

NGHIÊN CỨU CÁC CƠ CHẾ TÁN XẠ CHỦ ĐẠO ẢNH HƯỞNG ĐẾN ĐỘ LINH ĐỘNG CỦA HẠT TẢI TRONG GIẾNG LƯỢNG TỬ PHA TẠP HAI PHÍA

Lê Văn Hiếu¹, Trần Thị Hải²

TÓM TẮT

Chúng tôi nghiên cứu ảnh hưởng của pha tạp hai phía lên quá trình vận chuyển lượng tử trong giếng lượng tử vuông góc. Bằng việc sử dụng phương pháp biến phân, chúng tôi đã đưa ra được biểu thức giải tích về sự phân bố của hạt tải và các hàm tự tương quan cho các cơ chế tán xạ. Chúng tôi nhận thấy phương pháp pha tạp 2 phía có thể làm tăng độ linh động của hạt tải so với pha tạp một phía. Từ đó, chúng tôi đưa ra sự phụ thuộc của hệ số nâng cao độ linh động vào độ rộng kênh dẫn và nồng độ hạt tải. Lý thuyết của chúng tôi đã thành công trong việc giải thích các thí nghiệm gần đây về tính chất vận chuyển, phải kể đến là sự phụ thuộc của hệ số nâng cao độ linh động vào độ rộng kênh dẫn.

Từ khóa: Pha tạp hai phía, phương pháp biến phân, hệ số nâng cao độ linh động, giếng lượng tử.

1. ĐẶT VẤN ĐỀ

Các kênh dẫn với độ linh động cao là một trong những vấn đề thách thức của vật lý bán dẫn và có tầm quan trọng lớn đối với việc ứng dụng các thiết bị. Để nâng cao phẩm chất của các linh kiện, không những phải tăng mật độ hạt tải mà còn phải tăng độ linh động của hạt tải. Độ linh động lớn cho phép chế tạo những linh kiện có khả năng điều khiển dòng cao và tốc độ đóng ngắt (chuyển) mạch nhanh. Như chúng ta đã biết, để nâng cao độ linh động của hạt tải hai chiều trong giếng lượng tử người ta thường sử dụng phương pháp điều biến các nhân tố quyết định như: cấu trúc điện tử, các cơ chế tán xạ và các nguồn giam hãm hạt tải [1,2,3].

Gần đây, chúng tôi đã chỉ ra rằng, việc điều biến bất đối xứng hàm sóng do pha tạp một bên sẽ làm tăng tán xạ do độ nhám gây nên, ví dụ như thế nhám bề mặt và thế biến dạng khớp sai... làm cho độ linh động giảm mạnh [7]. Vì vậy, chúng tôi cho rằng có thể nâng cao độ linh động bằng cách điều biến đối xứng hàm sóng do pha tạp hai bên. Các thực nghiệm gần đây cũng đã nghiên cứu tính chất vận chuyển của các giếng lượng tử pha tạp đối xứng hai bên [4,5,8,10] tuy nhiên vẫn chưa có lý thuyết nào giải thích thỏa đáng.

Vì vậy, mục tiêu của bài báo này là đưa ra lý thuyết, nghiên cứu hiện tượng vận chuyển ở nhiệt độ thấp của hạt tải trong giếng lượng tử pha tạp hai phía. Lý thuyết bao gồm tất cả các cơ chế tán xạ chủ đạo, đặc biệt là thế biến dạng khớp sai.

¹ Giáo viên Trường Trung học phổ thông Lê Lai, huyện Thọ Xuân, Thanh Hóa

² Giảng viên khoa Khoa học Tự nhiên, Trường Đại học Hồng Đức

Trong phần 2.1 chúng tôi đưa ra lý thuyết vận chuyển của hạt tải ở nhiệt độ thấp. Phần 2.2, là hàm tự tương quan cho các cơ chế tán xạ chủ đạo. Phần 2.3 là hệ số nâng cao độ linh động của hai mô hình pha tạp hai phía và pha tạp một phía. Phần 2.4 là kết quả tính số và so sánh với thực nghiệm. Phần 3 là phần tổng kết.

