

ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ИОНА БИЭКСИТОНА В СИЛЬНОМ  
МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. П. ДЖОТЯН, Э. М. КАЗАРЯН, Н. З. САРКИСЯН, Р. А. ЭНФИАДЖЯН

В последние годы в физике полупроводников значительное внимание уделяется исследованию возможности существования сложных комплексов электронов и дырок ( $++-$ ,  $++---$ ), а также их комплексов с участием примесных центров. Появилось много экспериментальных работ, например, [1—4], авторы которых объясняют свои результаты именно существованием вышеуказанных комплексов. Однако относительная легкость дырок в реальных полупроводниках приводит к значительному уменьшению энергии связи электронно-дырочных комплексов, затрудняя тем самым возможность их существования и обнаружения [5]. Более благоприятные условия для образования сложных комплексов осуществляются в двумерных средах\*, где любое слабое притяжение может привести к образованию связанного состояния. Так, например, в работах [6—8] показано заметное увеличение глубины потенциальной ямы в двумерных системах по сравнению с трехмерными.

С другой стороны, можно ожидать увеличения энергии связи сложных комплексов электронов и дырок в сильном магнитном поле уже в массивных образцах, подобно ситуации, встречающейся в задаче экситона в магнитном поле. Поэтому представляет интерес исследование возможности образования сложных комплексов квазичастиц во внешнем магнитном поле.

Рассмотрим систему, состоящую из двух дырок и одного электрона ( $++-$ ), в сильном однородном магнитном поле. Решение уравнения Шредингера для данной задачи проведем аналогично расчетам для иона молекулы водорода, выбрав волновую функцию основного состояния иона биэкситона в виде линейной комбинации волновых функций отдельных диамагнитных экситонов.

Для энергии связи в основном состоянии, описываемом симметричной волновой функцией, имеем

$$\varepsilon_s = \frac{K + J}{1 + S}, \quad (1)$$

где кулоновский и обменный интегралы задачи имеют соответственно вид

$$K = \int \left( \frac{e^2}{R} - \frac{e^2}{r_2} \right) [\Psi_0(r_1)]^2 dV, \quad (2)$$

$$J = \int \left( \frac{e^2}{R} - \frac{e^2}{r_1} \right) \Psi_0(r_1) \Psi_0(r_2) dV,$$

\* Имеются в виду размерно-квантованные пленки с толщиной  $L$ , меньшей радиуса трехмерного экситона  $a_{ex}$ .

а интеграл перекрытия есть

$$S = \int \Psi_0(r_1) \Psi_0(r_2) dV. \quad (3)$$

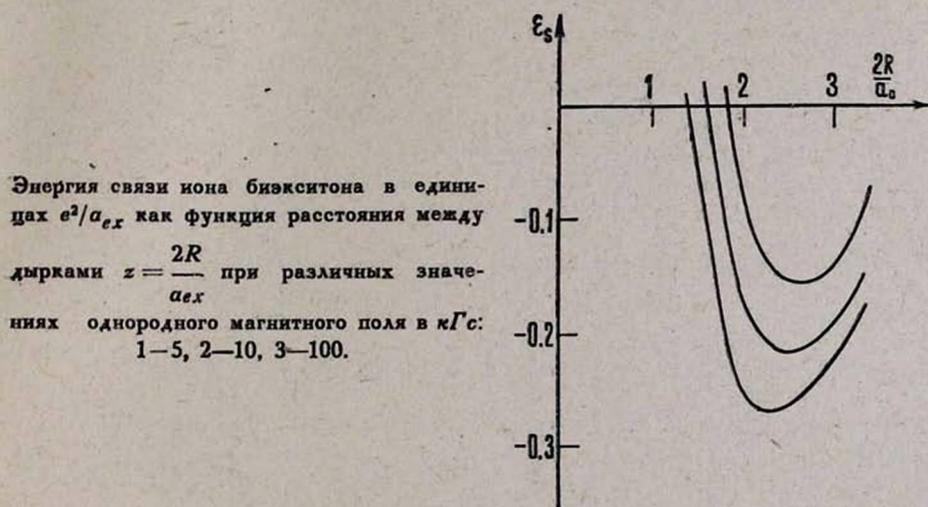
Здесь  $R$  — междырочное расстояние,  $r_1, r_2$  — длины радиусов-векторов электрона, отсчитываемых соответственно от первой и второй дырок.

