ĐẠI HỌC QUỐC GIA HÀ NỘI

TRƯỜNG ĐẠI HỌC KHOA HỌC TỰ NHIÊN

TRẦN HẢI HƯNG

ẢNH HƯỞNG CỦA CÁC DẠNG THẾ GIAM CẦM CỦA ĐIỆN TỬ LÊN HIỆU ỨNG ETTINGSHAUSEN TRONG DÂY LƯỢNG TỬ

Chuyên ngành : Vật lí lí thuyết và vật lí toán

Mã số : 9440130.01

DỰ THẢO TÓM TẮT LUẬN ÁN TIẾN SĨ VẬT LÝ HỌC

Hà Nội – 2021

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

Người hướng dẫn khoa học: 1. PGS. TS. Nguyễn Vũ Nhân

2. PGS. TS. Hồ Quang Quý

Phản biện 1:

Phản biện 2:

Phản biện 3:

Luận án sẽ được bảo vệ trước Hội đồng cấp Đại học Quốc gia Hà Nội chấm luận án tiến sĩ họp tại

…….....
…….

…….……
……..

Vào hồi ……. giờ ……ngày …….. tháng …….. năm…..

Có thể tìm hiểu luận án tại:

- Thư viện Quốc gia Việt Nam
- Trung tâm thông tin – Thư viện, Đại học Quốc gia Hà Nội

MỞ ĐẦU

1. Lí do lựa chọn đề tài

Trong những thập niên gần đây, ngành vật lý hệ thấp chiều (vật lý nano) được nhiều nhà vật lý quan tâm bởi vì những đặc tính ưu việt mà cấu trúc tinh thể ba chiều không có được. Với sự phát triển mạnh mẽ của công nghệ chế tạo vật liệu, các nhà khoa học đã tìm ra nhiều phương pháp tạo ra các cấu trúc nano khác nhau, chẳng hạn sự phát triển của các kĩ thuật tinh vi trong nuôi tinh thể như epitaxy dòng phân tử (MBE-molecular beam epitaxy) và kết tủa hơi kim loại hóa hữu cơ (MOCID-metal organic chemical iapor deposition). Rất nhiều vật liệu có cấu trúc nano được chế tạo. Với đặc tính ưu việt của nó, hàng loạt các hiệu ứng bên trong đã và đang được nghiên cứu như: các cơ chế tán xạ điện tử-phonon, tính dẫn điện phi tuyến và tuyến tính,... Từ đó, chế tạo thành công các vật liệu quan trọng trong 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, …

Dây lượng tử là cấu trúc đặc trưng của hệ một chiều (1D). Sự giam cầm điện tử trong các dây lượng tử thay đổi đáng kể các tính chất vật lý của hệ, các hiệu ứng vật lý bên trong đã có những khác biệt so với cấu trúc ba chiều cũng như hệ hai chiều. Trong các vật liệu mới nêu trên, chuyển động của hạt dẫn bị giới hạn nghiêm ngặt dọc theo các hướng tọa độ nào đó trong một vùng rất hẹp có kích thước vào cỡ bậc của bước sóng De Broglie. Ở đây, các quy luật của cơ học lượng tử bắt đầu có hiệu lực, trước hết thông qua việc biến đổi đặc trưng cơ bản nhất của hệ điện tử là phổ năng lượng của nó. Phổ năng lượng bị gián đoạn dọc theo hướng tọa độ giới hạn. 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, 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 kĩ thuật như: Các điốt huỳnh quang điện, pin mặt trời, các loại vi mạch. Có thể sử dụng hiệu quả trong y học, cụ thể tạo ra các chíp điện tử nano đưa vào cơ thể để quan sát tiến trình phát triển nguồn bệnh chính xác từ đó tìm ra phương pháp ngăn ngừa và điều trị hiệu quả nhất... Chính bởi tính thời sự khoa học này mà việc nghiên cứu bán dẫn nói chung và bán dẫn thấp chiều nói riêng đã thu hút được sự quan tâm chú ý của nhiều nhà vật lý, cả lý thuyết và thực nghiệm [1, 2, 4, 8, 20].

Các bài toán lý thuyết thường được đặt ra đối với các hệ bán dẫn thấp chiều là xét cấu trúc điện tử (các vùng năng lượng: vùng dẫn, vùng hoá trị, các tiểu vùng do tương tác các hạt, chuẩn hạt khác, hoặc do từ trường); các tính chất quang, tính chất từ, sự tương tác của hạt tải (điện tử, lỗ trống, exiton, plasmon, …) với trường ngoài. Bên cạnh đó là các hiệu ứng động: hiệu ứng Hall, hiệu ứng âm điện, hiệu ứng Ettingshausen, hiệu ứng radio điện … Trong số các bài toán vật lý kể trên, chúng tôi đặc biệt chú ý tới các hiệu ứng động hiệu ứng Ettinghausen. Các hiệu ứng động trong bán dẫn thấp chiều xảy ra khi dưới tác động của trường ngoài (sóng điện từ, sóng âm, …), chuyển động

của các electron trong vật liệu được định hướng, từ đó làm thay đổi mật độ dòng khi mạch kín hoặc làm xuất hiện một hiệu điện thế trong điều kiện mạch hở. Hiện nay, các hiệu ứng động đã được nghiên cứu trong bán dẫn khối và cả trong một số loại bán dẫn thấp chiều bằng nhiều phương pháp khác nhau, chẳng hạn: hiệu ứng Hall [19, 23-25], hiệu ứng âm điện [9, 14, 15, 18, 22], hiệu ứng radio điện [5, 7, 10, 11, 12, 21, ...].

Các nghiên cứu về hiệu ứng từ - nhiệt - điện trên chủ yếu sử dụng phương pháp phương trình động cổ điển Boltzann. Phương pháp này có hạn chế là chỉ áp dụng trong điều kiện nhiệt độ cao. Để áp dụng cho toàn dải nhiệt độ, một số nghiên cứu đã sử dụng phương trình động lương tử với mục đích khắc phục hạn chế trên, tuy nhiên, các nghiên cứu này chủ yếu nghiên cứu trong bán dẫn dẫn khối. Các nghiên cứu sử dụng phương trình động lượng tử trong hệ thấp chiều vẫn còn hạn chế. Do những hệ thấp chiều có hàm sóng và phổ năng lượng khác với bán dẫn khối dẫn đến tính chất vật lý trong hệ thấp chiều khác với trong bán dẫn khối. Hiệu ứng Ettingshausen trong bán dẫn khối, kim loại và chất siêu dẫn đã được nghiên cứu bằng phương trình động cổ điển Boltzann và phương trình động lượng tử. Tuy nghiên các nghiên cứu bằng phương trình động lượng tử trong hệ thấp chiều đã công bố trước đây còn có chưa xét đến ảnh hưởng của sóng điện từ mạnh lên hiệu ứng.

Từ những phân tích trên, với mục đích hoàn thiện nghiên cứu lý thuyết về các hiệu ứng động trong bán dẫn thấp chiều, chúng tôi lựa chọn đề tài ***"Ảnh hưởng của các dạng thế giam cầm của điện tử lên hiệu ứng Ettingshausen trong dây lượng tử"***.

2. Mục đích nghiên cứu

- Xây dựng phương trình động lượng tử cho hàm phân bố điện tử trong dây lượng tử có kể đến sự giam cầm của điện tử và của phonon.

- Thiết lập biểu thức giải tích cho hàm phân bố không cân bằng của điện tử, tính toán mật độ dòng, tensor độ dẫn, hệ số động đặc trưng cho hiệu ứng Ettingshausen.

-Tiến hành so sánh với các kết quả trong trường hợp bán dẫn khối, trường hợp điện tử không giam cầm để thấy rõ ảnh hưởng của thế giam cầm lên hiệu ứng Ettingshausen trong hệ bán dẫn một chiều.

3. Phương pháp nghiên cứu

Trong khuôn khổ của đề tài, bài toán ảnh hưởng của các dạng thế giam cầm của điện tử lên hiệu ứng Ettingshausen trong dây lượng tử được tác giả nghiên cứu bằng phương pháp phương trình động lượng tử, đây là phương pháp đã được sử dụng cho bài toán tương tự trong bán dẫn khối cũng như các hệ bán dẫn hai chiều và đã thu được những kết quả có ý nghĩa khoa học nhất định. Kết hợp với phương pháp tính số bằng phần mềm tính số Matlab. Ảnh hưởng của các dạng thế giam cầm của điện tử lên hiệu ứng Ettingshausen trong dây lượng tử được đánh giá và thảo luận cả về định tính lẫn định lượng.

4. Nội dung nghiên cứu và phạm vi nghiên cứu

Nội dung nghiên cứu chính của luận án là: trên cơ sở các biểu thức giải tích của hàm sóng và phổ năng lượng của electron trong dây lượng tử hình trụ và hình chữ nhật với hố thế cao vô hạn khi đặt trong điện trường và từ trường vuông góc nhau, xây dựng toán tử Hamiltonian của hệ điện tử-phonon tương tác khi có thêm sóng điện từ ngoài. Từ đó thiết lập phương trình động lượng tử cho toán tử số điện tử trung bình khi giả thiết số phonon không thay đổi theo thời gian. Giải phương trình động lượng tử được số điện tử trung bình và biểu thức mật độ dòng điện. Tính biểu thức cho tensor độ dẫn điện, từ trở, hệ số Ettingshausen. Kết quả giải tích thu được thực hiện tính số, vẽ đồ thị và thảo luận đối với các mô hình dây lượng tử hình trụ, dây lượng tử hình chữ nhật cụ thể. Kết quả tính số được so sánh và bàn luận. Quá trình trên được thực hiện lần lượt với dây lượng tử hình chữ nhật với hố thế cao vô hạn, dây lượng tử hình trụ với hố thế cao vô hạn với hai loại cơ chế tán xạ là tán xạ điện tử - phonon quang, tán xạ điện tử - phonon âm. Đề tài 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, bỏ qua các số hạng bậc cao hơn hai. Hai loại phonon được xem xét là phonon quang ở miền nhiệt độ cao và phonon âm ở miền nhiệt độ thấp. Ngoài ra, đề tài chỉ xét đến các quá trình phát xạ/ hấp thụ một photon, bỏ qua các quá trình của hai photon trở lên.

5. Ý nghĩa khoa học và thực tiễn của luận án

Việc nghiên cứu ảnh hưởng của các dạng thế giam cầm của điện tử lên hiệu ứng Ettingshausen trong dây lượng tử làm hoàn chỉnh hơn các kết quả nghiên cứu lý thuyết về tính chất của bán dẫn thấp chiều. Cho phép thu nhận được nhiều thông tin về các tính chất mới của vật liệu, đặc biệt là về các thông số đặc trưng cho cấu trúc vật liệu một chiều.

Về ý nghĩa thực tiễn: Sự phụ thuộc của hệ số Ettingshausen vào các tham số đặc trưng cho cấu trúc dây lượng tử có thể được sử dụng làm thước đo, làm tiêu chuẩn 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.

Chương 1: Thuyết lượng tử về hiệu ứng ettingshausen trong bán dẫn khối và tổng quan về hệ một chiều

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

1.1.1. Phương trình động lượng tử hệ điện tử-phonon trong bán dẫn khối

Khi nghiên cứu hiệu Ettingshausen thì các đại lượng mà ta quan tâm mật độ dòng, tensor độ, hệ số Ettingshausen P,... các đại lượng này có liên hệ mật thiết với nhau. Trong phần này, tôi sẽ sử dụng phương trình động lượng tử để khảo sát hiệu ứng Ettingshausen trong bán dẫn khối một cách tổng quát và là cơ sở để khảo sát trong dây lượng tử hình chữ nhật ở chương tiếp theo. Theo đó, xuất phát từ Hamiltonian của hệ

điện tử - phonon trong bán dẫn khối dưới tác động của điện, từ trường không đổi $\vec{E}, \vec{H}$ và một sóng điện từ mạnh (bức xạ laser) $\vec{E}_0(t)$, xây dựng phương trình động lượng tử cho hàm phân bố điện tử, từ đó tính toán mật độ dòng và mật độ thông lượng nhiệt trong hiệu ứng Ettingshausen.

