

06

## Температурно-зависимое интегральное поглощение экситона в полупроводниковых кристаллах InP

© С.А. Ваганов, Р.П. Сейсян

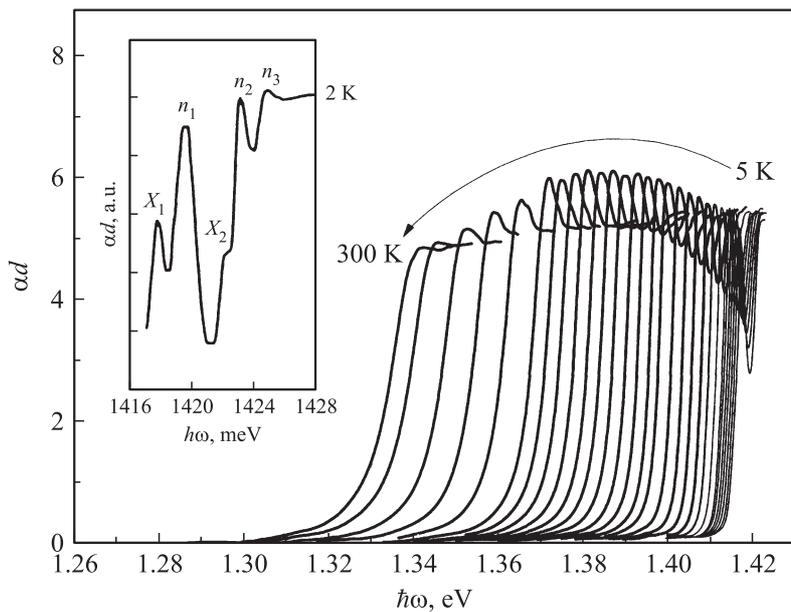
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
E-mail: sv.exciton@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 29 августа 2011 г.

Экспериментально исследована температурная зависимость края фундаментального поглощения „эпитаксиальных“ слоев InP. Наблюдаемый низкотемпературный рост интегрального поглощения экситона  $K(T)$  интерпретируется при помощи механизма экситон-поляритонного светопереноса в полупроводниковых кристаллах с пространственной дисперсией. Экспериментально определены критическая температура  $T_c = 200$  К, выше которой интегральное поглощение становится постоянным, и соответствующие ему значения критического параметра затухания  $\Gamma_c = 0.341$  meV, продольно-поперечного расщепления  $\hbar\omega_{LT} = 0.175$  meV и силы осциллятора экситонного перехода  $\beta = 0.237 \cdot 10^{-4}$ . Выделена температурная зависимость истинного диссипативного затухания.

В изотропных полупроводниковых кристаллах механизм экситон-поляритонного светопереноса на краю фундаментального поглощения приводит к „аномальной“ зависимости интегрального экситонного поглощения  $K(\Gamma)$  от параметра диссипативного затухания экситонов  $\Gamma$  [1].

Зависимость интегрального поглощения экситона от температуры как фактора затухания  $K(T)$  экспериментально исследовалась для CdS [2,3] в области низких температур. Применяемый начиная с [4] метод выделения экситонных состояний из общего спектра позволил экспериментально продемонстрировать насыщение интегрального поглощения при температурах существенно выше критической для полупроводниковых кристаллов GaAs, а также ZnTe, CdTe [5], ZnSe [6], и с высокой точностью определить для них значения продольно-поперечного расщепления  $\hbar\omega_{LT}$  по максимальным значениям интегрального поглощения  $K_{\max}$ .



**Рис. 1.** Температурная эволюция оптической плотности края фундаментального поглощения образца полупроводникового кристалла InP. На вставке в увеличенном масштабе изображен фрагмент спектра при  $T = 2$  К, иллюстрирующий качество исследуемого образца.

В представляемой статье впервые приведены результаты экспериментального исследования температурно-зависимого поглощения основного экситонного состояния дискретного спектра в полупроводниковых кристаллах InP.

