

# ПЛАЗМЕННЫЙ РЕЗОНАНС НА НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЯХ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Г.Н.Галкин, Л.М.Блинов, В.С.Вавилов, А.Г.Соломатин

Наблюдение плазменного резонанса на неравновесных носителях, созданных в полупроводнике при интенсивностях возбуждающего света порядка  $10^{25}$  *квант.см<sup>-2</sup>.сек<sup>-1</sup>* в условиях, когда еще нет повреждений поверхности образцов, позволило бы оценить концентрацию неравновесных носителей заряда  $\Delta n$  и время релаксации (рассеяния) носителей

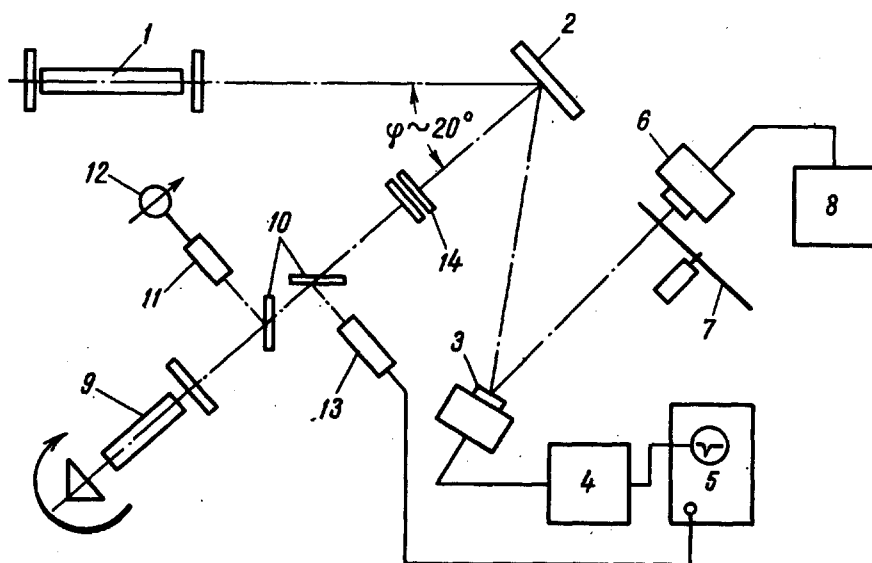


Рис.1. Блок-схема измерений  $\Delta R$ : 1 – лазер на  $\text{CO}_2$ ; 2 – образец; 3 – фотосопротивление для регистрации  $\Delta R$ ; 4 – широкополосный усилитель; 5 – осциллограф С1-11; 6 – фотосопротивление для контроля интенсивности зондирующего излучения; 7 – прерыватель излучения; 8 – усилитель 28ИМ; 9 – рубиновый лазер; 10 – плоскопараллельные стеклянные пластинки; 11 – калориметр для контроля энергии импульса лазера; 12 – гальванометр; 13 – фотоумножитель для запуска осциллографа; 14 – нейтральные светофильтры

$r$  по положению и глубине минимума коэффициента отражения  $R$ , характерного для плазменного резонанса. Как показано нами в работе [1], концентрация этих носителей достигает лишь величины порядка  $3 + 7 \cdot 10^{19}$  *см<sup>-3</sup>* в Si и GaAs и в соответствии с этим плазменный резонанс и увеличение  $R$  должны наблюдаться в области длин волн  $\lambda = 5 + 10$   $\mu\text{м}$ .

Мы провели исследования изменения коэффициента отражения  $\Delta R$  на длине волны  $\lambda = 10,6$   $\mu\text{м}$  в зависимости от интенсивности возбужда-

ющего света для Ge, Si и GaAs. Схема эксперимента показана на рис.1. Использование рубинового лазера с модулированной добротностью ( $t_{\text{имп}} = 4 \cdot 10^{-8}$  сек) для образования неравновесных носителей потребовало применения малоинерционного ИК-приемника (фотосопротивление из Ge, легированного Au) и мощного источника зондирующего излучения (лазер на  $\text{CO}_2$ ).

