

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ КРИСТАЛЛОВ ГЕРМАНИЯ С ЧИСТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ В ОБЛАСТИ $0,7 \leq \hbar\omega \leq 2,5$ эВ

Э.И.Заварицкая, Е.Г.Сокол

Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР
117924, Москва

Поступила в редакцию 2 января 1991 г.

Фотопроводимость свежесколотых кристаллов германия при $T=4,2$ К впервые изучена в коротковолновой области спектра. При необычно малой энергии ($\hbar\omega_c \simeq 1,8$ эВ) обнаружено скачкообразное возрастание фотопроводимости, связанное по-видимому с ростом квантового выхода электронов.

Фотопроводимость σ_ϕ сколотых в жидком гелии кристаллов Ge изучена при $T=4,2$ К с целью диагностики атомарно-чистой поверхности и сопоставления с "реальной" поверхностью, полученной окислением чистой в воздухе при комнатной температуре.

Исследования σ_ϕ проведены в области собственного поглощения света в кристаллах германия в условиях, позволяющих дать достаточно простую интерпретацию результатам измерений, а именно: 1) исследовались образцы прямоугольной формы, с расстоянием между токовыми контактами $b \simeq 1$ см и толщиной (в направлении распространения света) $d = (1 \div 2)b$; 2) фотопроводимость измерялась на постоянном токе, в области линейной зависимости тока от напряжения, при $U < 0,05$ В; 3) тщательно контролировалась зависимость σ_ϕ от N_ϕ , числа падающих фотонов (за вычетом отраженных); 4) была обеспечена надежная аттестация "качества" поверхностей скола.

Чтобы пояснить это понятие напомним, что электропроводность расколотых в жидком гелии кристаллов Ge крайне чувствительна к отклонениям от идеальной чистоты и структурного совершенства поверхностей скола: их поверхностная проводимость σ_s может достигать значений $\sim 10^{-4}$ Ом $^{-1}$ $1,2$, "долгоживущая" фотопроводимость σ_ϕ - в десятки раз превышать величину σ_0 до освещения $3,4$; "поверхностная" фотоэдс - достигать 0,5В при освещении неоднородных поверхностей 5 . Существенно, что все эти эффекты уменьшаются по мере возрастания чистоты и совершенства поверхностей скола и в конечном итоге практически полностью исчезают.

В настоящей работе объектом исследования были выбраны однородные, слабо легированные индием, кристаллы Ge с чистыми и достаточно гладкими поверхностями скола, а именно: с поверхностной проводимостью $\sigma_s < 10^{-8}$ Ом $^{-1}$, с пренебрежимо малой "поверхностной" фотоэдс и быстрым временем спада фотопроводимости. Монохроматический свет падал нормально к поверхности скола, интенсивность света регулировалась с помощью калиброванных нейтральных фильтров в диапазоне $10^{11} \leq N_\phi \leq 10^{15}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$. Измерения фотопроводимости проводились последовательно при двух состояниях освещаемой поверхности: свежесколотой и окисленной. Результаты измерений представлены на рис. 1 в виде зависимостей $\sigma_\phi/eN_\phi = f(\lambda)$ и сопоставлены с найденной в работе 6 зависимостью коэффициента поглощения $\alpha = f(\lambda)$ в кристаллах Ge. На рис. 1а приведены результаты, полученные вблизи непрямых оптических переходов λ_n ; на рис. 1б - в интервале между краями непрямых и прямых оптических переходов, $\lambda_n \geq \lambda \geq \lambda_0$, на рис. 1в - в области $\lambda < \lambda_0$.

На длинноволновом участке спектра наблюдается тонкая структура, связанная с поперечными TO и продольными LO оптическими фононами, а также с междолинными акустическими фононами TA и LA . Эта структура надежно фиксирует край непрямого оптического поглощения $\lambda_n = 1,67$ мкм в изученных нами кристаллах Ge. Фотопроводимость образцов на этом участке спектра определяется условиями объемного возбуждения кристалла; роль поверхности в этих условиях ничтожно мала и кривые 1 и 2 на рис. 1а не отличаются друг от друга. В интервале длин волн $1,55 < \lambda < 1,60$ мкм свет полностью поглощается в кристалле и отношение σ_ϕ / eN_ϕ становится постоянной величиной, равной произведению $\mu_0\tau_0$ (в наших образцах ≈ 3 см² · В⁻¹), где $\tau_0 \approx 1,5 \cdot 10^{-5}$ с - обобщенное время жизни фотовозбужденных носителей, $\mu_0 \approx 2 \cdot 10^5$ см²/В · с - их подвижность.

