

ЭФФЕКТ "САМОПРОЗРАЧНОСТИ" В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

И.А.Полузжков, Ю.М.Попов

В работах [1,2] теоретически предсказан и экспериментально обнаружен эффект "индуцированного" просветления среды, состоящей из двухуровневых молекул в основном состоянии, при прохождении через нее мощного ультракороткого импульса когерентного света. Это просветление не связано с обычным эффектом насыщения и возникает в том случае, когда длительность импульса света $\tau \ll T_2$, где T_2 — время релаксации поляризации среды, а также

$$\frac{\mu}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} F dt > \pi,$$

где F — амплитуда поля светового импульса, μ — дипольный матричный элемент перехода. Физически эффект заключается в том, что импульс света, когерентно возбуждая молекулы, теряет на переднем фронте энергию, которая затем возвращается к нему на заднем фронте в результате переизлучения молекул. Представляет большой интерес ис-

следовать принципиальную возможность подобного эффекта при межзонном поглощении в полупроводниках, в результате которого возникают электронно-дырочные пары. Будем рассматривать обычные в полупроводниках оптические переходы с сохранением квазимпульса электрона k (прямые переходы). Формальное описание таких переходов аналогично описанию переходов в двухуровневых системах асимметричной неоднородно-уширенной линией [1].

Если также как и в [1], искать решение уравнений для поля в виде стационарного импульса, т.е. предполагать, что зависимость от z и t сводится к одной переменной $t - (z/v)$, где v — скорость установившегося импульса ($v < c$), то уравнения Максвелла и уравнения для матричных элементов оператора плотности среды допускают единственное решение и выражение для скорости имеет вид

$$v = \frac{c}{n} \left(1 + \frac{4\pi\mu^2 r^2}{n^2 h^2} I_2 \right)^{1/2} \left(1 + \frac{2\pi\mu^2 r^2 \omega}{n^2 \hbar^2} I_1 \right)^{-1}, \quad (1)$$

где

$$I_1 = \sum_k \frac{n_k^0}{1 + (\Delta\omega_k \tau)^2}, \quad I_2 = \sum_k \frac{n_k^0 \Delta\omega_k}{1 + (\Delta\omega_k \tau)^2},$$

n — решеточная часть коэффициента преломления, ω — частота светового импульса,

$$\Delta\omega_k = \frac{1}{\hbar} (\epsilon_k^c - \epsilon_k^v) - \omega$$

ϵ_k^c , ϵ_k^v — энергия электрона соответственно в зоне проводимости и валентной зоне, n_k^0 — разность начальных населенностей уровня k в зонах.

Это решение отличается от случая двухуровневой системы с неоднородно-уширенной линией наличием лишнего множителя под радикалом в выражении для скорости v . В наиболее интересном случае, когда плотность состояний в зонах $\sim \sqrt{\hbar\omega - \Delta}$; $(\hbar\omega - \Delta) \ll \Delta_v$; $\hbar\omega - \Delta \gg \hbar/r$ (Δ — ширина запрещенной зоны, Δ_v — ширина валентной зоны), соответствующие выражения для I_1 и I_2 значительно упрощаются, и если взять значения $\Delta \approx 1$ эв, $\Delta_v \approx 10$ эв; $\mu = e\hbar / \sqrt{m^* \Delta} \approx 3 \cdot 10^{-17}$ ед. CGSE, $r = 5 \cdot 10^{-12}$ сек, $\hbar\omega - \Delta \approx 0,1$ эв, $m^* \approx 10^{-28}$, то $I_1 \approx 1,5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, $I_2 \approx 3 \cdot 10^{29}$ см $^{-3}$ сек $^{-1}$.

Оценки величин $I_{1,2}$ с другими модельными плотностями состояний (например, равномерная плотность по зоне) численно дают значения I_1, I_2 того же порядка величины.

Подставляя далее значения I_1, I_2 в выражение для скорости v имеем: $v \approx 10^{-1}$ с/п [см/сек], т.е. "стационарный" импульс движется со скоростью на порядок меньше скорости света в данном материале. Приведенное выше рассмотрение справедливо лишь при выполнении условия $v\tau > \lambda$, что, как видно, выполняется в нашем случае для $\tau \approx 10^{-12}$ сек, $\lambda < 10^{-4}$ см.

Отметим, что для полупроводников время релаксации T_2 зависит от кинетической энергии ϵ рожденных электронов, так, например, если $\epsilon > \hbar\omega_0$ (ω_0 — частота оптического фонона), то сильное взаимодействие с оптическим фононом приводит к уменьшению T_2 , так что для наблюдения "самопрозрачности" при достаточном удалении от края зоны могут потребоваться импульсы света с длительностью $\tau < 10^{-12}$ сек (при $\epsilon < \hbar\omega_0$ и низких температурах $T_2 \approx 10^{-12}$ сек).

Предположим теперь, что вдоль слоя электронно-дырочной плазмы, образованной "стационарным" импульсом, приложено постоянное электрическое поле E . Тогда согласно [3] из-за пространственного разделения генерируемых электронно-дырочных пар эффект "самопрозрачности" должен исчезать при полях, удовлетворяющих соотношению

$$\frac{1}{\hbar} \left[\frac{e^2 E^2 \hbar^2}{m^*} \right]^{1/3} \geq \frac{1}{r},$$

что в принципе может позволить определить массу m^* вдали от края зоны. Требуемые для этого поля E невелики (при $m^* \approx 10^{-28}$ г, $\tau \approx 10^{-12}$ сек, $E \approx 300$ в/см). В то же время, зная m^* , по измерению скорости импульса v можно определить матричный элемент дипольного момента μ_k .

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

Поступила в редакцию
27 февраля 1969 г.
После переработки
25 марта 1969 г.

Литература

- [1] S.L.Mc Call, E.L.Hahn. Phys. Rev. Lett., 18, 908, 1967.
[2] C.K.N.Patel, R.E.Slusher. Phys. Rev. Lett., 19, 1019, 1967.
[3] Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 34, 1138, 1958.