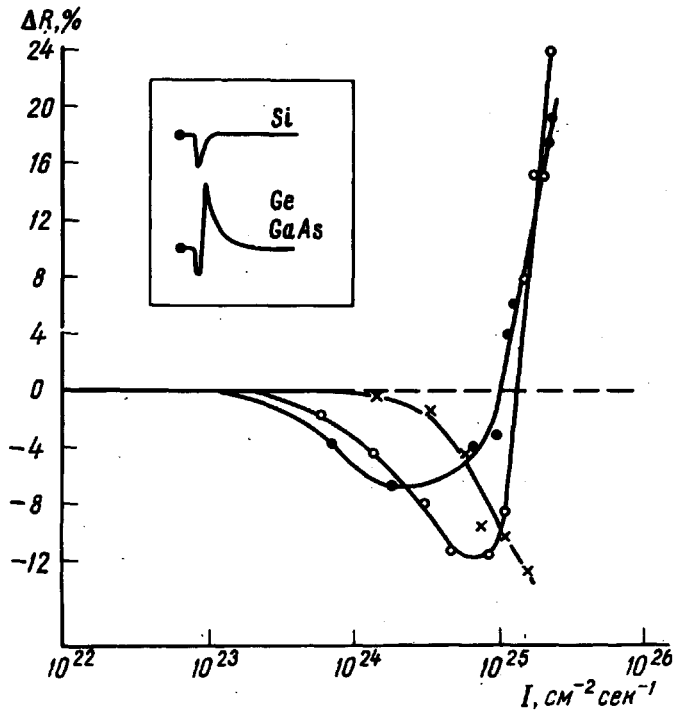


Рис.2. Зависимость  $\Delta R$  на длине волны зондирующего излучения  $10,6 \text{ мк}$  от интенсивности возбуждающего света рубинового лазера. ххх — Si, ●●● — Ge, ○○○ — GaAs. На вставке — форма осциллограмм  $\Delta R$

Использовались нелегированные образцы с полированной передней и шлифованной задней поверхностью, коэффициент отражения которых в диапазоне  $\lambda = 0,7 + 10 \text{ мк}$  не зависел от длины волны.

Результаты эксперимента приведены на рис.2. Кривые зависимости  $\Delta R$  от  $I$ , а значит и от  $\Delta n$  для Ge и GaAs имеют характерные для плазменного резонанса минимумы; для Si при данных  $I$  возрастания  $R$  еще не наблюдается. Это видно и из осциллограмм, приведенных на вставке к рис.2. Передний фронт импульса  $\Delta R$  для Ge и GaAs имеет вид, характерный для плазменного резонанса. Спад импульса определяется инерционностью фотоприемника, учтенной при расчете зависимости  $\Delta R(I)$ . (Точность определения абсолютного значения  $\Delta R$  составляет  $\sim 50\%$ ).

Для определения значений концентрации  $\Delta n$  и времени релаксации  $\tau$  нами были построены расчетные кривые зависимости  $R$  от  $\Delta n$  при разных  $\tau$  по формулам, хорошо описывающим экспериментальные данные для легированных полупроводников [2]:

$$R = \frac{(\bar{n} - 1)^2 + k^2}{(\bar{n} + 1)^2 + k^2}, \quad (1)$$

$$\bar{n}^2 - k^2 = \epsilon_L - \frac{4\pi\Delta n e^2}{m^*} \frac{\tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2}; \quad 2\bar{n}k = \frac{4\pi\Delta n e^2}{m^* \omega} \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (2)$$

Здесь  $\bar{n}$  и  $k$  — соответственно показатели преломления и поглощения,  $\epsilon_L$  — диэлектрическая постоянная невозбужденного кристалла,  $\omega$  — угловая частота зондирующего излучения,  $m^*$  — комбинированная эффективная масса,

$$m^* = m_e m_h / (m_e + m_h).$$

Формулы (2) записаны для двух типов носителей в предположении единого времени релаксации для электронов и дырок вследствие преобладания электронно-дырочного ( $e-h$ ) рассеяния [3]. Действительно, при  $e-h$  рассеянии независимо от соотношения масс  $m_e$  и  $m_h$  электроны и дырки теряют импульс, приобретенный в поле  $E$ , за одно и то же время  $\tau_{eh}$  (по закону сохранения импульса  $P_e(E) + P_h(E) = 0$  в любой момент времени).