2. NỘI DUNG NGHIÊN CỨU

2.1. Lý thuyết vận chuyển tuyến tính

Theo lý thuyết vận chuyển tuyến tính, độ linh động ở nhiệt độ thấp được xác định bởi $\mu = e\tau / m^*$ với m^* là khối lượng hiệu dụng trong mặt phẳng của kênh dẫn. Thời gian sống vận chuyển được biểu diễn qua hàm tự tương quan:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{(2\pi)^2 \hbar E_F} \int_0^{2k_F} dq \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{q^2}{(4k_F^2 - q^2)^{1/2}} \frac{\langle |U(q)|^2 \rangle}{\varepsilon^2(q)}, \quad (1)$$

ở đây, $q = (q, \varphi)$ là xung lượng truyền hai chiều cho bởi các cơ chế tán xạ trong mặt phẳng x, y: $q = |q| = 2k_F \sin(\vartheta / 2)$ với ϑ là góc tán xạ.

Năng lượng Fermi được xác định: $E_F = \hbar^2 k_F^2 / 2m^*$ với $k_F = \sqrt{2\pi p_s}$ là số sóng Fermi.

Hàm tự tương quan trong phương trình (1) có $\langle |U(q)|^2 \rangle$ được định nghĩa là trung bình thống kê các biến đổi Fourier hai chiều của các thế tán xạ phụ thuộc vào hàm sóng bao.

$$U(q) = \int_{-\infty}^{\infty} dz |\zeta(z)|^2 U(q, z). \quad (2)$$

Hàm điện môi $\varepsilon(q)$ định lượng cho hiệu ứng chắn của thế tán xạ của hạt tải hai chiều. Áp dụng gần đúng trường ngẫu nhiên ta có:

Trong đó, $q_s = 2m^* e^2 / \varepsilon_L \hbar^2$ là nghịch đảo chiều dài chắn hai chiều Thomas-Fermi. Hiệu chỉnh trường cục bộ do tương tác trao đổi giữa các hạt với nhau được cho bởi:

$$G(q) = \frac{q}{2\sqrt{q^2 + k_F^2}}$$

Thừa số dạng chắn phụ thuộc vào tương tác của hạt dọc theo phương nuôi, được xác định bởi:

$$F_s(q) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_{-\infty}^{\infty} dz' \zeta^2(z) \zeta^2(z') e^{-q|z-z'|}. \quad (3)$$

Như ta đã biết, hàm sóng mô tả sự phân bố của hạt tải trong giếng lượng tử pha tạp đối xứng hai phía có dạng [9]:

$$\zeta(z) = \begin{cases} 2B \sqrt{\frac{\pi}{L}} \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) \cosh\left(\frac{cz}{L}\right) & \text{khi } |z| \leq \frac{L}{2} \\ 0 & \text{khi } |z| > \frac{L}{2}, \end{cases} \quad (4)$$

Thay biểu thức hàm sóng ở phương trình (4) vào phương trình (1), kết hợp với các hàm đơn giản $\gamma_n(x)$ và $\omega_n(x)$ cho bởi (12) và (13),

$$\gamma_n(x) = \left[\frac{1}{x} + \frac{(-1)^n x}{x^2 + n^2 \pi^2} \right] \sinh x, \quad (5)$$

Và:

$$\omega_n(x) = \left[\frac{(-1)^n \pi x}{x^2 + n^2 \pi^2} \right] \sinh x \quad (6)$$

với $n = 0, 1, 2, \dots$ là số nguyên.

Ta thu được:

$$\begin{aligned} F_s(t) = & \frac{\pi^2 B^4}{8} \left\{ \frac{4t}{t^2 - 4c^2} [\gamma_1(2c) + 1] + \frac{8}{t} [2\gamma_1(c) - e^{-t/2} \gamma_1(t/2) + 1] + \right. \\ & + \left(\frac{t-2c}{(t-2c)^2 + 4\pi^2} + \frac{t+2c}{(t+2c)^2 + 4\pi^2} \right) [\gamma_2(2c) + 2\gamma_1(2c) - \gamma_0(2c) + 1] + \\ & + \frac{8t}{t^2 + 4\pi^2} [\gamma_2(c) + 2\gamma_1(c) - \gamma_0(c) + e^{-t/2} \gamma_1(t/2) + 1/2] + \frac{16\pi ct}{[(t-2c)^2 + 4\pi^2][(t+2c)^2 + 4\pi^2]} \times \\ & \times [\omega_2(2c) + 2\omega_1(2c)] - 8\pi^2 \left[\frac{e^{-c-t/2}}{(t-2c)[(t-2c)^2 + 4\pi^2]} + \right. \\ & \left. + \frac{e^{-(c+t/2)}}{(t+2c)[(t+2c)^2 + 4\pi^2]} + \frac{4e^{-t/2}}{t[t^2 + 4\pi^2]} \right] \{ \gamma_1(c+t/2) + \gamma_1(c-t/2) \} \}, \quad (7) \end{aligned}$$

