

## Квазиупругое рассеяние света в ближней инфракрасной области спектра фотовозбужденной электрон-дырочной плазмой, индуцированной в слое GaAs в присутствии квантовых точек InAs

© Б.Х. Байрамов, В.А. Войтенко, Б.П. Захарченя, В.В. Топоров, М. Henini\*, А.А. Kent\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\*Department of Physics, University of Nottingham,  
Nottingham, NG7 2RD, UK

E-mail: bairamov@bahish.ioffe.rssi.ru

Мы сообщаем о разработке высокочувствительной методики для регистрации спектров неупругого электронного рассеяния света в ближней ИК-области, возбуждаемых высокостабильным одномодовым лазером непрерывного действия на алюмоиттриевом гранате, легированном неодимом, с длиной волны 1064.4 nm. Использование такой методики позволило впервые зарегистрировать квазиупругое рассеяние света фотовозбужденной электрон-дырочной плазмой, индуцированной в слое GaAs в присутствии самоорганизованного ансамбля квантовых точек InAs. Обнаружено значительное резонансное усиление интенсивности квазиупругого электронного рассеяния превышающее установленные значения для объемного материала, на два порядка величины. Выявлен основной механизм рассеяния, обусловленный совместной диффузией электронов и дырок.

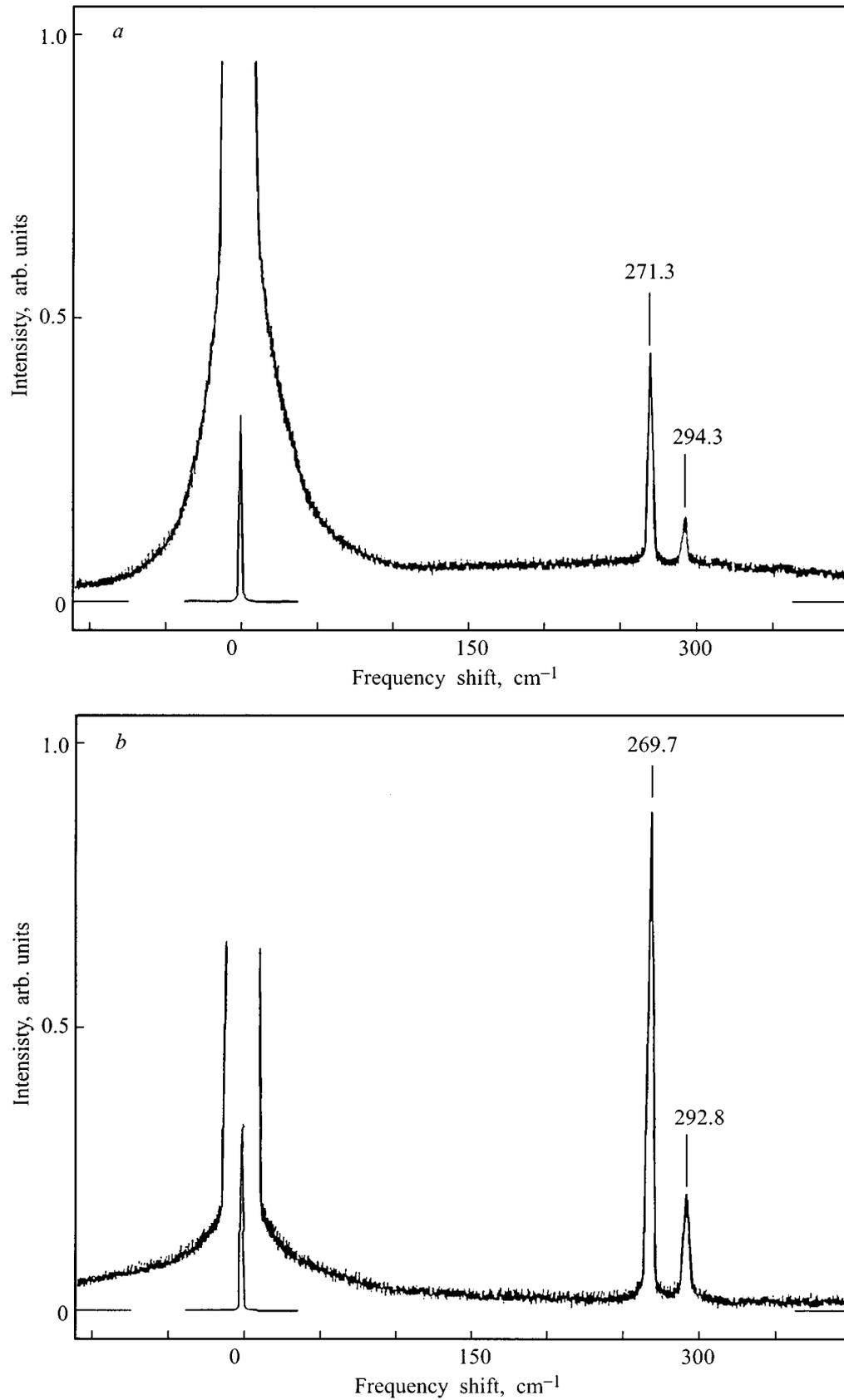
В полупроводниковых структурах с квантовыми точками (КТ), сформированными в матрице широкозонного материала, размерное квантование во всех трех направлениях приводит к существенной модификации плотности электронных состояний со значительно большей локализацией носителей тока, что, как предполагается, может значительно улучшить основные характеристики ряда приборов нанoeлектроники. Мы сообщаем о дальнейшем развитии высокочувствительной методики, представленной в [1], для регистрации спектров неупругого электронного рассеяния света в ближней инфракрасной (ИК) области спектра и реализации возможности исследования спектров рассеяния света в структурах с КТ. В результате удалось обнаружить квазиупругое электронное рассеяние света свободными носителями заряда в системе КТ InAs в матрице GaAs. Показано, что такое рассеяние обусловлено электрон-дырочной плазмой, индуцированной в объеме GaAs в присутствии КТ InAs падающим светом. Ансамбль самоорганизованных КТ создан на основе спонтанного распада на когерентные островки сильно напряженного слоя InAs, выращиваемого на поверхности GaAs. Установлено, что обнаруженное значительное усиление интенсивности квазиупругого электронного рассеяния света возникает вследствие резонансного характера такого рассеяния. Оно позволило впервые зарегистрировать спектры квазиупругого электронного рассеяния света в структурах с КТ, причем на уровне интенсивности, значительно превышающем установленные значения для объемного материала.

