

ПЛАЗМЕННЫЙ РЕЗОНАНС
НА НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЯХ ЗАРЯДА
В АРСЕНИДЕ ИНДИЯ

В. С. Вавилов, Г. Н. Галкин, Е. В. Шатковский

Плазменное отражение, обусловленное неравновесными носителями в полупроводниках, впервые наблюдали авторы работы¹ на кристаллах германия, кремния и арсенида галлия при возбуждении их светом рубинового и неодимового лазеров. По положению минимума коэффициента отражения была определена концентрация неравновесных носителей при определенной интенсивности возбуждающего света, а по величине коэффициента отражения в минимуме было оценено время релаксации неравновесных носителей заряда.

В данной работе с той же целью исследовалось отражение света с длиной волны в вакууме $\lambda = 10,6$ мкм от поверхности арсенида индия n -типа ($n_0 = 3 + 5 \cdot 10^{16}$ см⁻³) при возбуждении импульсами рубинового и неодимового лазеров. Принципиальная схема измерений аналогична опубликованной в работе¹. В качестве источника зондирующего излучения использовался лазер на СО₂ мощностью 1 + 2 Вт. Лазеры на рубине ($\lambda = 0,69$ мкм) и неодимовом стекле ($\lambda = 1,06$ мкм) работали в режиме модулированной добротности. Длительность импульсов света была соответственно 40 и 80 нсек, максимальная мощность в импульсе до 10 Мвт. Интенсивность возбуждения изменялась с помощью светофильтров. В качестве приемника ИК - излучения использовалось малоинерционное ($\tau \leq 10^{-8}$ сек) фотоспротивление Ge(Zn),

охлаждаемое жидким азотом и закрытое фильтром из чистого германия.

Измерения проводились при комнатной температуре. Передняя поверхность образцов была полированной, а задняя шлифованной для устранения многократного отражения. Перед измерениями образцы слегка травились в смеси $\text{HNO}_3:\text{HCl}$ в соотношении 1 : 1, или в кипящей смеси $\text{HNO}_3:\text{H}_2\text{O}_2$ в отношении 1 : 10.

Результаты измерений приведены на рис. 1. Как и ожидалось, с увеличением интенсивности возбуждающего излучения коэффициент отражения света с $\lambda = 10,6$ мкм сперва постепенно уменьшается, проходит через минимум, а затем резко возрастает до значений, превышающих коэффициент отражения невозбужденного арсенида индия (при данной концентрации равновесных носителей), равный 31%².