1.1.2. Mật độ dòng toàn phần trong bán dẫn khối

$$\vec{j} = \frac{e}{m}\sum_{\vec{p}} \vec{p}\, n_{\vec{p}} = \int_0^{+\infty} \frac{e}{m}\sum_{\vec{p}} \vec{p}\, n_{\vec{p}}\delta\left(\varepsilon - \varepsilon_{\vec{p}}\right)d\varepsilon = \int_0^{+\infty} \vec{R}(\varepsilon)\, d\varepsilon \qquad (1.1)$$

1.1.3. Mật độ thông lượng nhiệt

$$\overrightarrow{q_e} = \frac{1}{e}\int_0^{\infty}(\varepsilon - \varepsilon_F)R(\varepsilon)d\varepsilon \qquad (1.2)$$

1.1.4. Hệ số Ettingshausen trong bán dẫn khối

$$P = \frac{1}{H}\frac{\sigma_{xx}\gamma_{xy} - \sigma_{xy}\gamma_{xx}}{\sigma_{xx}\left[\beta_{xx}^T\gamma_{xx} - \sigma_{xx}\left(\xi_{xx}^T - K_L\right)\right]} \qquad (1.3)$$

1.2. Tổng quan về hệ một chiều

1.2.1. Hàm sóng và phổ năng lượng của electron trong dây lượng tử trường hợp không có trường ngoài

1.2.1.1. Hàm sóng và phổ năng lượng của electron trong dây lượng tử hình trụ với hố thế vô hạn

$$\psi_{n,l,k}(r,\phi,z)\begin{cases} 0 & r > R \\ \dfrac{1}{\sqrt{V_0}} e^{i\ln\phi} e^{ik_z z}\psi_{n,l}(r) & r < R. \end{cases} \qquad (1.4)$$

$$\varepsilon_{n,l}(k_z) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 A_{n,l}^2}{2m^* R^2} \qquad (1.5)$$

Trong đó: $\psi_{n,l}(r) = \dfrac{1}{J_{n+1}(A_{n,l})} J_n(A_{n,l}\dfrac{r}{R})$ là hàm sóng xuyên tâm ; $V_0 = \pi R^2 L$: thể tích dây, $n = 0, \pm1, \pm2\ldots$; L=1, 2… số lượng tử xuyên tâm. K_z là vectơ trục của điện tử, $A_{n,l}$ là nghiệm của hàm Bessel đối số thực cấp n $J_n(A_{n,l})$

1.2.1.2. Hàm sóng và phổ năng lượng của electron trong dây lượng tử hình chữ nhật với hố thế cao vô hạn

$$\psi_{n,l,\overrightarrow{k}}(x,y,z) = \sqrt{\frac{1}{L_z}} e^{i\vec{k}z}\sqrt{\frac{2}{L_x}} Sin\left(\frac{n\pi x}{L_x}\right)\sqrt{\frac{2}{L_y}} Sin\left(\frac{l\pi y}{L_y}\right) \qquad (1.6)$$

$$\varepsilon_{n,l,\vec{k}} = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} + \frac{\pi^2\hbar^2}{2m}\left(\frac{n^2}{L_x^2} + \frac{l^2}{L_y^2}\right) \qquad (1.7)$$

1.2.2. Hàm sóng và phổ năng lượng của electron trong dây lượng tử khi có mặt từ trường

1.2.2.1. Hàm sóng và phổ năng lượng của electron trong dây lượng tử hình trụ với hố thế cao vô hạn khi có mặt từ trường

* *Trường hợp một:* Từ trường mạnh

Theo kết quả tổng quát ở trên, phổ năng lượng của điện tử không chưa số nguyên (n,l) mà chứa những số hạng phức tạp ($a_{|n|,l}$). Khi từ trường đủ mạnh, bán kính dây R lớn hơn nhiều so với bán kính cyclotron α_c , trị riêng $a_{|n|,l}$ xấp xỉ là một số không âm. Lúc này, hàm sóng và phổ năng lượng có dạng:

$$\psi_{n,l} = \frac{N}{\sqrt{2\pi L}} \sqrt{\frac{(N_p + |n|)!}{N_p!}} e^{im\phi} e^{ikz} e^{-\xi/2} \xi^{|n|/2} {}_1F_1(-N_p, |n|+1; \xi) \tag{1.8}$$

$$\varepsilon_{n,l} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \hbar\omega_c \left(N_p + \frac{n}{2} + \frac{1}{2} + \frac{|n|}{2} \right) \tag{1.9}$$

* *Trường hợp hai:* Từ trường yếu

$$\psi_{n,l}(r,\theta,z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi^2 LR}} e^{i\theta z} e^{ikz} \frac{J_{|n|}(A_{|n|,l} r / r)}{J_{|n|+1}\left(A_{|n|,l}\right)} \tag{1.10}$$

$$\varepsilon_{n,l} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 A_{|n|,l}^2}{2m^* R^2} + \hbar\omega_c \frac{n}{2} \tag{1.11}$$

1.2.2.2. Hàm sóng và phổ năng lượng của electron trong dây lượng tử hình chữ nhật với hố thế cao vô hạn khi có mặt từ trường

Giả sử dây lượng tử hình chữ nhật với thế giam giữ điện tử được đặt trong từ trường yếu, hàm sóng của điện tử như trong trường hợp không có từ trường:

$$\psi_{n,l,\vec{p}_z}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{L}} exp(i\frac{p_z}{\hbar}z) \sqrt{\frac{2}{L_x}} sin(\frac{n\pi}{L_x}x) \sqrt{\frac{2}{L_y}} sin(\frac{l\pi}{L_y}y) \tag{1.12}$$

Tuy nhiên, phổ năng lượng của điện tử khi có mặt từ trường có thay đổi, nó đặt thêm một sự giam hãm điện tử bên cạnh sự giam hãm do giảm kích thước. Phổ năng lượng của điện tử lúc này được viết như sau:

$$\varepsilon^{B(CN)}_{n,l,N,\vec{p}_z} = \frac{p_z^2}{2m} + \omega_c \left(N + \frac{1}{2}\right) + \frac{\pi^2}{2m}\left(\frac{n^2}{L_x^2} + \frac{l^2}{L_y^2}\right) \tag{1.13}$$

1.3. Kết luận chương 1

Trong Chương này, chúng ta đã nghiên cứu hiệu ứng Etingshausen trong bán dẫn khối và tổng quan về hệ một chiều. Xuất phát từ Hamiltonian của hệ điện tử - phonon trong bán dẫn khối dưới tác động của điện, từ trường không đổi $\vec{E}, \vec{H}$ và một sóng điện từ mạnh (bức xạ laser) $\vec{E}_0(t)$, xây dựng phương trình động lượng tử cho hàm phân bố điện tử, từ đó tính toán mật độ dòng và mật độ thông lượng nhiệt trong hiệu ứng Ettingshausen. Như vậy, ở đây, chúng ta sử dụng phương trình động lượng tử để khảo sát hiệu ứng Ettingshausen trong bán dẫn khối một cách tổng quát và nghiên cứu dạng hàm sóng, phổ năng lượng trong các dây lượng tử khác nhau khi có từ trường và là cơ sở để khảo sát hệ số Etingshausen trong dây lượng tử ở chương tiếp theo.

Chương 2: Lý thuyết lượng tử về hiệu ứng ettingshausen trong dây lượng tử hình chữ nhật với hố thế cao vô hạn khi có mặt sóng điện từ

Chương này trình bày lý thuyết lượng tử về hiệu ứng Ettingshausen trong dây lượng tử hình chữ nhật với thế cao vô hạn khi có mặt một sóng điện từ mạnh., điện trường và từ trường không đổi. Hamiltonian của hệ điện tử-phonon và phương trình động lượng tử cho electron được thiết lập, từ đó thu được biểu thức hệ số Ettingshausentrong dây lượng tử hình chữ nhật với thế cao vô hạn khi xét cơ chế tán xạ điện tử-phonon quang và điện tử-phonon âm. Các kết quả giải tích cho hệ số Ettingshausen trong dây lượng tử hình chữ nhật với thế cao vô hạn được áp dụng tính số, vẽ đồ thị và bàn luận cho dây lượng tử hình chữ nhật với hố thế cao vô hạn GaAs/GaAsAl. Kết quả này được so sánh với các kết quả đã thu được trong hệ bán dẫn hai chiều và bán dẫn khối.

2.1. Phương trình động lượng tử cho điện tử giam cầm trong dây lượng tử hình chữ nhật hố thế cao vô hạn

Giả sử dây lượng tử hình chữ nhật với hố thế cao vô hạn đặt trong từ trường $\vec{B}=(0,B,0)$ và điện trường không đổi $\vec{E}_1=(0,0,E_1)$ khi có mặt trường laser có véc tơ điện trường $\vec{E}(t)=\vec{E}_0 sin(\Omega t)$ vuông góc với phương truyền sóng, trong đó E_o và Ω tương ứng là biên độ và tần số của sóng điện từ, trong điều kiện này hàm sóng như sau:

$$\psi_{\gamma,\vec{k}}(x,y,z)=\frac{1}{\sqrt{L_z}}e^{i\vec{k}z}\sqrt{\frac{2}{L_x}}sin(\frac{n\pi x}{L_x})\sqrt{\frac{2}{L_y}}sin(\frac{l\pi y}{L_y}) \quad (2.1)$$

Phổ năng lượng dạng: $\varepsilon_\gamma(k)=\frac{\hbar^2k_z^2}{2m}+\frac{\pi^2\hbar^2}{2m}\left(\frac{n^2}{L_x^2}+\frac{l^2}{L_y^2}\right)+\omega_c(N+\frac{1}{2})-\frac{1}{2m}\left(\frac{eE_1}{\omega_c}\right)^2$ (2.2)

ở đây $\omega_c=\frac{eB}{m}$; γ, γ' là các số lượng tử (n,l), (n,l') của electron; N, N' là chỉ số mức Landau từ (N=0,1,2,…).

Halmintonian của hệ điện tử - phonon trong dây lượng tử hình chữ nhật với hố thế cao vô hạn được viết như sau:

$$H = \sum_{\gamma,\vec{k}} \varepsilon_\gamma \left(\vec{k} - \frac{e}{c}\vec{A}_{(t)}\right) a^+_{\gamma,\vec{k}} a_{\gamma,\vec{k}} + \sum_{\vec{q}} \omega_{\vec{q}} b^+_{\vec{q}} b_{\vec{q}} +$$

$$+ \sum_{\gamma,\gamma',\vec{k},\vec{q}} \left|C_{\vec{q}}\right|^2 \left|I_{\gamma,\gamma'}(\vec{q})\right|^2 a^+_{\gamma,\vec{k}+\vec{q}} a_{\gamma',\vec{k}} \left(b_{\vec{q}} + b^+_{-\vec{q}}\right) + + \sum_{\vec{q}} \varphi(\vec{q}) a^+_{\gamma,\vec{k}+\vec{q}} a_{\gamma',\vec{k}} \qquad (2.3)$$

Để xây dựng phương trình động lượng tử cho điện tử giam cầm trong dây lượng tử hình chữ nhật với hố thế cao vô hạn khi có sóng điện từ ngoài, chúng tôi sử dụng phương trình động lượng tử tổng quát cho toán tử số hạt. Thực hiện các bước tính toán tương tự như đối với bán dẫn khối ở chương 1, chúng tôi thu được phương trình:

$$\frac{\partial n_{\gamma,\vec{k}}(t)}{\partial t} + (e\vec{E} + \omega_c[\vec{k},\vec{\mathrm{h}}]) \frac{\partial n_{\gamma,\vec{k}}(t)}{\partial \vec{k}} = 2\pi \sum_{\gamma,\gamma',\vec{q}} \left|C_{\vec{q}}\right|^2 \left|I_{\gamma,\gamma'}\right|^2 N_{\vec{q}} \times \left\{\left[\bar{n}_{\gamma',\vec{q}+\vec{k}} - \right.\right.$$

$$\left.\bar{n}_{\gamma,\vec{k}}\right]\left[\left(1 - \frac{\lambda^2}{2\Omega^2}\right)\delta\left(\varepsilon_{\gamma',\vec{k}+\vec{q}} - \varepsilon_{\gamma,\vec{k}} - \omega_o\right) + \frac{\lambda^2}{4\Omega^2}\delta\left(\varepsilon_{\gamma',\vec{k}+\vec{q}} - \varepsilon_{\gamma,\vec{k}} - \omega_o + \Omega\right) + +\right.$$

$$\left.\frac{\lambda^2}{4\Omega^2}\delta\left(\varepsilon_{\gamma',\vec{k}+\vec{q}} - \varepsilon_{\gamma,\vec{k}} - \omega_o - \Omega\right)\right] + \left[\bar{n}_{\gamma',\vec{k}-\vec{q}} - \bar{n}_{\gamma,\vec{k}}\right]\left[\left(1 - \frac{\lambda^2}{2\Omega^2}\right)\delta\left(\varepsilon_{\gamma',\vec{k}-\vec{q}} - \varepsilon_{\gamma,\vec{k}} + \right.\right.$$

$$\left.\left.\omega_o\right) + \frac{\lambda^2}{4\Omega^2}\delta\left(\varepsilon_{\gamma',\vec{k}-\vec{q}} - \varepsilon_{\gamma.\vec{k}} + \omega_o - \Omega\right) + \frac{\lambda^2}{4\Omega^2}\delta\left(\varepsilon_{\gamma',\vec{k}-\vec{q}} - \varepsilon_{\gamma,\vec{k}} + \omega_o + \Omega\right)\right]\right\} \quad (2.4)$$

Phương trình (2.4) là phương trình động lượng tử cho điện tử trong dây lượng tử hình chữ nhật với hố thế cao vô hạn khi có sóng điện từ ngoài. Phương trình này là tổng quát và có thể áp dụng cho cơ chế tán xạ điện tử - phonon âm và điện tử - phonon quang trong dây lượng tử hình chữ nhật với hố thế cao vô hạn.

