

ĐẠI HỌC QUỐC GIA HÀ NỘI
TRƯỜNG ĐẠI HỌC KHOA HỌC TỰ NHIÊN

PHẠM NGỌC THẮNG

LÝ THUYẾT LƯỢNG TỬ VỀ ẢNH HƯỞNG CỦA
PHONON GIAM CẦM LÊN HIỆU ỨNG HALL
TRONG CÁC HỆ BÁN DẪN HAI CHIỀU

Chuyên ngành: Vật lý lý thuyết và vật lý toán

Mã số: 9440130.01

DỰ THẢO TÓM TẮT LUẬN ÁN TIẾN SĨ VẬT LÝ HỌC

HÀ NỘI – 2022

Công trình được hoàn thành tại: Trường Đại học Khoa học Tự nhiên
– Đại học Quốc gia Hà Nội.

Người hướng dẫn khoa học: GS. TS. Nguyễn Quang Bái
TS. Lê Thái Hưng

Phản biện 1:

Phản biện 2:

Phản biện 3:

Luận án sẽ được bảo vệ trước Hội đồng cấp ĐHQG chấm luận án
tiến sĩ họp tại: Trường ĐHKHTN

.....
.....

vào lúcgiờ.....ngày.....thángnăm.....

Có thể tìm hiểu luận án tại:

- Thư viện Quốc gia Việt Nam;
- Trung tâm Thư viện và Tri thức số, Đại học Quốc gia Hà Nội

MỞ ĐẦU

1. Lý do chọn đề tài

Với sự phát triển của khoa học kỹ thuật đã xuất hiện nhiều phương pháp tạo ra các hệ có cấu trúc nano khác nhau, chẳng hạn như phương pháp epitaxy dòng phân tử (MBE-molecular beam epitaxy) và kết tủa hơi kim loại hóa hữu cơ (MOCVD-metal organic chemical vapor deposition). Ngày nay, đã tồn tại các hệ cấu trúc nano phẳng 2 chiều như màng mỏng, cấu trúc lớp, hố lượng tử, siêu mạng..., hệ cấu trúc nano 1 chiều như ống nano, dây lượng tử..., hệ không chiều như nhóm tinh thể, chấm lượng tử... Đây là những loại vật liệu quan trọng. Trong các đối tượng mới nêu trên, chuyển động của hạt dẫn bị giới hạn nghiêm ngặt dọc theo các tọa độ nào đó với một vùng rất hẹp vào cỡ bậc của bước sóng De Broglie. Khi đó một loạt các hiện tượng vật lý mới được gọi là hiệu ứng kích thước sẽ xuất hiện làm biến đổi hầu hết các tính chất vật lý của hệ và mở ra khả năng ứng dụng cho các linh kiện điện tử làm việc theo nguyên lý hoàn toàn mới. Việc nghiên cứu các loại vật liệu mới này đã cho ra đời nhiều công nghệ hiện đại có tính chất cách mạng trong lĩnh vực khoa học kỹ thuật. Các điốt huỳnh quang điện, pin mặt trời, các loại vi mạch,... là những ứng dụng quan trọng nhất của các thành tựu đạt được khi nghiên cứu các loại vật liệu mới này. Chính bởi tính thời sự khoa học này mà việc nghiên cứu bán dẫn nói chung và bán dẫn thấp chiều nói riêng (siêu mạng, hố lượng tử, dây lượng tử, chấm lượng tử) đã thu hút được sự quan tâm chú ý của nhiều nhà vật lý, cả lý thuyết và thực nghiệm [1-26]

Trong các hiệu ứng vật lý của bán dẫn nói chung và bán dẫn thấp chiều nói riêng, các hiệu ứng Hall rất được quan tâm nghiên cứu. Trước đây các hiệu ứng Hall trong bán dẫn khối đã được xem xét, được nghiên cứu, công bố kết quả trên các tạp chí khoa học quốc tế. Đối với các hệ bán dẫn thấp chiều như siêu mạng, hố lượng tử chỉ mới nghiên cứu các hiệu ứng Hall khi chưa xét đến ảnh hưởng của phonon giam cầm [27-34]. Hiệu ứng Hall trong dây lượng tử hình chữ nhật với hố thế cao vô

hạn khi xét đến ảnh hưởng của phonon giam cầm[35]. Tuy nhiên, hiệu ứng Hall trong dây lượng tử hình trụ khi có kể đến ảnh hưởng của phonon giam cầm thì chưa được nghiên cứu. Như vậy, một số bài toán vật lý về hiệu ứng Hall trong các hệ thấp chiều khi xét đến sự giam cầm của phonon kể trên vẫn còn bỏ ngỏ. Do đó, trong luận án này chúng tôi lựa chọn đề tài nghiên cứu “**Lý thuyết lượng tử về ảnh hưởng của phonon giam cầm lên các hiệu ứng Hall trong các hệ bán dẫn hai chiều**”.

2. Mục tiêu nghiên cứu

Mục tiêu của luận án là nghiên cứu ảnh hưởng của phonon giam cầm lên hiệu ứng Hall trong siêu mạng pha tạp, trong hố lượng tử và trong dây lượng tử hình trụ với hố thế cao vô hạn. Kết quả nghiên cứu bao gồm: biểu thức giải tích cho ten-xơ độ dẫn, điện trở Hall và hệ số Hall trong các hệ bán dẫn thấp chiều dưới ảnh hưởng của phonon giam cầm; thực hiện tính toán số cho các mẫu bán dẫn thấp chiều cụ thể và so sánh với các kết quả trong trường hợp phonon không giam cầm để thấy được kết quả mới và những đóng góp mới của luận án.

3. Nội dung nghiên cứu

Với mục tiêu nghiên cứu như trên thì nội dung nghiên cứu chính của luận án là: Trên cơ sở các biểu thức của hàm sóng và phổ năng lượng của điện tử trong siêu mạng pha tạp, hố lượng tử và dây lượng tử hình trụ hố thế cao vô hạn, toán tử Hamiltonian của hệ điện tử giam cầm – phonon giam cầm, chúng tôi thiết lập phương trình động lượng tử cho toán tử số điện tử trung bình trong các vật liệu trên khi có mặt điện trường không đổi, từ trường không đổi và sóng điện từ (bức xạ laser). Giải phương trình động lượng tử, tìm biểu thức mật độ dòng điện và tính biểu thức giải tích cho tensor độ dẫn điện, từ trở, hệ số Hall. Các kết quả giải tích được tính số, vẽ đồ thị và được so sánh với các kết quả trong hệ thấp chiều khi chưa kể đến phonon giam cầm.

4. Phương pháp nghiên cứu

Trong luận án này, chúng tôi sử dụng phương pháp phương trình động lượng tử. Từ Hamiltonian của hệ điện tử - phonon được viết trong hình thức lượng tử hóa lần thứ hai (tức là được biểu diễn qua các toán tử sinh hủy hạt) chúng tôi dùng phương trình chuyển động Heisenberg để xây dựng phương trình động lượng tử cho hàm phân bố điện tử. Từ đó chúng tôi tìm biểu thức mật độ dòng, tính tenxơ độ dẫn, hệ số Hall trong siêu mạng pha tạp, hồ lượng tử và dây lượng tử hình trụ với hồ thế cao vô hạn. Ngoài ra, còn kết hợp với phần mềm Matlab để tính số và vẽ đồ thị các kết quả lý thuyết thu được để so sánh và phân tích.

5. Phạm vi nghiên cứu

Trong luận án nghiên cứu ảnh hưởng của phonon giam cầm lên hiệu ứng Hall trong siêu mạng pha tạp, trong hồ lượng tử và trong dây lượng tử hình trụ với hồ thế cao vô hạn. Luận án sử dụng giả thiết tương tác điện tử - phonon được coi là trội, bỏ qua tương tác của các hạt cùng loại và chỉ xét đến số hạng bậc hai của hệ số tương tác điện tử - phonon.

6. Ý nghĩa khoa học của luận án

Kết quả luận án góp hoàn thiện lý thuyết lượng tử về hiệu Hall trong các hệ thấp chiều. Đồng thời, các nghiên cứu này còn là cơ sở lý thuyết của các kết quả thực nghiệm trong việc hoàn thiện công nghệ chế tạo vật liệu cấu trúc nano ứng dụng trong các thiết bị điện tử siêu nhỏ, thông minh và đa năng hiện nay.

7. Cấu trúc của luận án

Ngoài phần mở đầu, kết luận, danh mục các công trình khoa học liên quan đến luận án, tài liệu tham khảo và phụ lục, phần nội dung gồm 4 chương, 11 mục, 2 hình vẽ và 17 đồ thị được bố cục như sau:

Chương 1: Trình bày một số vấn đề tổng quan về sự giam cầm điện tử, giam cầm phonon trong siêu mạng pha tạp, hồ lượng tử, dây lượng tử hình trụ với hố thế cao vô hạn. Lý thuyết lượng tử về hiệu ứng Hall trong các hệ thấp chiều khi có mặt điện trường không đổi, từ trường không đổi và có mặt của sóng điện từ cao tần nhưng chưa kể đến phonon giam cầm được.

Chương 2: Sử dụng phương pháp phương trình động lượng tử để nghiên cứu hiệu ứng Hall trong hồ lượng tử dưới ảnh hưởng của phonon âm giam cầm và phonon quang giam cầm chúng tôi thu được biểu thức giải tích của tenxơ độ dẫn, hệ số Hall và từ trở. Các kết quả trên được tính toán số và so sánh với trường hợp phonon không giam cầm.