Исследовались специально не легированные структуры, полученные в процессе молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующих подложках *si*-GaAs (с *n*-типом проводимости) с фасетированной поверхностью (311)В. Формирование островков осуществлялось в соответствии с механизмом Странского–Крастанова.

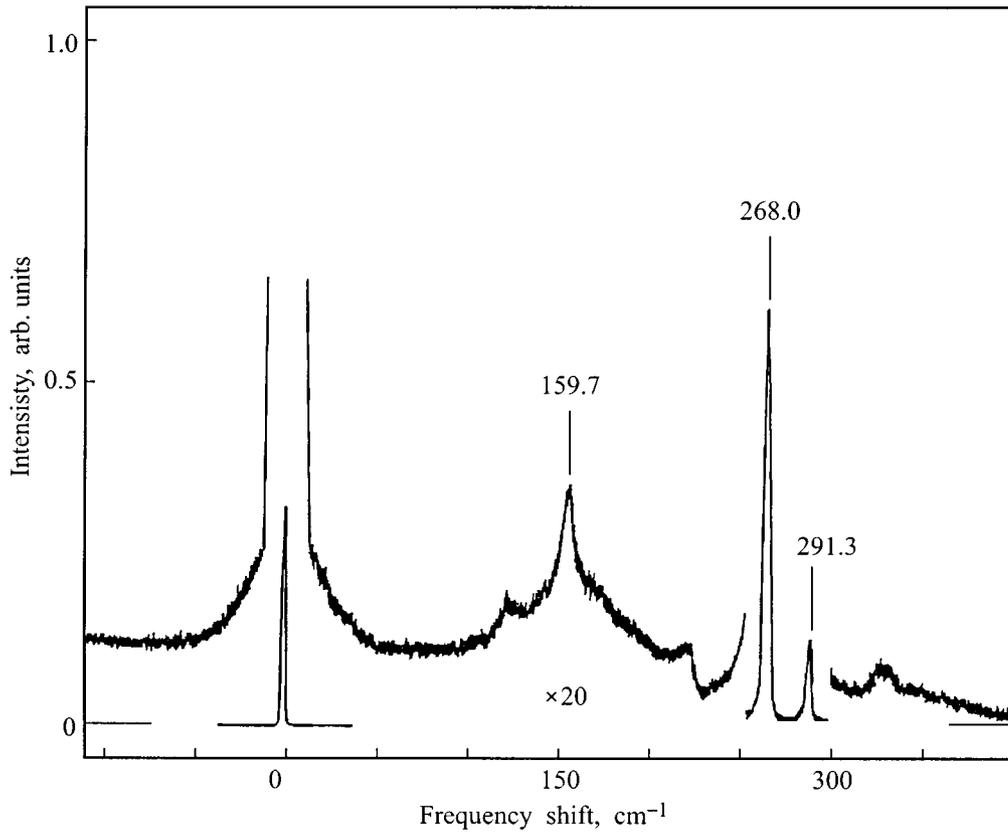
Активная область образца состояла из 10 рядов КТ, сформированных в результате последовательного осаждения слоя InAs с эффективной толщиной 1.8 монослоя, разделенных слоями GaAs толщиной 5.1 nm. Эффективные размеры таких КТ InAs составляли  $\sim 12 \times 6 \text{ nm}^2$ .