2.2. Hệ số Ettingshausen trong dây lượng tử hình chữ nhật hố thế cao vô hạn

2.2.1. Trường hợp tương tác điện tử - phonon quang

Với trường hợp tương tác điện tử-phonon quang, hằng số tương tác:

$$|C_{\vec{q}}|^2 = \frac{e^2\omega_o}{2\varepsilon_0 q^2 V}\left(\frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi_0}\right) \qquad (2.5)$$

trong đó V là thể tích chuẩn hóa, ε_0 là hằng số điện môi, χ_∞ và χ_0 lần lượt là độ thẩm điện môi cao tần và độ thẩm điện môi tĩnh. Ở nhiệt độ cao, khí điện tử được giả thiết là không suy biến và tuân theo phân bố Boltzmann, trong đó tần số phonon $\omega_{\vec{q}} \equiv \omega_o$ là tần số phonon quang. Thực hiện các tính toán ta được biểu thức hệ số Ettingshausen đối với tương tác điện tử phonon quang như sau:

$$P = \frac{1}{H}\frac{\sigma_{xx}\gamma_{xy} - \sigma_{xy}\gamma_{xx}}{\sigma_{xx}[\beta^T_{xx}\gamma_{xx} - \sigma_{xx}(\xi^T_{xx} - K_L)]} \qquad (2.6)$$

Trong đó: $\sigma_{xx} = \frac{ea\tau}{1+\omega_c^2\tau^2} + \frac{eb}{m}(1-\omega_c^2\tau^2)\frac{\tau^2}{\left(1+\omega_c^2\tau^2\right)^2}$; $\sigma_{xy} = \frac{ea\tau}{1+\omega_c^2\tau^2}.\omega_c\tau + \frac{eb}{m}.\omega_c\tau.\frac{\tau^2}{\left(1+\omega_c^2\tau^2\right)^2}$; $\beta_{xx} = \frac{e\Omega b}{mT}.(1-\omega_c^2\tau^2).\frac{\tau^2}{\left(1+\omega_c^2\tau^2\right)^2}$; $\gamma_{xx} = \frac{\Omega b}{m}.(1-\omega_c^2\tau^2).\frac{\tau^2}{\left(1+\omega_c^2\tau^2\right)^2}$; $\gamma_{xy} = \frac{\Omega b}{m}.\omega_c\tau.\frac{\tau^2}{\left(1+\omega_c^2\tau^2\right)^2}$; $\xi_{xx}^T = \frac{\Omega^2 b}{mT}.(1-\omega_c^2\tau^2).\frac{\tau^2}{\left(1+\omega_c^2\tau^2\right)^2}$

$$a = \frac{e\beta L_x}{4m\sqrt{\pi}}\left(\frac{2m}{\beta\hbar^2}\right)^{1/2} exp\left\{\beta\left[\varepsilon_F + \frac{1}{2m}\left(\frac{eE_1}{\omega_c}\right)^2 - \frac{\pi^2\hbar^2}{2m}\left(\frac{n^2}{L_x^2}+\frac{l^2}{L_y^2}\right) - \omega_c\left(N+\frac{1}{2}\right)\right]\right\}$$

$$b = \frac{2\pi eN_o}{m}\sum_{\gamma,\gamma'}(A_1+A_2+A_3+A_4+A_5+A_6+A_7+A_8)\left(\frac{1}{\chi_\infty}-\frac{1}{\chi_o}\right)I.I_{\gamma,\gamma'}e^B$$

$$I = exp\left(\beta\left[\varepsilon_F - \frac{\pi^2\hbar^2}{2m}\left(\frac{n^2}{L_x^2}+\frac{l^2}{L_y^2}\right) - \omega_c\left(N+\frac{1}{2}\right) + \frac{1}{2m}\left(\frac{eE}{\omega_c}\right)^2\right]\right),$$

$$I_{\gamma,\gamma'} = \int_{-\infty}^{+\infty}\left|I_{\gamma,\gamma'}(\vec{q})\right|^2 d\vec{q}\ ;\ A_1 = \frac{\beta L_x k_B T e^2}{8\sqrt{2}\pi^3}e^{-\beta\frac{B_{11}}{2}}\left(\sqrt{\frac{\pi}{2\beta m}}e^{-\beta\frac{B_{11}}{2}} + (2B_{11}m)^{1/2}K_{\frac{1}{2}}(\beta\frac{B_{11}}{2})^2\right); A_2 = -\frac{\beta L_x k_B T e^4 E_O^2 B_{11}\sqrt{\pi}}{16m^2(\beta/8m)^{3/2}\Omega^4}e^{-\beta\frac{B_{11}}{2}}\left(\beta+\frac{1}{B_{11}}\right)$$

$$A_3 = \frac{\beta L_x k_B T e^4 E_O^2 B_{13}\sqrt{\pi}}{16m^2(\beta/8m)^{3/2}\Omega^4}e^{-\beta\frac{B_{13}}{2}}\left(\beta+\frac{1}{B_{13}}\right);\quad A_4 = \frac{\beta L_x k_B T e^4 E_o^2 B_{14}\sqrt{\pi}}{16m^2(\beta/8m)^{3/2}\Omega^4}e^{-\beta\frac{B_{14}}{2}}\left(\beta+\frac{1}{B_{14}}\right)$$

$$A_5 = \frac{\beta L_x k_B T e^2}{8\sqrt{2}\pi^3}e^{-\beta\frac{B_{15}}{4}}\left(\sqrt{\frac{\pi}{2\beta m}}e^{-\beta\frac{B_{15}}{2}} + (2B_{15}m)^{1/2}K_{\frac{1}{2}}(\beta\frac{B_{15}}{2})^2\right);$$

$$A_6 = -\frac{\beta L_x k_B T e^4 E_o^2 B_{15}\sqrt{\pi}}{16m^2(\beta/8m)^{3/2}\Omega^4}e^{-\beta\frac{B_{15}}{2}}\left(\beta+\frac{1}{B_{15}}\right);$$

$$A_7 = \frac{\beta L_x k_B T e^4 E_o^2 B_{17}\sqrt{\pi}}{16m^2(\beta/8m)^{3/2}\Omega^4}e^{-\beta\frac{B_{17}}{2}}\left(\beta+\frac{1}{B_{17}}\right);\ A_8 = \frac{\beta L_x k_B T e^4 E_o^2 B_{18}\sqrt{\pi}}{2m^2(\beta/8m)^{3/2}\Omega^4}e^{-\beta\frac{B_{18}}{2}}\left(\beta+\frac{1}{B_{18}}\right)$$

$$B_{11} = \frac{\pi^2\hbar^2}{2m}\left(\frac{n'^2-n^2}{L_x^2}+\frac{l'^2-l^2}{L_y^2}\right)+\omega_c(N'-N)-\omega_o,\qquad B_{13} = B_{11}+\Omega\ ,\ B_{14} = B_{11}-\Omega\ ,$$

$$B_{15} = B_{11}+2\omega_o,\ B_{17} = B_{15}+\Omega\ ,\ B_{18} = B_{15}-\Omega$$

Ở đây: $\beta = 1/(k_BT)$; $h_x = 0, h_y = 0, h_z = 1$; ε_F là năng lượng Fermi, k_B là hằng số Boltzmann; T là nhiệt độ của hệ. $K_i(x)$ là hàm Bessel loại 2.

Các biểu thức cho tensơ độ dẫn $\sigma_{ik}, \beta_{ik}, \gamma_{ik}, \zeta_{ik}$ và Hệ số Ettingshausen P cho

thấy sự phụ thuộc của chúng vào vào tần số, cường độ của sóng điện từ, nhiệt độ, từ trường và các thông số đặc trưng của dây lượng tử hình chữ nhật có hố thế cao vô hạn khác hẳn với bán dẫn khối và hố lượng tử. Những điểm này mới được phát triển trong khi nghiên cứu hiệu ứng Ettingshausen bằng lý thuyết lượng tử.

2.2.2. Trường hợp tương tác điện tử - phonon âm

Thực hiện các tính toán tương tự như đối với trường hợp tương tác điện tử-phonon quang ta được biểu thức hệ số Ettingshausen đối với tương tác điện tử phonon âm như sau:

$$P = \frac{1}{H}\frac{\sigma_{xx}\gamma_{xy}-\sigma_{xy}\gamma_{xx}}{\sigma_{xx}[\beta_{xx}\gamma_{xx}-\sigma_{xx}(\xi_{xx}-K_L)]}$$

Trong đó: $\sigma_{ij} = a\frac{\tau(\varepsilon_F)}{1+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F)^2}\sum_{n,l}\left[\delta_{ik}+\omega_c\tau(\varepsilon_F)\varepsilon_{ikj}+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F)^2h_ih_k\right]+$

$b\sum_{n,l,n',l'}\frac{I_{n,l,n',l'}{}^2}{e^{\hbar\omega_{\vec{k}}/k_BT}-1}\left\{-2I\frac{\tau(\varepsilon_F)}{1+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F)^2}\left[\delta_{ik}+\omega_c\tau(\varepsilon_F)\varepsilon_{ikj}+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F)^2h_ih_k\right]+\right.$

$II\frac{\tau(\varepsilon_F+\hbar\Omega)}{1+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F+\hbar\Omega)^2}\left[\delta_{ik}+\omega_c\tau(\varepsilon_F+\hbar\Omega)\varepsilon_{ikj}+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F+\hbar\Omega)^2h_ih_k\right]+$

$\left.III\frac{\tau(\varepsilon_F-\hbar\Omega)}{1+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F-\hbar\Omega)^2}\left[\delta_{ik}+\omega_c\tau(\varepsilon_F-\hbar\Omega)\varepsilon_{ikj}+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F-\hbar\Omega)^2h_ih_k\right]\right\};$

$\beta_{ij} = b\sum_{n,l,n',l'}\frac{I_{n,l,n',l'}{}^2}{e^{\hbar\omega_{\vec{k}}/k_BT}-1}\left\{-\frac{\hbar\Omega}{T}II\frac{\tau(\varepsilon_F+\hbar\Omega)}{1+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F+\hbar\Omega)^2}\left[\delta_{ik}+\omega_c\tau(\varepsilon_F+\hbar\Omega)\varepsilon_{ikj}+\right.\right.$

$\left.\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F+\hbar\Omega)^2h_ih_k\right]+\frac{\hbar\Omega}{T}III\frac{\tau(\varepsilon_F-\hbar\Omega)}{1+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F-\hbar\Omega)^2}\left[\delta_{ik}+\omega_c\tau(\varepsilon_F-\hbar\Omega)\varepsilon_{ikj}+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F-\right.$

$\left.\left.\hbar\Omega)^2h_ih_k\right]\right\}$

$\gamma_{ij} = a\frac{\tau(\varepsilon_F)}{1+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F)^2}\frac{\varepsilon_F}{e}\sum_{n,l}\left[\delta_{ik}+\omega_c\tau(\varepsilon_F)\varepsilon_{ikj}+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F)^2h_ih_k\right]+$

$b\frac{\varepsilon_F}{e}\sum_{n,l,n',l'}\frac{I_{n,l,n',l'}{}^2}{e^{\hbar\omega_{\vec{k}}/k_BT}-1}\left\{-2I\frac{\tau(\varepsilon_F)}{1+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F)^2}\left[\delta_{ik}+\omega_c\tau(\varepsilon_F)\varepsilon_{ikj}+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F)^2h_ih_k\right]+\right.$

$II\frac{\tau(\varepsilon_F+\hbar\Omega)}{1+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F+\hbar\Omega)^2}\left[\delta_{ik}+\omega_c\tau(\varepsilon_F+\hbar\Omega)\varepsilon_{ikj}+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F+\hbar\Omega)^2h_ih_k\right]+$

