

NĂNG LƯỢNG LIÊN KẾT CỦA CÁC EXCITON TRONG CÁC DÂY LƯỢNG TỬ HÌNH VUÔNG KHI CÓ MẶT CỦA TỪ TRƯỜNG

ZHANG Ying – Tao^{1,2}, DI Bing¹, XIE Zun^{1,2}, LI You – Cheng^{1,3}

¹ Đại học Vật lý, Đại Học Hà Bắc, Thạch Gia Trang 050016

² Học viện Vật lý, Đại học Công nghệ Hà Bắc, Thiên Tân 300130

³ CCAST (Phòng thí nghiệm Thế giới), PO Box 8730, Bắc Kinh 100080

Dịch giả: CN.Nguyễn Thị Thúy Quỳnh

Hiệu đính: ThS. Cao Hồ Thanh Xuân

Năng lượng liên kết ở trạng thái cơ bản của các exciton trong dây giếng lượng tử hình vuông GaAs / Ga_{1-x}Al_xAs khi có sự hiện diện của từ trường được nghiên cứu bằng phương pháp biến phân. Với giả thuyết rằng từ trường được áp theo hướng song song với trục của dây. Các tính toán năng lượng liên kết như là một hàm của kích thước dây được thực hiện đối với các thể giam nhốt vô hạn và hữu hạn. Sự có mặt của từ trường đóng góp thêm vào làm cho năng lượng liên kết tăng lên rõ rệt đặc biệt là đối với dây rộng, và tác động của từ trường lên năng lượng liên kết trong dây lượng tử hình vuông dễ nhận thấy hơn đối với dây lượng tử hình trụ. Sự chênh lệch khối lượng hiệu dụng giữa giếng thế và rào thế cũng được xét đến trong quá trình tính toán.

PACS: 73. 21. Hb, 71. 35. Ji, 71.55.Eq

Các tính chất của exciton trong dây giếng lượng tử bán dẫn rất được quan tâm do vai trò của nó đối với quang điện tử. Nguyên nhân là do các trạng thái của exciton trong dây giếng lượng tử bán dẫn là một bài toán quan trọng.^[1-9] Một nguyên nhân khác là do đã có nhiều nghiên cứu lý thuyết về các tính chất quang, cấu trúc điện tử, các trạng thái của exciton trong dây lượng tử được công bố.^[10-17] Các nghiên cứu chuyên sâu về lý thuyết cho năng lượng liên kết exciton trong giếng lượng tử và dây lượng tử cũng đã được công bố.^[18,19] Tiếp cận bằng phương pháp biến phân, Kodama và các cộng sự đã tính năng lượng liên kết của các exciton lỗ trống nặng và lỗ trống nhẹ trong dây lượng tử được tạo bởi một dây đơn GaAs gắn vào trong bán dẫn Ga_{1-x}Al_xAs^[20]. Năng lượng liên kết tăng khi chiều rộng của dây lượng tử tăng và khi đạt đến một giá trị cực đại nào đó thì nó sẽ giảm xuống, giống như trường hợp của giếng lượng tử. Chang và các cộng sự^[21] đã đưa ra một cấu trúc dây lượng tử một chiều và tính toán năng lượng liên kết exciton bằng cách giải số phương trình *Schrödinger* tương ứng. Brown và Spector^[22] thực hiện một mô hình tính toán cho năng lượng của exciton ở trạng thái cơ bản trong một tiết diện ngang

của dây lượng tử hình trụ bằng phương pháp biến phân cho các rào thế hữu hạn và vô hạn. Mới đây, Li và các cộng sự^[23] đã tính năng lượng liên kết của exciton trong một dây lượng tử hình trụ có sự hiện diện của từ trường. Với sự có mặt của từ trường, năng lượng liên kết được tìm thấy lớn hơn không. Tuy nhiên họ không xem xét sự chênh lệch giữa giếng thế và rào thế.