Для возбуждения спектров использовался высокостабильный твердотельный лазер непрерывного действия на алюмоиттриевом гранате, легированном неодимом, с длиной волны 1064.4 nm. Исследовались спектры, полученные в геометрии рассеяния назад от плоскости (311)В при параллельных (*yy*) поляризациях падающего и рассеянного света; ось *y* соответствует кристаллографическому направлению [-233]. Спектральный состав рассеянного света анализировался светосильным ( $f = 1:3$ ) двойным дифракционным монохроматором и детектировался охлаждаемым фотоэлектронным умножителем с использованием двухканального счета фотонов. Спектральное разрешение составляло  $2 \text{ cm}^{-1}$ . Измерения были выполнены при плотностях возбуждающего излучения в диапазоне  $P = (0.2-1.0) \text{ kW} \cdot \text{cm}^{-2}$ , не вызывающих локального нагрева образцов.

На рис. 1, *a* и *b* приведены фрагменты спектров неупругого рассеяния света, полученные непосредственно из слоя для структуры с КТ InAs в матрице GaAs при  $T = 194$  и  $77 \text{ K}$  соответственно. Эти спектры, находящиеся в труднодоступной области низких частот, непосредственно примыкающей к возбуждающей лазерной линии, убедительно демонстрируют обнаружение лоренцевского крыла квазиупругого электронного рассеяния света. На рис. 2 представлен аналогичный спектр для подложки *si*-GaAs, полученный при  $T = 300 \text{ K}$  в идентичных экспериментальных условиях. Довольно интенсивные линии в этих спектрах при  $271.3$  и  $294.3 \text{ cm}^{-1}$ ,  $269.7$  и  $292.8 \text{ cm}^{-1}$ ,  $268.0$  и  $291.3 \text{ cm}^{-1}$  обусловлены решеточным рассеянием света из подложки *si*-GaAs  $TO(\Gamma)$  и  $LO(\Gamma)$  фононами соответственно при  $T = 77, 194$  и  $300 \text{ K}$ . В усилен-



**Рис. 1.** Фрагменты спектров, полученные из слоя для специально не легированной структуры, состоящей из КТ InAs в матрице GaAs, выращенной на полупроводящей подложке *si*-GaAs. Спектры получены при  $T = 77$  К (*a*) и  $T = 194$  К (*b*).



**Рис. 2.** Фрагмент спектра, полученный для полужолирующей подложки *si*-GaAs, на которой выращены специально легированные структуры, состоящие из КТ InAs в матрице GaAs. Спектр получен при  $T = 300$  К.

ной (20 раз) части спектра подложки *si*-GaAs на фоне сравнительно слабых линий, соответствующих оберточному рассеянию, наиболее интенсивная и четкая линия при  $159.7 \text{ cm}^{-1}$  соответствует оберточному рассеянию с участием двух акустических —  $2TA(X, K)$  фононов решетки GaAs. Примечательно, что интенсивность обнаруженного квазиупругого электронного рассеяния света в этом спектре сравнима с интенсивностью  $2TA(X, K)$  фононов. Этот факт, а также характер и форма линии рассеяния, свидетельствуют о том, что подложка *si*-GaAs имеет проводимость *n*-типа с концентрацией свободных носителей заряда  $n = 1.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  [2]. Абсолютная интенсивность такого квазиупругого электронного рассеяния света с понижением температуры резко падает, и оно полностью исчезает в спектре, полученном при  $T = 77$  К в соответствии с результатами работ [3].