$\left.III\frac{\tau(\varepsilon_F-\hbar\Omega)}{1+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F-\hbar\Omega)^2}\left[\delta_{ik}+\omega_c\tau(\varepsilon_F-\hbar\Omega)\varepsilon_{ikj}+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F-\hbar\Omega)^2h_ih_k\right]\right\}$

$\xi_{ij} = b\frac{\varepsilon_F{}^2}{e}\sum_{n,l,n',l'}\frac{I_{n,l,n',l'}{}^2}{e^{\hbar\omega_{\vec{k}}/k_BT}-1}\left\{-\frac{\hbar\Omega}{T}II\frac{\tau(\varepsilon_F+\hbar\Omega)}{1+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F+\hbar\Omega)^2}\left[\delta_{ik}+\omega_c\tau(\varepsilon_F+\right.\right.$

$\hbar\Omega)\varepsilon_{ikj}+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F+\hbar\Omega)^2h_ih_k\left.\right]+\frac{\hbar\Omega}{T}III\frac{\tau(\varepsilon_F-\hbar\Omega)}{1+\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F-\hbar\Omega)^2}\left[\delta_{ik}+\omega_c\tau(\varepsilon_F-\hbar\Omega)\varepsilon_{ikj}+\right.$

$\left.\left.\omega_c{}^2\tau(\varepsilon_F-\hbar\Omega)^2h_ih_k\right]\right\}$

Trong đó: $a = e^2\hbar^2 L_y\sqrt{\Delta_Q}/2\pi {m^*}^2$; $b = \frac{eL_y\hbar^4 {E_d}^2\alpha^2}{768\pi^2 {m^*}^3\rho v_s\sqrt{\Delta_Q}}$; $\Delta_Q = \frac{2\varepsilon_F m^*}{\hbar^2} - \pi^2\left(\frac{n^2}{{L_x}^2} + \frac{l^2}{{L_y}^2}\right)$; $x_1 = \sqrt{\Delta_Q}$; $x_2 = -\sqrt{\Delta_Q}$; $I = x_1\frac{{c_1}^5 + {d_1}^5}{\sqrt{\Delta_{1a}}} + x_2\frac{{c_2}^5 + {d_2}^5}{\sqrt{\Delta_{1b}}}$; $c_1 = x_1 + \sqrt{\Delta_{1a}}$; $d_1 = x_1 - \sqrt{\Delta_{1a}}$; $c_2 = x_2 + \sqrt{\Delta_{1b}}$; $d_2 = x_2 - \sqrt{\Delta_{1b}}$; $II = x_1\frac{{u_1}^5 + {v_1}^5}{\sqrt{\Delta_{2a}}} + x_2\frac{{u_2}^5 + {v_2}^5}{\sqrt{\Delta_{2b}}}$; $u_1 = x_1 + \sqrt{\Delta_{2a}}$; $v_1 = x_1 - \sqrt{\Delta_{2a}}$; $u_2 = x_2 + \sqrt{\Delta_{2b}}$; $v_2 = x_2 - \sqrt{\Delta_{2b}}$; $III = x_1\frac{m^5 + {q_1}^5}{\sqrt{\Delta_{3a}}} + x_2\frac{{m_2}^5 + {q_2}^5}{\sqrt{\Delta_{3b}}}$; $m_1 = x_1 + \sqrt{\Delta_{3a}}$; $q_1 = x_1 - \sqrt{\Delta_{3a}}$; $m_2 = x_2 + \sqrt{\Delta_{3b}}$; $q_2 = x_2 - \sqrt{\Delta_{3b}}$; $\vec{\alpha} = \frac{e\overrightarrow{E_0}}{m^*\Omega^2}$

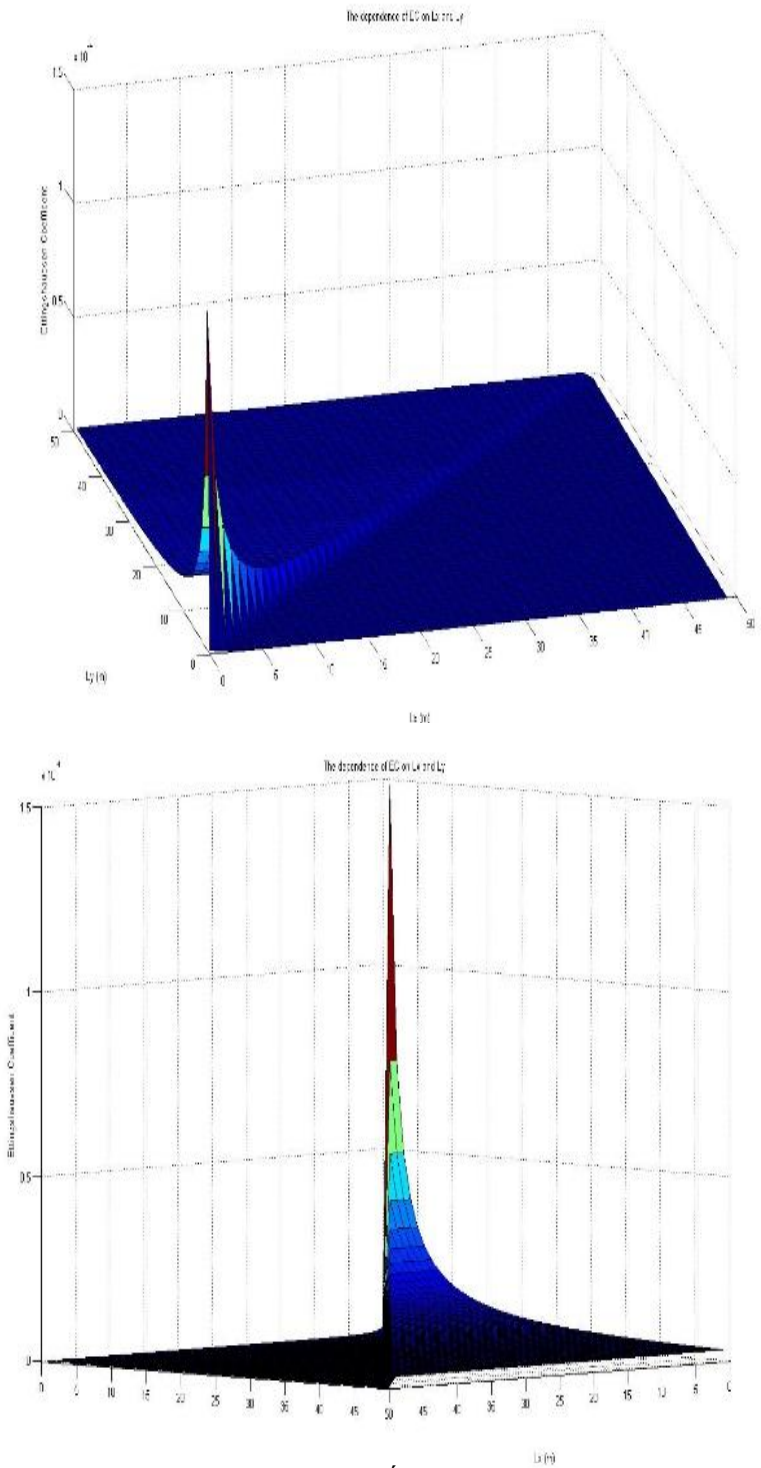
ở đây: v_s, E_d và ρ là vận tốc âm thanh, hằng số thế biến dạng và mật độ khối lượng; ε_F là mức Fermi, k_B là hằng số Boltzmann.

2.2.3. Kết quả tính toán số và thảo luận

Để thấy được tường minh sự phụ thuộc về cả định tính lẫn định lượng của các hệ số Ettingshausen bởi điện tử giam cầm trong dây lượng tử hình chữ nhật hố thế cao vô hạn vào các tham số của hệ, trong phần này, chúng tôi trình bày các kết quả tính số có được bằng việc sử dụng phần mềm tính số Matlab và những thảo luận từ kết quả này. Dây lượng tử được chọn là $GaAs/GaAsAl$, đây là vật liệu thường được sử dụng nhiều trong tính số. Các số liệu được sử dụng tính số ở bảng (2.1). Hệ số Ettingshausen được xem như là các hàm phụ thuộc độc lập vào các tham số như bán kính dây R, nhiệt độ T của hệ, tần số Ω và cường độ E_0 của sóng điện từ.

a) Tương tác điện tử-phonon quang: Qua các đồ thị thu được, chúng tôi cho thấy sự phụ thuộc của Hệ số Ettingshausen vào tần số laser. Từ hình vẽ, chúng ta thấy rằng Hệ số Ettingshausen trong Dây lượng tử hình chữ nhật có thế năng vô hạn giảm là phi tuyến với tần số, tuy nhiên, Hệ số Ettingshausen trong hố lượng tử tăng lên theo tần số [14]. Điều này cũng chứng tỏ sự khác biệt của nó đối với chất bán dẫn khối [13]. Chúng tôi nhận thấy rằng Hệ số Ettingshausen trong Dây lượng tử hình chữ nhật có thế năng vô hạn giảm là phi tuyến với biên độ laser. Điều này cũng tương tự trong trường hợp hố lượng tử, tuy nhiên, EC trong dây lượng tử đã giảm nhanh hơn nhiều so với trong hố lượng tử và trong chất bán dẫn khối [13,14]. Ngoài ra, chúng tôi minh họa rằng Hệ số Ettingshausen tăng theo nhiệt độ T, tuy nhiên, Hệ số Ettingshausen trong hố lượng tử giảm là phi tuyến với tần số [14] và khác với chất bán dẫn khối [13].

Trong hình 2.4, chúng tôi chỉ ra sự phụ thuộc của Hệ số Ettingshausen vào Lx, Ly. Nó là tiêu chuẩn để chúng ta đánh giá công nghệ chế tạo dây lượng tử, từ đó lựa chọn công nghệ tốt nhất.

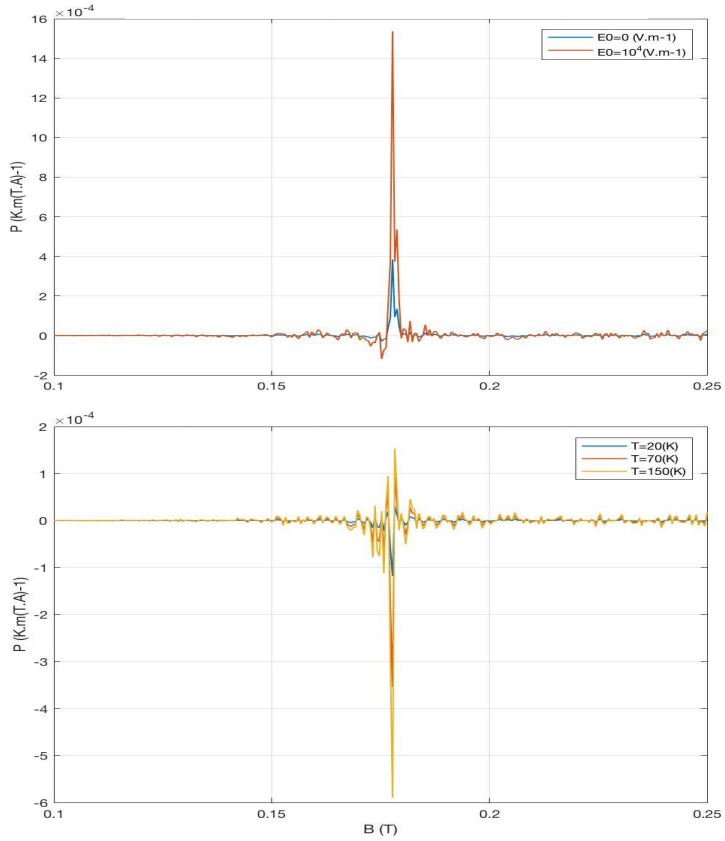


Hình 2.4. Sự phụ thuộc của hệ số Ettingshausen vào L_x và L_y

Các kết quả trên cho thấy sự khác biệt giữa Hệ số Ettingshausen trong dây lượng tử và trong chất bán dẫn khối, trong hố lượng tử. Nguyên nhân được xác định bởi đặc tính vật liệu, thể hiện ở hàm sóng và phổ năng lượng.

b) Tương tác điện tử-phonon âm

Những kết quả này cho thấy rằng tensor dẫn nhiệt thu được từ phương pháp động học lượng tử giống như hệ số từ các phương pháp trước đó. Vì vậy, kết quả cho cả tensor dẫn điện và dẫn nhiệt gần với kết quả trong các nghiên cứu trước đây và kết quả tính toán của chúng tôi đáng tin cậy.