Ở nhiệt độ thấp, các hạt tải có thể có các cơ chế tán xạ sau: Tạt xạ (RI), độ nhám bề mặt (SR), thể biến dạng khớp sai (DP). Thời gian sống tổng cộng được xác định bởi quy tắc

$$\text{Matthiessen: } \frac{1}{\tau_{tot}} = \frac{2}{\tau_{RI}} + \frac{2}{\tau_{SR}} + \frac{2}{\tau_{DP}}, \quad (8)$$

ở đây, hệ số 2 xuất hiện do có hai lớp pha tạt và hai mặt nhám.

2.2. Hàm tự tương quan cho các cơ chế tán xạ chủ đạo

2.2.1. Tán xạ gây bởi Tạt xạ

Từ phương trình (1), ta thấy giá trị của thời gian sống vận chuyển được biểu diễn qua hàm tự tương quan cho mỗi cơ chế tán xạ. Đầu tiên, hàm tự tương quan cho tán xạ từ sự phân bố ngẫu nhiên của tạt được xác định bởi tích phân trên toàn miền pha tạt [6]:

$$\langle |U_{RI}(q)|^2 \rangle = \left(\frac{2\pi e^2}{\epsilon_L q} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} dz_i N_I(z_i) F_R^2(q, z_i). \quad (9)$$

Trong đó, $N_I(z_i)$ là sự phân bố của tạt và $F_R(q, z_i)$ là thừa số dạng đối với lá tạt ở vị trí $z = z_i$, được xác định bởi:

$$F_R(q, z_i) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz |\zeta(z)|^2 e^{-q|z-z_i|}. \quad (10)$$

Tính toán phương trình (10) với hàm sóng cho bởi phương trình (4) ta được:

$$F_R(q, z_i) = R(qL) \frac{e^{qz_i}}{2}, \quad (11)$$

trong đó, $t=qL$ và

$$R(t) = \pi B^2 [\gamma_1(c+t/2) + \gamma_1(c-t/2) + 2\gamma_1(t/2)] \quad (12)$$

với $\gamma_1(c)$ là hàm được xác định bởi phương trình (12).

Như vậy, hàm tự tương quan xác định bởi các phương trình từ (9) đến (12).

Từ mô hình trên, ta tiến hành xử lý nhiệt trong quá trình nuôi epitaxy chùm phân tử. Ở nhiệt độ cao, tương quan giữa các ion yếu hơn so với trường tạp ngẫu nhiên của nó, nên hàm tự tương quan có dạng đơn giản như sau:

$$\langle |U_{RI}(q)|^2 \rangle_c = \langle |U_{RI}(q)|^2 \rangle F_C(q), \quad (13)$$

Ở đây, chỉ số $\langle \dots \rangle_c$ biểu thị trung bình thống kê sự phân bố của tạp. Hệ số tương quan

tạp nhỏ hơn 1 đơn vị: $F_C(q) = \frac{q}{q+q_c}$, tham số tương quan cho bởi: $q_c = \frac{2\pi e^2 N_I^{2D}}{\epsilon_L k_B T_0}$,

$N_I^{2D} = N_I L_d$ là mật độ lá tạp hai chiều, T_0 là nhiệt độ làm lạnh đối với sự khuếch tán của tạp, k_B là hằng số Boltzmann.

Từ đó ta tìm được hàm tự tương quan cho tạp có dạng:

$$\langle |U_{RI}(q)|^2 \rangle_c = \left(\frac{2\pi e^2}{\epsilon_L q} \right)^2 \frac{N_I L^3}{4} F_{RI}(qL), \quad (14)$$

Ở đây thừa số dạng chắn có dạng:

$$F_{RI}(t) = \frac{R^2(t)}{2} \frac{e^{-2st} - e^{-2dt}}{t^2(t+t_c)}$$

với $d = z_z / L$ và $s = z_s / L$ và $t_c = q_c L$.