Chương 3: Nghiên cứu hiệu ứng Hall trong siêu mạng pha tạp dưới ảnh hưởng của phonon âm giam cầm. Trên cơ sở phương pháp phương trình động lượng tử tính toán và thu được biểu thức giải tích của tenxơ độ dẫn, hệ số Hall và từ trở. Tiến hành tính toán số và so sánh với trường hợp phonon không giam cầm.

Chương 4: Sử dụng phương pháp phương trình động lượng tử để nghiên cứu hiệu ứng Hall trong dây lượng tử hình trụ dưới ảnh hưởng của phonon âm giam cầm. Thu được biểu thức giải tích của tenxơ độ dẫn, hệ số Hall và từ trở. Các kết quả trên được tính toán số và so sánh với trường hợp phonon không giam cầm.

Các kết quả chính của luận án đã được công bố trong 05 công trình khoa học, trong đó có 02 bài báo trên các tạp chí quốc tế thuộc danh mục ISI/Scopus, 01 bài đăng trong tạp chí quốc tế *World Academy of Science, Engineering and Technology International Journal of Physical and Mathematical Sciences (Thái Lan)*, 02 bài báo đăng trong tạp chí *VNU Journal of Science: Mathematics – Physics* của Đại học Quốc gia Hà Nội).

Chương 1

MỘT SỐ VẤN ĐỀ TỔNG QUAN

Trong chương này, tác giả trình bày tổng quan lý thuyết lượng tử về hiệu ứng Hall trong bán dẫn khối, hàm sóng và phổ năng lượng của điện tử trong siêu mạng pha tạp, hố lượng tử và dây lượng tử hình trụ với hố thế cao vô hạn khi đặt trong điện trường không đổi và từ trường không đổi vuông góc với nhau và sự giam cầm của phonon.

1.1. Lý thuyết lượng tử về hiệu ứng Hall trong bán dẫn khối

1.2. Hàm sóng và phổ năng lượng của điện tử và sự giam cầm của phonon.

1.2.1. Hàm sóng và phổ năng lượng của điện tử

Trong mục này tác giả trình bày phương pháp phương trình động lượng tử và tính từ trở Hall, hệ số Hall trong bán khối.

1.2.1.1. Hàm sóng và phổ năng lượng của điện tử trong siêu mạng pha tạp

1.2.1.2. Hàm sóng và phổ năng lượng của điện tử trong hố lượng tử .

1.2.1.3. Hàm sóng và phổ năng lượng của electron trong dây lượng tử hình trụ.

1.2.2. Sự giam cầm của phonon

1.2.2.1. Sự giam cầm của phonon trong các hệ hai chiều

a) Trong siêu mạng pha tạp

b) Trong hố lượng tử

1.2.2.2. Sự giam cầm của phonon trong các hệ một chiều.

Chương 2

ẢNH HƯỞNG CỦA PHONON GIAM CẦM LÊN HIỆU ỨNG HALL TRONG HỐ LƯỢNG TỬ

Trong chương này, tác giả sử dụng phương pháp phương trình động lượng tử để nghiên cứu Hiệu ứng Hall trong hố lượng tử khi từ trường vuông góc với mặt phẳng chuyển động tự do của điện tử. Tương

tác được xét đến là tương tác giữa điện tử giam cầm - phonon âm giam cầm và tương tác giữa điện tử giam cầm - phonon quang giam cầm.

2.1. Biểu thức giải tích của từ trở, tenxơ độ dẫn Hall và hệ số Hall

2.1.1. Trường hợp tương tác điện tử giam cầm và phonon âm giam cầm.

Xét hố lượng tử vuông góc cao vô hạn theo phương z, với độ rộng hố là L , được đặt trong một từ trường, một điện trường không đổi $\vec{E}_1(t) = (E_1, 0, 0)$ và một trường laser với vector cường độ điện trường. Biểu thức giải tích của từ trở Hall và hệ số Hall.

$$R_H^{HLT(A)} = -\frac{1}{B} \frac{\sigma_{yx}^{HLT(A)}}{\sigma_{xx}^{HLT(A)^2} + \sigma_{yx}^{HLT(A)^2}}, \quad (2.40)$$

$$\rho_{xx}^{HLT(A)} = \frac{\sigma_{xx}^{HLT(A)}}{\sigma_{xx}^{HLT(A)^2} + \sigma_{yx}^{HLT(A)^2}}, \quad (2.41)$$

$$\sigma_{xx}^{HLT(A)} = \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \left\{ a + b \left[1 - \omega_c^2 \tau^2 \right] \right\}, \quad \sigma_{yx}^{HLT(A)} = -\frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} (a + 2b) \omega_c \tau.$$

$$a = \sum_{N,n} \frac{e^2 L_y (\varepsilon_{N,n} - \varepsilon_F)}{2\pi m_e \hbar^2 v_d}, \quad (2.19)$$

$$b = \frac{4\pi e^2}{m_e^2} \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \sum_{N',N,n,m} (b_1 + b_2 + b_3 + b_4) \quad (2.25)$$

$$b_1 = \frac{\xi^2 L_y |I_{n,n'}^m|^2}{2(2\pi)^2 \beta \rho v_s^2 \hbar^4 L^2 v_d^2 \omega_c} \frac{eB\Delta\bar{x}}{\hbar} (\varepsilon_{N,n} - \varepsilon_F) \left\{ 1 + 2 \sum_{s=1}^{\infty} (-1)^s e^{\frac{-2\pi s \Gamma}{\hbar \omega_c}} \cos(2\pi s \bar{\varepsilon}_1) \right\} \quad (2.26)$$

$$b_2 = \frac{-\xi^2 L_y |I_{n,n'}^m|^2}{4(2\pi)^2 \beta \rho v_s^2 \hbar^4 L^2 v_d^2 \omega_c} \frac{e^2 E_0^2}{m_e^2 \Omega^4} \left(\frac{eB\Delta\bar{x}}{\hbar} \right)^3 (\varepsilon_{N,n} - \varepsilon_F) \left\{ 1 + 2 \sum_{s=1}^{\infty} (-1)^s e^{\frac{-2\pi s \Gamma}{\hbar \omega_c}} \cos(2\pi s \bar{\varepsilon}_1) \right\} \quad (2.27)$$

$$b_3 = \frac{-\xi^2 L_y |I_{n,n'}^m|^2}{8(2\pi)^2 \beta \rho v_s^2 \hbar^4 l^2 v_d^2 \omega_c m_e^2 \Omega^4} \left(\frac{eB\Delta x}{\hbar} \right)^3 (\varepsilon_{N,n} - \varepsilon_F) \left\{ 1 + 2 \sum_{s=1}^{\infty} (-1)^s e^{-\frac{2\pi s \Gamma}{\hbar \omega_c}} \cos(2\pi s \bar{\varepsilon}_2) \right\} \quad (2.28)$$

$$b_4 = \frac{-\xi^2 L_y |I_{n,n'}^m|^2}{8(2\pi)^2 \beta \rho v_s^2 \hbar^4 l^2 v_d^2 \omega_c m_e^2 \Omega^4} \left(\frac{eB\Delta x}{\hbar} \right)^3 (\varepsilon_{N,n} - \varepsilon_F) \left\{ 1 + 2 \sum_{s=1}^{\infty} (-1)^s e^{-\frac{2\pi s \Gamma}{\hbar \omega_c}} \cos(2\pi s \bar{\varepsilon}_3) \right\} \quad (2.29)$$

$$\begin{aligned} \Delta \bar{x} &= \left(\sqrt{N + \frac{1}{2}} + \sqrt{N + 1 + \frac{1}{2}} \right) \frac{l}{2}; & \bar{\varepsilon}_1 &= \frac{\hbar^2 \pi^2 (n^2 - n'^2) + eE_1 \Delta \bar{x}}{2m_e L^2 \hbar \omega_c}; \\ \bar{\varepsilon}_2 &= \frac{\hbar^2 \pi^2 (n^2 - n'^2) + eE_1 \Delta \bar{x} - \hbar \Omega}{\hbar \omega_c}; & \bar{\varepsilon}_3 &= \frac{\hbar^2 \pi^2 (n^2 - n'^2) + eE_1 \Delta \bar{x} + \hbar \Omega}{\hbar \omega_c} \end{aligned} \quad (2.30)$$