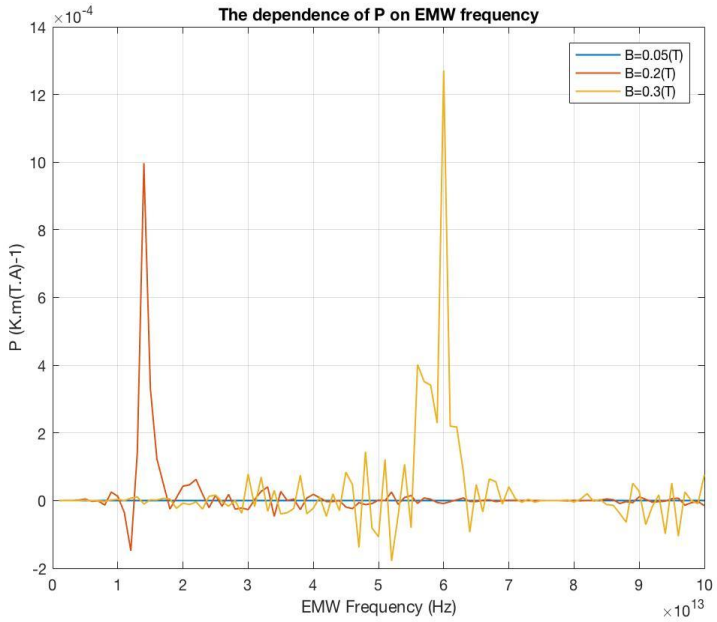


Hình 2.6: Sự phụ thuộc của hệ số Ettingshausen vào từ

Hình 2.6 cho thấy sự phụ thuộc của EC vào từ trường trong hai trường hợp: có và không có sóng điện từ; ở ba điểm nhiệt độ khác nhau. Từ đồ thị, chúng ta thấy rằng dao động xuất hiện được điều khiển bởi tỷ số giữa mức năng lượng Fermi và mức năng lượng cyclotron. Theo nghĩa đen, sự xuất hiện của dao động là ảnh hưởng của hiệu ứng De Haas-van Alphen và có thể dễ dàng giải thích như sau. Ở nhiệt độ thấp và từ trường mạnh, các electron tự do trong kim loại, chất bán dẫn sẽ chuyển động như những vật dao động điều hòa đơn giản. Khi từ trường thay đổi thì chu kỳ của dao động cũng thay đổi. Các mức năng lượng của điện tử được phân tách thành các mức Landau, với mỗi mức Landau, năng lượng cyclotron và trạng thái của điện tử tăng tuyến tính theo từ trường. Khi mức năng lượng của các mức Landau vượt quá giá trị của mức Fermi, electron có thể di chuyển lên trên tự do và chuyển động theo dòng, điều này làm cho hệ số Ettingshausen biến đổi tuần hoàn với từ trường. Hơn nữa, ảnh hưởng của sóng điện từ lên hệ số Ettingshausen được quan sát rõ ràng. Giá trị của hệ số Ettingshausen là như nhau trong miền có từ trường nhỏ (dưới 0,15 (T)) và nó rất khác nhau trong miền từ trường mạnh. Sau đó, trong miền giữa 0,15 (T) và 0,2 (T), đường màu xanh

lam dao động và đạt đến điểm cộng hưởng trong khi B chỉ dưới 0,18 (T). Có thể thấy rõ rằng, đỉnh của đường màu xanh lam (có EMW) cao hơn nhiều so với đỉnh của đường màu đỏ (không có EMW) tại cùng một điểm từ trường. Trong khi, nhiệt độ càng cao thì EC càng dao động dữ dội. Điều này cũng dẫn đến kết luận rằng nhiệt độ ảnh hưởng đáng kể đến hiệu ứng Ettingshausen.

Hình 2.8 cho thấy sự phụ thuộc của hệ số Ettingshausen vào tần số sóng điện từ (EMW) với $\omega = 0 \div 100(\mathrm{THz})$. Như có thể thấy trong biểu đồ, EC biến động trong điều kiện từ trường mạnh. Trong mỗi trường hợp của từ trường, EC đạt đến đỉnh với



Hình 2.8 Sự phụ thuộc của hệ số Ettingshausen vào tần số sóng điện từ

giá trị cụ thể của tần số EMW. Khi giá trị từ trường tăng, cả vị trí đỉnh EC và đỉnh EC đều có xu hướng hướng lên trên. Kết quả này là một trong những phát hiện mới mà chúng tôi đã nghiên cứu.

2.3. Kết luận chương 2

Trong Chương 2, luận án đề cập đến lý thuyết lượng tử về hiệu ứng Ettingshausen bởi điện tử giam cầm trong dây lượng tử hình chữ nhật hố thế cao vô hạn trong sự có mặt của sóng điện từ mạnh. Phương trình động lượng tử cho điện tử giam cầm và các hệ số Ettingshausen đã được tính toán giải tích cho cả hai trường tương tác điện tử phonon quang và điện tử phonon âm. Các biểu thức giải tích của hệ số Ettingshausen cho thấy sự phụ thuộc của nó vào các tham số nhiệt độ, cường độ của sóng điện từ, tần số của bức xạ, tần số phonon và các thông số của một dây lượng tử hình chữ nhật. Kết quả giải tích được áp dụng tính số cho dây lượng tử hình chữ nhật $GaAs/GaAsAl$. Sự phụ thuộc của hệ số Ettingshausen trong dây lượng tử hình chữ nhật vào các tham số của hệ là phi tuyến và có những khác biệt so với trong bán dẫn khối và hệ bán

dẫn hai chiều. Kết quả cho thấy EC giảm tuyến tính theo nhiệt độ và EC có giá trị âm. Khi khảo sát sự phụ thuộc của EC vào từ trường, chúng tôi thấy sự xuất hiện của dao động Shubnikov – de Haas trong miền từ trường mạnh. Sau đó, tác động của nhiệt độ trong EC là đáng chú ý vì các giá trị nhiệt độ cao cho chúng ta các đỉnh dao động cao. Khi chúng tôi nghiên cứu sự phụ thuộc của EC vào tần số EMW, chúng tôi nhận thấy rằng EC dao động trong điều kiện từ trường mạnh. Từ trường mạnh hơn thì đỉnh dao động EC cao hơn và giá trị tần số EMW lớn hơn tại đỉnh cộng hưởng là. Sóng điện từ càng khuếch đại và nhiệt độ tăng thì hệ số Ettingshausen càng giảm. Tuy nhiên, hệ số Ettingshausen giảm ngay lập tức nếu độ khuếch đại laser tăng. Khảo sát cả tensor dẫn điện và dẫn nhiệt, chúng tôi thấy đồ thị đường và sự phụ thuộc của tensor dẫn điện và dẫn nhiệt vào tần số EMW và nhiệt độ gần giống với các nghiên cứu trước đây khi chúng tôi thay đổi các thông số cho chất bán dẫn khối và các trường hợp hệ thống chiều thấp khác.

Chương 3: LÝ THUYẾT LƯỢNG TỬ VỀ HIỆU ỨNG ETTINGSHAUSEN TRONG DÂY LƯỢNG TỬ HÌNH TRỤ VỚI HỐ THẾ CAO VÔ HẠN KHI CÓ MẶT SÓNG ĐIỆN TỪ

Trong phần đầu chương, toán tử Hamiltonian của hệ điện tử – phonon trong biểu diễn lượng tử hóa thứ cấp được thiết lập dựa vào biểu thức phổ năng lượng và hàm sóng của điện tử đã xét trong chương 1. Sau đó từ toán tử Hamiltonian của hệ điện tử – phonon, chúng tôi sử dụng phương trình chuyển động Heisenberg để thiết lập phương trình động lượng tử cho toán tử số hạt điện tử trong dây lượng tử hình trụ với hố thế cao vô hạn. Giải phương trình động lượng tử cho toán tử số hạt điện tử này để tìm ra biểu thức hệ số Ettingshausen trong dây lượng tử hình trụ với hố thế cao vô hạn. Khảo sát sự phụ thuộc của hệ số Ettingshausen vào các tham số như nhiệt độ của hệ, tần số của sóng điện từ, độ lớn của từ trường ngoài và các thông số của dây lượng tử. Các kết quả này được đánh giá và so sánh với các kết quả của bài toán tương tự trong bán dẫn khối, trong hố lượng tử và dây lượng tử hình chữ nhật để chỉ ra sự ảnh hưởng của hiệu ứng giảm kích thước trong dây lượng tử hình trụ với hố thế cao vô hạn lên hiệu ứng Ettingshausen.

3.1. Phương trình động lượng tử cho điện tử giam cầm trong dây lượng tử hình trụ hố thế cao vô hạn

Hãy xem xét cấu trúc một dây lượng tử hình trụ có thế năng vô hạn (CQWIP) hoàn hảo chịu một điện trường chéo $E_1 = (0, 0, E_1)$ và từ trường B = (0, B, 0). Nếu thế giam cầm được giả thiết rằng có dạng V(x,y) của một giếng vuông dọc theo hướng x và y (V = 0 nếu $0 \leq r \leq R$ và $V = \infty$ nếu $r < 0$ hoặc $r > R$). Các electron chỉ tự do trên mặt phẳng z, trong cấu trúc CQWIP này, chuyển động của các hạt tải điện bị hạn chế, mức phổ electron được cho bởi:

$$\in_{n,l,p_z} = \frac{\hbar^2}{2m*}\left(p_Z^2 + \frac{A_{n,l}^2}{R^2}\right) + \hbar\omega\left(N + \frac{n}{2} + \frac{l}{2} + \frac{1}{2}\right) - \frac{1}{2m*}\left(\frac{e.E_1}{\omega_c}\right) \qquad (3.1)$$

Khi có bức xạ laze mạnh được đặc trưng bởi điện trường E = (0; 0; $E_o \sin\Omega t$) và giả thiết rằng thời gian phục hồi xung lượng đó là cố định (τ= const), Hamilton trong trường hợp này là dạng khác với các trường hợp bán dẫn khối và hệ bán dẫn hai chiều kể từ khi xuất hiện các số lượng tử n, l. Điều này cụ thể cho lượng tử hóa trong các hệ một chiều. Sử dụng Hamiltonia, ta thu được phương trình động học lượng tử của các electron trong phép xấp xỉ thời gian tán xạ đơn có dạng:

$$\frac{\partial f_{n,l,p_z}}{\partial t} + (eE_1 + \omega_c[p_z \times h])\frac{\partial f_{n,l,p_z}}{\partial p_z} =$$

$$2\pi \sum_{n,l,n'} \sum_{p_z q} \left|C(q) I_{n,l,n',l'}(q)\right|^2 \left(2N_q + 1\right) \times \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s^2(\alpha q)\left(f_{n',l',p_z \pm q} - f_{n,l,p_z}\right)\delta\left(\varepsilon_{n',l'}(p_z + q) - \varepsilon_{n,l}(p_z) \pm \hbar\omega_q - s\hbar\Omega\right) \quad (3.2)$$

