая и вторая группы сигналов соответствовали приходу на CdS продольной деформации с  $S_l = 5530$  м./сек и сдвиговой с  $S_t = 3200$  м./сек, т.е. точно совпадающими со значениями продольной и поперечной скоростей звука для ориентации [111] в германии [9].

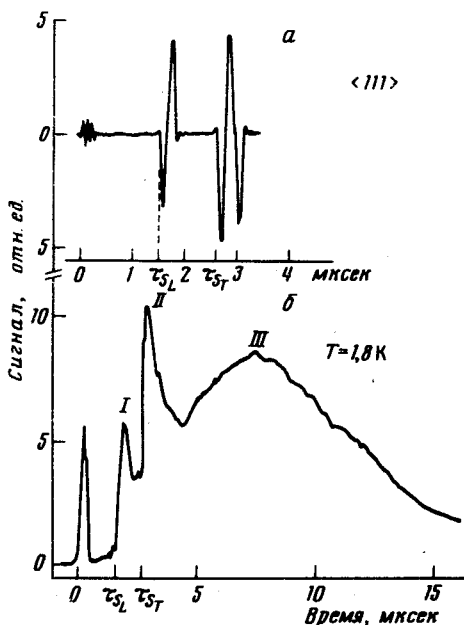


Рис. 2. а — система сигналов, возникающих на пьезопреобразователе CdS после прохождения импульса деформации образца германия. Длина образца 8,3 мм; б — сигнал, возникающий на *p-n*-переходе в результате взаимодействия импульса деформации, распространяющегося вдоль направления [111] с ЭДК и свободными экситонами. Длина образца 8,2 мм

Возможен целый ряд механизмов, приводящих к появлению импульса деформации в кристалле при лазерном облучении. Ряд контрольных экспериментов и оценки позволили исключить а) лебедевское световое давление, б) деформацию, возникающую из-за резкого увеличения числа свободных носителей, в, деформацию, возникающую из-за резкого выброса жидкого гелия при нагреве поверхности образца. Таким образом, по-видимому, за появление импульса деформации в нашем случае, в интервале поглощенных энергий  $10^{-5} - 10^{-1}$  Дж./см<sup>2</sup> ответственны два механизма: локальный разогрев поверхности кристалла с последующим неоднородным тепловым расширением, сопровождающимся градиентами напряжения до 10 кбар/см и испарение вещества с поверхности под действием лазерного импульса (при энергиях  $10^{-2} - 10^{-1}$  Дж./см<sup>2</sup>).

При использовании *p-n*-перехода в условиях одновременного действия лазеров в каналах А и В, регистрировался сигнал сложной формы, представленный на рис. 2, б. Важно, что сигнал полностью исчезал в отсутствие излучения в канале В. Следовательно, сигнал, очевидно, связан с появлением в области *p-n*-перехода неравновесных носителей, приносимых возмущением, распространяющимся от участка взаимодействия лазерного пучка в канале А с поверхностью кристалла. Отметим важный аргумент в пользу этого предположения: сигнал I на рис. 2, б

задержан на время прохода через образец продольного звука, а сигнал II — на время прохода поперечного звука. Иначе говоря, носители заряда, генерируемые светом в канале B, увлекаются импульсами продольной и поперечной деформации, и приходят на детектор *точно* со скоростями звука. Заметим, что луч канала B мог смещаться по отношению к *p-n*-переходу, и расстояния *x*, на которых можно было еще регистрировать сигналы I и II составляли 4 мм.

Возникает вопрос, в каком состоянии неравновесные носители увлекаются импульсом деформации? Резкая температурная зависимость амплитуд сигналов I и II вблизи 2К, представленная на рис. 3, типична для изменения числа частиц в жидкой фазе вблизи порога конденсации при использовавшемся нами уровне возбуждения (в канале B) и дает весьма однозначный ответ на этот вопрос.

Сигнал III рис. 2,б не имел такой резкой температурной зависимости и мог наблюдаться вплоть до 4,2К (рис. 3). Поведение сигнала III (крутизны нарастания сигнала, его длительности и положения максимума) в зависимости от энергии в канале A похоже на поведение сигнала болометра, появляющегося при детектировании высокочастотных акустических фононов [8]. Возможно, что за появление сигнала III ответственны как ЭДК (поскольку наблюдается также резкий участок на кривой 2 рис. 3), так и экситоны и свободные носители (см. плавный участок кривой 2 рис. 3), находящиеся в непосредственной близости от *p-n*-перехода и увлекаемые потоком неравновесных акустических фононов со скоростями, меньшими скорости звука ( $V \sim 10^4$  см/сек) [10].

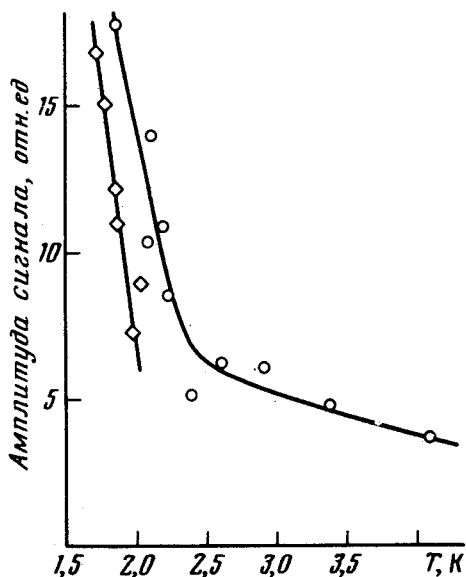


Рис. 3. Температурная зависимость амплитуды сигналов на *p-n*-переходе  $\diamond$  — (1) для сигналов I и II;  $\circ$  — (2) для сигнала III. Мощность в канале B  $\sim 2$  мВт

Авторы благодарны А.С. Алексею за предоставление образцов с пьезопреобразователями и Е.Г. Чижевскому и Л.М. Новак за изготовление *p-n*-переходов.

Физический институт им. П.Н. Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
10 июля 1980 г.

## Литература

- [1] В. С. Багаев, Т. И. Галкина, О. В. Гоголин, Л. В. Келдыш. Письма в ЖЭТФ, **10**, 309, 1969.
- [2] J. C. Hensel, T. G. Phillips, G. A. Thomas. Solid State Physics, **32**, 148, 1977.
- [3] A. S. Alekseev, T. A. Astemirov, V. S. Bagaev, T. J. Galkina, N. A. Penin, N. N. Sibeldin, V. A. Tsvetkov. Proc. Int. Conf. Phys. Semicond, 12-th, Stuttgart, p. 91, Teubner, Stuttgart, 1974.
- [4] М. И. Дьяконов, А. В. Субашиев. ЖЭТФ, **75**, 1943, 1978.
- [5] С. Г. Тиходеев. Письма в ЖЭТФ, **29**, 392, 1979.
- [6] Л. В. Келдыш, С. Г. Тиходеев. Письма в ЖЭТФ, **21**, 582, 1975.
- [7] R. M. White. J. of Applied Phys., **34**, 2133, 1963.
- [8] В. С. Багаев, М. М. Бонч-Осмоловский, Т. И. Галкина, С. Левандовский, Г. Бельска-Левандовская, Г. Н. Михайлова, А. Г. Поярко, Г. Юнг. ЖЭТФ, **77**, 2117, 1979.
- [9] Р. Труэлл, Ч. Эльбаум, Б. Чик. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М., Изд. Мир, 1972, стр. 262.
- [10] J. C. Hensel, R. C. Dynes. Phys. Rev. Lett., **39**, 969, 1977.
-