

ПЛАЗМЕННЫЙ РЕЗОНАНС НА НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЯХ БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ GaSe

Э.Куоштитис, Дж.Круз¹⁾, Г.М.ван Дрил¹⁾

Изучено проявление плазменного резонанса в ИК оптическом отражении с пикосекундным разрешением в сильно возбужденных монокристаллах GaSe.

Анализ кинетики отражения излучения CO₂-лазера (10,6 мкм) от импульсно-возбужденных полупроводников¹ показал принципиальные возможности исследования ряда свойств электронно-дырочной плазмы. Использование пикосекундных световых импульсов для генерации плотной системы неравновесных носителей заряда (ННЗ) до концентраций порядка 10²⁰ см⁻³ открывает новые перспективы в изучении физики коллективных явлений. В данной работе на основе анализа пикосекундной кинетики отражения и пропускания ИК излучения сильно возбужденными монокристаллами GaSe обнаружен плазменный резонанс на частотах зондирующего излучения, определены параметры, характеризующие процесс рекомбинации ННЗ.

Исследовались монокристаллические слои ϵ -GaSe толщиной 5 – 10 мкм. Задающим генератором световых пикосекундных импульсов служил лазер на гранате ($h\nu = 1,17$ эВ) с активно-пассивной синхронизацией мод ($\tau = 25$ пс). Выделенные одиночные импульсы (частота повторения 10 Гц) усиливались четырехпроходным усилителем. Образцы возбуждались излучением второй гармоники основной частоты лазера, при этом максимальная энергия в импульсе составляла 1 мДж. Зондирование осуществлялось ИК лучем ($\lambda = 2,8$ мкм), получаемым при вынужденном комбинационном рассеянии в ячейке с газом метана, куда запускалась часть основного излучения пикосекундного лазера. Как возбуждающий, так и зондирующий лучи

¹⁾ University of Toronto, Canada.

направлялись перпендикулярно плоскости образца ($k \parallel c$), причем параметры гауссового распределения интенсивности излучения составляли 1 и 0,3 мм, соответственно. Регистрация интенсивности отраженных и прошедших кристалл импульсов осуществлялась с помощью фотодиодов, а дальнейший анализ экспериментальных данных, также как и управление самим экспериментом, проводилось микроЭВМ.