2.2.2. Tán xạ gây bởi độ nhám bề mặt

Tiếp theo chúng tôi đưa ra hàm tự tương quan cho tán xạ do độ nhám bề mặt gây nên. Như chúng ta đã biết, giá trị của thế trong không gian véc tơ sóng đối với các tán xạ từ bề mặt nhám phía đỉnh có dạng [6]:

$$U_{SR}(q) = V_0 |\zeta_-|^2 \Delta_q, \quad (15)$$

Ở đây, Δ_q là biến đổi Fourier hai chiều của cấu hình bề mặt.

$$V_0 |\zeta_-|^2 = [E(c) - V_0(z_0)] \zeta^2(z_0) + \int_{-\infty}^{z_0} dz \zeta^2(z) \frac{\partial V_H(z)}{\partial z} \quad (16)$$

với z_0 là cực trị của hàm sóng ($z_0 > -L/2$). Trong trường hợp đơn giản, chọn $z_0=0$, kết hợp với các thể tán xạ trong [9], chúng tôi đưa ra biểu thức giải tích của thể tán xạ có dạng:

$$\begin{aligned} V_0 |\zeta_-|^2 = & [E(c) - V_0(z_0)] \zeta^2(0) + \frac{\pi^3 e^2 B^4 p_s}{2 \varepsilon_L} \left\{ \frac{1}{c^2 + \pi^2} \left[\frac{2c^2 + \pi^2}{c} [\theta_1(2c) + 2\theta_1(c)] + \right. \right. \\ & + \frac{c}{2} [\theta_2(2c) + 2\theta_2(c) - \theta_0(2c) + 2\theta_0(c)] - \frac{\pi}{2} [\sigma_2(2c) + 2\sigma_1(2c)] - \frac{c^2 + 2\pi^2}{\pi} \times \\ & \left. \left. \times [\sigma_2(c) + 2\sigma_1(c)] - \frac{2c^2 + 3\pi^2}{2\pi} [\sigma_2(0) + 2\sigma_1(0)] + 2 \left[\frac{\partial \theta_1(c)}{\partial c} + \frac{\partial \theta_1(0)}{\partial c} \right] \right\} \end{aligned} \quad (17)$$

2.2.3. Tán xạ gây bởi thể biến dạng khớp sai

Cuối cùng chúng tôi chứng minh rằng, độ nhám bề mặt tạo ra thăng giáng của biến dạng trong giếng lượng tử có sự chênh lệch hằng số mạng. Chính sự chênh lệch này dẫn tới sự thay đổi của dạng biên, làm xuất hiện các cơ chế tán xạ mới. Thể tán xạ mới này phụ thuộc vào dạng đối xứng của tinh thể và loại hạt tải.

Dưới đây, chúng tôi đưa ra biến đổi Fourier hai chiều của thể biến dạng khớp sai đối với tinh thể lập phương. Thể tán xạ ở phía bề mặt nhám của đỉnh giếng cho bởi, đối với điện tử:

$$U_{DP}^{(c)}(q, z) = -\frac{\alpha \epsilon_{\parallel} \Xi_u(K+1)}{2} q \Delta_q e^{-q(z+L/2)} \quad (18)$$

và đối với lỗ trống:

$$U_{DP}^{(v)}(q, z) = \frac{\alpha \epsilon_{\parallel}}{2} q \Delta_q e^{-q(z+L/2)} \times \left\{ \frac{3}{2} [b_s(K+1)]^2 (1 + \sin^4 \varphi + \cos^4 \varphi) + \left(\frac{d_s G}{4c_{44}} \right)^2 (1 + \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi) \right\}^{1/2} \quad (19)$$

ở bên trong giếng ($|z| \leq L/2$) và bằng 0 trong các khoảng còn lại. Với Ξ_u là thành phần biến dạng thể tích tổ hợp của thể biến dạng cho vùng dẫn.