2.1.2. Trường hợp tương tác điện tử giam cầm và phonon quang giam cầm.

Biểu thức giải tích của Hệ số Hall ngang và các thành phần của tenxo độ dẫn Hall ngang:

$$R_H^{HLT(0)} = -\frac{1}{B} \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{zz}^2}; \sigma_{xx}^{HLT(0)} = \frac{\tau}{\{1 + \omega_c^2 \tau^2\}} \left\{ a + \frac{be\tau}{m^*} [1 + \omega_c^2 \tau^2]^{-1} [1 - \omega_c^2 \tau^2] \right\}; \quad (2.51)$$

$$\sigma_{zz}^{HLT(0)} = \frac{\tau}{\{1 + \omega_c^2 \tau^2\}} \left\{ a + \frac{be\tau}{m^*} [1 + \omega_c^2 \tau^2]^{-1} [1 - \omega_c^2 \tau^2] \right\}$$

$$a = \frac{e^2 L_x}{2\pi m^* \hbar} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha \beta}} \sum_N \exp \left\{ \beta \left[\varepsilon_F - (N + 1/2) \hbar \omega_p + \frac{e^2 E_1^2}{2m^* \omega_p^2} + \frac{\gamma^2}{4\alpha} \right] \right\}; \alpha = \frac{\hbar^2}{m^*} \left(1 - \frac{\omega_c^2}{\omega_p^2} \right); \quad (2.52)$$

$$b = \frac{\beta A L_x e N_o}{16\pi^2 \alpha^2 m^* \hbar} \sum_{n,n'} I_{m'}^m J_{N,N'}(u) (B_1 + B_2 + B_3 + B_4 + B_5 + B_6 + B_7 + B_8) \quad (2.53a)$$

$$\begin{aligned} B_1 &= e \left[\varepsilon_F - \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_p + \frac{e^2 E_1^2}{2m^* \omega_p^2} \right] \times \exp \left[-\beta \left(\frac{C_1}{2} - \frac{\gamma^2}{4\alpha} \right) \right] \times \\ &\times \left[\alpha \left(\frac{C_1^2}{\alpha^2} \right)^{\frac{1}{4}} K_{\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta |C_1|}{2} \right) - \gamma K_0 \left(\frac{\beta |C_1|}{2} \right) + C_1 \left(\frac{C_1^2}{\alpha^2} \right)^{\frac{1}{4}} K_{\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta |C_1|}{2} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.53b)$$

$$B_2 = \frac{\theta}{2} \exp \left\{ \beta \left[\varepsilon_F - \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_p + \frac{e^2 E_1^2}{2m^* \omega_p^2} - \frac{C_1}{2} + \frac{\gamma^2}{4\alpha} \right] \right\} \times \left(K_{\frac{3}{2}} \left(\frac{\beta |C_1|}{2} \right) - \gamma \left(\frac{\beta |C_1|}{2} \right)^{\frac{1}{2}} K_1 \left(\frac{\beta |C_1|}{2} \right) + C_1 \left(\frac{C_1^2}{\alpha^2} \right)^{\frac{1}{4}} K_{\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta |C_1|}{2} \right) \right) \quad (2.53c)$$

$$B_3 = \frac{-\theta}{4} \exp \left\{ \beta \left[\varepsilon_F - \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_p + \frac{e^2 E_1^2}{2m^* \omega_p^2} - \frac{C_2}{2} + \frac{\gamma^2}{4\alpha} \right] \right\} \times \left(K_{\frac{3}{2}} \left(\frac{\beta |C_2|}{2} \right) - \gamma \left(\frac{\beta |C_2|}{2} \right)^{\frac{1}{2}} K_1 \left(\frac{\beta |C_2|}{2} \right) + C_2 \left(\frac{C_2^2}{\alpha^2} \right)^{\frac{1}{4}} K_{\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta |C_2|}{2} \right) \right) \quad (2.53d)$$

$$B_4 = \frac{-\theta}{4} \exp \left\{ \beta \left[\varepsilon_F - \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_p + \frac{e^2 E_1^2}{2m^* \omega_p^2} - \frac{C_3}{2} + \frac{\gamma^2}{4\alpha} \right] \right\} \times \left(K_{\frac{3}{2}} \left(\frac{\beta |C_3|}{2} \right) - \gamma \left(\frac{\beta |C_3|}{2} \right)^{\frac{1}{2}} K_1 \left(\frac{\beta |C_3|}{2} \right) + C_3 \left(\frac{C_3^2}{\alpha^2} \right)^{\frac{1}{4}} K_{\frac{1}{2}} \left(\frac{\beta |C_3|}{2} \right) \right) \quad (2.53e)$$

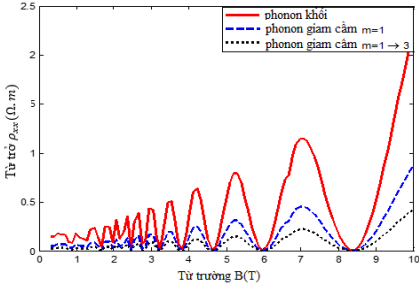
$$B_5 = B_1(C_1 \rightarrow D_1), \quad B_6 = B_2(C_1 \rightarrow D_1), \quad B_7 = B_3(C_2 \rightarrow D_2), \quad B_8 = B_4(C_3 \rightarrow D_3) \quad (2.53f)$$

Từ trở, tenxo độ dẫn Hall và hệ số Hall phụ thuộc vào trường ngoài, nhiệt độ của hệ, độ rộng của hố lượng tử và đặc biệt là chỉ số lượng tử đặc trưng cho sự giam cầm của phonon.

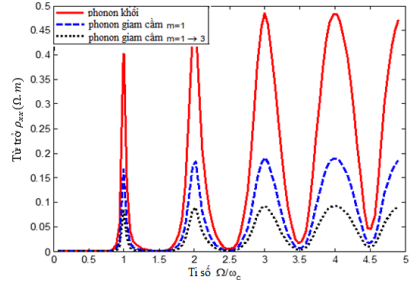
2.2. Kết quả tính số, vẽ đồ thị và thảo luận

Khảo sát và vẽ đồ thị sự phụ thuộc của từ trở, tenxo độ dẫn Hall và hệ số Hall vào các đại lượng đặc trưng của hệ cho trường hợp phonon âm giam cầm và phonon quang giam cầm.

a. Ảnh hưởng sự giam cầm của phonon âm



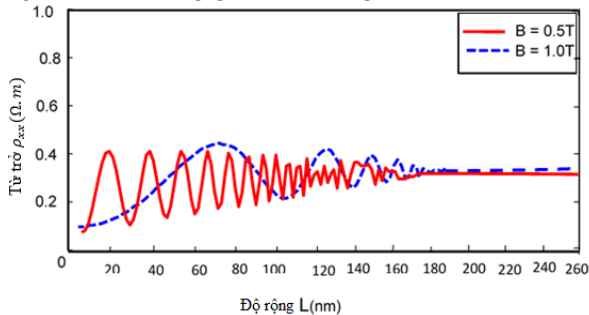
Hình 2.1: Sự phụ thuộc của từ trở ρ_{xx} vào từ trường B ($E = 3.10^5 V/m$, $L = 15nm$)



Hình 2.2: Sự phụ thuộc của từ trở ρ_{xx} vào tỷ số Ω/ω_c ($E = 10^7 V/m$, $L = 15nm$)

Đồ thị hình 2.1 cho thấy sự xuất hiện các dao động kiểu Shubnikov – de Haas trong từ trở. Khi có phonon giam cầm thì biên độ của dao động từ trở sẽ giảm dần. Ảnh hưởng của phonon âm giam cầm càng mạnh thì biên độ của dao động từ trở sẽ giảm càng sâu. Với $B > 8T$ thì biên độ dao động của từ trở giảm khoảng 3 lần.

Đồ thị hình 2.2 cho thấy rất rõ các giá trị cực đại tại $\Omega/\omega_c = 1, 2, 3, \dots$ và các giá trị cực tiểu tại $\Omega/\omega_c = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2, \dots$. Trong trường hợp phonon không giam cầm thì biên độ của dao động từ trở là lớn. Khi có ảnh hưởng của phonon âm giam cầm thì biên độ của dao động từ trở giảm dần. Ảnh hưởng của phonon âm giam cầm càng mạnh thì biên độ của dao động từ trở lại càng giảm sâu và giảm sâu nhất khoảng 2,5 lần.

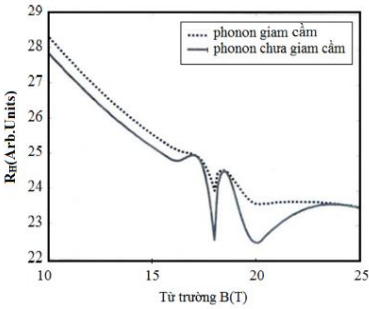


Hình 2.3: Sự phụ thuộc của từ trở ρ_{xx} vào độ rộng của hố lượng tử tại các giá trị khác nhau của từ trường B với $T=4K$ và $E_0 = 2.10^5 V/m$.

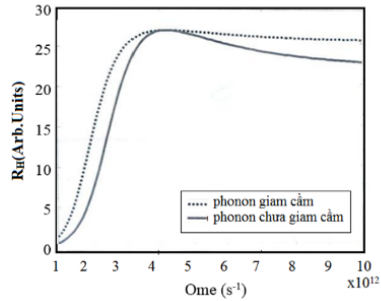
$$E_1 = 3.10^5 V/m$$

Đồ thị hình 2.3 mô tả sự phụ thuộc của từ trở vào độ rộng L của hố lượng tử tại từ trường B các giá trị khác nhau. Kết quả khi chiều rộng của hố lượng tử nhỏ hơn, dao động Shubnikov - de Haas rõ ràng hơn và khi chiều rộng của hố tương đối lớn ($L \geq 180 \text{ nm}$), dao động biên độ của từ trở không còn tồn tại, giống như ở bán dẫn khối thông thường.

b. Ảnh hưởng sự giam cầm của phonon quang



Hình 2.4. Sự phụ thuộc của hệ số Hall ngang vào từ trường



Hình 2.5. Sự phụ thuộc của hệ số Hall ngang vào tần số của bức xạ laser

Đồ thị hình 2.4 biểu diễn sự phụ thuộc của hệ số Hall ngang vào từ trường là phi tuyến cho cả hai trường hợp phonon quang giam cầm và phonon quang chưa giam cầm. Đặc biệt, xuất hiện hai đỉnh cộng hưởng của hệ số Hall ngang tại vị trí có từ trường $B = 18,5 \text{ T}$ và $20,5 \text{ T}$. Đỉnh cộng hưởng trong trường hợp phonon quang giam cầm cao hơn trường hợp phonon quang chưa giam cầm. Khi có phonon quang giam cầm thì hệ số Hall ngang có giá trị tăng lên khoảng 5 phần trăm so với trường hợp phonon quang chưa giam cầm.

