

- [2] H a n s m a P.K., T e r s o f f J. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. N 2. P. R1-R23.
- [3] P i t a r k e J.M., E c h e n i q u e P.M., F l o r e s F. // Surf. Sci. 1989. V. 27. N 1/2. P. 267-275.
- [4] S i m m o n s J.G. // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. N 6. P. 1793-1803.
- [5] B a r d e e n J. // Phys. Rev. Lett. 1961. V. 6. N 2. P. 57-59.
- [6] J e r s o f f J., H a m a n n D.R. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 2. P. 805-813.
- [7] S a c s W., G a u t h i e r S., R o u s s e t S., K l e i n J., E s r i c k M.A. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 2. P. 961-967.
- [8] К р ы л о в М.В., С у р и с Р.А. // Поверхность. 1986. В. 10. С. 20-24.
- [9] Сумецкий М.Ю. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 1. С. 87-106.
- [10] S t o l l E., B a r a t o f f A., S e l l o n i A., C a r n e v a l i P. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1984. V. 17. N 17. P. 3073-3086.

Институт аналитического
приборостроения АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
21 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 11

12 июня 1990 г.

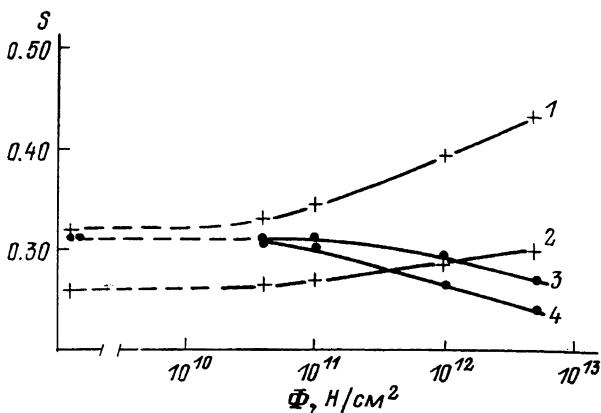
05.2; 07

© 1990

ОБНАРУЖЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ КОНСТАНТ ЭКСИТОН -
ФОНОННОЙ СВЯЗИ В СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ
GaP: N-СТРУКТУРАХ, ОБЛУЧЕННЫХ НЕЙТРОНАМИ

С.В. С в е ч н и к о в, Г.А. С у к а ч,
Н.И. С ы п к о, А.М. Я р е м к о

Исследование распределения интенсивности в двух семействах экситонов Ване-Мотта в необлученном фосфиде галлия - для экситона, локализованного на одиночном атоме азота (А-серия), и для экситона, локализованного на двух ближайших атомах азота (N₁ -серия), и оценка констант экситон-фононной связи S проведены в работе [1]. При исследовании радиационной деградации внутреннего квантового выхода отдельных полос излучения светодиодов



Зависимость констант экситон-фононной связи для А (1, 2) и NN_1 (3, 4) - экситонов при $T = 100$ К: 1, 4 (2, 3) - константы связи с LO (ТА)-фононами.

(СД) на основе $GAP:N$ [2,3] было отмечено, что их гашение носит неравномерный характер, однако изменение взаимодействия экситонов с фононами не рассматривалось. В то же время определение дозовой зависимости S внутри семейств А- и NN_1 -экситонов представляет существенный интерес не только с экспериментальной точки зрения, но и в последующем практическом аспектом.

В настоящей работе изложены результаты изучения изменения S для А- и NN_1 -экситонов в СД на основе $GAP:N$ при облучении интегральными потоками нейтронов $\Phi \leq 5 \cdot 10^{12}$ н·см⁻² (энергия ≈ 0.1 МэВ).

Исследовались эпитаксиальные р-п-переходы $GAP:N$. Концентрация носителей тока в п-области составляла величину $n_0 \approx (7-9) \cdot 10^{15}$ см⁻³, в р-области - $p_0 \approx 1 \cdot 10^{17} - 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³, а концентрация изоэлектронной примеси азота N_p порядка $(1-2) \cdot 10^{18}$ см⁻³. Спектры электролюминесценции исследованных СД при $T = 100$ К состояли из узких линий экситонов А- и NN_1 -серий (с их фононными повторениями) на фоне широких полос, происхождение которых обычно связывается либо с более сложными комплексами на основе тех же атомов N_p [4], либо с комплексами на основе донорно-акцепторных пар [1]. Облучение нейтронами не сказывалось на энергетическом положении спектральных линий, однако изменяло соотношения амплитуд бесфононных линий и их фононных спутников, что позволило определить зависимость S (Φ). Для интерпретации распределений интенсивностей линий в сериях А- и NN_1 -экситонов производилась обработка спектров по стандартной методике [1].