Sử dụng hàm sóng từ phương trình (1) chúng tôi xác định được biểu thức cho hàm tự tương quan cho thể biến dạng khớp sai cho điện tử có dạng:

$$\left\langle |U_{DP}^{(c)}(q, z)|^2 \right\rangle = \left(\frac{\pi^{3/2} \alpha \epsilon_{\parallel} \Xi_u(K+1) \Lambda \Delta B^2}{4L} \right)^2, \quad (20)$$

và cho lỗ trống:

$$\begin{aligned} \left\langle |U_{DP}^{(v)}(q, z)|^2 \right\rangle = & \left(\frac{\pi^{3/2} \alpha \epsilon_{\parallel} \Xi_u \Lambda \Delta B^2}{4L} \right)^2 F_{DP}(t) \times \\ & \times \left\{ \frac{3}{2} [b_s(K+1)]^2 (1 + \sin^4 \varphi + \cos^4 \varphi) + \left(\frac{d_s G}{4c_{44}} \right)^2 (1 + \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi) \right\}, \end{aligned} \quad (21)$$

Trong đó, thừa số dạng:

$$F_{DP}(t) = t^2 e^{-t} [\gamma_1(c+t/2) + \gamma_1(c-t/2) + 2\gamma_1(t/2)]^2 F_R(t).$$

Như vậy, với việc sử dụng hàm sóng bao ở phương trình (4), chúng ta đã xác định được hàm tự tương quan cho tất cả các cơ chế tán xạ của giếng lượng tử pha tạp điều biến đối xứng ở dưới dạng giải tích. Các hàm tự tương quan này đều phụ thuộc vào tham số biến phân c , vì vậy chúng ta phải tính đến ảnh hưởng của hiệu ứng uốn cong vùng năng lượng.

2.3. Hệ số nâng cao độ linh động

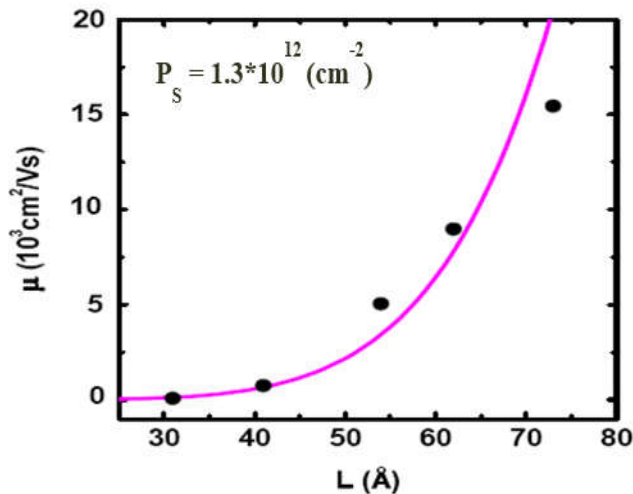
Cuối cùng, để nghiên cứu tính ưu việt của phương pháp pha tạp hai phía so với pha tạp một phía, chúng tôi đã đưa ra một đại lượng gọi là hệ số nâng cao độ linh động Q : là tỉ số độ linh động giữa trường hợp pha tạp hai phía μ_{tot}^{sym} và pha tạp một phía μ_{tot}^{asym} với cùng nồng độ hạt tải và dạng bề mặt.

$$Q^{(L, P_s, \Lambda)} = \frac{\mu_{tot}^{sym}(L, p_s; \Delta, \Lambda)}{\mu_{tot}^{asym}(L, p_s; \Delta, \Lambda)} \quad (22)$$

Giản ước thành phần biên độ nhám trong (22), tỉ số chỉ còn phụ thuộc vào bề rộng giếng lượng tử, mật độ hạt tải và độ dài tương quan.

2.4. Kết quả và thảo luận

Chúng tôi tiến hành tính số độ linh động của hạt tải trong mô hình giếng lượng tử pha tạp hai phía.