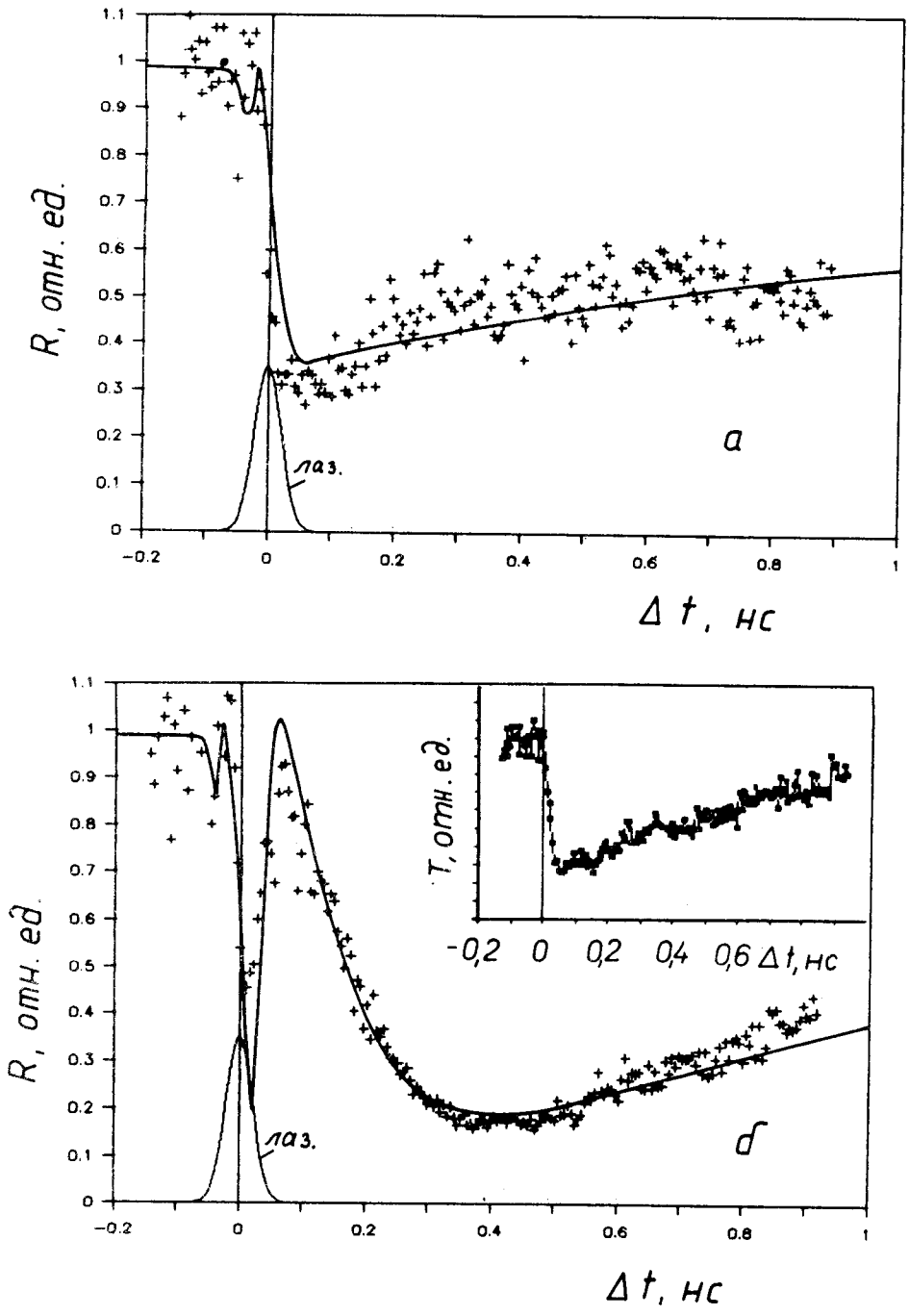


Рис. 1. Зависимости коэффициента отражения монокристаллического слоя GaSe толщиной 10 мкм для $\lambda = 2.8$ мкм от времени задержки между возбуждающим и зондирующим импульсами при энергии накачки 385 мкДж (а) и 2.8 мкДж (б). Крестики – эксперимент, сплошные линии – расчет согласно (1), (2). Внизу показана форма лазерного импульса. Во вставке на рис. б изображена кинетика пропускания зондирующего импульса.

На рис. 1 показаны зависимости интенсивности отраженного ИК луча от времени его задержки относительно возбуждающего импульса при двух значениях плотности мощности накачки в образце GaSe толщиной 10 мкм. Сначала при энергии накачки ≤ 385 мкДж наблюдается резкое уменьшение отражения во время действия возбуждающего импульса, а позднее идет гораздо более медленная его релаксация к исходному значению (рис. 1, а). При повышении интенсивности возбуждения кинетика становится гораздо сложнее (рис. 1, б). Вслед за резким уменьшением отражения идет резкое его возрастание, а по окончании возбуждающего импульса — вновь уменьшение отражения, достигающего минимума при задержке 400 пс и энергии возбуждения 670 мкДж, а далее — опять же медленная релаксация к исходному значению. Следует отметить, что интерференционные явления, в принципе имеющие возможность проявиться в случае образца типа Фабри-Перо интерферометра, наблюдаемые закономерности объяснить не могут. Действительно, в зависимости кинетики интенсивности прошедшего луча подобные осцилляции никогда не наблюдались (см. вставку на рис. 1, б), что исключает проявление интерференции и в отражении. К такому заключению можно прийти и проанализировав зависимость отражения тонких слоев GaSe от концентрации возбуждаемых ННЗ, наличие которых при столь сильных возбуждениях является основной причиной модуляции диэлектрической проницаемости вещества $\tilde{\epsilon}$. В общем случае реальная и мнимая части ϵ как функции пробной частоты ω могут быть выражены как:

$$\epsilon_R = \epsilon_0 - 4\pi n e^2 \left[\frac{1}{m_e^*} \left\langle \frac{\tau_e^2}{1 + \omega^2 \tau_e^2} \right\rangle + \frac{1}{m_h^*} \left\langle \frac{\tau_h^2}{1 + \omega^2 \tau_h^2} \right\rangle \right] + 4\pi \chi, \quad (1)$$

$$\epsilon_I = \frac{4\pi n e^2}{\omega} \left[\frac{1}{m_e^*} \left\langle \frac{\tau_e}{1 + \omega^2 \tau_e^2} \right\rangle + \frac{1}{m_h^*} \left\langle \frac{\tau_h}{1 + \omega^2 \tau_h^2} \right\rangle \right] + \frac{4\pi \sigma}{\omega}.$$