3.2. Biểu thức giải tích cho độ dẫn điện, Hệ số Ettingshausen trong dây lượng tử hình trụ hố thế cao vô hạn

3.2.1. Trường hợp tương tác điện tử - phonon quang

Trong trường hợp của phonon quang, với điều kiện Nhiệt độ cao hơn 100K, tương tác của phonon quang - điện tử bị chi phối, khí electron tuân theo phân bố Boltzmann, chúng tôi coi phonon không phân tán với $\hbar\omega_q \approx \hbar\omega_0$, $N_q = N_0 = \frac{k_B T}{\hbar\omega_0}$, k_B là hằng số Boltzmann ω_0 là tần số phonon quang không phân tán. Chúng tôi tính toán tích phân trong (3.9) sau đó thu được biểu thức phân tích của tensor dẫn điện và dẫn nhiệt:

$$\sigma_{(n,l)i,j-op} = \frac{e^2 L R^2 \hbar^4}{8\pi^2 m^{*3}} \frac{\tau(\varepsilon)}{1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon)} \sum_{n,l} \Delta_{n,l}^{2/3} \left[\delta_{ik} + \omega_c \tau(\varepsilon) \in_{ijk} + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon) h_j h_k\right]$$

$$+ \frac{e^3 \hbar^5 \omega_0 L}{48 m^{*3} \pi \kappa}\left(\frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi_0}\right) \sum_{n,l,n',l'} \frac{I_{n,l,n',l'}^2(q)}{e^{\frac{\hbar\omega_0}{k_B T}} - 1} \times \{(SH1 + SH2) \frac{\tau(\varepsilon - \hbar\omega_0)}{1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon - \hbar\omega_0)} \left[\delta_{ik} +$$

$$\omega_c \tau(\varepsilon - \hbar\omega_0) \in_{ijk} + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon - \hbar\omega_0) h_j h_k\right] + (SH3 + SH4) \frac{\tau(\varepsilon + \hbar\omega_0)}{1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon + \hbar\omega_0)} \left[\delta_{ik} +$$

$$\omega_c \tau(\varepsilon + \hbar\omega_0) \in_{ijk} + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon + \hbar\omega_0) h_j h_k\right]\} + \frac{e^5 \hbar^5 \omega_0 L E_0^2}{192 m * \Omega^4 \pi \kappa}\left(\frac{1}{\chi_\infty} -$$

$$\frac{1}{\chi_0}\right) \sum_{n,l,n',l'} \frac{I_{n,l,n',l'}^2(q)}{e^{\frac{\hbar\omega_0}{k_B T}} - 1} + \{SH5 \frac{\tau(\varepsilon - \hbar\omega_0 + \hbar\Omega)}{1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon - \hbar\omega_0 + \hbar\Omega)} \left[\delta_{ik} + \omega_c \tau(\varepsilon - \hbar\omega_0 + \hbar\Omega) \in_{ijk} +$$

$$\omega_c^2 \tau^2(\varepsilon - \hbar\omega_0 + \hbar\Omega) h_j h_k\right] + SH6 \frac{\tau(\varepsilon - \hbar\omega_0 - \hbar\Omega)}{1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon - \hbar\omega_0 - \hbar\Omega)} \left[\delta_{ik} + \omega_c \tau(\varepsilon - \hbar\omega_0 -$$

$$\hbar\Omega) \in_{ijk} + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon - \hbar\omega_0 - \hbar\Omega) h_j h_k\right] + SH7 \frac{\tau(\varepsilon + \hbar\omega_0 + \hbar\Omega)}{1 + \omega_c^2 \tau^2(\varepsilon + \hbar\omega + \hbar\Omega)} \left[\delta_{ik} + \omega_c \tau(\varepsilon +$$

$\hbar\omega_0 + \hbar\Omega) \in_{ijk} + \omega_c^2\tau^2(\varepsilon + \hbar\omega_0 + \hbar\Omega)h_j h_k\big] + SH8\frac{\tau(\varepsilon+\hbar\omega_0-\hbar\Omega)}{1+\omega_c^2\tau^2(\varepsilon+\hbar\omega-\hbar\Omega)}\big[\delta_{ik} +$

$\omega_c\tau(\varepsilon + \hbar\omega_0 - \hbar\Omega) \in_{ijk} + \omega_c^2\tau^2(\varepsilon + \hbar\omega_0 - \hbar\Omega)h_j h_k\big]\Big\}$ (3.3)

$\beta_{(n,l)i,j-op} = \frac{e^3\hbar^5\omega_0 L}{48m^{*3}\pi\kappa}\left(\frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi_0}\right)\sum_{n,l,n',l'}\frac{I^2_{n,l,n',l'}(q)}{e^{\frac{\hbar\omega_0}{k_BT}}-1} \times \Big\{\frac{\hbar\omega_0}{T}(SH1 +$

$SH2)\frac{\tau(\varepsilon-\hbar\omega_0)}{1+\omega_c^2\tau^2(\varepsilon-\hbar\omega_0)}\big[\delta_{ik} + \omega_c\tau(\varepsilon - \hbar\omega_0) \in_{ijk} + \omega_c^2\tau^2(\varepsilon - \hbar\omega_0)h_j h_k\big] - \frac{\hbar\omega_0}{T}(SH3 +$

$SH4)\frac{\tau(\varepsilon+\hbar\omega_0)}{1+\omega_c^2\tau^2(\varepsilon+\hbar\omega_0)}\big[\delta_{ik} + \omega_c\tau(\varepsilon + \hbar\omega_0) \in_{ijk} + \omega_c^2\tau^2(\varepsilon + \hbar\omega_0)h_j h_k\big]\Big\} +$

$\frac{e^5\hbar^5\omega_0 L E_0^2}{192m*\Omega^4\pi\kappa}\left(\frac{1}{\chi_\infty} - \frac{1}{\chi_0}\right)\sum_{n,l,n',l'}\frac{I^2_{n,l,n',l'}(q)}{e^{\frac{\hbar\omega_0}{k_BT}}-1} \times \Big\{\frac{\hbar\omega_0-\hbar\Omega}{T}SH5\frac{\tau(\varepsilon-\hbar\omega_0+\hbar\Omega)}{1+\omega_c^2\tau^2(\varepsilon-\hbar\omega_0+\hbar\Omega)}\big[\delta_{ik} +$

$\omega_c\tau(\varepsilon - \hbar\omega_0 + \hbar\Omega) \in_{ijk} + \omega_c^2\tau^2(\varepsilon - \hbar\omega_0 + \hbar\Omega)h_j h_k\big] +$

$\frac{\hbar\omega_0+\hbar\Omega}{T}SH6\frac{\tau(\varepsilon-\hbar\omega_0-\hbar\Omega)}{1+\omega_c^2\tau^2(\varepsilon-\hbar\omega_0-\hbar\Omega)}\big[\delta_{ik} + \omega_c\tau(\varepsilon - \hbar\omega_0 - \hbar\Omega) \in_{ijk} + \omega_c^2\tau^2(\varepsilon - \hbar\omega_0 -$

$\hbar\Omega)h_j h_k\big]\frac{\hbar\omega_0+\hbar\Omega}{T}SH7\frac{\tau(\varepsilon+\hbar\omega_0+\hbar\Omega)}{1+\omega_c^2\tau^2(\varepsilon+\hbar\omega+\hbar\Omega)}\big[\delta_{ik} + \omega_c\tau(\varepsilon + \hbar\omega_0 + \hbar\Omega) \in_{ijk} + \omega_c^2\tau^2(\varepsilon +$

$\hbar\omega_0 + \hbar\Omega)h_j h_k\big] - \frac{\hbar\omega_0-\hbar\Omega}{T}SH8\frac{\tau(\varepsilon+\hbar\omega_0-\hbar\Omega)}{1+\omega_c^2\tau^2(\varepsilon+\hbar\omega-\hbar\Omega)}\big[\delta_{ik} + \omega_c\tau(\varepsilon + \hbar\omega_0 - \hbar\Omega) \in_{ijk} +$

$\omega_c^2\tau^2(\varepsilon + \hbar\omega_0 - \hbar\Omega)h_j h_k\big]\Big\}$ (3.4)

$SH1 = -\frac{x_1^2}{\sqrt{\Delta_{11}\Delta_{n,l}}}\left(\frac{1}{c_1} + \frac{1}{d_1} - \frac{\alpha^2}{2}(c_1 - d_1)\right) - \frac{x_2^2}{\sqrt{\Delta_{12}\Delta_{n,l}}}\left(\frac{1}{c_2} + \frac{1}{d_2} - \frac{\alpha^2}{2}(c_2 - d_2)\right); SH2 =$

$\frac{1}{\sqrt{\Delta_{I1}\Delta_{n',l'}}}\left(y_1(y_1 - C_1)\left(\frac{1}{C_1} - \frac{\alpha^2}{2}C_1\right) + y_2(y_2 - C_2)\left(\frac{1}{C_2} - \frac{\alpha^2}{2}C_2\right)\right) +$

$\frac{1}{\sqrt{\Delta_{I1}\Delta_{n',l'}}}\left(y_1(y_1 - D_1)\left(\frac{1}{D_1} - \frac{\alpha^2}{2}D_1\right) + y_2(y_2 - D_2)\left(\frac{1}{D_2} - \frac{\alpha^2}{2}D_2\right)\right);$ $SH5 =$

$\frac{x_1^2}{\sqrt{\Delta_{21}\Delta_{n,l}}}(g_1 + h_1) + \frac{x_2^2}{\sqrt{\Delta_{22}\Delta_{n,l}}}(g_2 + h_2) + \frac{y_1}{\sqrt{\Delta_{II1}\Delta_{n',l'}}}((y_1 - G_1)G_1 + (y_1 - H_1)H_1) +$

$\frac{y_2}{\sqrt{\Delta_{II2}\Delta_{n',l'}}}((y_2 - G_2)G_2 + (y_2 - H_2)H_2);$ $\Delta_{n,l} = \frac{2m*}{\hbar^2}\left(\varepsilon_F + \frac{1}{2}\left(\frac{e.E_1}{\omega_c}\right)^2\right) - \frac{\omega_c m*}{\hbar}\left(N + \right.$

$\left.\frac{n}{2} + \frac{l}{2} + \frac{1}{2}\right); x_1 = \sqrt{\Delta_{n,l}};\ x_2 = -\sqrt{\Delta_{n,l}}\ ; \Delta_{11} = x_1^2 - \frac{2m*}{\hbar}\left[\left(\frac{n'-n}{2} + \frac{l'-l}{2}\right)\omega_c - \omega_0\right];$

$c_1 = x_1 + \sqrt{\Delta_{11}}; d_1 = x_1 - \sqrt{\Delta_{11}}$

Hệ số Ettingshausen: $$P_{op} = \frac{H^{-1}}{\sigma_{(n,l)xx-op}} \frac{\begin{vmatrix} \sigma_{(n,l)xx-op} & \sigma_{(n,l)xy-op} \\ \gamma_{(n,l)xx-op} & \gamma_{(n,l)xy-op} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \beta_{(n,l)xx-op} & \sigma_{(n,l)xx-op} \\ \xi_{(n,l)ik-op} & \gamma_{(n,l)xx-op} \end{vmatrix}} \quad (3.5)$$

3.2.2. Trường hợp tương tác điện tử - phonon âm

Ở nhiệt độ thấp, tương tác âm điện tử-phonon đóng một vai trò quan trọng [30, 41, 42]. Cho trường hợp của phonon âm, nếu nhiệt độ đủ thấp, điện tử được coi là thoái hóa và sự phân bố hàm có dạng hàm Heaviside $\hbar\omega_1 = \hbar v_s q \ll \hbar\Omega, N_q = \frac{k_b T}{\hbar\omega_q}$. Chúng tôi quan tâm đến sự tán xạ là đàn hồi để bỏ qua tần số phonon trong hàm delta ở biểu thức (3.2) miễn là từ trường B và sóng điện từ đủ mạnh để làm cho phạm vi giữa các mức Landau và mức năng lượng photon cao hơn nhiều so với năng lượng phonon âm. Vì vậy, chúng tôi có được biểu thức phân tích của tensor độ dẫn điện:

$$\sigma_{(n,l)i,j-ac} = \frac{e^2 L R^2 \hbar^4}{8\pi^2 m^{*3}} \frac{\tau(\varepsilon)}{1+\omega_c^2\tau^2(\varepsilon)} \sum_{n,l} \Delta_{n,l}^{2/3} \left[\delta_{ik} + \omega_c\tau(\varepsilon) \in_{ijk} + \omega_c^2\tau^2(\varepsilon) h_j h_k\right] + \frac{e E_d^2 \hbar^5 L}{48\pi^2 m^{*3} \rho v_s \omega_q} \sum_{n,l,n',l'} \frac{I^2_{n,l,n',l'}(q)}{N_q} (SH1 + SH2) \frac{\tau(\varepsilon)}{1+\omega_c^2\tau^2(\varepsilon)} \left[\delta_{ik} + \omega_c\tau(\varepsilon) \in_{ijk} + \omega_c^2\tau^2(\varepsilon) h_j h_k\right] + \frac{e^3 \hbar^5 L E_d^2 E_0^2}{192\pi^2 m^{*5} \Omega^4 \rho v_s \omega_q} \sum_{n,l,n',l'} \frac{I^2_{n,l,n',l'}(q)}{N_q} \times \{(SH1a + SH2b) \frac{\tau(\varepsilon+\hbar\Omega)}{1+\omega_c^2\tau^2(\varepsilon+\hbar\Omega)} \left[\delta_{ik} + \omega_c\tau(\varepsilon+\hbar\Omega) \in_{ijk} + \omega_c^2\tau^2(\varepsilon+\hbar\Omega) h_j h_k\right] + (SH3a + SH4b) \frac{\tau(\varepsilon-\hbar\Omega)}{1+\omega_c^2\tau^2(\varepsilon-\hbar\Omega)} \left[\delta_{ik} + \omega_c\tau(\varepsilon-\hbar\Omega) \in_{ijk} + \omega_c^2\tau^2(\varepsilon-\hbar\Omega) h_j h_k\right]\} \quad (3.6)$$