Совершенно иная картина обнаруживается в спектрах структур с КТ InAs в матрице GaAs. Такое рассеяние также сильно отличается от процесса неупругого рассеяния света свободными дырками в *p*-GaAs [4]. Из спектров на рис. 1 хорошо видно, что при  $T = 77$  К вклад решеточного рассеяния не является доминирующим. Более того, эти спектры демонстрируют аномальное увеличение абсолютной интенсивности квазиупругого электронного рассеяния света с понижением температуры. Новым является и обнаружение усиления абсолютной интен-

сивности квазиупругого электронного рассеяния света в структурах с КТ InAs в матрице GaAs. Усиление интенсивности превышает установленные значения для объемного материала примерно на два порядка величины. Кроме того, при низких температурах появляется и анти-Стоксова компонента такого рассеяния. С дальнейшим понижением температуры появляется довольно широкая полоса однофононной люминесценции и всплывает узкое плечо на частоте  $20 \text{ cm}^{-1}$  (не показанные на рис. 1), соответствующее акустическому плазмону.

Нам представляется, что обнаруженное усиление может возникать вследствие резонансного характера рассеяния, обусловленного селективно фотовозбужденной электрон-дырочной плазмой, индуцированной в слое GaAs в присутствии самоорганизованного ансамбля КТ InAs. Поскольку характерные геометрические размеры КТ малы по сравнению с длиной волны света ( $d \ll \lambda$ ), то для нахождения собственных мод электромагнитного поля в них, по существу, можно воспользоваться электростатическим приближением. Электрическое поле внутри КТ, находящихся в эффективной диэлектрической среде, будет определяться разницей диэлектрических постоянных InAs и GaAs на частоте возбуждающего света. Линия люминесценции с максимумом при  $1031.4 \text{ nm}$  указывает на наличие квантования электронов в квантовых точках. Поскольку формируется периодическая

структура, состоящая из рядов КТ, характерные геометрические размеры которых сопоставимы с ее периодами в обоих направлениях — вдоль и поперек направления роста, то электронные состояния дискретного спектра в таких структурах оказываются обобщественными. Степень обобществления, т.е. число участвующих в ней точек, зависит от дисперсии размеров последних и, в частности резко уменьшается с наличием коалесценции, т.е. с началом стадии формирования больших точек за счет одновременного уменьшения размера остальных точек [5]. На энергетической шкале обобществление квантовых состояний выражается в дроблении электронных зон, в проявлении в полосе запрещенной зоны между  $E_{g1} = 0.424$  eV (InAs) и  $E_{g2} = 1.519$  eV (GaAs) разрешенных минизон и минищелей. Для кванта падающего света  $\hbar\omega = 1.165$  eV значительная часть объема рассматриваемой системы с эффективной шириной зоны  $E_g$  может удовлетворять условию резонанса  $\hbar\omega = E_g$ .

В соответствии с указанным резонансным характером рассеяния за счет его возбуждения происходит фотоионизация электрон-дырочных пар, которые накапливаются вблизи КТ из InAs. С классической точки зрения фотоиндуцированная экситонная жидкость инжектируется из области локализации вблизи точек, создавая в объеме GaAs, прозрачном для падающего света, неравновесную двухкомпонентную плазму. Для такой системы в качестве флуктуаций диэлектрической восприимчивости необходимо взять сумму вкладов от электронов и дырок [3] с резонансным множителем [6], определяемым шириной зоны  $E_g$  и равным  $R_{eh} = E_g^2 / [E_g^2 - (\hbar\omega_i)^2]$ . Проведенные оценки показывают, что основной вклад в обнаруженное усиление интенсивности квазиупругого рассеяния света обусловлен именно этим множителем, в то время как вклад, связанный с уменьшением амплитуд поля падающей и рассеянной волны, составляет лишь 2–3 раза. Таким образом, максимальное результирующее усиление  $R = 3R_{eh}^2$ .