Đồ thị hình 2.5 biểu diễn sự phụ thuộc của hệ số Hall ngang vào tần số của bức xạ laser trong trường hợp phonon quang giam cầm và phonon quang chưa giam cầm là phi tuyến. Giá trị của hệ số Hall tăng nhanh khi giá trị của tần số của bức xạ laser (từ 1.10^{12} s^{-1} đến 4.10^{12} s^{-1}) và giảm giá trị khi tần số của bức xạ laser (tăng từ 4.10^{12} s^{-1} đến $10.10^{12} \text{ s}^{-1}$). Kết quả cho thấy hệ số Hall tăng khoảng 20 phần trăm trong trường hợp có phonon quang giam cầm.

Chương 3

ẢNH HƯỞNG CỦA PHONON GIAM CẦM LÊN HIỆU ỨNG HALL TRONG SIÊU MẠNG PHA TẠP

Trong chương này tác giả thiết lập phương trình động lượng tử cho điện tử trong siêu mạng pha tạp dưới ảnh hưởng của phonon âm giam cầm khi có mặt điện trường không đổi, từ trường không đổi và sóng điện từ cao tần, giải phương trình động lượng tử, tính dòng Hall và từ đó thu được biểu thức giải tích của tenxo độ dẫn Hall và hệ số Hall.

3.1. Biểu thức giải tích của từ trở, tenxo độ dẫn Hall và hệ số Hall

Biểu thức giải tích của từ trở Hall, Hệ số Hall

$$\rho_{xx}^{SMPT(A)} = \frac{\sigma_{xx}^{SMPT(A)}}{\sigma_{xx}^{SMPT(A)^2} + \sigma_{yx}^{SMPT(A)^2}}, \quad (3.22)$$

$$R_H^{SMPT(A)} = -\frac{1}{B} \frac{\sigma_{yx}^{SMPT(A)}}{\sigma_{xx}^{SMPT(A)^2} + \sigma_{yx}^{SMPT(A)^2}} \quad (3.23)$$

$$\sigma_{xx}^{SMPT(A)} = \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \left\{ a + b \left[1 - \omega_c^2 \tau^2 \right] \right\}, \quad (3.24)$$

$$\sigma_{yx}^{SMPT(A)} = -\frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} (a + 2b) \omega_c \tau. \quad (3.25)$$

$$a = \sum_{N,n} \frac{e^2 L_y}{2\pi m_e \hbar \alpha} (\varepsilon_{N,n} - \varepsilon_F)$$

$$b = \sum_{N',n',N,n,m} \frac{4\pi e^2}{m_e^2} \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} (b_1 + b_2 + b_3 + b_4). \quad (3.26)$$

Trong đó:

$$b_1 = \gamma \frac{eB\bar{\Delta}x}{\hbar} \left(1 + 2 \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s e^{-2\pi s \left(\frac{\Gamma}{\hbar\omega_c} \right)} \cos[2\pi s \bar{\varepsilon}_1] \right), \quad (3.27)$$

$$b_2 = -\frac{\gamma\theta}{2} \left(\frac{eB\bar{\Delta}x}{\hbar} \right)^3 \left(1 + 2 \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s e^{-2\pi s \left(\frac{\Gamma}{\hbar\omega_c} \right)} \cos[2\pi s \bar{\varepsilon}_1] \right), \quad (3.28)$$

$$b_3 = -\frac{\gamma\theta}{4} \left(\frac{eB\bar{\Delta}x}{\hbar} \right)^3 \left(1 + 2 \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s e^{-2\pi s \left(\frac{\Gamma}{\hbar\omega_c} \right)} \cos[2\pi s \bar{\varepsilon}_2] \right), \quad (3.29)$$

$$b_4 = -\frac{\gamma\theta}{4} \left(\frac{eB\bar{\Delta}x}{\hbar} \right)^3 \left(1 + 2 \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s e^{-2\pi s \left(\frac{\Gamma}{\hbar\omega_c} \right)} \cos[2\pi s \bar{\varepsilon}_3] \right). \quad (3.30)$$

$$\text{với: } \gamma = \frac{AL_y |I_{n,n}^m|^2 (\varepsilon_{N,n} - \varepsilon_F)}{(2\pi)^2 \beta \hbar^4 v_s v_d^2 l^2 \omega_c}, \quad \theta = \frac{e^2 E_0^2}{m_e^2 \Omega^4}, \quad \bar{\Delta}x = \frac{e \cdot E_1}{\hbar v_d q_y},$$

$$\bar{\varepsilon}_1 = \frac{(n-n')\hbar\omega_p + eE_1\bar{\Delta}x}{\hbar\omega_c}, \quad \bar{\varepsilon}_2 = \frac{(n-n')\hbar\omega_p + eE_1\bar{\Delta}x - \hbar\Omega}{\hbar\omega_c}$$

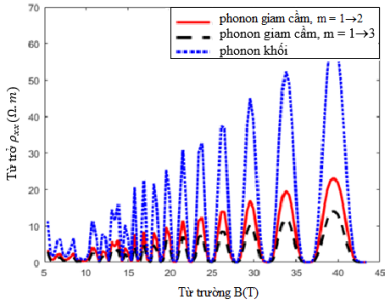
$$\bar{\varepsilon}_3 = \frac{(n-n')\hbar\omega_p + eE_1\bar{\Delta}x + \hbar\Omega}{\hbar\omega_c}. \quad (3.31)$$

Biểu thức giải tích của từ trở Hall và hệ số Hall trong siêu mạng pha tạp với cơ chế tán xạ điện tử - phonon âm giam cầm phụ thuộc vào từ trường B, tần số Ω và biên độ E của bức xạ laser, nhiệt độ của hệ T,

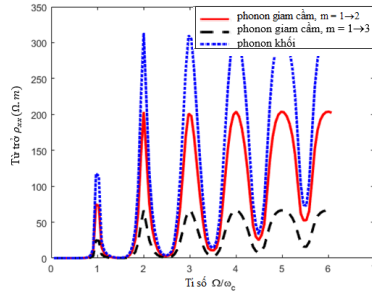
độ dày d và đặc biệt là các chỉ số lượng tử m đặc trưng cho sự giam cầm của phonon. Khi m tiến tới không chúng ta thu được kết quả như trường hợp phonon không giam cầm.

3.2. Kết quả tính số, vẽ đồ thị và thảo luận

Các đồ thị kết quả tính số bằng chương trình phần mềm Matlab cho thấy sự phụ thuộc của hệ số Hall vào từ trường B , cường độ trường laser E , tần số Ω và nhiệt độ T .



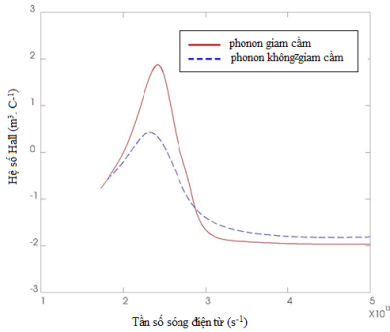
Hình 3.1. Sự phụ thuộc của từ trở vào từ trường B trong siêu mạng pha tạp với $E=10^5 \text{V/m}$, $T=100\text{K}$, $d=20\text{nm}$, $n_D=10^{23} \text{m}^{-3}$



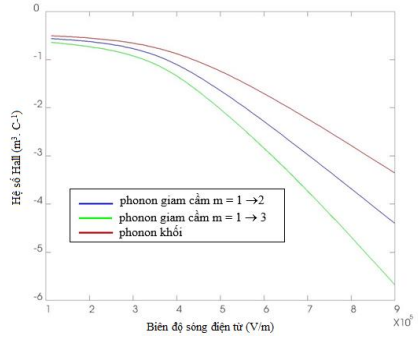
Hình 3.2. Sự phụ thuộc của từ trở vào tỉ số Ω / ω_c với $E=10^7 \text{V/m}$, $d=20\text{nm}$, $n_D=3.85 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$, $T=2\text{K}$, $B=3\text{T}$,

Trong đồ thị ở hình 3.1 có sự xuất hiện các dao động trong từ trở Hall. Biên độ dao động của từ trở Hall giảm khi có phonon âm giam cầm. Đặc biệt, mức độ giam cầm càng mạnh thì biên độ của dao động sẽ giảm càng sâu.

Đồ thị trên hình 3.2 cho thấy biên độ của dao động từ trở giảm khi mức độ giam giữ phonon âm giam cầm tăng lên. Tại các giá trị nguyên $\Omega / \omega_c = 1, 2, 3, 4, 5, \dots$ thì tỉ số này đạt giá trị cực đại, tại các giá trị bán nguyên $\Omega / \omega_c = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2, \dots$ thì tỉ số này đạt giá trị cực tiểu.



