

05;07

Влияние нейтронного облучения на экситонное поглощение в арсениде галлия

© З.В. Джибути, Н.Д. Долидзе, Б.Е. Цеквава, Г.Л. Эристави

Тбилисский государственный университет им. Ив. Джавахишвили, Грузия
E-mail: nugo@geo.net.ge

Поступило в Редакцию 15 января 2003 г.

Исследуется влияние нейтронного облучения на экситонное поглощение в *n*-GaAs. Показано, что наблюдаемое уменьшение величины коэффициента поглощения, уширение экситонного пика и сдвиг его максимума в сторону больших энергий вызвано электрическими и деформационными полями (сжатия), созданными радиационными дефектами.

В настоящей работе представлены результаты исследования спектров экситонного поглощения GaAs *n*-типа ($n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$), облученного интегральными потоками быстрых нейтронов $\Phi = 10^{15} \div 10^{18} \text{ n/cm}^2$ (при температуре $T \leq 60^\circ\text{C}$). Образцы представляли собой плоскопараллельные пластины, толщина которых с помощью механической шлифовки и химического травления была доведена до $4 \div 5 \mu\text{m}$. Методика приготовления образцов [1,2] обеспечивала отсутствие остаточных механических напряжений в кристалле. При измерениях образец находился в „свободном“ состоянии, исключаящем возникновение механических напряжений за счет крепления [1,2]. Спектры оптического поглощения снимались при $T = 77 \text{ K}$ до и после облучения нейтронами и на разных стадиях изохронного термического отжига. Отжиги проводились в вакууме, время отжига 30 min.

На рис. 1 и 2 представлены спектры оптического поглощения образцов до облучения, после облучения интегральными потоками $\Phi = 10^{16} \text{ n/cm}^2$ и $\Phi = 10^{17} \text{ n/cm}^2$ и на разных стадиях отжига. Из рисунков видно, что до облучения на спектре оптического поглощения четко вырисовывается экситонная структура. Облучение нейтронами вызывает уменьшение поглощения в экситонной области спектра с одновременным уширением и смещением экситонного пика в сторону

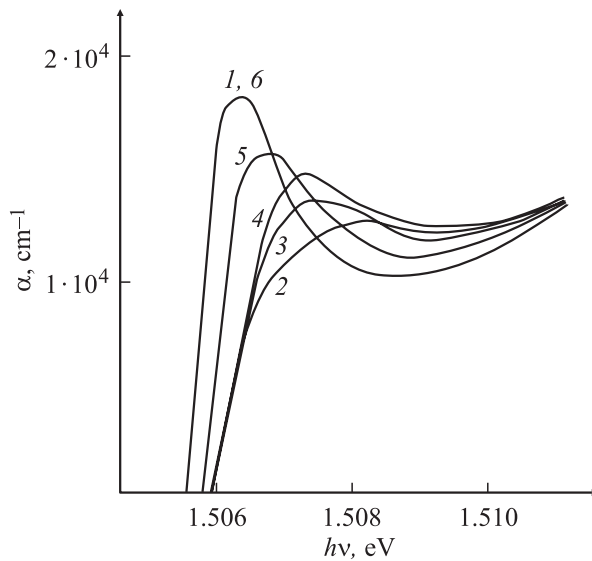


Рис. 1. Спектральная зависимость коэффициента экситонного поглощения в *n*-GaAs: 1 — до облучения; 2 — после облучения быстрыми нейтронами $\Phi = 10^{16}$ н/см²; и после термических отжигов при (*T*, °C): 3 — 200; 4 — 300; 5 — 500; 6 — 600.

больших энергий. С отжигом происходит увеличение коэффициента поглощения в этой области спектра с одновременным смещением максимума экситонного пика в сторону исходного положения.

В случае облучения дозой $\Phi \leq 10^{16}$ н/см² отжиг при $T = 600^\circ\text{C}$ приводит к полному восстановлению спектров экситонного поглощения (рис. 1), тогда как при более высоких дозах облучения эта температура недостаточна для полного отжига (рис. 2).