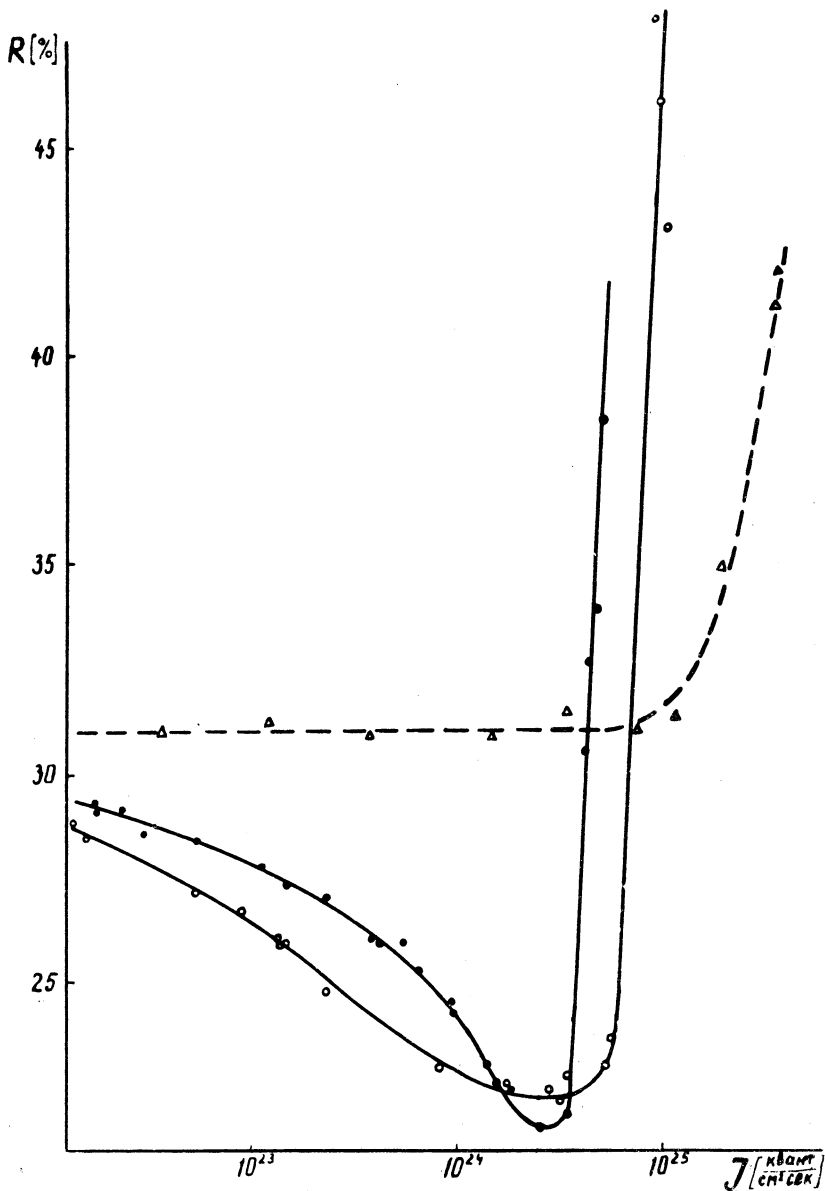
В случае, когда применимы френелевские формулы, поглощение слабое, и время релаксации носителей $\tau_{e,h} > 1/\omega$, концентрация носителей в точке минимума коэффициента отражения определяется по формуле³

$$\Delta n_{\min} = \frac{\omega^2 \tilde{m}^* (\epsilon_L - 1)}{4\pi e^2}, \quad (1)$$

где ω - круговая частота зондирующего излучения, ϵ_L - решеточная составляющая диэлектрической про-

ницаемости, $\tilde{m}^* = \frac{m_e^* m_h^*}{m_e^* + m_h^*}$; m_e^* и m_h^* - эф-

фективная масса электрона и дырки соответственно. Времена релаксации в арсениде индия, оцененные по значениям подвижностей и эффективным масс, оказываются равными $\tau_e \approx 5 \cdot 10^{-13}$ сек, а $\tau_h \approx 6 \cdot 10^{-14}$ сек, что приблизительно соответствует временам для комбинированного механизма рассеяния на оптических и акустических фононах. Таким образом, условие $\omega \tau_{e,h} > 1$ для $\lambda = 10,6$ мкм в арсениде индия оказывается выполненным. Рассчитанная по формуле (1) концентрация пар неравно-



Р и с. 1. Зависимость коэффициента отражения арсенида индия от интенсивности возбуждающего излучения.

- $\lambda = 10,6$ мкм, возбуждение неодимовым лазером;
- $\lambda = 10,6$ мкм, возбуждение рубиновым лазером;
- △ $\lambda = 0,69$ мкм.

весных носителей заряда в минимуме $\Delta n_{\min} = 4 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

Согласно теоретическим расчетам⁴, подтвержденным экспериментально при малых уровнях возбуждения^{5,6}, в арсениде индия при концентрации электронов $n \sim 4 \cdot 10^{18}$ см⁻³ доминирует Оже-рекомбинация, и время жизни носителей заряда $\tau \sim 10^{-11}$ сек. Отсюда следует, что при коэффициенте биполярной диффузии $D = 15$ см²/сек диффузией можно пренебречь ($\sqrt{D\tau} < 3/\alpha$)⁷. Глубина, на которой диэлектрическая постоянная модулируется неравновесными носителями, оказывается равной ~ 1 мкм, что меньше глубины скин-слоя для $\lambda = 10,6$ мкм, а также меньше длины волны зондирующего излучения в образце λ/\bar{n} (\bar{n} - коэффициент преломления арсенида индия). Это обстоятельство делает неприменимыми формулы Френеля, а также приближение геометрической оптики для переходного слоя⁸. Поэтому для определения концентрации неравновесных носителей у поверхности полупроводника по положению минимума коэффициента отражения мы использовали выражения, полученные в работе⁹, где рассмотрено плазменное отражение от поверхности полупроводника, когда приближение геометрической оптики неприменимо.