Исследовались свободные слои InP, выращенные методом газофазной эпитаксии<sup>1</sup>. Слой InP отделяется от подложки химическим травлением<sup>2</sup> и отжигался в водороде при  $T = 500^\circ\text{C}$ . Полученные образцы переносились в бокс из покровного стекла и упаковывались свободно [7]. Для исследования температурных зависимостей оптического поглощения в диапазоне 5–300 К образцы помещались в

<sup>1</sup> Исходные образцы были любезно предоставлены Л.А. Ивановым.

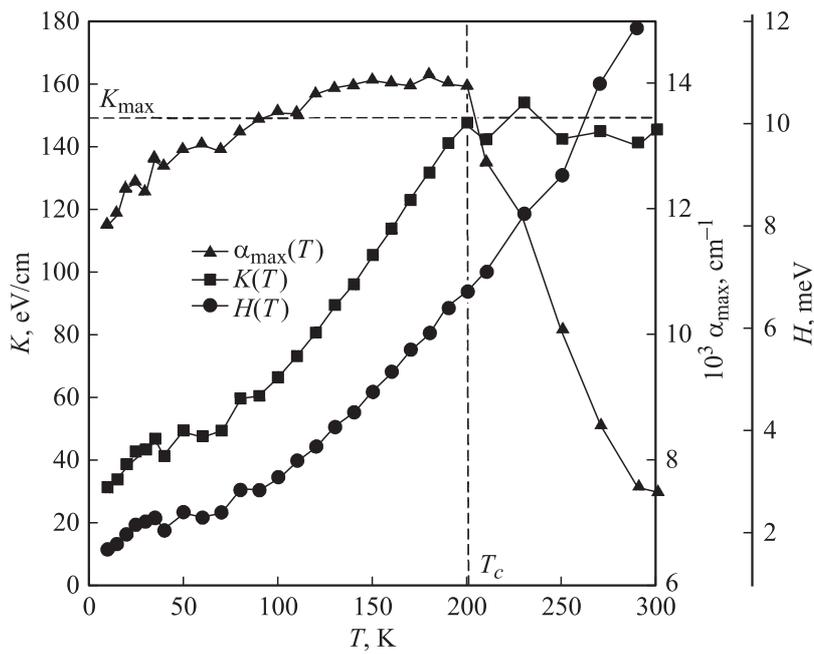
<sup>2</sup> Прецизионное травление подложки выполнено Н.Д. Ильинской.

криостат УТРЕКС-240. Оптическая схема экспериментальной установки и методика измерений описаны в [8]. Вклад основного экситонного состояния выделялся из суммарного спектра края фундаментального поглощения методами контурного анализа [9] исключением вклада остальных составляющих по эмпирической формуле [5]. Интегральное поглощение определялось численным интегрированием выделенного таким образом изолированного контура линии, соответствующей основному экситонному состоянию. Слои InP имели подвижность электронов  $\mu_{77} = (0.9-1.3) \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  и концентрацию электронов  $10^{13}-10^{14} \text{ cm}^{-3}$  при 77 К, что позволяет относить их к высококачественным образцам. Качество исследуемого образца иллюстрирует четко идентифицируемое в спектре возбужденное экситонное состояние  $n = 3$  при  $T = 2 \text{ K}$  (см. вставку рис. 1).

Температурная эволюция оптической плотности края фундаментального поглощения образца полупроводникового кристалла InP продемонстрирована на рис. 1. Значение оптической плотности в максимуме экситонного поглощения с ростом температуры первоначально увеличивается до критической температуры  $T_c$ , затем монотонно уменьшается вплоть до комнатной температуры, при одновременном увеличении экспериментально наблюдаемой ширины линии. При этом спектральное положение максимума поглощения смещается в длинноволновую область.

Соответствие экспериментальной температурной зависимости положения максимума поглощения с температурным положением запрещенной зоны  $E_g(T)$  в InP, рассчитанным в аппроксимации Варшны [10] со значением  $E_g(0) = 1.4243 \text{ eV}$  [11,12], позволяет говорить о сохранении экситонного характера поглощения до самых высоких температур, что согласуется с высоким значением энергии продольного оптического фонона  $\hbar\omega_{LO} = 42.8 \text{ meV}$  [13] в InP.