Trong bài báo này, chúng tôi tính năng lượng liên kết exciton trong dây giếng lượng tử hình vuông với sự có mặt của từ trường như là một trường ngoài đối với các trường hợp rào thế hữu hạn và vô hạn bằng cách sử dụng phương pháp biến phân. Chúng tôi thấy rằng năng lượng liên kết ở trạng thái cơ bản của exciton trong một dây lượng tử tăng cùng với sự tăng của từ trường và sự ảnh hưởng của từ trường sẽ càng mạnh đối với các dây càng rộng. Chúng tôi còn tìm được rằng sự ảnh hưởng của từ trường lên năng lượng liên kết exciton sẽ dễ nhận thấy khi dây lượng tử là hình vuông hơn là dây lượng tử hình trụ. Thêm vào đó, sự chênh lệch khối lượng hiệu dụng giữa giếng thế và rào thế cũng được tính đến.

Chúng tôi chọn hệ đo lường Landau cho thế vector từ trường $\mathbf{A} = \mathbf{B} \times \mathbf{r} / 2$ và cho từ trường áp dọc theo trục z . Vì thế ta có thể viết $\mathbf{A} = \left(-\frac{By}{2}, \frac{Bx}{2}, 0 \right)$. Hamiltonian của exciton trong một rào thế vô hạn có sự hiện diện của từ trường tác động theo hướng song song với trục của dây là^[22]

$$H = \frac{1}{2m_h} \left(P_{xh} + \frac{By_h}{2C} \right)^2 + \frac{1}{2m_e} \left(P_{xe} - \frac{By_e}{2C} \right)^2 + \frac{1}{2m_h} \left(P_{yh} - \frac{Bx_h}{2C} \right)^2 + \frac{1}{2m_e} \left(P_{ye} + \frac{Bx_e}{2C} \right)^2 - \frac{\hbar^2 \partial^2}{2\mu \partial (Z_e - Z_h)^2} - \frac{e^2}{\varepsilon |\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|} + V_e + V_h \quad (1)$$

trong đó, P_{ij} ($i = x, y; j = e, h$) là độ phân cực theo trục x và y của các điện tử và lỗ trống; $|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|$ là khoảng cách giữa điện tử và lỗ trống, ε là hằng số điện môi của GaAs trong dây, và m_e và m_h khối lượng hiệu dụng đẳng hướng của điện tử và lỗ trống; μ là khối lượng rút gọn của exciton, V_e và V_h là các thế giam nhốt điện tử và lỗ trống dọc theo trục z và có thể được biểu diễn như

$$V_e = \begin{cases} 0, & |x_e| < l/2, \quad |y_e| < l/2 \\ \infty, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2)$$

$$V_h = \begin{cases} 0, & |x_h| < l/2, \quad |y_h| < l/2 \\ \infty, & \text{otherwise} \end{cases}$$

Để thuận tiện cho việc giải số, chọn đơn vị năng lượng theo hằng số Rydberg

$R_y = \frac{e^2}{2\epsilon\alpha_B}$ và chọn đơn vị độ dài là bán kính Bohr hiệu dụng $a_0 = \frac{\epsilon\hbar^2}{e^2 m_e}$, chúng tôi tìm được

$$H = -\alpha \left[\frac{\partial^2}{\partial x_h^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_h^2} \right] - \left[\frac{\partial^2}{\partial x_e^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_e^2} \right] - \beta \frac{\partial^2}{\partial (Z_e - Z_h)^2} - \frac{2}{|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|} + \frac{1}{4} \alpha \gamma^2 [x_h^2 + y_h^2] + \frac{1}{4} \gamma^2 [x_e^2 + y_e^2] \quad (3)$$

trong đó, $\alpha = \frac{m_e}{m_h}$ và $\beta = \frac{m_e}{\mu}$; tham số γ của từ trường là đại lượng không có thứ nguyên và

được định nghĩa như sau $\gamma = \frac{e\hbar B}{2m_e C R_y}$.