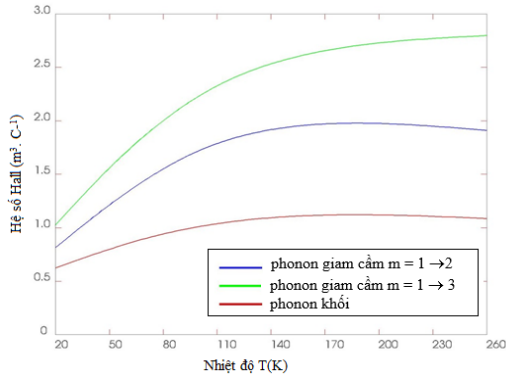
Hình 3.3. Sự phụ thuộc của hệ số Hall vào tần số sóng điện từ trong siêu mạng pha tạp với $E=10^5 \text{V/m}$, $T=100\text{K}$, $d=20\text{nm}$, $n_D=10^{23} \text{m}^{-3}$.



Hình 3.4. Sự phụ thuộc của hệ số Hall vào cường độ trường laser E_0 trong siêu mạng pha tạp với $T=100\text{K}$, $d=20\text{nm}$, $n_D=10^{23} \text{m}^{-3}$.

Đồ thị hình 3.3 cho thấy hệ số Hall phụ thuộc phi tuyến vào tần số sóng điện từ. Ở tần số nhỏ hệ số Hall tăng nhanh khi tần số tăng và đạt giá trị cực đại rồi giảm mạnh. Khi tần số sóng điện từ tiếp tục tăng thì hệ số Hall bão hòa. Ngoài ra, hệ số Hall trong trường hợp phonon giam cầm lớn hơn rất nhiều so với trường hợp phonon không giam cầm. Điều này cho thấy ảnh hưởng mạnh mẽ của hệ số Hall vào tần số sóng điện từ khi có mặt phonon âm giam cầm.

Đồ thị hình 3.4 mô tả sự phụ thuộc của hệ số Hall vào cường độ trường laser E_0 trong siêu mạng pha tạp. Ta thấy hệ số Hall giảm khi cường độ trường laser E_0 tăng và bắt đầu giảm mạnh khi cường độ E_0 vào khoảng 4.10^{15}V/m trở đi. Sự xuất hiện của phonon giam cầm làm cho độ lớn của hệ số Hall giảm và giảm càng sâu khi mức độ giam cầm tăng lên.



Hình 3.5. Sự phụ thuộc của hệ số Hall vào nhiệt độ T trong siêu mạng pha tạp với $E=10^5$ V/m, $d=20$ nm, $n_D=10^{23}$ m⁻³

Đồ thị hình 3.5 mô tả sự phụ thuộc của hệ số Hall vào nhiệt độ T trong siêu mạng pha tạp. Ta thấy hệ số Hall tăng khi nhiệt độ tăng và tăng mạnh ở nhiệt độ thấp (< 100 K). Đối với trường hợp không có phonon âm giam cầm, hệ số Hall chỉ tăng nhẹ khi nhiệt độ tăng và có giá trị thấp hơn trong trường hợp có sự giam cầm phonon âm. Khi mức độ giam giữ phonon âm tăng lên thì hệ số Hall cũng tăng.

Chương 4

ẢNH HƯỞNG CỦA PHONON GIAM CẦM LÊN HIỆU ỨNG HALL TRONG DÂY LƯỢNG TỬ HÌNH TRỤ VỚI HỐ THỂ CAO VÔ HẠN

Trong chương này, tác giả sử dụng phương pháp phương trình động lượng tử nghiên cứu hiệu ứng Hall trong dây lượng tử một chiều được đặt trong trường Laser $\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \sin(\Omega t)$ (trong đó E_0 và Ω là biên độ và tần số của sóng điện từ mạnh) điện trường không đổi $\vec{E} = (0, 0, E_1)$ và từ trường không đổi $\vec{B} = (B, 0, 0)$.

4.1. Biểu thức giải tích của tenxo độ dẫn Hall và hệ số Hall

4.1.1. Ảnh hưởng sự giam cầm của phonon âm.

Biểu thức giải tích của hệ số Hall và các thành phần của tenxo độ dẫn:

$$R_H^{DLT(A)} = -\frac{1}{B} \frac{\sigma_{xz}^{DLT(A)}(T, B, m_1, m_2)}{\sigma_{xx}^{DLT(A)}(T, B, m_1, m_2) + \sigma_{zz}^{DLT(A)}(T, B, m_1, m_2)} \quad (4.11)$$

$$\sigma_{zz}^{DLT(A)}(T, B, m_1, m_2) = \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \{a(T, B) + b(T, B, m_1, m_2)[1 - \omega_c^2 \tau^2]\} \quad (4.12)$$

$$\sigma_{xx}^{DLT(A)}(T, B, m_1, m_2) = \frac{-\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} (a(T, B) + b(T, B, m_1, m_2)) \omega_c \tau \quad (4.13)$$

$$a(T, B) = \frac{L_z}{2\pi} \sqrt{\pi} \frac{e\beta}{m^2} \frac{\tau_0}{1 + \omega_c^2 \tau_0^2} \times \quad (4.14)$$

$$\times \exp \left\{ \beta \left[\varepsilon_F - \hbar \omega_c \left(N + \frac{n}{2} + \frac{l}{2} + \frac{1}{2} \right) + \frac{e^2 E_1^2}{2m\omega_c^2} \right] \right\} \left(\frac{2m}{\beta} \right)^{3/2} \frac{\sqrt{\pi}}{2}$$

$$b(T, B, m_1, m_2) = \frac{2\pi e^2}{m^2} \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} b_0 ; \quad (4.15)$$

$$b_0(T, B, m_1, m_2) = S_1(T, B, m_1, m_2) + S_2(T, B, m_1, m_2) + S_3(T, B, m_1, m_2) + \quad (4.16)$$

$$+ S_4(T, B, m_1, m_2) + S_5(T, B, m_1, m_2) + S_6(T, B, m_1, m_2) + S_7(T, B, m_1, m_2) + S_8(T, B, m_1, m_2)$$

$$S_1(T, B, m_1, m_2) = \sum_{\gamma_1, \gamma_2, m_1, m_2} \frac{L_z \beta}{2\pi} \frac{m \xi^2}{2\rho v_s V} \frac{k_B T}{\omega_c} \exp \left\{ \beta \left[\varepsilon_F - \hbar \omega_c \left(N_1 + \frac{n}{2} + \frac{l}{2} + \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{eE_1}{\omega_c} \right)^2 \right] \right\} \quad (4.17)$$

$$\times \frac{1}{2\pi} \left[-\frac{1}{2} \exp \left(-\frac{\beta B_1}{2} \right) (4m^2 B_1^2)^{1/2} K_{3/2} \left(\frac{\beta B_1}{2} \right) - B_1 m \times \exp \left(-\frac{\beta B_1}{2} \right) (4m^2 B_1^2)^{1/4} K_{1/2} \left(\frac{\beta B_1}{2} \right) \right]$$

$$S_2(T, B, m_1, m_2) = \sum_{\gamma_1, \gamma_2, m_1, m_2} \frac{L_z \beta}{16\pi^2} \frac{\xi^2}{\rho v_s V} \frac{k_B T}{\omega_0} \frac{e^2 E_0}{m^2 \Omega^2} e^{\beta(\varepsilon_F - \varepsilon_{\gamma_1} - B_1/2)m^2} \quad (4.18)$$

$$\times \left[-\frac{5}{2} B_1^{5/2} m^{3/2} K_{3/2} \left(\frac{\beta B_1}{2} \right) - \frac{5}{2} B_1^{5/2} m^{3/2} K_{5/2} \left(\frac{\beta B_1}{2} \right) \right]$$

$$S_3(T, B, m_1, m_2) = \sum_{\gamma_1, \gamma_2, m_1, m_2} \frac{\xi^2 k_B \beta T L_z}{32\rho v_s V \pi^2 \omega_0} \frac{e^2 E_0^2}{\Omega^3} e^{\beta(\varepsilon_F - \varepsilon_{\gamma_1})} \times \left\{ \begin{aligned} & \left[-\frac{1}{2} (2mB_1 - 2m\Omega)^{5/2} K_{5/2} \left(\frac{\beta B_1}{2} - \frac{\beta \Omega}{2} \right) \right] - \\ & \left[B_1 (2mB_1 - 2m\Omega)^{3/2} K_{3/2} \left(\frac{\beta B_1}{2} - \frac{\beta \Omega}{2} \right) \right] - \\ & \left[\Omega (2mB_1 - 2m\Omega)^{3/2} K_{3/2} \left(\frac{\beta B_1}{2} - \frac{\beta \Omega}{2} \right) \right] \end{aligned} \right\} \quad (4.19)$$

$$S_4(T, B, m_1, m_2) = \sum_{\gamma_1, \gamma_2, m_1, m_2} \frac{\xi^2 k_B T \beta}{32 \rho v_s V \omega_0} \frac{e^2 E_0^2 L_z}{\Omega^3 \pi^2} e^{\beta(\varepsilon_F - \varepsilon_{\gamma_1} - B_1^2/4 - \Omega/2)} \times \left\{ \begin{aligned} & -\frac{1}{2m} (2B_1 m - 2\Omega m)^{5/2} K_{5/2} \left(\frac{\beta B_1}{2} - \frac{\beta \Omega}{2} \right) \\ & - (2B_1 m + 2\Omega m)^{3/2} K_{3/2} \left(\frac{\beta B_1}{2} - \frac{\beta \Omega}{2} \right) \\ & - (2B_1 m + 2\Omega m)^{3/2} K_{3/2} \left(\frac{\beta B_1}{2} - \frac{\beta \Omega}{2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (4.20)$$