При вычислении энергии связи иона биэкситона (1) в качестве  $\Psi_0$  мы используем собственные волновые функции экситонов в сильных магнитных полях, найденные с учетом кулоновского взаимодействия в адиабатическом приближении [9, 10], когда движение частицы с приведенной массой  $\mu$  в магнитном поле можно считать происходящим с гораздо большей частотой, чем движение в кулоновском поле, а именно

$$\beta = \frac{\chi^2 \hbar^3 H}{\mu^2 e^2 c} \gg 1, \quad (4)$$

где  $\chi$  — диэлектрическая постоянная,  $e$  — заряд электрона,  $c$  — скорость света.

С использованием симметричной волновой функции основного состояния иона биэкситона для энергии связи  $\epsilon_s$  комплекса  $(++-)$  получаем аналитическое выражение, зависящее от  $R$  и  $H$ . Кривые зависимости энергии связи комплекса  $(++-)$  от величины расстояния между дырками  $\frac{2R}{a_0}$  для симметричного состояния в  $InSb$  при различных значениях однородного магнитного поля приведены на рисунке.



Как видно из рисунка, энергия связи иона с ростом магнитного поля в интервале от 5 до 100  $kГс$  возрастает. Однако, варьируя значения поля, можно убедиться в том, что зависимость  $\epsilon_s(H)$  не является монотонной; с дальнейшим увеличением поля ( $H > 100 kГс$ ) энергия связи начинает убывать. Такое поведение  $\epsilon_s(H)$  можно объяснить следующим образом: наличие магнитного поля приводит к тому, что связанное состояние ком-

плекса (+ + —) возникает при меньшем междырочном расстоянии, что, в свою очередь, вызывает увеличение заряда перекрывания в области между ядрами и, соответственно, увеличение энергии связи. Однако, при дальнейшем увеличении поля и сближении дырок превалирующим фактором становится кулоновское отталкивание между ними, и энергия связи начинает убывать.

Численные расчеты энергии связи иона для  $InSb$  проведены для значений величины магнитного поля 5, 10 и 100 кГс. Для радиусов связанных состояний и энергий связи иона биэкситона при этом получены следующие значения:

$$R_{01} = 880 \text{ \AA}, \quad \epsilon_{01} = -0,0036 \text{ эв},$$

$$R_{02} = 800 \text{ \AA}, \quad \epsilon_{02} = -0,0049 \text{ эв},$$

$$R_{03} = 720 \text{ \AA}, \quad \epsilon_{03} = -0,006 \text{ эв}.$$

Как показывают оценки, наибольших значений  $\epsilon_s$  достигает при полях  $40 \div 60$  кГс. Эти значения порядка 0,01 эв.

Ереванский политехнический  
институт  
Ереванский государственный  
университет

Поступила 10.I.1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. R. Haynes. Phys. Rev. Lett., 4, 361 (1960).
2. J. D. Cathbert. J. Lumin., 1, 307 (1970).
3. Б. В. Новиков, М. М. Пимоненко. ФТТ, 13, 2777 (1971).
4. J. R. Haynes. Phys. Rev. Lett., 17, 860 (1966).
5. А. В. Келдыш. Сб. Экситоны в полупроводниках, Изд. Наука, М., 1971.
6. Э. М. Казарян, Р. А. Энфиаджян. ФТП, 6, 1375 (1972).
7. Э. М. Казарян, Р. А. Энфиаджян. ФТП, 5, 2002 (1971).
8. А. П. Джотян, Э. М. Казарян, К. Радомски. ФТП, 11, 2149 (1976).
9. R. Elliott, R. Loudon. J. Phys. Chem. Sol., 15, 196 (1960).
10. А. Г. Жилич, Б. С. Монозон. ФТТ, 8, 3559 (1966).

#### ԷՔՍԻՏՈՆԻ ՄՈԼԵԿՈՒԼԻ ԻՈՆԻ ԿԱՊԻ ԷՆԵՐԳԻԱՆ ՈՒՃԵՂ ՄԱԳՆԻՍՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա. Պ. ԶՈՔՅԱՆ, Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Ն. Զ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Բ. Մ. ԷՆՖԻԱԶՅԱՆ

Հաշված է էքսիտոնի մոլեկուլի իոնի հիմնական վիճակի կապի էներգիան ուժեղ մագնիսական դաշտում և ցույց է տրված, որ մագնիսական դաշտի մեծացման հետ կապի էներգիան աճում է:

#### BINDING ENERGY OF THE EXCITON MOLECULE ION IN STRONG MAGNETIC FIELD

A. P. JOTYAN, E. M. KAZARYAN, N. Z. SARKISYAN, R. L. ENFIADZHYAN

The binding energy of basic ion state of exciton molecules in a strong magnetic field is calculated and it is shown that the binding energy increases with the magnetic field.