Để tính năng lượng liên kết ở trạng thái cơ bản của một exciton bằng phương pháp biến phân chúng tôi dùng hàm sóng thử sau:

$$y = y_e(x_e, y_e) y_h(x_h, y_h) e^{-d(z_e - z_h)^2} \quad (4)$$

với d là tham số biến phân, $y_e(x_e, y_e)$ và $y_h(x_h, y_h)$ là các hàm sóng của điện tử và lỗ trống,

$$\begin{aligned} & \psi_e(x_e, y_e) \\ & = \begin{cases} \frac{2}{l} \cos\left(\frac{\pi}{l} x_e\right) \cos\left(\frac{\pi}{l} y_e\right), & |x_e| < \frac{l}{2}, \quad |y_e| < \frac{l}{2}, \\ 0, & \text{otherwise;} \end{cases} \\ & \psi_h(x_h, y_h) \\ & = \begin{cases} \frac{2}{l} \cos\left(\frac{\pi}{l} x_h\right) \cos\left(\frac{\pi}{l} y_h\right), & |x_h| < \frac{l}{2}, \quad |y_h| < \frac{l}{2}, \\ 0, & \text{otherwise.} \end{cases} \end{aligned} \quad (5) \quad (5)$$

Sử dụng phương trình (2), (3), (4) chúng tôi tìm được năng lượng ở trạng thái cơ bản,

$$E = \frac{\int \psi^* H \psi d\tau}{\int |\psi|^2 d\tau}. \quad (6)$$

Sử dụng tham số biến thiên d cực tiểu hóa giá trị của Hamiltonian trong phương trình (3), chúng tôi thu được

$$\begin{aligned}
 E = & \frac{2\pi^2}{l^2}(\alpha + 1) + \frac{\gamma^2 l^2}{2} \left(\frac{1}{12} \right. \\
 & \left. - \frac{1}{2\pi^2} \right) (\alpha + 1) + 2\beta\delta - 4\beta\delta^2 \\
 & \cdot \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} dz_e \int_{-\infty}^{+\infty} dz_h (z_e - z_h)^2 e^{-2\delta(z_e - z_h)^2}}{\int_{-\infty}^{+\infty} dz_e \int_{-\infty}^{+\infty} dz_h e^{-2\delta(z_e - z_h)^2}} \\
 & - \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} dz_e \int_{-\infty}^{+\infty} dz_h \frac{2e^{-2\delta(z_e - z_h)}}{|z_e - z_h| + \alpha l/2}}{\int_{-\infty}^{+\infty} dz_e \int_{-\infty}^{+\infty} dz_h e^{-2\delta(z_e - z_h)^2}}, \quad (7)
 \end{aligned}$$

Và năng lượng liên kết ở trạng thái cơ bản

$$E_B = E_e + E_h - E \quad (8)$$

trong đó, E_e và E_h năng lượng năng lượng dải dưới (dải phụ subband) thấp nhất của điện tử và lỗ trống trong dây lượng tử từ vô hạn.

Đối với trường hợp rào thế hữu hạn, có xét đến sự chênh lệch khối lượng hiệu dụng giữa giếng thế và rào thế, trong từ trường tác dụng dọc theo trục của dây, Hamiltonian của exciton được cho bởi

$$\begin{aligned}
 H = & -\frac{\hbar^2}{2m_{hi\parallel}} \left[\frac{\partial^2}{\partial x_h^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_h^2} \right] - \frac{\hbar^2}{2m_{ei}} \left[\frac{\partial^2}{\partial x_e^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_e^2} \right] \\
 & - \frac{\hbar^2}{2\mu_j} \frac{\partial^2}{\partial (z_e - z_h)^2} - \frac{e^2}{\epsilon |\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|} \\
 & + \frac{B^2 e^2}{8m_{hi\parallel} C^2} [x_h^2 + y_h^2] + \frac{B^2 e^2}{8m_{ei} C^2} [x_e^2 + y_e^2] \\
 & + V_e + V_h, \quad (9)
 \end{aligned}$$

trong đó, $m_{hi\parallel}$ ($i = w$ hay b) là khối lượng rút gọn của lỗ trống nặng trong giếng thế và rào thế, m_{ei} ($i = w$ hay b) là khối lượng rút gọn của điện tử trong giếng thế hay rào thế, m_j ($j = 1, 2, 3, 4$) khối lượng rút gọn của điện tử và lỗ trống dọc theo trục z , và e_k ($k = 1, 2, 3$) là hằng số điện môi.