Hình 1. Độ linh động của hạt tải trong giếng lượng tử pha tạp đối xứng hai phía phụ thuộc vào bề rộng giếng lượng tử L , so sánh với thực nghiệm [10]

Độ linh động tổng cộng của khí 2DEG trong giếng lượng tử GaSb/GaAs/GaSb pha tạp điều biến đối xứng, phụ thuộc vào bề rộng giếng lượng tử L với các tham số: bề rộng giếng (tính bằng đơn vị Å) và nồng độ hạt tải (tính theo đơn vị 10^{11} cm^{-2}) như

sau: $(L, p_s) = (41.1, 0.9), (53.6, 1.2), (62.3, 1.6), (72.7, 1.5)$. Trong mô hình này, do độ lệch mạng là nhỏ $\epsilon_{\parallel} = 0.006$ nên tán xạ do độ nhám bề mặt vẫn đóng vai trò chủ đạo [10], $m_z = m^* = 0.023m_e$, $\Delta = 3.2 \text{ \AA}$, $\Lambda = 15 \text{ \AA}$. Các điểm tròn đen tương ứng là các giá trị thực nghiệm đo được trong công trình [10], đường liền nét là độ linh động tổng cộng gây ra bởi tất cả các cơ chế tán xạ tính theo lý thuyết của chúng tôi.

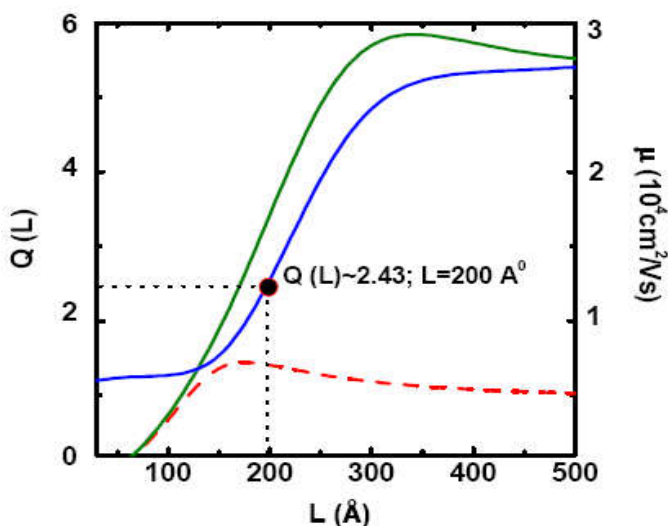
Quan sát hình 1 ta có thể thấy, lý thuyết mà tác giả xây dựng đã giải thích thành công các kết quả thực nghiệm về sự phụ thuộc của độ linh động vào bề rộng kênh dẫn trong giếng lượng tử pha tạp đối xứng hai bên.

Tiếp tục chúng tôi xét hệ số nâng cao độ linh động Q phụ thuộc vào bề rộng của giếng lượng tử trong hình 2. Các số liệu thực nghiệm được lấy trong công trình [7,11]. Tại giá trị bề rộng giếng lượng tử $L = 200 \text{ \AA}$, nồng độ hạt tải $p_s = 0,9 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $L_s = 100 \text{ \AA}$, độ linh động xác định theo thực nghiệm trong [7] đối với mô hình pha tạp 1 phía là $\mu_{\text{exp}}^{1S} \approx 4 \cdot 10^3 \text{ cm}^2 / V_s$. Trong khi đó với cùng tham số, độ linh động xác định theo thực nghiệm trong mô hình giếng lượng tử pha tạp hai phía [11] là $\mu_{\text{exp}}^{2S} \approx 10^4 \text{ cm}^2 / V_s$. Từ đó ta

có kết quả thực nghiệm $Q^{(L, p_s, \Lambda)} = \frac{\mu_{\text{tot}}^{2S}(L, p_s; \Delta, \Lambda)}{\mu_{\text{tot}}^{1S}(L, p_s; \Delta, \Lambda)} \approx 2,43$. Trên hình 2 là kết quả tính toán

lý thuyết của nhóm chúng tôi. Tại vị trí chấm tròn đen là kết quả tính toán tỉ số độ linh động giữa hai mô hình pha tạp đối xứng hai phía và pha tạp 1 phía.

Kết quả tính toán cho thấy: pha tạp đối xứng hai phía có thể nâng cao độ linh động của hạt tải lên gấp khoảng hai lần so với pha tạp 1 phía. Tại giá trị $L = 200 \text{ \AA}$ thì $Q \approx 2.43$. Kết quả này phù hợp khá tốt với thực nghiệm.