Согласно работе⁹ величина коэффициента отражения в минимуме должна быть равной 7% при возбуждении неодимовым лазером и 12% при возбуждении рубиновым лазером, в то время как экспериментально измеренные значения составляют соответственно 21,5% и 22,5%. Можно получить согласие теории и эксперимента, если учесть, что на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм в арсениде индия имеется селективное поглощение, обусловленное переходами в валентной зоне между подзонами легких и тяжелых дырок¹⁰⁻¹¹. Присутствие селективного поглощения делает невозможной оценку времени релаксации

* Коэффициент поглощения для света неодимового лазера $\alpha = 3 \cdot 10^4$ см⁻¹, для рубинового лазера⁷ - $4,5 \cdot 10^4$ см⁻¹.

неравновесных носителей $\tau_{e,h}$ по глубине минимума. В то же время на величине концентрации носителей, соответствующей минимуму, селективное поглощение практически не сказывается ^ж). Определенная таким образом концентрация неравновесных пар носителей у поверхности полупроводника $\Delta n_{\text{min}} = 4,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что отличается от значения, полученного с применением формул Френеля, на 12%.

Поскольку согласно работе⁴ при таких концентрациях в арсениде индия n -типа доминирует Оже-рекомбинация, мы оценили также коэффициент Оже-рекомбинации C , который оказался равным $(1,4 + 1,8) \cdot 10^{-27} \text{ см}^6 \text{ сек}^{-1}$.

Для подтверждения того, что изменение коэффициента отражения света с $\lambda = 10,6$ мкм обусловлено неравновесными носителями заряда, а не разогревом образца, нами были проведены измерения коэффициента отражения света с $\lambda = 0,69$ мкм при различной интенсивности возбуждения рубиновым лазером. В этом случае уменьшение отражения не наблюдалось вообще, а увеличение, обусловленное нагревом, происходит при большей (приблизительно в 5 раз) интенсивности возбуждения, равной примерно $1,5 \cdot 10^{25} \text{ квант/см}^2 \text{ сек}$, причем коэффициент отражения растет медленнее. При интенсивностях $J \approx 3 \cdot 10^{25} \text{ квант/см}^2 \text{ сек}$ наблюдаются повреждения на поверхности образца.

Поступила в редакцию
29 апреля 1970 г.

^ж) Этот вывод просто проверить, даже не прибегая к расчетам по работе⁹. Действительно, коэффициент экстинкции k для $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ при $n \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ составляет¹¹ $\approx 0,2$, вследствие чего из френелевской формулы для коэффициента отражения¹ следует, что поглощение практически не влияет на положение минимума, так как $k^2 \ll 1$.

Л и т е р а т у р а

1. Галкин Г. Н., Блинов Л. М., Вавилов В. С., Соломатин А. Г. ЖЭТФ (письма в редакцию) 7, 93 (1968).
2. Уханов Ю. И., Жумакулов У. Изв. АН Узб. ССР, сер. физ.-мат. наук, № 6, 61 (1967).
3. Биленко Д. И., Орнатская Е. М., Полянская В. П., Шехтер З. В. Физика полупроводников и полупроводниковая электроника, (сб. статей) вып. 1, стр. 72, изд. Саратовского университета, 1968.
4. Барышев Н. С. ФТТ, 6, 10 (1964).
5. Иглицын М. И., Соловьева Е. В. ФТТ, 7, 11 (1965).
6. Hollis J. E. Proc. Phys. Soc., 91, 1 (1967).
7. Dixon J. R., Ellis J. M. Phys. Rev., 123, 1560 (1961).
8. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме, стр. 283, Москва, 1967.
9. Вахненко И. Ф. и Стрижевский В. Л. ФТП, 3, 1844 (1969).
10. Stern F., Talley R. M. Phys. Rev., 108, 158 (1957).
11. Dixon J. R. Proc. Intern. Conf. on Semicond. Physics, 336, Prague (1966).