$$S_5(T, B, m_1, m_2) = \sum_{\gamma_1, \gamma_2, m_1, m_2} \frac{\xi^2 m^2 k_B T \beta}{8 \rho v_s V \omega_0} \frac{L_z}{\pi^2} e^{\beta(\varepsilon_F - \varepsilon_{\gamma_1})} \times \left\{ -\frac{\beta B_1}{2} (2m B_1)^{3/2} K_{3/2} \left(\frac{\beta B_1}{2} \right) + B_1 (2m B_1^{3/2}) K_{1/2} \left(\frac{\beta B_1}{2} \right) \right\} \quad (4.21)$$

$$S_6(T, B, m_1, m_2) = \sum_{\gamma_1, \gamma_2, m_1, m_2} \frac{\xi^2 k_B T \beta}{16 \rho v_s V} \frac{e^2 E_0^2 L_z}{\Omega^4 \pi^2} e^{\beta(\varepsilon_F - \varepsilon_{\gamma_1} - B_1/2)} \times \left\{ \frac{1}{2m} (4B_1^2 m^2)^{5/4} K_{5/2} (8\beta B_2) + B_1 (4B_1^2 m^2)^{1/4} K_{1/2} (8\beta B_2) \right\} \quad (4.22)$$

$$S_7(T, B, m_1, m_2) = \sum_{\gamma_1, \gamma_2, m_1, m_2} \frac{\xi^2 k_B T \beta}{32 \rho v_s V \omega_0} \frac{e^2 E_0^2 L_z}{\Omega^2 \pi^2} e^{\beta(\varepsilon_{\gamma_2} - \varepsilon_{\gamma_1})} \times \quad (4.23)$$

$$\left\{ -\frac{1}{2m} (\Omega m - B_1 m)^{5/2} K_5 (|\beta \Omega - \beta B_1|) - (B_1 - \Omega) |\Omega m - B_1 m|^{3/4} K_{3/2} (2|\beta \Omega - \beta B_1|) \right\}$$

$$S_8(T, B, m_1, m_2) = \sum_{\gamma_1, \gamma_2, m_1, m_2} \frac{\xi^2 k_B T \beta}{32 \rho v_s V \omega_0} \frac{e^2 E_0^2 L_z}{\Omega^2 \pi^2} e^{\beta(\varepsilon_{\gamma_2} - \varepsilon_{\gamma_1})} \times \left\{ -\frac{\beta m}{2} (\Omega + B_1) K_1 (\beta \Omega + \beta B_1) - (\beta B_1 \Omega m^2) K_0 (\beta \Omega + \beta B_1) \right\} \quad (4.24)$$

$$B_1 = \varepsilon_{\gamma_2} - \varepsilon_{\gamma_1} + \omega_{m_1, m_2}; \quad B_2 = \varepsilon_{\gamma_2} - \varepsilon_{\gamma_1} - \omega_{m_1, m_2} \quad (4.25)$$

Biểu thức giải tích cho hệ số Hall trong dây lượng tử hình trụ với hỏ thé cao vô hạn với cơ chế tán xạ điện tử - phonon âm giam cầm. phụ thuộc vào từ trường B, tần số Ω và biên độ E_0 của bức xạ laser, nhiệt độ T của hệ và đặc biệt là ảnh hưởng của các chỉ số lượng tử giam cầm của phonon m_1, m_2 . Khi chỉ số lượng tử m_1, m_2 tiến về không, chúng ta thu được kết quả giống như trường hợp của phonon không giam cầm.

4.1.2. Ảnh hưởng sự giam cầm của phonon quang.

Biểu thức giải tích của hệ số Hall và các thành phần của tenxo độ dẫn

$$R_H^{DLT(0)} = -\frac{1}{B} \frac{\sigma_{yx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yx}^2} \quad (4.27)$$

$$\text{Với } \sigma_{xx}^{DLT(0)} = \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \{a + b[1 - \omega_c^2 \tau^2]\};$$

$$\sigma_{yx}^{DLT(0)} = \frac{-\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} (a + b) \omega_c \tau \quad (4.28)$$

$$a = \frac{L_z}{2\pi} \frac{e\beta\hbar}{m^2} \frac{\tau_0}{1+\omega_c^2\tau_0^2} \exp\left\{\beta\left[\varepsilon_F - \hbar\omega_c\left(N + \frac{n}{2} + \frac{l}{2} + \frac{1}{2}\right) + \frac{e^2E_1^2}{2m\omega_c^2}\right]\right\} \left(\frac{2m}{\beta\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad (4.29)$$

$$\mathbf{b} = \frac{e}{m} \frac{\tau}{1+\omega_c^2\tau^2} \mathbf{b}_0;$$

$$b_0 = \frac{2\pi ie}{m} \sum_{\gamma_1, \gamma_2, m_1, m_2} \left(I_{\gamma_1, \gamma_2}^{m_1, m_2}\right)^2 (A_1 - A_2 + A_3 + A_4 - A_5 + A_6 + A_7 - A_8) \quad (4.30)$$

$$A_1 = \frac{L_z}{2\pi} \frac{me^2\omega_0}{2\varepsilon_0V} \left(\frac{1}{X_\infty} - \frac{1}{X_0}\right) e^{\beta\left[\varepsilon_F - \omega_c(N_1+n/2+1/2+1/2)+1/2(eE_1/\omega_c)^2\right]} \frac{1}{2\pi} \frac{k_B T}{\omega} \quad (4.31)$$

$$\left[2q_{m_1, m_2}^2 m^2 A_{11}^2 \exp\left(-\frac{\beta A_{11}}{2}\right) K_{-2}\left(\frac{\beta A_{11}}{2}\right) + 8A_{11}^4 m^4 q_{m_1, m_2}^2 \exp\left(-\frac{\beta A_{11}}{2}\right) K_{-3}\left(\frac{\beta A_{11}}{2}\right) - mA_{11} \exp\left(-\frac{\beta A_{11}}{2}\right) K_{-1}\left(\frac{\beta A_{11}}{2}\right) - 4m^3 A_{11}^3 \exp\left(-\frac{\beta A_{11}}{2}\right) K_{-2}\left(\frac{\beta A_{11}}{2}\right)\right]$$

$$A_2 = \frac{L_z\beta}{4\pi^2} \frac{e^2\omega_0}{2\varepsilon_0V} \frac{e^2E_0^2}{2\Omega^2} \left(\frac{1}{X_\infty} - \frac{1}{X_0}\right) e^{\beta\left[\varepsilon_F - \omega_c(N+n/2+1/2+1/2)+1/2(eE_1/\omega_c)^2\right]} \left[\frac{q_{m_1, m_2}^2}{2m} K_{-2}\left(\frac{\beta A_{11}}{2}\right) + \frac{q_{m_1, m_2}^2}{2m} K_0\left(\frac{\beta A_{11}}{2}\right) - A_{11}\left(\frac{\beta A_{11}}{2}\right) - A_{11}\left(\frac{\beta A_{11}}{2}\right)\right] \quad (4.32)$$

$$A_3 = \frac{L_z}{4\pi} \frac{e^4E_0^2k_B T}{8\varepsilon_0V} \left(\frac{1}{X_\infty} - \frac{1}{X_0}\right) \exp\left\{\beta\left[\varepsilon_F - \omega_{\gamma_1} - \frac{\hbar^2A_{11}}{4} + \frac{\hbar^2\Omega}{2}\right]\right\} \left[\Omega K_0\left(\frac{\beta\hbar^2|A_{11}-\Omega|}{2}\right) + \left(\frac{1}{|2mA_{11}-2m\Omega|}\right)^{3/2} K_{-3/2}\left(\frac{\beta\hbar^2|A_{11}-\Omega|}{2}\right) \Omega q_{m_1, m_2}^2 + \frac{q_{m_1, m_2}^2}{2m} K_0\left(\frac{\beta\hbar^2|A_{11}-\Omega|}{2}\right) - \frac{1}{2}|2mA_{11}-2m\Omega| K_1\left(\frac{\beta\hbar^2|A_{11}-\Omega|}{2}\right) - A_{11} K_0\left(\frac{\beta\hbar^2|A_{11}-\Omega|}{2}\right) - \left(\frac{1}{|2mA_{11}-2m\Omega|}\right)^{3/2} (\Omega q_{m_1, m_2}^2 + A_{11} q_{m_1, m_2}^2) K_{-3/2}\left(\frac{\beta\hbar^2|A_{11}-\Omega|}{2}\right) + \frac{1}{2}|2mA_{11}-2m\Omega| K_1\left(\frac{\beta\hbar^2|A_{11}-\Omega|}{2}\right)\right] \quad (4.33)$$

$$A_4 = \frac{m^2e^2k_B T}{2\varepsilon_0V} \beta \frac{e^2E_0^2}{4m^2\Omega^3} \frac{L_z}{4\pi^2} \left(\frac{1}{X_\infty} - \frac{1}{X_0}\right) \exp\left[\beta\left(\varepsilon_F - \omega_{\gamma_1} - \frac{\hbar^2A_{11}}{4} - \frac{\hbar^2\Omega}{2}\right)\right] \left[\left(q_{m_1, m_2}^2 - A_{11} - \Omega\right) K_0\left(\frac{\beta\hbar^2|A_{11}-\Omega|}{2}\right) - 2m|A_{11}-\Omega| K_1\left(\frac{\beta\hbar^2|A_{11}-\Omega|}{2}\right) + (\Omega q_{m_1, m_2}^2 + A_{11} q_{m_1, m_2}^2) K_{-1}\left(\frac{\beta\hbar^2|A_{11}-\Omega|}{2}\right)\right] \quad (4.34)$$