При $\lambda \leq 1,5$ мкм величина σ_ϕ зависит от свойств поверхности. Освещение образца с окисленной поверхностью, как видно из рис. 1б, приводит к зависимости $\sigma_\phi = f(\lambda)$, типичной для кристаллов Ge с реальными поверхностями (полученными шлифовкой, полировкой, травлением и другой обработкой поверхностей в воздухе при комнатной температуре) и для ее интерпретации можно воспользоваться известными представлениями о гибели фотовозбужденных носителей на дефектах поверхности⁷. Согласно этой модели, фотоэлектроны и дырки в равном количестве захватываются поверхностными рекомбинационными центрами, а убыль фотоносителей в приповерхностном слое компенсируется потоком носителей к поверхности со скоростью S , что приводит к спаду фотопроводимости, тем более значительному, чем меньше величина α^{-1} . В соответствии с этой моделью, величина σ_ϕ в наших образцах резко уменьшается на краю прямых оптических переходов, при $\lambda \approx \lambda_0 = 1,4$ мкм, когда α становится $\sim 10^4$ см⁻¹; а при $\lambda < \lambda_0$ отношение σ_ϕ / eN_ϕ выходит на "плато" определяемое условием

$$\sigma_\phi / eN_\phi = \mu_0\tau_1, \quad \text{где} \quad \tau_1^{-1} = \tau_0^{-1} + S/L_D,$$

$S = 10^4$ см/с; $L_D = \sqrt{D\tau_0} \approx 3,8 \cdot 10^{-2}$ см - длина диффузии, D - коэффициент диффузии. Соответствие между результатами измерений и моделью⁷ означает, что в однородных кристаллах Ge с реальными поверхностями, предположение об отсутствии пространственного заряда является хорошим приближением во всем кристалле. Но в условиях приповерхностного слоя, примыкающего к свежей поверхности, это предположение оказывается под вопросом.

При подходе к λ_0 со стороны длинных волн, как видно из данных, представленных кривой 2 на рис.1б, фотопроводимость образцов с чистой поверхностью плавно возрастает и достигает максимального значения (σ_{max}), а затем, в непосредственной близости к λ_0 , претерпевает резкий, но неглубокий спад, на величину $\approx \frac{1}{4}\sigma_{max}$. Оставшаяся часть фотопроводимости характеризуется довольно высоким значением σ_ϕ^* и остается практически постоянной в интервале $0,7 < \lambda \leq 1,4$ мкм, а при $\lambda \approx 0,7$ мкм возрастая почти скачком, принимает более высокое значение ($\sigma_\phi^* + \Delta\sigma_\phi^*$). Скачок фотопроводимости $\Delta\sigma_\phi^* / \sigma_\phi^*$ достигает полутора - двух раз при числе фотонов $N_\phi < 10^{12}$ см⁻² · с⁻¹, но быстро уменьшается с ростом N_ϕ , как видно из рис.2. Следует подчеркнуть, что фотопроводимость σ_ϕ^* превышает величину $\mu_0\tau_0$, характерную для области объемного возбуждения кристалла, а связанный с σ_ϕ^* фотопроводящий слой имеет необычно малую толщину. Как показали специально поставленные опыты (с образцами у которых токовые контакты были "отодвинуты" от освещаемой поверхности) основной токнесущий слой в этих условиях имеет толщину $l \ll L_D$.

Появление максимума на кривой $\sigma_\phi(\lambda)$ говорит о наличии двух механизмов фотопроводимости, играющих заметную роль в интервале $1,4 < \lambda \leq 1,55$ мкм:

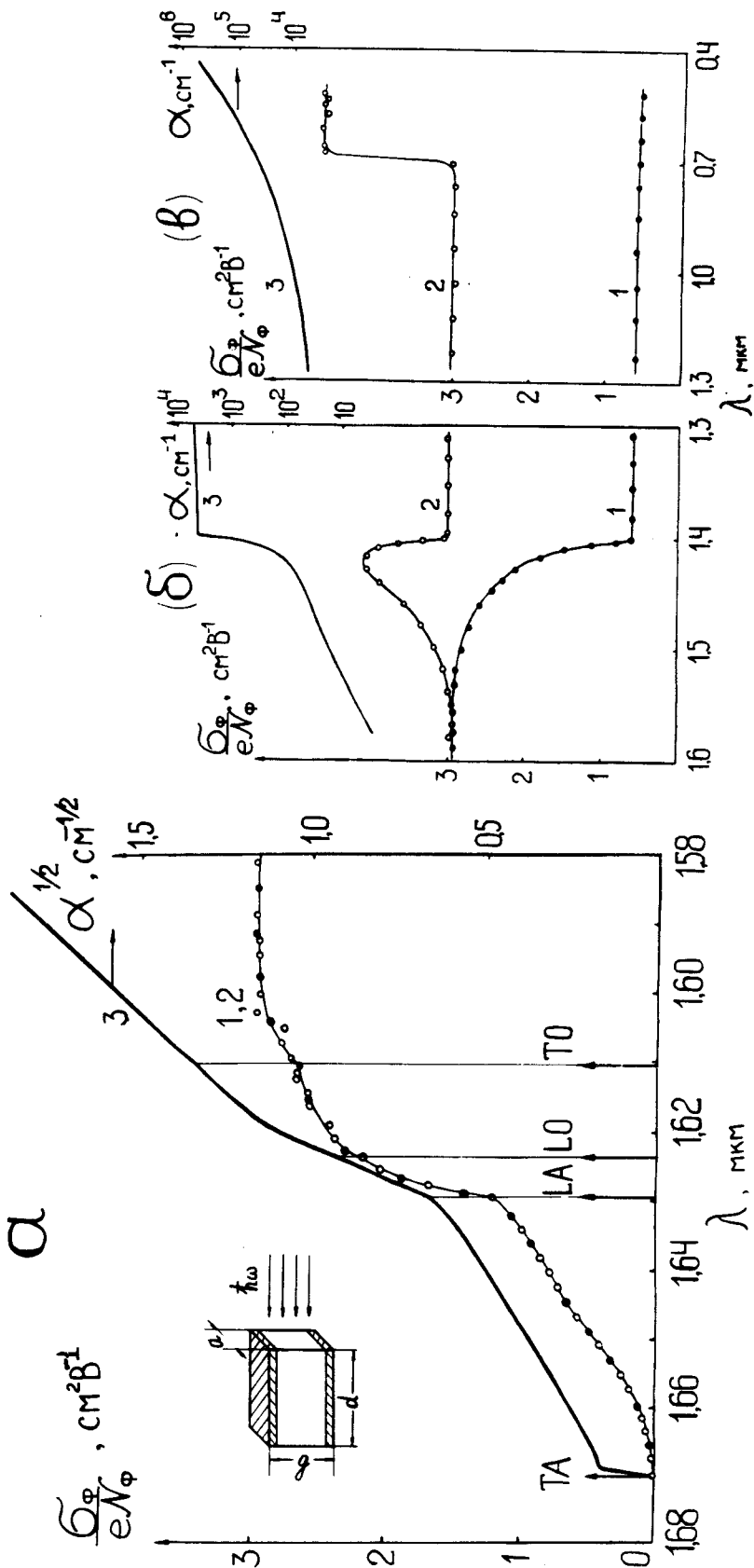


Рис. 1. Спектральная зависимость относительной фотопроводимости σ_{Φ}/eN_{Φ} в области линейной связи $\sigma_{\Phi} = J(N_{\Phi})$: а - на длинноволновом крае поглощения при $\alpha \leq 1$, $N_{\Phi} \leq 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$; б - между краями оптических переходов λ_n и λ_0 , при $N_{\Phi} \leq 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$; в - в области коротких длин волн, при $N_{\Phi} < 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. 1 - относится к кристаллу Ge с окисленной поверхностью скола; 2 - к кристаллу со свежей поверхностью скола; 3 - коэффициент поглощения света в германии, по данным работы 6. На вставке: форма образца и расположение контактов (заштрихованы); а = 0,1 ÷ 0,2 см - ширина освещаемой поверхности.

в одном из каналов, по-видимому, фотопроводимость резко падает при $\lambda \rightarrow \lambda_0$ а во втором - она достигает в этих условиях своего максимального значения, близкого к измеряемой величине σ_{ϕ}^* . В первом приближении можно допустить, что один из них обусловлен процессами, протекающими в объеме кристалла, а второй - связан с локальными состояниями чистой поверхности Ge. Учитывая высокую плотность незаполненных поверхностных состояний в запрещенной зоне германия, можно предположить, что в процессе фотогенерации пар вблизи свежей поверхности, электроны могут захватываться на поверхности, а дырки, притягиваясь к ней, формировать проводящий приповерхностный слой. Особое значение для понимания этих процессов имеет обнаруженный на опыте скачок фотопроводимости при энергии $\hbar\omega_c \simeq 2E_0$, где $E_0 = 1,2395/\lambda_0 = 0,88$ эВ - энергия, необходимая для освобождения одной пары электрон-дырка в процессе прямого оптического поглощения. Найденная величина $\hbar\omega_c$ гораздо меньше критической энергии $E_c = 3,0 \div 3,5$ эВ, при которой наблюдается рост квантового выхода электронов в кристаллах Ge с реальными поверхностями ^{8,9}.