Наблюдаемое на спектре уширение и уменьшение экситонного пика, вплоть до его полного исчезновения, может быть вызвано наличием в образцах или свободных носителях тока экранирующих кулоновское взаимодействие электронно-дырочных пар или же локальных флуктуационных электрических полей, разрушающих экситонные состояния. Такие поля могут создаваться локализованными зарядами ионизированных примесных центров [3,4] или заряженных радиационных дефек-

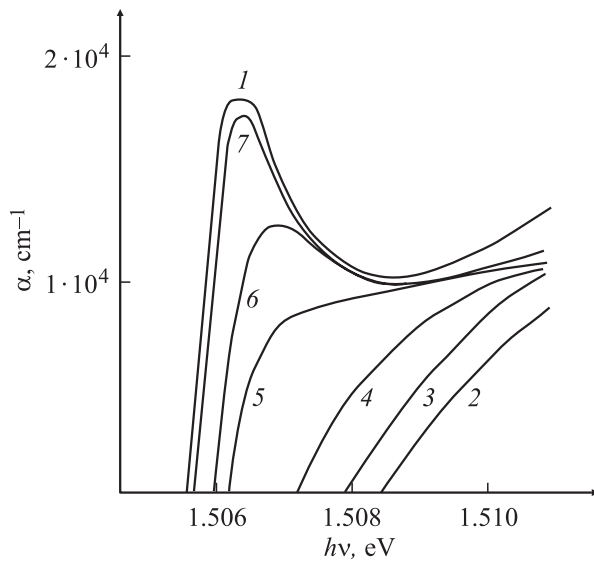


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента экситонного поглощения в n -GaAs: 1 — до облучения; 2 — после облучения быстрыми нейтронами $\Phi = 10^{17}$ н/см²; и после термических отжигов при (T , °C): 3 — 250; 4 — 350; 5 — 450; 6 — 500; 7 — 600.

тов (РД) [5–7]. Так как исходные образцы слаболегированы, а нейтронным облучением создаются дефекты, приводящие к компенсации [7], то естественно предположить, что причиной изменения экситонной структуры края поглощения являются электрические поля, созданные флуктуационными скоплениями заряженных точечных РД и разупорядоченных областей (РО). Значение напряженности разрушающих полей $E \approx 3$ кВ/см [4–6]. Как видно из результатов эксперимента, разрушающие экситонное состояние электрические поля в облученном GaAs создаются радиационными дефектами уже при дозе $\Phi = 10^{16}$ н/см².

Наблюдаемый на эксперименте сдвиг экситонного максимума может быть обусловлен изменением как ширины запрещенной зоны ΔE_g , так и энергии связи экситона ΔE_{ex} . Как известно, экситонный пик поглощения в GaAs соответствует прямому разрешенному „тяжелому“ экситону Ванье-Мотта [8]. Энергия связи экситона $E_{ex} = \mu e^4 / 2\hbar^2 \epsilon^2$,

$\mu = m_e m_h / (m_e + m_h)$, где ϵ — диэлектрическая постоянная кристалла, m_e и m_h — эффективные массы электрона и дырки. Для GaAs $\epsilon = 13.1$, $m_e = 0.066m_0$ — эффективная масса электрона в центральной долине в зоне проводимости, $m_h = 0.52m_0$ — эффективная масса тяжелой дырки, m_0 — масса свободного электрона. Ясно, что изменение E_{ex} может быть обусловлено изменениями ϵ и μ , а также штарковским смещением экситонного уровня во флуктуационном электрическом поле РД.

Относительно штарковского смещения можно привести следующие качественные соображения: основному уровню экситона в GaAs соответствует S — состояние относительного движения электрона и дырки. Следовательно, должен иметь место квадратичный эффект Штарка, приводящий к смещению экситонного уровня в сторону меньших энергий. Поскольку на эксперименте наблюдается смещение пика поглощения в сторону больших энергий, можно считать, что эффект штарковского смещения не существует.