Chúng tôi chọn $e = 12.5$, $m_{ew} = 0.0665m_0$, $m_{eb} = (0.0665 + 0.0835x)m_0$. Khối lượng của các lỗ trống nặng là $m_{hwP} = 0.11m_0$, $m_{ew} = 0.38m_0$ và $m_{hbP} = 0.15m_0$, $m_{hb} = 0.41m_0$, V_e , V_h là các thế giam nhốt điện tử và lỗ trống dọc theo trục z

$$\begin{aligned}
 V_e = & \begin{cases} 0, & |x_e| < l/2, |y_e| < l/2, \\ V_{e0}, & \text{otherwise,} \end{cases} \\
 V_h = & \begin{cases} 0, & |x_h| < l/2, |y_h| < l/2, \\ V_{h0}, & \text{otherwise,} \end{cases} \quad (10)
 \end{aligned}$$

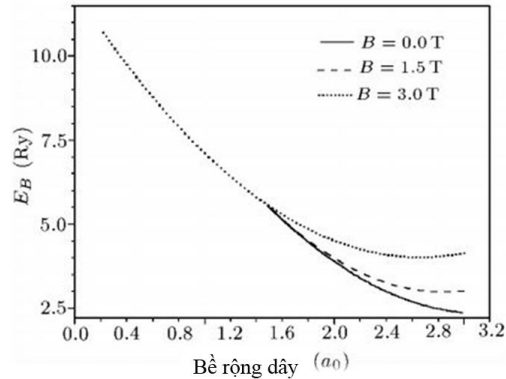
các giá trị của V_{e0} và V_{h0} đã được xác định bởi nồng độ Al trong $Ga_{1-x}Al_xAs$ sử dụng các hàm sau đây cho tổng năng lượng khe dải không liên tục $E_g = 1.155x + 0.37x^2$, x là nồng độ Al trong $Ga_{1-x}Al_xAs$, $V_{e0} = 330\text{meV}$ và $V_{h0} = 170\text{meV}$.^[24] Hàm sóng thử có dạng

$$\psi = \begin{cases} A_e \cos(k_e x_e) \cos(k_e y_e) A_h \cos(k_h x_h) \\ \cdot \cos(k_h y_h) e^{-\delta(z_e - z_h)^2}, \\ (|x_e| < l/2, |y_e| < l/2, |x_h| < l/2, |y_h| < l/2), \\ A_e \cos(k_e x_e) \cos(k_e y_e) B_h e^{-\kappa_h |x_h|} \\ \cdot e^{-\kappa_h |y_h|} e^{-\delta(z_e - z_h)^2}, \\ (|x_e| < l/2, |y_e| < l/2, |x_h| \geq 0, |y_h| \geq 0), \\ A_h \cos(k_h x_h) \cos(k_h y_h) B_e e^{-\kappa_e |x_e|} \\ \cdot e^{-\kappa_e |y_e|} e^{-\delta(z_e - z_h)^2}, \\ (|x_h| < l/2, |y_h| < l/2, |x_e| \geq 0, |y_e| \geq 0), \\ B_h e^{-\kappa_h |x_h|} e^{-\kappa_h |y_h|} B_e \\ \cdot e^{-\kappa_e |x_e|} e^{-\kappa_e |y_e|} e^{-\delta(z_e - z_h)^2}, \\ (|x_h| \geq 0, |y_h| \geq 0, |x_e| \geq 0, |y_e| \geq 0), \end{cases} \quad (11)$$

trong đó, A_e, A_h, B_e, B_h là các hằng số chuẩn hóa của các hàm sóng điện tử và lỗ trống, k_e được xác định bởi năng lượng ở đáy dải phụ thấp nhất của điện tử, k_h được xác định bởi sự liên tục của hàm sóng ở điều kiện biên.

Năng lượng liên kết exciton trong dây lượng tử từ hữu hạn tìm được bằng cách giải phương trình (6) và (8) – (11); E_e và E_h là các năng lượng dải phụ thấp nhất của điện tử và lỗ trống trong dây lượng tử từ hữu hạn.