Согласно работам Пекара [5] и Хуаня-Риса [6], распределе-

ние интенсивности эквидистантных линий в каждой серии экситонов при взаимодействии с оптическими фонами сложным образом зависит от S . Рассчитанные из экспериментальных данных для исходных СД с использованием формул работ [5, 6] значения оказались близкими к таковым, полученным в работе [1]. Аналогичным образом мы рассчитывали и S для облученных нейтронами образцов. Видно, что с ростом Φ для А-экситона имеет место увеличение констант связи с поперечными акустическими (ТА) и продольными оптическими (ЛО) фонами (см. рисунок). Для ЛО-фононов эта зависимость проявляется более отчетливо. В то же время зависимости S (Φ) для NN_1 -экситона имеют противоположный характер.

Объяснить подобное поведение S (Φ) в подвергнутых облучению СД можно на основании следующих качественных соображений. Известно [7], что в соединениях A^3B^5 при разупорядочении структуры, в частности, с повышением Φ , растет объем элементарной ячейки \mathcal{V} кристалла за счет перехода атомов из узлов в междуузлия, а также вследствие переброса атомов с большим ковалентным тетраэдрическим радиусом (галлия) на место вакансий фосфора, имеющего меньший радиус (образование Ga_p). Такое изменение по аналогии с пропорциональной связью между статической ϵ_0 и оптической ϵ_∞ диэлектрическими проницаемостями и постоянной решетки кристалла в ряду бинарных соединений A^3B^5 [8] должно приводить к росту эффективной диэлектрической проницаемости $\tilde{\epsilon}$ ($\tilde{\epsilon}^{-1} = \epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_0^{-1}$). Известно, что для оптических фононов $S^{\omega} = C(\mathcal{V} \cdot \tilde{\epsilon})^{-1/2}$ [9] (C - постоянная, зависящая от борковского радиуса и эффективной массы экситона). Поэтому величина S^{ω} должна при облучении уменьшаться. Это и наблюдается на эксперименте для сильно связанных NN_1 -экситонов. В акустическом крыле справедливость распределений [5, 6] лишь предполагается, тем не менее экспериментальные данные для S^{TA} укладываются в эту модель. С другой стороны, известно [10], что из-за значительной электроотрицательности азота наблюдается сильное притяжение между атомами N_p и ближайшими атомами Р. Радиационное преобразование Ga_p приводит к ослаблению этой связи, т.е. к ослаблению локализации экситона (уменьшение S).

Иная ситуация наблюдается для семейства А-экситона со значительно меньшей энергией связи, который подвержен более сильному влиянию внешних деструктурирующих воздействий. При этом, наряду с описанным выше физическим механизмом общим для обоих экситонов, на А-экситон действуют факторы противоположного характера, способствующие его ослаблению. Это могут быть, в частности, „хвосты“ плотности состояний, приводящие к изменению коэффициента поглощения вблизи краев зон. Радиационная перестройка структуры кристалла приводит к образованию дефектов различного типа, экспоненциальный спад плотности электронных состояний которых от границ разрешенных зон вглубь запрещенной зоны спо-

способствует неравномерному поглощению излучения. Такая ситуация действует в направлении роста $S(\Phi)$ для А-экситона при взаимодействии его как с $L0^-$, так и с ТА-фононами. Другие факторы (локальные электрические и деформированные поля, нарушения периодической структуры и трансляционной симметрии и т.д.) также могут вносить вклад в зависимость $S(\Phi)$.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Евстропов В.В. и др. // ФТП. 1976. Т. 10. № 10. С. 1898-1904.
- [2] Бржезинский В.А. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1977. Т. 41. № 11. С. 2319-2324.
- [3] Коршунов Ф.П. и др. // ЖПС. 1988. Т. 49. № 5. С. 785-789.
- [4] Добрынина Е.С., Петров В.И. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1984. Т. 48. № 12. С. 2366-2373.
- [5] Пекар С.И. // ЖЭТФ. 1950. Т. 20. № 1. С. 510-519.
- [6] Huang K., Rhys A. // Proc. Roy. Soc. 1950. V. 204A. P. 406-415.
- [7] Коршунов Ф.П., Курилович Н.Ф. // ФТП. 1978. Т. 12. № 7. С. 1438-1439.
- [8] Пихтин А.Н. // ФТП. 1977. Т. 11. № 3. С. 425-456.
- [9] Давыдов А.С. Теория твердого тела. М.: Наука, 1976. 560 с.
- [10] Баженов В.К., Фистуль В.И. // ФТП. 1984. Т. 18. № 7. С. 1345-1351.

Институт полупроводников АН УССР,
Киев

Поступило в Редакцию
5 марта 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 11

12 июня 1990 г.

05.1; 06.3

© 1990

НОВАЯ ЭПИТАКСИАЛЬНАЯ СТРУКТУРА ДЛЯ АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫХ ПРИБОРОВ НА ПОДЛОЖКАХ КРЕМНИЯ

Б.К.Медведев, В.П.Гаранин,
В.Б.Копылов, В.Г.Мокеров,
Ю.В.Слепнев, А.Л.Кузнецов

В последние годы активно развивается арсенид-галлиевая технология на подложках кремния для создания широкого класса микро- и оптоэлектронных приборов и интегральных схем [1-5]. Перспективность этого направления связана с тем, что кремниевые подложки обладают более высокой теплопроводимостью, механической прочностью, меньшей стоимостью по сравнению с под-