Для описания лоренцевского крыла квазиупругого электронного рассеяния света учтем, что генерируемые светом неравновесные носители имеют нулевую макроскопическую скорость растекания и низкую подвижность. Составив всевозможные спектральные корреляционные функции электронов и дырок, можно найти следующее выражение для сечения квазиупругого рассеяния [7]:

$$\frac{\partial^2 \Sigma}{\partial \omega \partial \Omega} = 8\pi V R (e_i e_s)^2 \frac{q^2 F(\omega)}{\varepsilon^2} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 (\mu_e + \mu_h)^2 \times \tau_M^2 \frac{D_e \left( \frac{\partial n_e}{\partial c_e} \right)_T \sigma_h^2 + D_h \left( \frac{\partial n_h}{\partial c_h} \right)_T \sigma_e^2}{\omega^2 + (q^2 D_a - \omega^2 \tau_M)^2}. \quad (1)$$

Здесь  $\tau_M = \varepsilon / [4\pi(\sigma_e + \sigma_h)]$  — максвелловское время релаксации,

$$D_a = \frac{\sigma_e D_h + \sigma_h D_e}{\sigma_e + \sigma_h} —$$

коэффициент амбиполярной диффузии,  $F(\omega) = \hbar\omega / [1 - \exp(-\hbar\omega/T)]$ ,  $n_\alpha$  — стационарная неравновесная плот-

ность частиц сорта  $\alpha$ ,  $\zeta_\alpha$  — их квазиуровни Ферми,  $\alpha$  нумерует частицы: электроны и дырки,  $\mu_e$  и  $\mu_h = \gamma_l$  — их обратные приведенные массы, последняя из которых равна соответствующему параметру гамильтониана Латтинджера  $\gamma_l$ .

Согласно (1) релаксация, проявляющаяся в спектрах квазиупругого рассеяния света с шириной лоренцевского контура  $\Gamma = q^2 D_a$ , обусловлена совместной диффузией электронов и дырок. Следует обратить внимание на то, что подвижность электронов  $b_e = e\tau_e/m_e^*$  превосходит подвижность тяжелых дырок:  $b_h/b_e = m_e^* \tau_h / m_h^* \tau_e \ll 1$ . Поэтому  $\Gamma$  на рис. 1,  $b$  определяется наименьшим из возможных коэффициентов диффузии, который относится к дыркам. Новым является и тот факт, что экспериментальные значения для  $\Gamma$  оказываются в несколько раз меньше, чем в объемных кристаллах  $n$ -InP и  $n$ -GaAs с сопоставимой концентрацией примеси [2–4, 7–9].

Примечательно, что при более низких температурах проявляется дрейфовый характер движения носителей тока в пространстве между квантовыми точками, что может приводить к увеличению их средней заселенности по сравнению со случаем амбиполярной диффузии.

В заключение отметим, что практическая реализация возможности измерения в ближней ИК-области спектров резонансного квазиупругого электронного рассеяния света в структурах с квантовыми точками открывает новые возможности для изучения процессов взаимодействия электромагнитных волн и диффузии носителей тока в полупроводниковых наноструктурах.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 98-02-18384).

## Список литературы

- [1] Б.Х. Байрамов, Б.П. Захарченя, В.В. Топоров. Письма в ЖЭТФ **67**, 334 (1998).
- [2] Б.Х. Байрамов, В.А. Войтенко, И.П. Ипатова. УФН **163**, 67 (1993).
- [3] В.Н. Bairamov, V.A. Voitenko, I.P. Ipatova. Phys. Reports **229**, 223 (1993).
- [4] Б.Х. Баймаров, В.А. Войтенко, И.П. Ипатова, В.К. Негодуйко, В.В. Топоров. ФТП **28**, 913 (1994).
- [5] W. Ostwald. Z. Phys. Chem. **32–35**, 495 (1900).
- [6] М.В. Клейн. В кн.: Рассеяние света в твердых телах / Под ред. М. Кардоны. Мир, М. (1979). С. 174.
- [7] В.Н. Bairamov, V.A. Voitenko, В.Р. Zakharchenya, V.V. Toporov, M. Henini, A.J. Kent. JETP Letters, **67**, 972 (1998).
- [8] В.Н. Bairamov, V.A. Voitenko, I.P. Ipatova, V.K. Negoduyko, V.V. Toporov. Phys. Rev. **B50**, 14923 (1994).
- [9] В.Н. Bairamov, G. Irmer, I. Monecke, V.A. Voitenko, V.V. Toporov, В.Р. Zakharchenya. Phys. Stat. Sol. (b) **204**, 456 (1997).