Здесь $\epsilon_0 = 8,9$ — низкочастотная диэлектрическая проницаемость кристалла GaSe, $\tau_{e,h}$ — времена релаксации импульса электрона и дырки, σ и χ — вклад в соответствующие проницаемости внутривозбужденных переходов, которые в случае сильно возбужденного GaSe и пробного излучения 2,8 мкм должны быть существенными³. Методика расчета коэффициента отражения R от диэлектрической среды с плоскопараллельными стенками микронной толщины приведена в⁴, а результаты расчета представлены на рис. 2. Как видно, рост поглощения на зондиру-

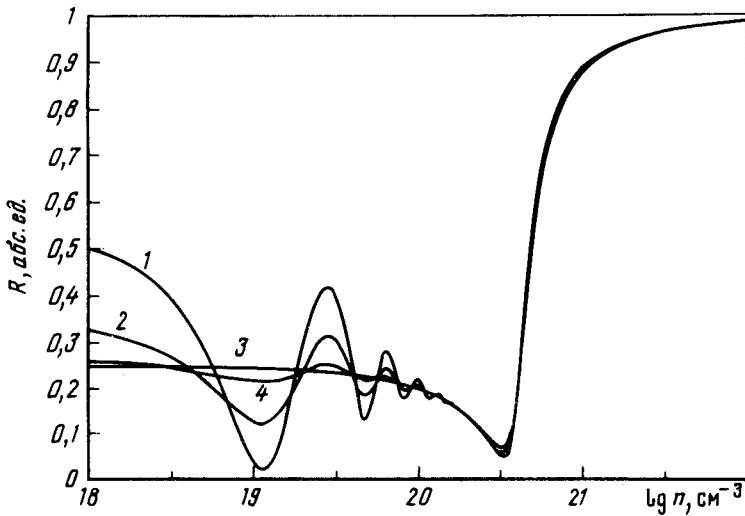


Рис. 2. Теоретические зависимости коэффициента отражения пленок толщиной 10 мкм (кривые 1 — 3) и полубесконечного кристалла (4) GaSe от концентрации ННЗ для зондирующего излучения 2,8 мкм. Кривая 1 соответствует $4\pi\sigma/\omega = 0$; 2 — 0,1; 3 — 0,2. Остальные параметры, использованные при расчете: $\tau_{e,h} = 10^{-14}$ с, $\mu = 0,31m_0$, $\epsilon_0 = 8,9$, $\gamma = 3,5 \cdot 10^{-33}$ см⁶ с⁻¹

ющей частоте сглаживает интерференционные эффекты и ведет к зависимости, характерной для полубесконечного образца (кривая 4 на рис. 2). Здесь характерно также то, что при определенной концентрации (для GaSe это $4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) R становится минимальным. Это свойственно плазменному резонансу. При прохождении этой концентрационной точки в процессе возбуждения, а потом при рекомбинации ННЗ и должны наблюдаться два минимума.

Для количественной проверки был проведен расчет временного поведения коэффициента отражения R на основе кинетического уравнения, дающего значение n , а следовательно, определяющее и R , в любой момент времени:

$$\frac{dn}{dt} = G_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right) - \frac{n}{\tau} - \gamma n^3, \quad (2)$$

где первый член в правой части уравнения отвечает генерации, а второй и третий описывают соответственно линейную и оже-рекомбинацию (квадратичный член не учтен ввиду непрямозонного характера оптических переходов в GaSe³).

Результаты расчета иллюстрируются на рис. 1 *a* и *b* сплошными линиями, причем отличаются эти два случая лишь скоростью генерации неравновесных носителей, соответствующей плотности мощности лазерного возбуждения, использованного в эксперименте. Общее согласие весьма хорошее, при этом коэффициент оже-рекомбинации $\gamma = 3,5 \cdot 10^{-33} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$, а максимальная плотность ННЗ достигает $4,2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

В заключение отметим, что наличие сложных "быстрых" участков во временных зависимостях R указывает на целесообразность исследования кинетики ИК отражения в сильно возбужденных полупроводниках с еще большим временным разрешением с целью выяснения роли неравновесности в системе квазичастиц большой плотности.

Литература

1. Галкин Г.Н., Блинов Л.М., Вавилов В.С., Соломатин А.Г. Письма в ЖЭТФ, 1968, 7, 93.
2. Gallant M.J., van Driel H.M. Phys. Rev. B., 1982, 26, 2133.
3. Depaursinge Y. Il Nuovo Cimento, 1977, 38B, 153.
4. Born M., Wolf E. Principles of Optics, New York: Pergamon press, 1984.