Более важным фактором должно быть влияние остаточных деформационных полей внутренних напряжений, возникающих в GaAs в результате нейтронного облучения. Известно [9], что центральная наинизшая долина зоны проводимости ($k = \langle 000 \rangle$) и боковая долина на оси ($k = \langle 100 \rangle$), расположенная по энергии на 0.34 eV выше, имеют различные коэффициенты давления: $(dE_g/dP)_{\langle 000 \rangle} = 11.3 \cdot 10^{-11}$ eV/Па, $(dE_g/dP)_{\langle 100 \rangle} = -8.7 \cdot 10^{-11}$ eV/Па. При увеличении давления эти долины приближаются друг к другу, а дальше меняется тип наинизшей долины. Поскольку эффективная масса электрона боковой долины $m_{e\langle 100 \rangle} = 1.2m_0 \gg m_{e\langle 000 \rangle} = 0.066m_0$ [10], то изменение типа наинизшей долины приведет к изменению энергии связи экситона из-за изменения μ . Используя вышеприведенные параметры, легко оценить критическое значение напряжения σ_c , при котором должно происходить изменение типа долины, соответствующее изменению энергии связи экситона ΔE_{ex} , а также изменение ширины запрещенной зоны ΔE_{gc} . Они соответственно равны $\sigma_c = 1.7 \cdot 10^9$ Па, $\Delta E_{ex} = 20$ meV, $\Delta E_{gc} = 0.192$ eV. Учитывая, что экспериментальное значение смещения экситонного пика ~ 1 meV, можно заключить, что остаточные деформационные поля гораздо меньше критического значения. При таких относительно небольших деформациях можно пренебречь изменением энергии связи экситона за счет изменения ϵ и μ , т. е. считать, что экситонный уровень движется вместе с краем зоны. Таким образом, ответственным за смещением экситонного пика поглощения должно являться изменение

ширины запрещенной зоны за счет деформаций. Согласно экспериментальным данным, максимальное значение смещения экситонного пика поглощения $\Delta E = 1 \text{ meV}$. Соответствующее этому сдвигу значение внутренних напряжений поля деформации $\sigma_{\text{max}} \approx 10^7 \text{ Pa}$. Надо отметить, что σ_{max} действительно гораздо меньше критического значения σ_c . Наблюдаемый на эксперименте сдвиг экситонного максимума в коротковолновую сторону дает возможность предположить, что при нейтронном облучении в GaAs возникают деформации сжатия [2].

Поскольку в облученном ускоренными электронами GaAs сдвиг пика экситонного поглощения не наблюдается [5,6], естественно предположить, что наличие значительных остаточных деформационных полей связано с характерными для нейтронного облучения с разупорядоченными областями. Эти деформационные поля заметны уже при дозах ($\Phi \leq 10^{16} \text{ n/cm}^2$), когда еще не происходит перекрытия РО [11].

Список литературы

- [1] *Sturge M.D.* // Phys. Rev. 1962. V. 127. N 3. P. 768–772.
- [2] *Абдулаев М.А., Агекян В.Т., Сейсян Р.П.* // ФТП. 1973. Т. 7. В. 11. С. 2217–2224.
- [3] *Сафаров В.И., Тутков А.Н., Шлимак И.С.* // ФТТ. 1970. Т. 12. В. 12. С. 3485–3490.
- [4] *Alperovich V.L., Zaletin V.M., Kravchenko A.F.* et al. // Phys. Stat. Sol. (b). 1976. V. 77. P. 465–472.
- [5] *Джибути З.В., Рехвиашвили Д.Н., Эристави Г.Л.* // Сообщ. АН ГССР. 1987. Т. 125. В. 2. С. 297–300.
- [6] *Dolidze N., Jibuti Z., Eristavi G.* et al. // Bulletin of the Georgian Academy of Sciences. 2002. V. 166. N 3. P. 259–262.
- [7] *Lang D.V.* // Inst. Phys. Conf. Ser. 1977. V. 31. Ch. 1. P. 70–94.
- [8] *Экситоны* / Под ред. Э.И. Рашба, М.Д. Смерджа (Сер.: Современные проблемы науки конденсированных сред). М.: Наука, 1985. 615 с.
- [9] *Панков Ж.* Оптические процессы в полупроводниках. М.: Мир, 1973. 393 с. (Optical Processes in Semiconductors. J.I. Pankove, Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, 1971).
- [10] *Маделунг О.* Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. М.: Мир, 1967. 477 с. (Physics of III–V Compounds. By Prof. Dr. Otfried Madelung, John Wiley and Sons, Inc., New York–London–Sydney, 1964).
- [11] *Кладко В.П., Пляцко С.В.* // ФТП. 1998. Т. 32. № 3. С. 261–263.