

РАЗЛЕТ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ КАПЕЛЬ В Ge

Т.А.Астемиров, В.С.Багаев, Л.И.Падучих,
А.Г.Поярков

При мощном оптическом возбуждении и $T = 2\text{K}$ изучался разлет электронно-дырочных капель в Ge. Приведены и обсуждаются некоторые динамические характеристики разлета. Экспериментальные данные согласуются с теоретической моделью дрейфового движения капель в потоке неравновесных фононов [1]. Определена постоянная, характеризующая силу "фононного ветра" в Ge.

Вопросы, связанные с неустойчивостью электронно-дырочной жидкости в полупроводниках и взаимодействием капель с неравновесными фононами, теоретически рассмотрены в работе [1]. Было показано, что дрейф капель может начаться при определенных и достаточно больших объемах, занятых электронно-дырочной жидкостью в кристалле. При этом возможен разлет ЭДК на макроскопические расстояния с начальными скоростями близкими к скорости звука. В настоящей работе экспериментально изучался разлет ЭДК с использованием прямого метода их обнаружения, основанного на разрушении капель в сильных электрических полях. В качестве детектора применялись контакты: металл-полупроводник, изготовленные нанесением серебряной пасты на образцы чистого Ge (с концентрацией примесей меньше 10^{12} см^{-3}). Регистрация капель осуществлялась на грани противоположной облучаемой стороне. Сигналы фототока, возникшего в измерительном контакте, снимались с нагрузки, включенной последовательно с образцов и согласованной со входом приемно-усилительной системы. Подобные методы регистрации капель применялись ранее в работах [2 – 4] для изучения флуктуаций фототока и определения размеров капель. В данной работе исследовалось движение капель в условиях, когда генерация носителей создавалась мощными короткими импульсами света длительность $\tau_{\text{и}} = 10^{-8} \text{ сек}$ с длиной волны $\lambda = 5105 \text{ \AA}$.

На рис. 1 представлены регистрируемые сигналы при различных уровнях оптического возбуждения I , указанных в подписях к рисунку. Исследовался образец прямоугольной формы, имевший размеры $2 \times 2 \times 2 \text{ мм}^3$. Обнаружено, что импульсы фототока задержаны по отношению к возбуждающему импульсу света. Время задержки τ_3 определялось уровнем оптического возбуждения и уменьшалось с возрастанием последнего.

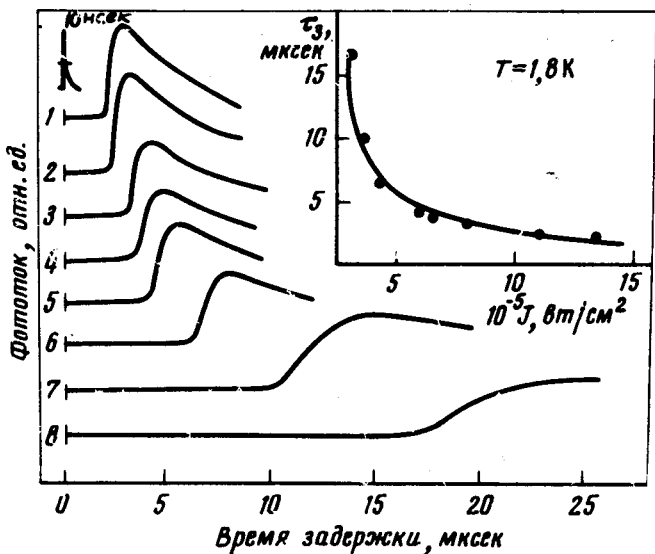


Рис. 1. Сигналы фототока, записанные при различных уровнях оптического возбуждения I , Вт/см^2 : 1 - $1,4 \cdot 10^6$; 2 - $1,1 \cdot 10^6$; 3 - $8 \cdot 10^5$; 4 - $6,7 \cdot 10^5$; 5 - $6 \cdot 10^5$; 6 - $4,3 \cdot 10^5$; 7 - $3,3 \cdot 10^5$; 8 - $3 \cdot 10^5$. Вверху справа: зависимость времени пролета τ_3 каплей от I

При этом происходило сужение сигналов фототока и обострялся передний фронт. Импульсы фототока регистрировались при $T \leq 2\text{К}$. Форма импульсов и закономерности, проявляющиеся при изменении уровня оптического возбуждения, могли быть обусловлены пространственным распределением капель и их движением в кристаллической решетке.

Зависимость времени регистрации переднего фронта исследуемых сигналов τ_3 от расстояния между сфокусированным световым пятном, сканирующим поверхность образца, и принимающим контактом - R , представлена на рис. 2. В эксперименте использовались образцы длиной 15 мм и толщиной $d = 1 \text{ мм}$. Как видно из рис. 2, времена задержки импульсов фототока слабо изменялись в окрестности точки $R = d$ и значительно возрастали с увеличением расстояния R при $R > d$.