$$A_5 = \frac{m^2e^2k_B T}{2\varepsilon_0V} \beta \frac{e^2E_0^2}{4m^2\Omega^3} \frac{L_z}{4\pi^2} \left(\frac{1}{X_\infty} - \frac{1}{X_0}\right) \exp\left[\beta\left(\varepsilon_F - \omega_{\gamma_1} - \frac{\hbar^2B_1}{2}\right)\right] \left[\frac{\hbar^2}{2m} K_0\left(\frac{\beta\hbar^2}{2}\right) + \left(\frac{1}{2} - \frac{\hbar^2q_{m_1, m_2}^2}{4mB_1}\right) K_1\left(\frac{\beta\hbar^2}{2}\right) - \frac{q_{m_1, m_2}^2}{4B_1} K_{-2}\left(\frac{\beta\hbar^2}{2}\right)\right] \quad (4.35)$$

$$A_6 = \frac{m^2 e^2 k_B T}{2 \varepsilon_0 V} \beta \frac{e^2 E_0^2}{4 m^2 \Omega^4} \frac{L_z}{4 \pi^2} \left(\frac{1}{X_\infty} - \frac{1}{X_0} \right) \exp \left[\beta \left(\varepsilon_F - \omega_{\gamma_1} - \frac{\hbar^2 B_1}{2} \right) \right] \quad (4.36)$$

$$\left[\frac{\hbar^2 B_1}{2m} K_1 \left(\frac{\beta B_1}{2} \right) \frac{\hbar^2 q_{m_1, m_2}^2}{2m} K_0 \left(\frac{\beta B_1}{2} \right) - B_1 q_{m_1, m_2}^2 \left(\frac{1}{2B_1} \right)^{3/2} K_{-3/2} \left(\frac{\beta B_1}{2} \right) \right]$$

$$A_7 = \frac{e^2 k_B T}{2 \varepsilon_0 V} \beta \frac{e^2 E_0^2}{4 \Omega^4} \frac{L_z}{4 \pi^2} \left(\frac{1}{X_\infty} - \frac{1}{X_0} \right) \exp \left\{ \beta \left[\varepsilon_F - \omega_{\gamma_1} + \frac{\beta}{2} (B_1 + \Omega) \right] \right\} \left[\frac{\hbar^2}{2m} m |B_1 - \Omega| K_1 \right. \quad (4.37)$$

$$\left. (\beta |B_1 - \Omega|) + \left(\Omega - B_1 - \frac{\hbar^2 q_{m_1, m_2}^2}{2m} \right) K_0 (\beta |B_1 - \Omega|) + q_{m_1, m_2}^2 (\Omega - B_1) * \frac{1}{m |B_1 - \Omega|} K_{-1} (\beta |B_1 - \Omega|) \right]$$

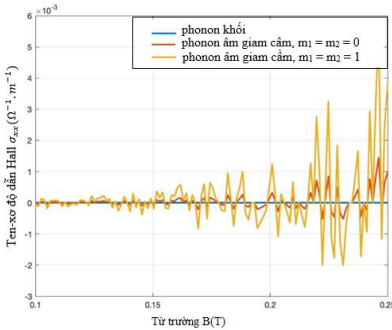
$$A_8 = \frac{e^4 k_B T}{2 \varepsilon_0 V} \beta \frac{E_0^2}{4 \Omega^3} \frac{L_z}{4 \pi^2} \left(\frac{1}{X_\infty} - \frac{1}{X_0} \right) \exp \left\{ \beta \left[\varepsilon_F - \omega_{\gamma_1} + \frac{\beta}{2} (B_1 - \Omega) \right] \right\} \left\{ -\hbar^2 (B_1 + \Omega) \right. \quad (4.38)$$

$$\left. K_1 [\beta (B_1 + \Omega)] - \left(\Omega + B_1 + \frac{\hbar^2 q_{m_1, m_2}^2}{2m} \right) K_0 [\beta (B_1 + \Omega)] - \frac{q_{m_1, m_2}^2}{m} K_{-1} [\beta |B_1 - \Omega|] \right\}$$

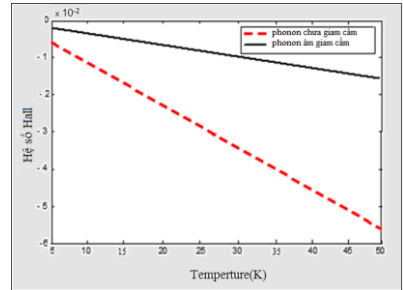
$$A_{11} = \varepsilon_{\gamma_2} - \varepsilon_{\gamma_1} + \omega_{m_1, m_2, q_z} ; B = \frac{\hbar^2 q_z^2}{2m} + \varepsilon_{\gamma_2} - \varepsilon_{\gamma_1} - \omega_{m_1, m_2, q_z} ; B_1 = \varepsilon_{\gamma_2} - \varepsilon_{\gamma_1} + \sqrt{\omega_1 - \beta q_{m_1, m_2}^2} \quad (4.39)$$

4.2. Kết quả tính số, vẽ đồ thị và thảo luận

a. Ảnh hưởng sự giam cầm của phonon âm



Hình. 4.1 Ảnh hưởng của từ trường lên tenxơ độ dẫn

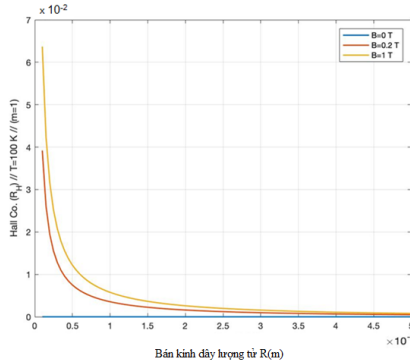


Hình. 4.2 Sự phụ thuộc của hệ số Hall vào nhiệt độ

Trên đồ thị 4.1, có thể thấy rõ ràng sự xuất hiện của các dao động được điều khiển bởi tỷ số giữa năng lượng Fermi và tần số cyclotron. Trong trường hợp có sự tham gia của phonon âm giam cầm thì ta nhận thấy có

nhiều đỉnh cộng hưởng (dao động từ trở Shubnikov - de Haas), được tạo ra nó sẽ lớn hơn và điều kiện cộng hưởng khác so với trong trường hợp phonon không giam cầm.

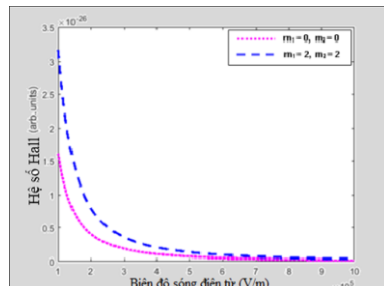
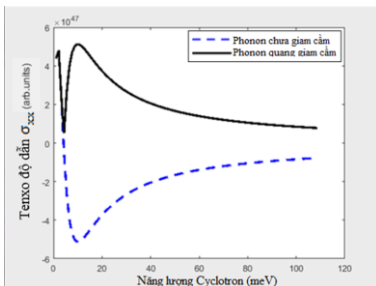
Đồ thị hình 4.2 mô tả sự phụ thuộc của hệ số Hall vào nhiệt độ trong trường hợp phonon giam cầm và không giam cầm là khác nhau. Khi phonon giam cầm, trong khoảng nhiệt độ 20K-40K, hệ số Hall tăng lên khoảng 4,95 lần



Hình 4.3 Sự phụ thuộc của hệ số Hall vào bán kính của dây lượng tử.

Đồ thị hình 4.3 mô tả sự phụ thuộc của hệ số Hall vào bán kính của dây R của dây lượng tử. Khi bán kính là nhỏ ta có thể thấy rõ sự phụ thuộc đáng kể, khi bán kính của dây tăng dần thì sự phụ thuộc của hệ số Hall giảm dần cho đến khi bán kính lớn hơn $0,5 \cdot 10^{-9}$ (m) thì hệ số Hall giảm mạnh.

b. Ảnh hưởng sự giam cầm của phonon quang



Hình 4.4 Sự phụ thuộc của tenxô độ dẫn vào năng lượng cyclotron *Hình 4.5 Sự phụ thuộc của hệ số Hall vào biên độ của sóng điện từ*

Đồ thị hình 4.4 cho thấy trong trường hợp phonon bị giam cầm nhận được nhiều đỉnh cộng hưởng hơn so với trong trường hợp phonon không giam cầm.