$$\beta_{(n,l)i,j-ac} = \frac{e^3 \hbar^5 L E_d^2 E_0^2}{192\pi^2 m^{*5} \Omega^4 \rho v_s \omega_q} \sum_{n,l,n',l'} \frac{I^2_{n,l,n',l'}(q)}{N_q} \times \{(SH1a + SH2b) \frac{-\hbar\Omega}{T} \frac{\tau(\varepsilon+\hbar\Omega)}{1+\omega_c^2\tau^2(\varepsilon+\hbar\Omega)} \left[\delta_{ik} + \omega_c\tau(\varepsilon+\hbar\Omega) \in_{ijk} + \omega_c^2\tau^2(\varepsilon+\hbar\Omega) h_j h_k\right] + (SH3a + SH4b) \frac{\hbar\Omega}{T} \frac{\tau(\varepsilon-\hbar\Omega)}{1+\omega_c^2\tau^2(\varepsilon-\hbar\Omega)} \left[\delta_{ik} + \omega_c\tau(\varepsilon-\hbar\Omega) \in_{ijk} + \omega_c^2\tau^2(\varepsilon-\hbar\Omega) h_j h_k\right]\} \quad (3.7)$$

$$SH1a = -\frac{x_1^2}{\sqrt{\Delta_{11}\Delta_{n,l}}} \left[(c_1^2 - d_1^2) - \frac{e^2 E_0^2}{m^{*2}\Omega^4} (c_1^4 d_1^4)\right] - \frac{x_2^2}{\sqrt{\Delta_{12}\Delta_{n,l}}} \left[(c_2^2 - d_2^2) - \frac{e^2 E_0^2}{m^{*2}\Omega^4} (c_2^4 d_2^4)\right] \quad ; \quad SH1b = \frac{y_1}{\sqrt{\Delta_{I1}\Delta_{n',l'}}} \left[(y_1 + C_1)\left(C_1^2 - \frac{e^2 E_0^2}{m^{*2}\Omega^4} C_1^2\right) + (y_1 +\right.$$

$$D_1)\left(D_1^2-\frac{e^2E_0^2}{m^{*2}\Omega^4}D_1^2\right)\Big]+\frac{y_2}{\sqrt{\Delta_{I2}\Delta_{n',l'}}}\Big[(y_2+C_2)\left(C_2^2-\frac{e^2E_0^2}{m^{*2}\Omega^4}C_2^2\right)+(y_2+$$

$$D_2)\left(D_2^2-\frac{e^2E_0^2}{m^{*2}\Omega^4}D_2^2\right)\Big];\qquad \Delta_{n,l}=\frac{2m*}{\hbar^2}\left(\varepsilon_F+\frac{1}{2}\left(\frac{e.E_1}{\omega_c}\right)^2\right)-\frac{\omega_c m*}{\hbar}\left(N+\frac{n}{2}+\frac{l}{2}+$$

$$\frac{1}{2}\Big);x_1=\sqrt{\Delta_{n,l}};x_2=-\sqrt{\Delta_{n,l}}\;;\Delta_{11}=x_1^2-\frac{2m*}{\hbar}\Big[\Big(\frac{n'-n}{2}+\frac{l'-l}{2}\Big)\omega_c-\omega_0\Big];$$

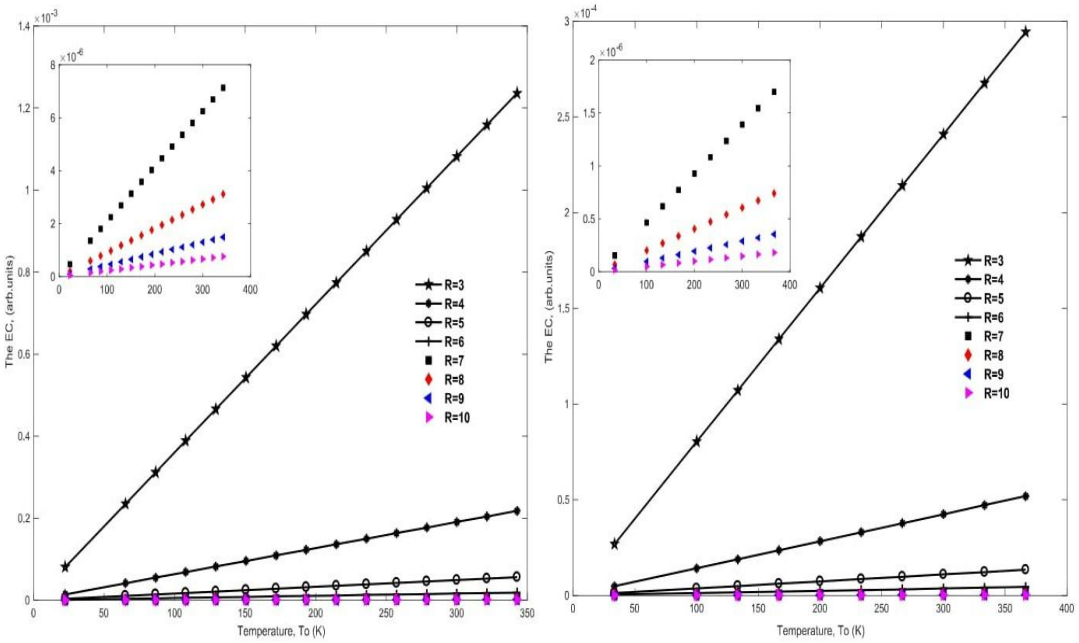
$$c_1=x_1+\sqrt{\Delta_{11}};d_1=x_1-\sqrt{\Delta_{11}}$$

Chúng ta thu được các biểu thức của hệ số Ettingshausen cho trường hợp tán xạ điện tử - phonon âm.

$$P_{ac}=\frac{H^{-1}}{\sigma_{(n,l)xx-ac}}\frac{\begin{vmatrix}\sigma_{(n,l)xx-ac} & \sigma_{(n,l)xy-ac}\\ \gamma_{(n,l)xx-ac} & \gamma_{(n,l)xy-ac}\end{vmatrix}}{\begin{vmatrix}\beta_{(n,l)xx-ac} & \sigma_{(n,l)xx-ac}\\ \xi_{(n,l)ik-ac} & \gamma_{(n,l)xx-ac}\end{vmatrix}} \tag{3.8}$$

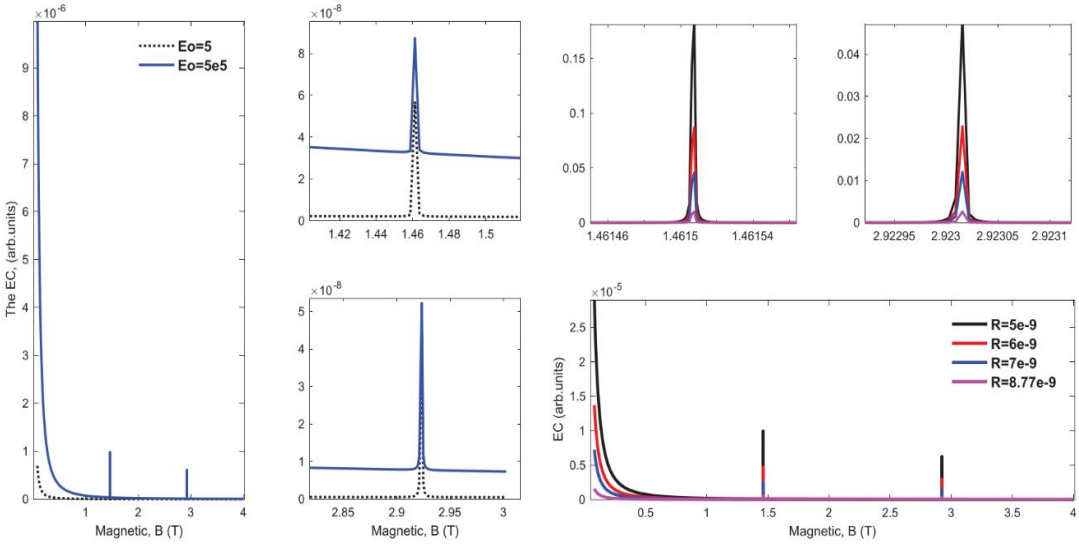
3.2.3. Kết quả số và thảo luận

Để làm rõ các kết quả thu được, trong phần này, chúng tôi tính toán số hệ số Ettingshausen trong một hệ thống đã đề cập ở trên. Mô hình chúng tôi xem xét là GaAs / AlGaAs.



Hình 3.1. Sự phụ thuộc của Hệ số Ettingshausen trong dây lượng tử hình trụ vào nhiệt độ

Ở hình (3.1) cho chúng ta thấy sự phụ thuộc của hệ số Ettingshausen (EC) vào hệ thống Nhiệt độ T trong 8 giá trị bán kính dây khác nhau (Giá trị R bắt đầu từ 3nm đến 10nm). Lý do cho phép tính đầu tiên này là chúng tôi muốn kiểm tra tính mới của biểu thức vật lý giải tích ở trên của chúng tôi. Một đặc điểm nổi bật trong dữ liệu của Hình (3.1) là EC tăng tuyến tính với giá trị dương trong cả chu kỳ dưới dạng một hàm với biến T đối với cả trường hợp tán xạ phonon quang và phonon âm. So sánh giữa cả hai con số, giá trị của EC trong trường hợp phonon quang lớn hơn một chút so với giá trị của nó trong trường hợp của phonon âm ở cùng điều kiện (từ trường, EMW và nhiệt độ). Tính toán tiếp theo, chúng tôi nhận thấy rằng từ trường bên ngoài đóng một vai trò đáng kể đối với hiệu ứng Ettingshausen cũng như hệ số Ettingshausen. Đặc biệt, từ trường dành cho cộng hưởng cyclotron và cộng hưởng quang từ bởi sự xuất hiện rõ ràng trong điện trở suất từ và sự xuất hiện không rõ ràng trong độ dẫn điện. Một mặt, chúng tôi coi trường hợp tương tác phonon quang điện tử là các hình ở góc phần tư thứ hai và góc phần tư thứ ba.



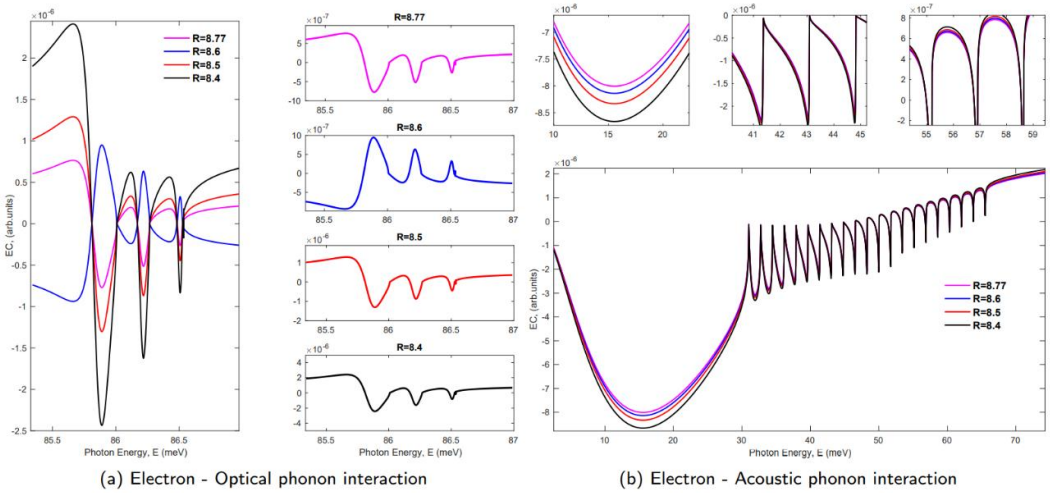
Hình 3.2. Sự phụ thuộc của Hệ số Ettingshausen trong dây lượng tử hình trụ vào từ trường (trường hợp tương tác điện tử-phonon quang)

Hình 3.2 cho chúng ta thấy rằng trong số hạng của B (hoặc tần số cyclotron), hệ số Etingshausen giảm theo cấp số nhân trong vùng từ trường thấp (dưới 0,5T) và vẫn tồn tại ổn định trong khoảng thời gian còn lại (trên 1T), mặc dù tồn tại hai cực đại của hệ số Etingshausen tại B = 1,462T và B = 2, 923T. Sự xuất hiện hai đỉnh có thể được giải thích là hiệu ứng cộng hưởng cyclotron (CR).