Согласно [1], движение каждой капли, отделившейся от основного объема в точке R_0 (если первоначальный объем электронно-дырочной жидкости - сфера), либо L_0 (для плоского слоя), описывается одним из уравнений:

$$L(t) = L_0 [1 + \lambda (1 - e^{-t/\tau_0})], \quad L_0 \leq L(t), \quad (1)$$

и

$$R(t) = R_0 [1 + \lambda (1 - e^{-t/\tau_0})]^{1/2}, \quad R_0 \leq R(t). \quad (2)$$

Здесь

$$\chi = \frac{4\pi \rho^2 r_0}{M n_0 \gamma},$$

где ρ_0 - постоянная величина, характеризующая силу фононного ветра, возникающего в электронно-дырочной жидкости; τ_0 - время жизни носителей в каплях; Mn_0 - плотность эффективной массы электронно-дырочной жидкости; γ - коэффициент, характеризующий трение капель при движении в кристаллической решетке [5].

Формулы (1) и (2) справедливы, пока скорость движения капель $V \ll S$; где S - скорость звука.

В работе [3] было показано, что величина ρ , определяющая объемные силы, создаваемые в электронно-дырочной жидкости "фононным ветром" является характеристикой данного полупроводника. Константа ρ зависит от параметров зонной структуры, концентрации и времени жизни электронов и дырок в каплях. До сих пор оценки возможных скоростей и времен пролета ЭДК в Ge [1] оказывались в значительной степени приближенными из-за неопределенности выбора величины ρ . Проведенные измерения дали возможность экспериментально определить силу фононного ветра.

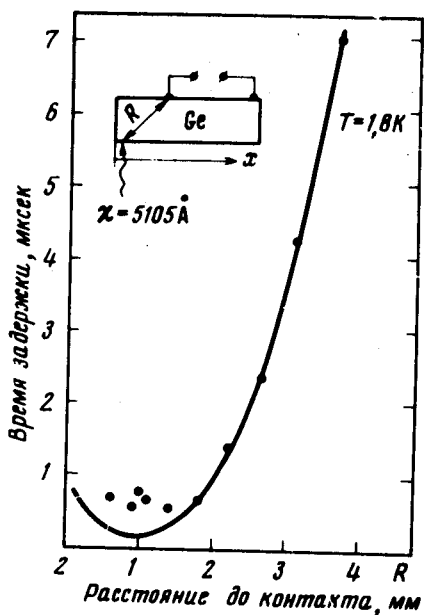


Рис. 2. Зависимость времени регистрации импульсов фототока τ_3 от расстояния до светового пятна, сканирующего поверхность образца - R . Сплошная линия - расчетная кривая; точки - эксперимент

Пролет капель до регистрирующего контакта в эксперименте, представленном кривыми 1÷8 на рис. 1, осуществлялся за времена $\tau_3 < \tau_0$. В этом случае интенсивность оптической генерации и времена τ_3 , в согласии с формулами (1) и (2) должны быть связаны соотношением близким к определяемому равенством $1/\tau_3 = \text{const}$. На рис. 1 представлена расчетная кривая, построенная из уравнения (1), с использованием $\rho = 290 \text{ г}^{1/2} \text{ см}^{-3/2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Последняя определена как среднее значе-

ние для восьми экспериментальных точек, дающих ρ с разбросом не более 5% от усредненной величины. На рис. 2 показана другая расчетная кривая $r_3(R)$, характер зависимости которой в целом тождественен экспериментально наблюдавшейся, за исключением точек, полученных при засветке участков поверхности, лежащих напротив измерительного контакта. Дело в том, что формулы (1) и (2) справедливы для бесконечных кристаллов и в них не учтены эффекты, обусловленные конечными размерами образцов. Отражение фононных потоков и, как следствие, торможение ЭДК могут быть одной из причин различия в поведении экспериментальной и расчетной кривых при $R \approx d$. Взаимодействие обратных фононных потоков с облаком разлетающихся капель существенно ослаблено для точек, когда $R \gg d$. Определенная для них величина ρ , составляет $320 \text{ г}^{1/2} \cdot \text{см}^{-3/2} \cdot \text{сек}^{-1}$. С использованием этой величины и была построена расчетная кривая (рис. 2). Роль отраженных потоков фононов особенно существенна при одномерном движении капель в кристалле с плоскопараллельными гранями, что до некоторой степени имеет место в эксперименте, представленном рис. 1. В этом случае для определения характеристической величины ρ_0 следует вводить поправки. Величина $\rho = 320 \text{ г}^{1/2} \cdot \text{см}^{-3/2} \cdot \text{сек}^{-1}$ тоже несколько занижена и не равна ρ_0 , поскольку при расчетах нельзя учесть все потери возбуждающего излучения.

В заключение авторы благодарят Л.В.Келдыша за постоянное внимание к работе и обсуждение экспериментальных результатов.

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

Поступила в редакцию
16 июля 1976 г.

Литература

- [1] Л.В.Келдыш. Письма в ЖЭТФ, 23, 106, 1976.
- [2] В.М.Аснин, А.А.Рогачев, Н.И.Саблина. Письма в ЖЭТФ, 11, 162, 1970.
- [3] Benoit à la Guillaume, C.Voos M, F.Salvan, J.M.Laurart, A.Bonnot. Compt. Rend., 272B, 236, 1971.
- [4] J.M.Hvam, Ove Christenson. Solid State Comm., 15, 929, 1974.
- [5] А.С.Алексеев, Т.А.Астемиров, Т.И.Галкина, Н.А.Пейнин, Н.Н.Сибельдин, В.А.Цветков. Труды XII Междунар. конф. по физике полупроводников, стр. 91. Штуттгарт, 1974.