Из сопоставления экспериментальных кривых  $R(l)$  с расчетными  $R(\Delta n)$  мы получили следующие значения  $\Delta n$  и  $\tau_{eh}$  при интенсивности возбуждения, соответствующей минимуму  $R$ : для Ge  $\Delta n = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_{eh} = 1 \cdot 10^{-14} \text{ сек}$ ; для Ga As  $\Delta n = 0,9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_{eh} = 2 \cdot 10^{-14} \text{ сек}$ ; для Si  $\Delta n < 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_{eh} > 2 \cdot 10^{-14} \text{ сек}$ .

Приведенные значения  $\Delta n$  совпадают с точностью до 2 + 3 с полученными нами ранее по поглощению на неравновесных носителях [1].

Заметим, что формула Конуэлл—Вейскопфа, видоизмененная на случай  $e-h$  рассеяния [3] и учитывающая вырождение носителей [4]

$$\tau_{eh} = 0,6 (\Delta n)^{-1} \epsilon_L^2 e^{-4} m^{*1/2} E_F^{3/2} [\ln(1 + 16r_L^2 (\Delta n)^{-2/3} e^{-4E_F^2})]^{-1}, \quad (3)$$

дает величину  $\tau_{eh} \approx 10^{-14} \text{ сек}$  для Ge и Ga As при концентрациях  $\Delta n$ , соответствующих минимуму  $R$ . Здесь  $E_F$  — энергия электрона или дырки (они примерно одинаковы и составляют  $\sim 0,05 \text{ эВ}$ ) на квазиуровнях Ферми. Эта оценка хорошо совпадает с экспериментальным значением  $\tau_{eh}$ , хотя формула (3) опирается на кинетическое уравнение Больцмана, условие применимости которого  $W_K \gg h/\tau$  в нашем случае не выполняется (здесь  $W_K$  — кинетическая энергия носителей).

Следует отметить, что при интенсивном возбуждении полупроводников светом мощного лазера ( $I = 5 \cdot 10^{25} \text{ квантов. см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ ) наблюдалось резкое увеличение их коэффициента отражения  $R$  и в видимой области спектра [1,5,6]. В указанных работах предполагалось, что этот

Эффект обусловлен высокой концентрацией неравновесных носителей заряда  $\Delta n$ , созданных фотовозбуждением. Однако, как показано в настоящей работе (а также в работе [1]), достигаемой концентрации неравновесных носителей недостаточно для этого. Возрастание  $R$  в видимой области возможно лишь вследствие резкого (на два порядка) увеличения концентрации свободных равновесных носителей при плавлении поверхностного слоя кристалла. Не случайно это возрастание всегда сопровождается повреждением поверхности.

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

Поступило в редакцию  
30 ноября 1967 г.

### Литература

- [1] Л. М. Блинов, В. С. Вавилов, Г. П. Галкин. ФТП, 1, 1351, 1967.
- [2] H. Lyden. Phys. Rev., 134, A1106, 1964.
- [3] N. H. Fletcher. Proc. IRE, 45, 862, 1957.
- [4] Ф. Дж. Блатт. Теория подвижности электронов в твердых телах. Физматгиз, М.-Л., 1963 (пер. с англ.).
- [5] F. G. Sooy, M. Geller, D. P. Bortfeld. Appl. Phys. Lett., 5, 54, 1964.
- [6] M. Birnbaum, T. L. Stocker. Brit. J. Appl. Phys., 17, 461, 1966.