

МНОГОФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В p -Ge В СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ

С.Д.Ганичев, С.А.Емельянов, Е.Л.Ивченко, Е.Ю.Перлин, И.Д.Ярошецкий

Впервые реализована ситуация, когда в нелинейном поглощении света в кристалле участвует совокупность одновременно идущих процессов n -фотонного поглощения с $n \lesssim 10$.

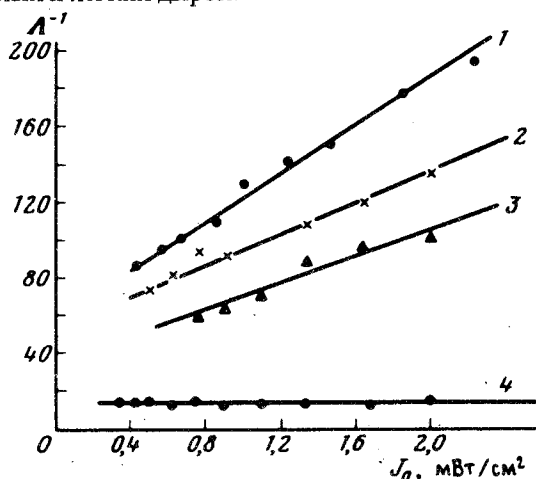
При экспериментальном изучении двухфотонного междузонного поглощения в кристаллах энергию фотона $\hbar\omega$ выбирают обычно так, чтобы $2\hbar\omega > \epsilon_g$, но $\hbar\omega < \epsilon_g$ (ϵ_g – ширина запрещенной зоны). Дело в том, что в случае $\hbar\omega > \epsilon_g$ для прямых переходов коэффициент однофотонного поглощения $K^{(1)}(\omega)$ намного превышает коэффициент двухфотонного поглощения $K^{(2)}(\omega)$ (вплоть до интенсивности света, соответствующей порогу разрушения кристалла). В настоящей работе впервые реализована ситуация, когда коэффициенты n -фотонного поглощения при n меньше или порядка 10 сравнимы между собой по величине. С этой целью исследовалось поглощение света в кристаллах германия p -типа в субмиллиметровом диапазоне ($\hbar\omega = 13,5$ мэВ). Выражение для отношения коэффициентов двухквантового и линейного поглощения света, рассчитанных в наименее порядке теории возмущений для прямых переходов между подзонами тяжелых и легких дырок валентной зоны Γ_8^+ , в сферическом приближении имеет вид

$$\eta = K^{(2)}(\omega) / K^{(1)}(\omega) = \frac{4\sqrt{2}\pi e^2}{\omega^2 c n_\omega m_\pi \hbar\omega} \frac{I}{e^{-\epsilon_0/k_B T} (1 + e^{-\hbar\omega/k_B T}) (1 + \frac{P_{\text{цирк}}}{2})}, \quad (1)$$

где I – интенсивность света, $\epsilon_0 = \hbar\omega m_\pi / (m_T - m_\pi)$ – энергия тяжелых дырок, участвующих в однофотонном переходе, $m_{\pi,T}$ – эффективная масса тяжелых и легких дырок ($m_\pi \ll m_T$), n_ω – показатель преломления света на частоте ω , $P_{\text{цирк}}$ – степень циркулярной поляризации излучения. При расчете $K^{(2)}$, в отличие от 1 , учтены вклад промежуточных состояний в других зонах и состояние поляризации излучения. Для Ge при энергии кванта $\hbar\omega = 13,5$ мэВ, интенсивности света в среде $I = 1$ МВт/см² и температуре $T = 78$ К параметр многоквантовости $\eta \sim 1$. В этом случае теория возмущений неприменима. Заметим, что для CO₂-лазера, т.е. в ИК диапазоне, при той же плотности потока фотонов параметр многоквантовости $\eta < 10^{-3}$. Таким образом, исследование поглощения света в кристаллах в субмиллиметровом диапазоне открывает новые возможности для изучения нелинейного взаимодействия электромагнитного излучения с веществом.

Эксперименты выполнялись с использованием мощного импульсного субмиллиметрового лазера на NH₃ с оптической накачкой ². Длительность импульса составляла 40 нс. На рис. 1

приведены зависимости обратного пропускания $\Lambda^{-1} = I_0 / I(d)$ от интенсивности падающего света I_0 , измеренные в *p*-Ge при $T = 78$ К, $p = 5,8 \cdot 10^{16}$ см⁻³ для трех различных толщин d (предельное значение плотности потока энергии лазерного излучения, падающего на кристалл, составляло 2 МВт/см⁻²). С ростом I_0 наблюдается линейный рост обратного пропускания, причем наклон кривых меняется с изменением толщины d . Видно, что изменение обратного пропускания в поле мощного излучения сравнимо и даже превышает значение Λ^{-1} при малых значениях I_0 . Для выяснения природы эффекта были проведены сравнительные эксперименты в германии *n*-типа с $n = 3,5 \cdot 10^{16}$ см⁻³ при $T = 78$ и 300 К. Оказалось, что в *n*-Ge пропускание Λ не зависит от I_0 в исследованном диапазоне интенсивностей (см. рис. 1). Таким образом, наличие зависимости $\Lambda(I_0)$ может быть связано только со сложной структурой валентной зоны и возможностью прямых оптических переходов между подзонами тяжелых и легких дырок.