На рис. 2 изображены экспериментальные температурные зависимости интегрального поглощения  $K(T)$ , коэффициента поглощения в максимуме  $\alpha_{\text{max}}(T)$  и ширины линии поглощения  $H(T)$  основного экситонного состояния. С увеличением температуры интегральное поглощение  $K(T)$  растет до критической температуры  $T_c = 200 \text{ K}$ , после которой становится практически постоянным, принимая свое максимальное значение  $K_{\text{max}} = 149 \text{ eV/cm}$ . Значение максимального коэффициента поглощения  $\alpha_{\text{max}}(T)$  растет с увеличением температуры



**Рис. 2.** Экспериментальные температурные зависимости интегрального поглощения  $K(T)$ , максимального коэффициента поглощения  $\alpha_{\max}(T)$  и ширины линии поглощения  $H(T)$ , основного экситонного состояния.

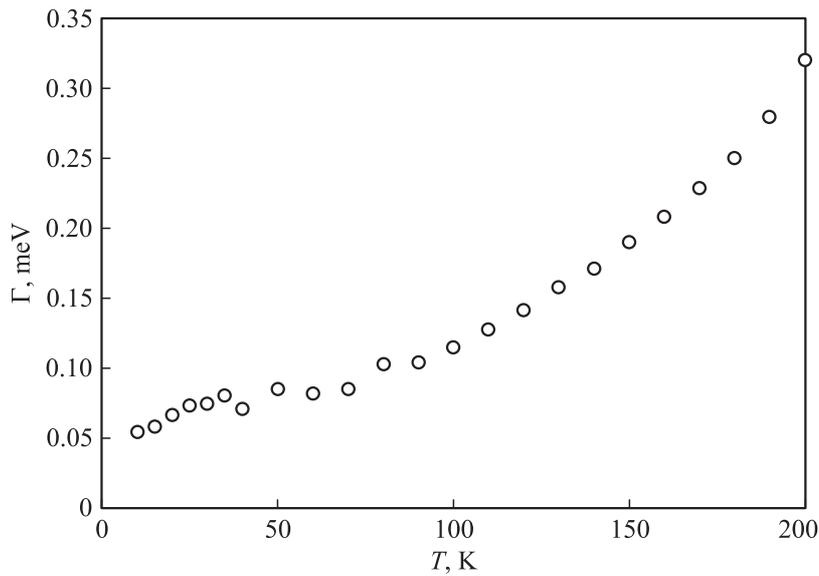
до  $T \sim 180$  К, затем убывает так, чтобы при увеличении ширины линии поддерживалось постоянство интегрального поглощения  $K(T)$ .

Экспериментальное значение продольно-поперечного расщепления  $\hbar\omega_{LT}$ , определенное по максимальному значению интегрального поглощения  $K_{\max}$  [1], оказывается равным

$$\hbar\omega_{LT} = K_{\max} \frac{c\hbar}{\pi\sqrt{\epsilon_b}\hbar\omega_0} = 0.175 \text{ meV},$$

а значение критического параметра затухания  $\Gamma_c$  [1]

$$\Gamma_c = 2\hbar\omega_0 \sqrt{2\epsilon_b \frac{\hbar\omega_{LT}}{M_{ex}c^2}} = 0.341 \text{ meV}$$



**Рис. 3.** Температурная зависимость истинного диссипативного затухания  $\Gamma(T)$ , выделенная из экспериментально наблюдаемой ширины линии  $H(T)$  совместным рассмотрением в диапазоне поляритонных температур  $T < T_c$  [9] экспериментальной температурной зависимости интегрального поглощения  $R(T)$  и теоретической зависимости интегрального поглощения от параметра диссипативного затухания  $K(\Gamma)$  [1], рассчитанной с экспериментально полученными значениями  $K_{\max} = 0.175$  meV и  $\Gamma_c = 0.324$  meV.