Thật thú vị rằng, kết quả của chúng tôi phù hợp với kết quả thu được từ QW hẹp và rộng trong (trích dẫn MPR hamaguchi). Bên cạnh đó, ảnh hưởng của của R trong trường hợp phonon âm cũng khác với trường hợp phonon quang học. Hệ số Etingshausen vẫn xu hướng giảm theo quy luật hàm mũ và dao động ở miền từ trường mạnh nhưng chúng ta có thể dễ dàng quan sát thấy sự khác biệt ở các vị trí cực đại. Mặc dù hiệu ứng kích thước lượng tử trên hệ số Etingshausen vẫn đáng chú ý. Kết quả này là do sự truyền qua mạnh của chất bán dẫn trong miền từ trường (B <1T) [32] và

sự khác biệt của hệ số dạng $I_{n,l,n',l'}$ tại mỗi giá trị cụ thể của R trong (3.17). Điều này cũng phù hợp với kết quả lý thuyết trong hệ thống 1D [33] nhưng khác với hệ thống 2D [38].

Hình (3.4) cho chúng ta thấy sự phụ thuộc của hệ số Etingshausen vào năng lượng photon bên ngoài hoặc tần số sóng điện từ (EMW) (E = ‘Ω). Chúng tôi đã biết rằng cộng hưởng từ quang điện tử xảy ra khi chúng ta áp dụng sóng điện từ bên ngoài theo chiều dọc của dây lượng tử hình trụ. Do đó, việc khảo sát công suất của EMW hoặc năng lượng photon E được quan tâm đến bản chất. Trước hết chúng ta xem lại hình (3.4a) bên trái cũng là trường hợp phonon quang. Để thống nhất kết quả với các bài báo trước của chúng tôi, chúng tôi đã chọn giá trị của bán kính R ở khoảng 9nm và cũng giảm phạm vi của E từ 85meV xuống 87meV như thiết lập điều kiện nhiệt độ thấp T = 100K (nhưng đủ cao để phân giải LL) và từ trường B = 0: 2T trong dự định. Do đó, dao động trong trường hợp Shubnikov-de Hass có thể bị bỏ qua. Như chung tôi đã đề cập đến ở trên, hệ số Etingshausen có đơn vị vật lý tương tự với từ trở và dao động của hệ số Etingshausen theo E có thể là được phân loại với MPR được gây ra bởi LL giữa các dải con của sự tán xạ điện tử và phonon quang dọc. Các điều kiện trên là theo sự chuyển dịch giữa 0 sang LL thứ nhất và LL thứ hai (tương ứng với N = 2) và chọn n = 0, n’ = 2, l = 0, l’ = 2. Điều này có thể dẫn chúng ta đến kết quả thu được vị trí MPR từ hệ thống hai chiều [34, 47, 37]. Mặc dù vậy, do sự xuất hiện của cặp số số lượng tử n; l trong hệ thống một chiều khác biệt phân tích từ hệ thống hai chiều (điện tử bị giới hạn dọc theo chỉ 1 hướng), chúng ta có thể thấy nhiều đỉnh con hơn xuất hiện xung quanh ba giá trị của năng lượng photon: 86,03meV, 86,27meV và 86,61meV. Điều thú vị mà chúng tôi phát hiện ra là tất cả các dao động giữa các băng con xuất hiện ở nơi giá trị của hệ số Etingshausen gần đúng bằng 0. Tại các vị trí này, tín hiệu hệ số Etingshausen có nghĩa là tensor dẫn điện nhỏ hơn tensor dẫn nhiệt và chuyển động của điện tử gần như là về gradient nhiệt dọc theo trục vuông góc của vectơ EMW. Mặc dù biên độ của dao động nhỏ hơn so với dao động chính.



Hình 3.4. Sự phụ thuộc của Hệ số Ettingshausen trong dây lượng tử hình trụ vào năng lượng photon

3.3. Kết luận chương 3

Chương 3 của luận án đã nghiên cứu hệ số Ettingshausen bởi điện tử giam cầm trong dây lượng tử hình trụ hố thế cao vô hạn. Các phương trình động lượng tử cho điện tử và các biểu thức của hệ số Ettingshausen trong dây lượng tử hình trụ hố thế cao vô hạn đã được thiết lập và tính toán cho cả hai cơ chế tán xạ điện tử-phonon âm và điện tử-phonon quang. Hệ số Ettingshausen trong dây lượng tử hình trụ hố thế cao vô hạn cũng đã được khảo sát theo các tham số của trường ngoài như cường độ và tần số của sóng điện từ, tần số cyclotron của từ trường, nhiệt độ của hệ, các tham số cấu trúc đặc trưng của dây lượng tử hình trụ hố thế cao vô hạn. Các tính toán số được áp dụng cho mô hình GaAs/AlGaAs của dây lượng tử hình trụ cho thấy rằng hệ số Ettingshausen phụ thuộc tuyến tính và tăng trong khi nhiệt độ tăng tương tự như kết quả thí nghiệm trước đó. Khảo sát hệ số Ettingshausen trong hạn của từ trường, chúng tôi quan sát thấy 2 cực đại của hiệu ứng trong tán xạ phonon quang và dao động xung tam giác trong tán xạ phonon âm. Ngoài ra, sự xuất hiện của sóng điện từ là một phương pháp kích thích quang học có thể chấp nhận được và hệ số Ettingshausen có giá trị hoàn toàn khác so với việc không có sóng điện từ. Mặt khác, chúng tôi cẩn thận đề cập đến tác động của hiệu ứng kích thước lượng tử trong hiệu ứng Ettingshausen bằng cách xem xét ở các giá trị bán kính dây lượng tử hình trụ tăng dần. Kết quả chỉ ra rằng hệ số Ettingshausen có xu hướng trở nên tuyến tính và duy trì ổn định ở gần 0 trong khi bán kính mở rộng. Cuối cùng, chúng tôi tìm ra MPR ảnh hưởng của sự phụ thuộc của hệ số Ettingshausen vào năng lượng của quá trình quang kích thích. Trong trường hợp phonon quang, cực đại cộng hưởng xuất hiện nhiều hơn trong dây lượng tử (hệ một chiều) hơn là trong giếng lượng tử (hệ hai chiều). Sau đó, trong trường hợp của phonon âm, chúng ta cũng nhận thấy sự dao động của hệ số Ettingshausen trong năng lượng photon trong phạm vi LL đầu tiên đến phạm vi LL thứ hai. Những kết quả trên đã được giải thích và so sánh với các nghiên cứu trước đây để cho thấy tính mới và sự thành công của công việc. Chúng tôi hy vọng rằng dữ liệu của chúng tôi tạo thành giá trị hệ số Etingshausen có thể được sử dụng để kiểm tra thực nghiệm trong các nghiên cứu sau.

KẾT LUẬN

Trong luận án đã sử dụng phương pháp phương trình động lượng tử nghiên cứu hiệu Ettingshausen trong dây lượng tử hình chữ nhật với hố thế cao vô hạn và dây lượng tử hình trụ với hố thế cao vô hạn khi có mặt sóng điện từ. Các kết quả chính của luận án được tóm tắt như sau:

1. Thiết lập phương trình động lượng tử cho hệ điện tử trong bán dẫn một chiều (dây lượng tử hình trụ với hố thế cao vô hạn, dây lượng tử hình chữ nhật với hố thế cao vô hạn) khi có mặt sóng điện từ và điện trường không đổi, từ trường không đổi. Giải phương trình động lượng tử tìm hàm phân bố không cân bằng và thu được các biểu thức giải tích cho hệ số Ettingshausen trong dây lượng tử hình chữ nhật và trong dây lượng tử hình trụ với hố thế cao vô hạn khi có mặt sóng điện từ. Biểu thức giải tích của hệ số Ettingshausen là hàm của nhiệt độ T, từ trường (tần

số cyclotron ω_c), cường độ và tần số sóng điện từ, các tham số đặc trưng cho dây lượng tử.

2. Các kết quả thu được cho thấy sự lượng tử hóa do giảm kích thước trong dây lượng tử hình chữ nhật với hố thế cao vô hạn ảnh hưởng rất mạnh lên hệ số Ettingshausen. Sự phụ thuộc của hệ số Ettingshausen trong dây lượng tử hình chữ nhật với hố thế cao vô hạn vào các tham số của hệ là phi tuyến và có những khác biệt so với trong bán dẫn khối và hệ bán dẫn hai chiều do thế giam cầm điện tử trong dây lượng tử hình chữ nhật khác với trong bán dẫn khối và hệ bán dẫn hai chiều. Kết quả cho thấy hệ số Ettingshausen giảm tuyến tính theo nhiệt độ và hệ số Ettingshausen có giá trị âm. Khi khảo sát sự phụ thuộc của hệ số Ettingshausen vào từ trường, chúng tôi thấy sự xuất hiện của dao động Shubnikov – de Haas ở nhiệt độ thường trong miền từ trường mạnh (trường hợp tương tác điện tử-phonon âm). Khi chúng tôi nghiên cứu sự phụ thuộc của hệ số Ettingshausen vào tần số sóng điện từ, chúng tôi nhận thấy rằng trong hệ số Ettingshausen cũng xuất hiện các dao động trong điều kiện từ trường mạnh ở nhiệt độ cao (trường hợp tương tác điện tử-phonon quang). Từ trường mạnh hơn thì đỉnh dao động hệ số Ettingshausen cao hơn. Cường độ sóng điện từ càng lớn và nhiệt độ càng tăng thì hệ số Ettingshausen càng giảm. Chúng ta cũng thấy, vị trí các đỉnh cộng hưởng thay đổi do đều kiện cộng hưởng từ phonon-photon thay đổi.

3. Ngoài ra, sự có mặt của sóng điện từ làm cho hệ số Ettingshausen hoàn toàn khác so với việc không có sóng điện từ. Các kết quả nghiên cứu cũng chỉ ra rằng có ảnh hưởng mạnh của thế giam cầm điện tử trong dây lượng tử hình trụ với thế cao vô hạn lên hệ số Ettingshausen. Ngoài sự khác biệt về độ dày đặc của dao động Shubnikov – de Haas, độ lớn và vị trí các đỉnh cộng hưởng so với dây lượng tử hình chữ nhật hố thế cao vô hạn, hệ số Etingshausen còn phụ thuộc mạnh vào bán kính dây lượng tử hình trụ. Kết quả chỉ ra rằng hệ số Ettingshausen có xu hướng trở nên tuyến tính và duy trì ổn định ở gần 0 trong khi bán kính mở rộng.

Các kết quả thu được của luận án có thể mở rộng hướng nghiên cứu cho hệ bán dẫn không chiều. Các kết quả thu được trong luận án góp một phần hoàn thiện lý thuyết lượng tử về các hiệu ứng Ettingshausen trong hệ bán dẫn một chiều nói riêng và trong Vật lý bán dẫn thấp chiều nói chung và 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 LIÊN QUAN ĐẾN LUẬN ÁN ĐÃ CÔNG BỐ

1. Cao Thi Vi Ba, Tran Hai Hung, Doan Minh Quang, Nguyen Quang Bau, ***Calculation of the Ettingshausen Coefficient in a Rectangular Quantum Wire with an Infinite Potential in the Presence of an Electromagnetic Wave (the Electron - Optical Phonon Interaction),***VNU Journal of Science: Mathematics – Physics, Vol. 33, No. 4 (2017) 17-23. https//doi.org/10.25073/2588-1124/vnumap.4236.

2. Nguyen Quang Bau, Doan Minh Quang, Tran Hai Hung**,** ***Magneto-thermoelectric effects in cylindrical quantum wire under the influence of electromagnetic wave for electron-optical phonon scattering.*** VNU Journal of Science: Mathematics – Physics, Vol.35, No.4 (2019), ISSN 2588-1124. https://doi.org/10.25073/2588-1124/vnumap.4400.

3. Tran Hai Hung, Doan Minh Quang, Nguyen Quang Bau and Nguyen Vu Nhan, ***Magneto-thermoelectric effects in rectangular quantum wire with an infinitely high potential in the presence of electromagnetic wave (electron - acoustic phonon interaction),*** IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 1274 (2019) 012003. DOI: 10.1088/1742-6596/1274/1/012003.

4. Hoang Van Ngoc, Nguyen Quang Bau, Doan Minh Quang and Tran Hai Hung, **,** ***One-dimensional cylindrical quantum wire: The theoretical study of photo-stimulated ettingshausen effect,*** International Journal of Modern Physics B (2021), 2250009 (17 page), ISSN (online): 1793-6578. DOI: 10.1142/S0217979222500096.