Зависимость обратного пропускания от интенсивности падающего света I_0 при $T = 78$ К: 1, 2, 3 — результаты измерений в *p*-Ge ($p = 5,8 \cdot 10^{16}$ см⁻³) при толщине образца 0,0695; 0,064; 0,058 см соответственно; 4 — *n*-Ge ($n = 3,5 \cdot 10^{16}$ см⁻³, $d = 0,17$ см)

Основные черты исследуемого явления можно описать в рамках следующей физической картины. Поглощение света представляет собой совокупность одновременно идущих процессов *n*-фотонного поглощения:

$$K(\omega) = \sum_n K^{(n)}(\omega),$$

где $n = 1, \dots, n_0$ и n_0 возрастает с ростом интенсивности света. В *n*-фотонном процессе участвуют дырки с импульсом $\hbar k_n = (2m_T n \epsilon_0)^{1/2}$, определяемом из закона сохранения энергии. В коэффициент *n*-фотонного поглощения $K^{(n)}$ вклад вносят не только *n*-квантовые процессы, но и процессы высших порядков, в которых при виртуальных переходах происходит поглощение $(n + m)$ фотонов и испускание *m*-фотонов. Эти различные каналы *n*-фотонного поглощения интерферируют и частично подавляют друг друга, в результате чего коэффициент уже не пропорционален $I^{(n-1)}$, как это имеет место в наименьшем порядке теории возмущений, а является сложной осциллирующей функцией интенсивности I .

Для количественных оценок можно использовать следующую формулу для вероятности *n*-фотонного поглощения

$$w_n(\omega) = nK^{(n)}I / \hbar\omega = \frac{m^3 / 2\pi}{\pi \hbar^4} f(n\epsilon_0) (2n\hbar\omega)^{1/2} (M^{(n)})^2, \quad (2)$$

где составной матричный элемент *n*-фотонного поглощения (с учетом процессов высших порядков)

$$M^{(n)} \approx \frac{1}{4} \sqrt{\frac{2}{5}} \frac{1}{m_n} \left(\frac{eE}{\omega} \right)^2 \frac{n+1}{n-1} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\rho_2^{(n)}) J_{n-2-2m}(\rho_1^{(n)}), \quad (3)$$

$$\rho_1^{(n)} = \left(\frac{8n}{3m_{\text{л}} \hbar \omega} \right)^{1/2} \frac{eE}{\omega}, \quad \rho_2^{(n)} = \left(\frac{eE}{\omega} \right)^2 \frac{1}{2m_{\text{л}} \hbar \omega} \frac{n^2}{n^2 - 1}, \quad (3)$$

$f(\epsilon)$ – функция распределения дырок, $J_m(\rho)$ – функция Бесселя, E – напряженность электрического поля световой волны. При выводе (2), (3) использовался метод, развитый в [3], и предполагалось, что $|M^{(n)}| \ll \hbar/\tau \ll \hbar\omega$, где τ – время жизни дырки в состоянии с заданным волновым вектором k_n . При $I = 2 \text{ МВт/см}^2$ заметную роль в поглощении играют переходы с $n \lesssim 13$. Численный расчет показывает, что при мощном лазерном излучении в исследованном диапазоне интенсивностей теоретическая зависимость коэффициента нелинейного поглощения света $K(I)$ может быть аппроксимирована формулой: $K(I) = a + \beta I$, где величины a и βI уже не являются коэффициентами одно- и двухфотонного поглощения. При такой зависимости $K(I) \Lambda^{-1}$ линейно зависит от I_0 , что действительно наблюдается в эксперименте (рис. 1). Учет возможности разогрева свободных носителей в поле световой волны не приводит к существенному изменению величин a и β . Экспериментальное значение $\beta = 72 \text{ (см} \cdot \text{МВт)}^{-1}$ находится в удовлетворительном согласии с результатами теоретического расчета.

Авторы благодарят Я.В.Терентьева за помощь в проведении экспериментов.

Литература

1. Сагдуллаева С.А. ФТП, 1978, 12, 558.
2. Ганичев С.Д., Емельянов С.А., Ярощевский И.Д. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 297.
3. Kovarskii V.A., Perlin E. Yu. Phys. Stat. Sol. (b), 1971, 45, 47.