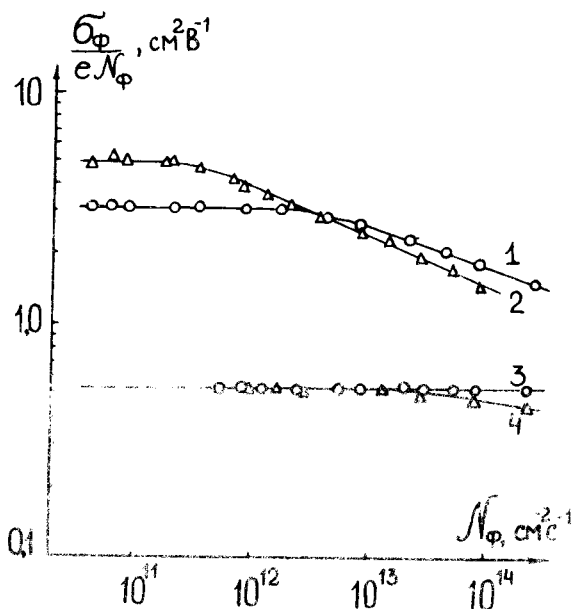


Рис. 2. Зависимость величины σ_{ϕ}/eN_{ϕ} от числа фотонов N_{ϕ} : 1; 2 - относятся к свежей поверхности, 3; 4 - к окисленной, 1; 3 - соответствуют длинам волн $\lambda > 0,7$ мкм, 2; 4 - длинам волн $\lambda < 0,7$ мкм

Известно, что при $E_0 < \hbar\omega < E_c$ фотон высвобождает только одну пару, но образующиеся при этом электрон и дырка обладают повышенной кинетической энергией, которая теряется при взаимодействии с решеткой, поэтому величина σ_{ϕ} не изменяется в этом интервале энергий ^{8,9}. Рост фотопроводимости наблюдается при $\hbar\omega \geq E_c$ ^{8,9}, когда избыточная кинетическая энергия фотоносителей (или одного из них) оказывается достаточной для ионизации атома ^{10,11}. Необходимая для этих процессов энергия превышает 3 эВ (в условиях опытов ^{8,9}) по той простой причине, что в германии избыточная энергия коротковолновых фотонов распределяется примерно поровну между обоими фотоносителями.

В наших опытах, когда воздействию коротковолновых фотонов подвергается атомарно-чистая поверхность Ge, существенное значение может иметь

тот факт, что край незаполненной поверхностной зоны в германии расположен вблизи потолка валентной зоны кристалла ¹². При захвате фотоэлектрона на поверхностный уровень в этих условиях может высвобождаться энергия, достаточная для вторичной генерации пар; не исключена возможность и процессов иного рода, когда дырка получает большую часть энергии фотона в виде кинетической энергии, необходимой для ионизации атома Ge. Эти вопросы требуют дополнительных теоретических и экспериментальных исследований.

Литература

1. Осипьян Ю.А., Тальянский В.И., Харламов А.А. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 253.
 2. Вул Б.М., Заварицкая Э.И., Сокол Е.Г. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 517.
 3. Vul B.M., Zavaritskaya E.I., Ivanchik I.I. J. Phys. Soc. Japan, 1980, Suppl. A49, 1059.
 4. Осипьян Ю.А., Тальянский В.И., Харламов А.А. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 760.
 5. Заварицкая Э.И., Сокол Е.Г. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 471.
 6. Mc Lean T.P. "Progress in Semiconductors", 1960, 5, 53.
 7. Шокли В. Теория электронных полупроводников, М.: ИЛ. 1953, стр. 412.
 8. Tauc J. J. Phys. Chem. Sol., 1959, 8, 219.
 9. Vavilov V.S. J. Phys. Chem. Sol. 1959, 8, 223.
 10. Antončík E. Czechosl. Journ. Phys., 1957, 7, 674.
 11. Shockley W. Czechosl. Journ. Phys., 1961, 11, 81.
 12. Nicholls J.M., Martensson P., Hansson G.V. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 2363.
-