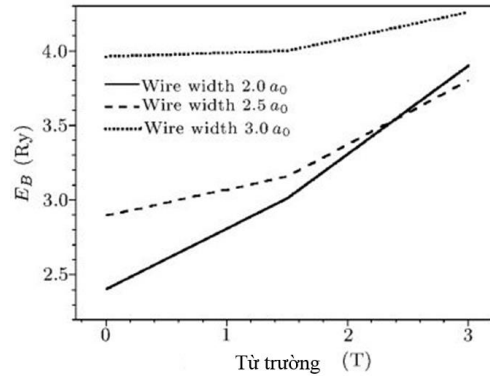
Chúng tôi đã tính các giá trị của năng lượng liên kết E_B của exciton như một hàm của bề rộng của dây lượng tử hình vuông trong sự hiện diện của các từ trường khác nhau đối với các rào thế hữu hạn và vô hạn. Trong trường hợp của một rào thế vô hạn như hình 1 mô tả năng lượng liên kết so với bề rộng giếng cho các từ trường khác nhau. Đối với một từ trường xác định, năng lượng liên kết tăng khi bề rộng dây giảm. Đối với một dây rất hẹp, năng lượng liên kết tương đối không nhạy với từ trường khi rào thế vô hạn chủ yếu là giam giữ điện tử. Khi tăng bề rộng của dây lên, hiệu ứng giam nhốt của từ trường trở nên có ưu thế, vì thế dây rộng hơn cho thấy các ảnh hưởng mà từ trường gây ra rất rõ ràng. Khi từ trường thay đổi, năng lượng liên kết cũng thay đổi theo bề rộng của các đường cong trường, từ trường càng mạnh, bề rộng tới hạn càng bé.



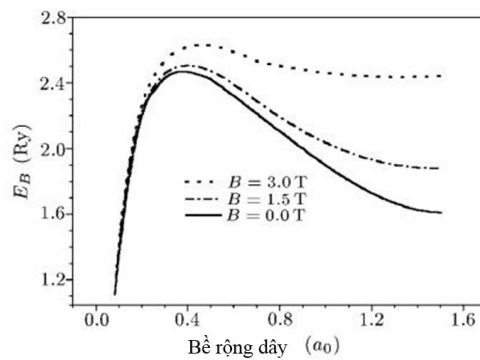
Hình 1. Năng lượng liên kết với bề rộng dây đối với các từ trường khác nhau trong trường hợp rào thế vô hạn.

Hình 2 cho thấy sự biến thiên của năng lượng liên kết exciton như là một hàm của từ trường đối với các bề rộng khác nhau của dây trong trường hợp rào thế vô hạn. Năng lượng liên kết tăng khi từ trường trở nên mạnh hơn đối với các bề rộng khác nhau của dây, điều này phù hợp với các kết quả đã đạt được trong hệ hai chiều về mặt định tính.^[20] Ảnh hưởng của từ trường đối với dây rộng hơn thì dễ nhận thấy hơn đối với dây hẹp hơn.

Hình 3 nêu lên mối liên hệ giữa năng lượng liên kết với bề rộng dây với các từ trường khác nhau trong một rào thế hữu hạn. Đối với một dây hẹp, năng lượng liên kết tăng nhanh khi bề rộng dây lượng tử tăng, cho đến khi nó đạt đến một giá trị cực đại và sau đó giảm xuống. Trước khi đạt đến giá trị cực đại, đường cong bắt đầu một phần từ giá trị $B = 0$ tại các giới hạn bề rộng khác nhau do ảnh hưởng của các từ trường khác nhau. Sự độc lập giữa các đường cong với cường độ từ trường chứng tỏ rằng hiệu ứng giam nhốt của từ trường sẽ không xuất hiện trong các dây quá hẹp, mà chỉ đối với các dây khá rộng thì ảnh hưởng của từ trường mới rõ rệt. Sự khác biệt giữa các bề rộng giới hạn với các trường khác nhau là rất nhỏ, không rõ ràng như trong trường hợp vô hạn. Giới hạn bề rộng sẽ nhỏ hơn rất nhiều so với trường hợp vô hạn dưới cùng một giá trị của trường, bởi vì hiệu ứng giam nhốt của rào chắn hữu hạn là tương đối yếu hơn so với rào chắn vô hạn, và sự thay đổi của năng lượng liên kết trong dây lượng tử vòng hữu hạn thì lớn hơn trong trường hợp vô hạn.