Hình 2. Độ linh động của mô hình pha tạp 1 phía (đường đứt nét), độ linh động trong mô hình pha tạp 2 phía (đường liền nét, màu xanh Green) và tỉ số giữa chúng (đường màu xanh Blue)

3. KẾT LUẬN

Chúng tôi đã tìm ra được biểu thức giải tích về sự phân bố của hạt tải trong giếng lượng tử pha tạp 2 bên bằng việc đưa vào các hàm phụ. Chúng tôi cũng chỉ ra ảnh hưởng của điều biến đối xứng do pha tạp 2 bên lên sự phân bố của hạt tải phụ thuộc vào hàm lượng pha tạp và độ rộng kênh dẫn. Chúng tôi cũng so sánh tính toán lý thuyết của mình với thực nghiệm [7,11], kết quả cho thấy tính toán lý thuyết của chúng tôi cho kết quả khá phù hợp với thực nghiệm.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] T. Ando, A. B. Fowler and F. Stern (1995), *Electronic Properties of Two-Dimensional Systems*, Reviews of Modern Physics, Vol. 54, No. 2, 1982, pp. 437-672.
- [2] Feenstra R. M. and Lutz M. A (1995), *Scattering from strain variations in high - mobility Si/SiGe heterostructures*, J. Appl. Phys. 78, 6091.
- [3] Fischetti M. V., Jin S. and Tang T. W. (2007), *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 54, no. 9, pp. 2191-2003.
- [4] R. J. H. Morris, T. J. Grasby, R. Hammond, M. Myronov, O. A. Mironov, D. R. Leadley, T. E. Whall, E. H. C. Parker, M. T. Currie, C. W. Leitz, and E. A. Fitzgerald (2004), *Electrical measurements of structural defects in Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te by atomic force microscopy based methods*, Semicond. Sci. Technol. 19, L106.
- [5] Myronov. M., Sawano. K., and Shiraki. Y. (2006), *Enhancement of hole mobility and carrier density in Ge quantum well of SiGe heterostructure via implementation of double side modulation doping*, Appl. Phys. Lett. 88, 252115.
- [6] Gerl. C., Schmult. S., Tranitz. H. P., Mitzkus. C. and Wegscheider. W. (2005), *Carbon doped symmetric GaAs/AlGaAs quantum wells with hole mobilities beyond 106 cm²/Vs*, Appl. Phys. Lett Vol. 86, 252105.
- [7] Gerl. C., Schmult. S., Wurstbauer. U., Tranitz. H.P., Mitzkus. C. and Wegscheider. W. (2006), *Carbon-doped high mobility hole gases on (001) and (110) GaAs*, Physica E Vol. 32, 258.
- [8] F. Szmulowicz, S. Elhamri, H. J. Haugan, G. J. Brown, and W. C. Mitchel (2007), *Demonstration of interface-scattering-limited electron mobilities in In As/Ga Sb superlattices*, J. Appl. Phys. 101, 043706.
- [9] Doan Nhat Quang, Nguyen Huyen Tung, Le Tuan, Nguyen Trung Hong, and Tran Thi Hai (2011), *Two side doping effects on the mobility of carriers in square quantum wells*, Journal of the Physical Society of Japan 80 (4) 044714.
- [10] Gold. A. (1987), *Electronic transport properties of a two-dimensional electron gas in a silicon quantum-well structure at low temperature*, Phys. Rev. B. 35, 723.
- [11] Y. H. Xie, Don Monroe, E. A. Fitzgerald, P. J. Silverman, F. A. Thiel, and G. P. Watson (1993), *Very high mobility two dimensional hole gas in Si/Ge x Si_{1-x}/Ge structures grown by molecular beam epitaxy*, Appl. Phys. Lett 63, 2263.

KEY SCATTERING MECHANISMS AFFECTING MOBILITY OF CARRIERS IN THE DOUBLE-SIDE DOPED SQUARE QUANTUM WELLS

Le Van Hieu, Tran Thi Hai

ABSTRACT

We study of the effects from two-side (2S) doing on low-temperature transport in square quantum wells (QWs). We used variational approach to obtain analytic expressions for the carrier distribution, and autocorrelation functions for various scattering mechanisms. We find that the QW mobility may be enhanced by 2S doping. We examine the dependence of the enhancement factor on the channel width and density carrier. Our theory is able to well reproduce the recent experimental data on transport in 2S-doped square QWs, e.g., the mobility dependence on the enhancement factor, which have not been explained so far.

Keywords: *Two-side (2S) doing, variational approach, enhancement factor, quantum wells.*