Đồ thị hình 4.5 biểu diễn sự phụ thuộc phi tuyến của hệ số Hall vào biên độ sóng điện từ ở các giá trị khác nhau của số chỉ số m_1, m_2 đặc trưng cho sự giam cầm của phonon. Khi biên độ sóng điện từ có giá trị nhỏ, sự giam cầm của phonon đã làm tăng hệ số Hall lên 2,3 lần so với trường hợp của phonon không giam cầm. Ngoài ra, hệ số Hall giảm khi biên độ sóng điện từ tăng và hệ số Hall đạt tới bão hòa khi biên độ này lớn. Khi số lượng tử m_1 và m_2 về 0, kết quả giống như trong trường hợp phonon không giam cầm

KẾT LUẬN

Bằng phương pháp phương trình động lượng tử, chúng tôi đã nghiên cứu ảnh hưởng của phonon giam cầm lên hiệu ứng Hall trong các bán dẫn hệ thấp chiều. (hố lượng tử, siêu mạng pha tạp, dây lượng tử hình trụ với hố thế cao vô hạn). Các kết quả chính của luận án được tóm tắt như sau:

1. Thiết lập phương trình động lượng tử cho điện tử trong hố lượng tử dưới ảnh hưởng của phonon âm giam cầm và phonon quang giam cầm khi có mặt điện trường không đổi, từ trường không đổi và sóng điện từ. Giải phương trình động lượng tử, tính dòng Hall và từ đó thu được biểu thức giải tích cho hệ số Hall và từ trở Hall trong Hố lượng tử. Các kết quả giải tích thu được cho thấy sự lượng tử hóa do giam cầm kích thước trong hố lượng tử điện tử giam cầm, phonon

giam cầm ảnh hưởng rất mạnh lên hệ số Hall cũng như từ trở Hall trong hồ lượng tử. Với ảnh hưởng của phonon âm giam cầm thu nhận được biểu thức giải tích cho sự phụ thuộc của hệ số Hall và từ trở Hall vào các tham số như biên độ E , tần số Ω của bức xạ laser, từ trường ngoài B , tỉ số Ω/ω_c , bề rộng hồ lượng tử L , nhiệt độ T của hệ và đặc biệt là chỉ số lượng tử m đặc trưng cho sự giam cầm của phonon. Khi chỉ số lượng tử m tiến đến 0 và biểu thức thừa số dạng trở về trường hợp phonon không giam cầm thì thu được kết quả cho trường hợp phonon khối trong hồ lượng tử. Khảo sát sự phụ thuộc của từ trở vào từ trường với cơ chế tán xạ điện tử giam cầm – phonon âm giam cầm – dao động Shubnikov – de Haas dưới ảnh hưởng của phonon âm giam cầm các tham số cấu trúc của hồ lượng tử cho nhiều sự khác biệt so với bài toán tương tự trong bán dẫn khối, siêu mạng và hồ lượng tử. Còn sự phụ thuộc của từ trở vào từ trường B với cơ chế tán xạ điện tử giam cầm – phonon giam cầm là phi tuyến và rất mạnh cho cả hai trường hợp phonon quang giam cầm và phonon quang chưa giam cầm. Kết quả tính số cho ta thấy sự xuất hiện rõ hai đỉnh cộng hưởng của hệ số Hall ngang tại vị trí có từ trường $B = 18,5$ T và $20,5$ T. Đỉnh cộng hưởng trong trường hợp phonon quang giam cầm cao hơn trường hợp phonon quang chưa giam cầm. Kết quả này cho thấy khi có phonon quang giam cầm thì hệ số Hall ngang có giá trị tăng lên khoảng 5 phần trăm so với trường hợp phonon quang chưa giam cầm. Ngoài ra, hệ số Hall còn phụ thuộc phi tuyến vào tần số của bức xạ laser trong cả hai trường hợp phonon quang giam cầm và phonon quang chưa giam cầm, nhưng với phonon quang giam cầm thì ảnh hưởng của tần số bức xạ laser mạnh hơn nhiều. Kết quả tính số giá trị của hệ số Hall tăng nhanh khi giá trị của tần số của bức xạ laser tăng trong khoảng (từ 1.10^{12} s⁻¹ đến 4.10^{12} s⁻¹) và giảm giá trị khi tần số của bức xạ laser tăng trong khoảng từ 4.10^{12} s⁻¹ đến 10.10^{12} s⁻¹). Kết quả cũng cho thấy hệ số Hall

ngang tăng khoảng 20 phần trăm trong trường hợp có phonon quang giam cầm.

2. Thiết lập phương trình động lượng tử cho điện tử trong siêu mạng pha tạp dưới ảnh hưởng của phonon âm giam cầm khi có mặt điện trường, từ trường và sóng điện từ. Giải phương trình động lượng tử, tính dòng Hall và từ đó ta thu được biểu thức giải tích của từ trở trong siêu mạng pha tạp. Biểu thức này phụ thuộc vào từ trường B , nhiệt độ T , độ dày d , biên độ E và tần số Ω của bức xạ laser và chỉ số lượng tử m đặc trưng cho sự giam cầm của phonon âm. Khi cho chỉ số lượng tử m tiến đến 0 và biểu thức thừa số dạng trở về phonon không giam cầm thì ta sẽ thu được kết quả cho trường hợp phonon khối trong siêu mạng pha tạp. Đồ thị khảo sát dao động Shubnikov - De Hass – sự phụ thuộc của từ trở vào từ trường dưới ảnh hưởng của phonon âm giam cầm và vào tham số của siêu mạng pha tạp GaAs: Be/GaAs: Si cho ta thấy được sự khác biệt giữa dao động Shubnikov - de Haas trong siêu mạng pha tạp khi phonon giam cầm và phonon không giam cầm. Kết quả tính toán số cho Hệ số Hall và từ trở Hall trong siêu mạng pha tạp với nồng độ pha tạp khác nhau GaAs:Be/GaAs:Si chỉ ra: Sự có mặt sóng điện từ và phonon âm giam cầm thì làm xuất hiện nhiều đỉnh cộng hưởng hơn trường hợp không có sóng điện từ và phonon không giam cầm.

3. Thiết lập phương trình động lượng tử cho điện tử trong dây lượng tử hình trụ với hố thế cao vô hạn dưới ảnh hưởng của phonon âm giam cầm khi có mặt điện trường không đổi, từ trường không đổi và sóng điện từ. Giải phương trình động lượng tử, tính dòng Hall và từ đó thu được biểu thức giải tích cho hệ số Hall và từ trở Hall trong dây lượng tử hình trụ với hố thế cao vô hạn. Biểu thức này phụ thuộc từ trường B , nhiệt độ T , bán kính dây lượng tử R , biên độ E và tần số Ω của bức xạ laser và hai chỉ số lượng tử m_1 và m_2 đặc trưng cho phonon âm giam cầm trong dây lượng tử. Kết quả tính toán số cho hệ

số Hall và từ trở Hall trong dây lượng tử hình trụ với hố thế cao vô hạn GaAs/GaAsAl cho thấy sự phụ thuộc phi tuyến của chúng vào từ trường B, nhiệt độ T và bán kính dây lượng tử. Khi kích thước của dây tăng rất lớn, tính chất dây gần như tính chất bán dẫn khối, khi đó hệ số Hall không phụ thuộc vào kích thước vật liệu. Ở miền tần số sóng điện từ nhỏ hệ số Hall phụ thuộc mạnh vào tần số.

Các kết quả thu được của luận án có thể mở rộng hướng nghiên cứu hiệu ứng Hall cho hệ bán dẫn không chiều và góp một phần hoàn thiện lý thuyết lượng tử về các hiệu ứng Hall trong hệ bán dẫn một chiều và hai chiều nói riêng và trong Vật lý bán dẫn thấp chiều nói chung; góp phần vào việc phát triển khoa học công nghệ cao, chế tạo các thiết bị điện tử siêu nhỏ, thông minh và đa năng trên cơ sở Vật lý bán dẫn thấp chiều.

CÁC CÔNG TRÌNH KHOA HỌC CỦA TÁC GIẢ

ĐÃ CÔNG BỐ LIÊN QUAN ĐẾN LUẬN ÁN

1. Le Thai Hung, Nguyen Quang Bau, Pham Ngoc Thang (2017) “The Transverse Hall Effect In A Quantum Well With High Infinite Potential In The Influence Of Confined Optical Phonons”, *VNU Journal of Science: Mathematics – Physics*, Vol. 33, No. 1, pp. 1-7, ISSN 2588-1124.
2. Le Thai Hung, Pham Ngoc Thang and Nguyen Quang Bau (2018) “Theoretical investigation of the Shubnikov – de Haas magnetoresistance oscillations in a Quantum well under the influence of confined Acoustic Phonons”, *Journal of science: Key Engineering Materials*, Vol.783, pp. 1-11, ISSN: 1662-9795. (SCOPUS)
3. Pham Ngoc Thang, Le Thai Hung, DoTuan Long and Nguyen Quang Bau (2019) “Influence of Confined Phonons on the Hall Coefficient in a Cylindrical Quantum wire with an infinite potential (for electron – confined optical phonon scattering)”, *VNU Journal of Science: Mathematics – Physics*, Vol. 35, No. 3, pp. 46 - 51, ISSN 2588-1124.
4. Pham Ngoc Thang, Do Tuan Long and Nguyen Quang Bau (2020) “Theoretical study of the influence of confined phonons and a strong electromagnetic wave on the Hall effect in an one – dimensional cylindrical quantum wire GaAs/GaAsAl”, *Materials Transactions*, Vol. 61, No. 8, pp. 1468 to 1472, ISSN: 1345-9678. (ISI)
5. Pham Ngoc Thang, Le Thai Hung and Nguyen Quang Bau (2017) “Influence of Confined Acoustic Phonons on the Shubnikov – de Haas Magnetoresistance Oscillations in a Doped Semiconductor Superlattice”, *World Academy of Science, Engineering and Technology International Journal of Physical and Mathematical Sciences* Vol.11, No:8, pp. 386 - 389, ISNI:0000000091950263.