и значение силы осциллятора экситонного перехода

$$\beta = \frac{\hbar\omega_{LT}}{2\pi\hbar\omega_0}\varepsilon_b = 0.237 \cdot 10^{-4},$$

где  $\hbar\omega_0 = 1418$  meV — энергия экситонного резонанса в InP,  $\varepsilon_b = 12.06$  — фоновая диэлектрическая проницаемость,  $C$  — скорость света,  $M_{ex} = m_e + m_{hh}$  — трансляционная масса экситона,  $m_e = 0.0777m_0$ ,  $m_{hh} = 0.52m_0$  — эффективные массы электрона и дырки, с высокой точностью определенные в межзонном магнитооптическом эксперименте [12].

Совместное рассмотрение экспериментальной температурной зависимости интегрального поглощения  $K(T)$  и теоретической зависимости интегрального поглощения от параметра диссипативного затухания  $K(\Gamma)$  [1], рассчитанной с экспериментально полученными значениями  $K_{\max} = 149 \text{ eV/cm}$ ,  $\hbar\omega_{LT} = 0.175 \text{ meV}$  и  $\Gamma_c = 0.324 \text{ meV}$ , позволило выделить [9] из экспериментально наблюдаемой ширины линии  $H(T)$  температурную зависимость истинного диссипативного затухания  $\Gamma(T)$  (рис. 3).

Анализ выделенной температурной зависимости однородного уширения с учетом основных каналов нерадиационного затухания экситона [14] позволяет оценить константы взаимодействия с акустическими  $A = 140 \text{ meV/K}$  и оптическими  $LO$ -фононами  $B = 1.62 \text{ meV}$  [8] ( $\hbar\omega_{LO} = 42.8 \text{ meV}$  [13]), а также роль в диссипативном затухании экситона заряженных примесных центров, и оценить их реальную концентрацию.

Экспериментально наблюдаемая ширина линии поглощения не соответствует значениям истинного диссипативного затухания, а определяется неоднородным уширением и существенно превышает значение энергии продольно-поперечного расщепления. При этом неоднородное уширение не влияет на проявление механизмов интегрального поглощения.

Существование низкотемпературного участка „аномального“ роста интегрального поглощения в образцах  $\text{InP}$  высокого кристаллофизического совершенства рассматривается как экспериментальный критерий экситон-поляритонного характера светопереноса.

## Список литературы

- [1] Ахмедиев Н.Н. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. В. 4 (10). С. 1534–1543.
- [2] Voigt J. // Phys. Status Solidi B. 1974. V. 64 (2). P. 549.
- [3] Ахмедиев Н.Н., Голубев Г.Р., Днепровский В.С., Жуков Е.А. // ФТТ. 1983. Т. 25. В. 7. С. 2225–2227.
- [4] Kosobukin V.F., Seisyan R.P., Vaganov S.A. // Semicond. Sci. Techn. 1993. V. 8 (7). P. 1235–1238.
- [5] Алиев Г.Н., Кошур О.С., Сейсян Р.П. // ФТТ. 1994. Т. 36. В. 2. С. 373–338.
- [6] Datsiev R.M., Kosobukin V.A., Lukyanova N.V., Seisyan R.P., Vladimirova M.R. // Electrochemical Society Proceedings / Ed. by R.T. Williams, W.M. Yen. 1998. V. 98–25. P. 228–233.

- [7] Сейсян Р.П. Спектроскопия диамагнитных экситонов. М.: Наука, 1984. 163 с.
- [8] Ваганов С.А., Сейсян Р.П. // ФТП. 2011. Т. 45. В. 1. С. 104–110.
- [9] Маркосов М.С., Сейсян Р.П. // ФТП. 2009. Т. 43. В. 5. С. 656–661.
- [10] <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InP/bandsr.html>
- [11] Абдуллаев М.А., Кохановский С.И., Макушенко Ю.М., Сейсян Р.П. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 1156–1159.
- [12] Кохановский С.И., Макушенко Ю.М., Сейсян Р.П., Эфрос А.Л., Язева Т.В., Абдуллаев М.А. // ФТТ. 1991. Т. 33. В. 6. С. 1719.
- [13] Rudin S., Reinecke T.L., Segall B. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. N 17. P. 11 218–11 231.
- [14] Сейсян Р.П., Кособукин В.А., Маркосов М.С. // ФТП. 2006. Т. 40. В. 11. С. 1321–1330.