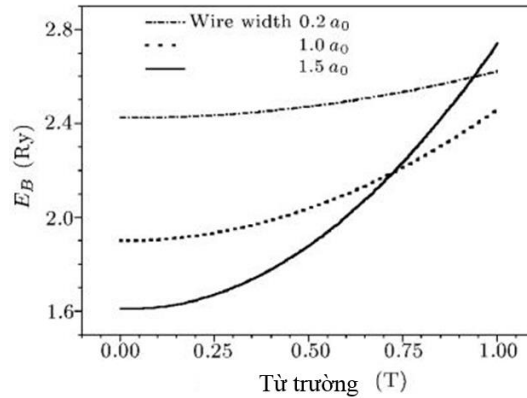


Hình 2. Sự biến thiên của năng lượng liên kết exciton như một hàm của từ trường đối với các bề rộng dây khác nhau trong trường hợp rào thế vô hạn.

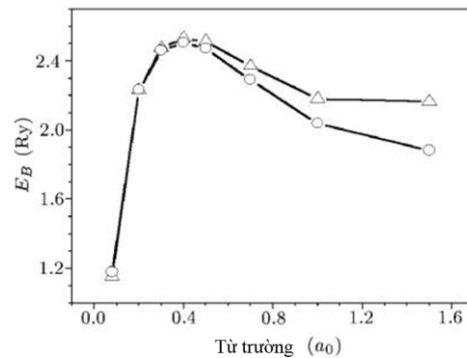


Hình 3. Năng lượng liên kết với bề rộng dây đối với các từ trường khác nhau trong trường hợp rào thế hữu hạn

Hình 4 cho thấy sự biến thiên của năng lượng liên kết exciton như một hàm của từ trường đối với vài bề rộng dây trong trường hợp rào thế hữu hạn. Năng lượng liên kết tăng cùng với từ trường đối với tất cả bề rộng dây, tức là bề rộng dây càng lớn thì sự thay đổi của từ trường càng rõ rệt. Điều này có thể giải thích vì ảnh hưởng của từ trường không dễ nhận thấy và rào chắn giam nhốt chiếm ưu thế hơn khi bề rộng dây rất hẹp. Ảnh hưởng của từ trường trở nên có ưu thế hơn chỉ khi bề rộng dây lớn hơn. So sánh kết quả của chúng tôi với kết quả của công trình [23], có thể thấy rằng ảnh hưởng của từ trường trong dây lượng tử hình vuông thì dễ nhận thấy hơn đối với dây lượng tử hình trụ.



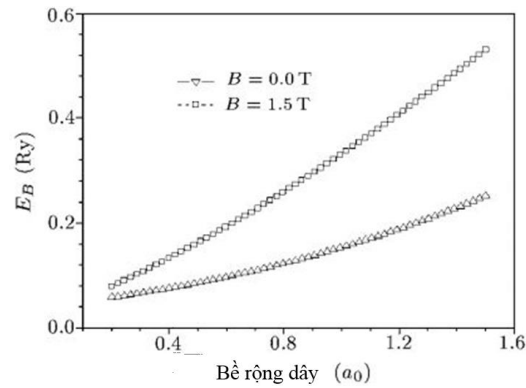
Hình 4. Sự biến thiên của năng lượng liên kết exciton như là một hàm của từ trường đối với một vài bề rộng dây trong trường hợp rào thế hữu hạn.



Hình 5. Ảnh hưởng của sự chênh lệch khối lượng hiệu dụng

Nó cho thấy rằng ảnh hưởng của sự chênh lệch khối lượng hiệu dụng sẽ làm giảm năng lượng liên kết như hình 5. Đối với một từ trường xác định, trong một dây rất hẹp, năng lượng liên kết không nhạy với sự chênh lệch khối lượng hiệu dụng. Với sự gia tăng về bề rộng dây, ảnh hưởng của sự chênh lệch khối lượng hiệu dụng trở nên nhạy hơn và sự khác biệt của các năng lượng liên kết do sự chênh lệch khối lượng hiệu dụng trở nên rõ ràng hơn.

Để tìm được mối liên hệ của cường độ từ trường và ảnh hưởng của sự chênh lệch khối lượng hiệu dụng, như đã chỉ ra trong hình 6, chúng tôi nhận ra sự thay đổi giá trị của DE_B với bề rộng dây trong các từ trường khác nhau. DE_B cho thấy sự khác nhau của năng lượng liên kết giữa những giá trị khác nhau của từ trường khi có hoặc không có sự chênh lệch khối lượng hiệu dụng. DE_B ($B = 0.0T$) nhỏ hơn DE_B ($B = 1.5T$) cho thấy từ trường sẽ làm cho ảnh hưởng của sự chênh lệch khối lượng hiệu dụng trở nên mạnh hơn. Bề rộng dây càng tăng thì sự khác biệt giữa các trường càng lớn.



Hình 6. Sự liên hệ của cường độ từ trường với ảnh hưởng của sự chênh lệch khối lượng hiệu dụng

Tóm lại, chúng tôi đã tính được năng lượng liên kết của exciton trong một dây giếng lượng tử $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ hình vuông với các rào thế vô hạn và hữu hạn trong sự hiện diện của một từ trường. Chúng tôi nhận thấy rằng năng lượng liên kết của exciton tăng cùng với sự tăng của từ trường và ảnh hưởng của từ trường sẽ càng mạnh khi các dây càng rộng. Khi so sánh các kết quả đạt được với kết quả của công trình [23], chúng tôi thấy rằng ảnh hưởng của từ trường sẽ dễ dàng nhận thấy trong dây giếng lượng tử hình vuông hơn là với dây hình trụ. Nói một cách khác, ảnh hưởng của sự chênh lệch khối lượng hiệu dụng không thể bỏ qua, đặc biệt là đối với một từ trường mạnh trong một dây lượng tử rộng.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] Wang Z G et al 2001 *Chin. Phys. Lett.* 18 743
- [2] Chen Y Z et al 2002 *Chin. Phys. Lett.* 19 727
- [3] Huang M et al 2002 *Chin. Phys. Lett.* 19 644
- [4] Wang E K 2002 *Chin. Phys. Lett.* 19 1058
- [5] Zhuang P F and Yang Z W 2001 *Chin. Phys. Lett.* 18 344
- [6] Fukui T and Ssito H 1987 *Appl. Phys. Lett.* 18 344
- [7] Huang D M et al *Phys. Rev. B* 42 5147
- [8] Li G et al 1995 *J. Appl. Phys.* 77 31
- [9] Balandin A et al 1995 *Phys. Rev. B* 52 11
- [10] Lee J 1983 *J. Appl. Phys.* 54 5482
- [11] Lee J et al 1985 *J. Appl. Phys.* 57 366
- [12] Kubakaddi S S and Mulimani B G 1985 *J. Phys. C* 18 6647
- [13] Hassan H H et al *J. Vac. Sci. Technol. A* 3 22

- [14] Cho H S and Prucnal P R 1989 *Phys. Rev. B* 39 11 150
- [15] Sercel P C and Vahala K J 1991 *Phys. Rev. B* 44 5681
- [16] Bockelman U and Bastard G 1992 *Phys. Rev. B* 45 16
Bockelman U and Bastard G 1992 *Phys. Rev. B* 45 45
Bockelman U and Bastard G 1992 *Phys. Rev. B* 45 1700
- [17] Cingolani R, Lepore M et al 1992 *Phys. Rev. Lett.* 69 1276
- [18] Kodaman T et al 1985 *Jpn. J. Appl. Phys.* 24 1870
- [19] Kodaman T and Osaka Y 1985 *Jpn. J. Appl. Phys.* 25 1875
- [20] Greene R L et al 1984 *Phys. Rev. B* 29 1807
- [21] Chang Y C et al 1985 *Appl. Phys. Lett.* 47 1324
- [22] Brown J W and Spector H 1987 *Phys. Rev. B* 35 3009
- [23] Li G 1985 *Appl. Phys.* 77 1103
- [24] Arakawa Y and Sakaki H 1982 *Appl. Phys. Lett.* B 40 939