

NGHIÊN CỨU ẢNH HƯỞNG CỦA HIỆU ỨNG UỐN CONG VÙNG NĂNG LƯỢNG LÊN TÍNH CHẤT ĐIỆN CỦA HẠT TẢI TRONG MÔ HÌNH GIẾNG LƯỢNG TỬ PHA TẠP MỘT PHÍA

Nguyễn Quyết Tiến¹, Trần Thị Hải²

TÓM TẮT

Ảnh hưởng của pha tạp điều biến một phía lên hiện tượng vận chuyển của hạt tải giam cầm trong giếng thế vuông góc ở nhiệt độ thấp được nghiên cứu. Bằng việc sử dụng phương pháp biến phân và các hàm phụ, các biểu thức mô tả ảnh hưởng của pha tạp lên sự phân bố của hạt tải trong giếng lượng tử đã được tác giả đưa ra. Các biểu thức mô tả các cơ chế tán xạ tác động lên quá trình vận chuyển của hạt tải cũng được xác định, đồng thời chỉ ra ảnh hưởng của pha tạp bất đối xứng một phía lên sự phân bố của hạt tải phụ thuộc vào mức pha tạp và độ rộng kênh dẫn.

Từ khóa: Pha tạp một phía, pha tạp điều biến, phương pháp biến phân, mức pha tạp, độ rộng kênh dẫn.

1. ĐẶT VẤN ĐỀ

Giếng lượng tử pha tạp điều biến dựa trên Ge và SiGe đã nhận được nhiều sự quan tâm nghiên cứu trong thời gian gần đây vì tầm quan trọng của nó trong việc ứng dụng máy móc, thiết bị, nhất là các kênh dẫn loại p với độ linh động cao của hạt tải. Chúng được ứng dụng rộng rãi trong các cấu trúc transistor hiệu ứng trường. Để tăng độ linh động của khí lỗ trống, các cấu trúc dị chất với các kênh dẫn SiGe đã được quan tâm nghiên cứu mạnh mẽ [1,3].

Năm 2008, A. Gold [4] đã sử dụng lý thuyết flat-band và thấy rằng độ linh động tăng đơn điệu và phụ thuộc vào bề rộng giếng lượng tử. Những giải thích của [4] nhiều điểm chưa phù hợp với các nghiên cứu thực nghiệm về sự phụ thuộc của độ linh động vào bề rộng giếng lượng tử [6]. Các mô hình này chỉ giải thích được một số kết quả thực nghiệm như độ linh động μ phụ thuộc vào nồng độ hạt tải p_s , nhưng không giải thích được sự phụ thuộc của độ linh động μ vào bề rộng giếng lượng tử L.

Để khắc phục hạn chế của những tính toán lý thuyết khi sử dụng mô hình flat-band, năm 2007 Giáo sư Quang và cộng sự [7] đã đưa ra một lý thuyết bent-band, trong đó nhóm tác giả tính đến ảnh hưởng của hiệu ứng uốn cong vùng năng lượng lên sự phân bố của hạt tải trong giếng, từ đó xác định các cơ chế tán xạ cơ bản ảnh hưởng lên quá trình vận chuyển của hạt tải trong mô hình giếng lượng tử pha tạp một phía. Cụ thể là,

¹ Giáo viên Trường Trung học phổ thông Bắc Sơn, huyện Ngọc Lặc, Thanh Hóa

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

dưới ảnh hưởng của hiệu ứng uốn cong vùng, các hạt tải trong trường hợp pha tạp một phía không còn đối xứng như trong mô hình flat-band mà lệch về phía có pha tạp. Theo mô hình này thì việc điều biến bất đối xứng hàm sóng, nghĩa là độ dốc của hàm sóng thay đổi, làm tăng tán xạ do độ nhám bề mặt gây nên mà tán xạ này là tán xạ chủ đạo và vì thế độ linh động của hạt tải giảm mạnh.

Mục đích chính của bài báo này là xét đến ảnh hưởng hiệu ứng uốn cong vùng năng lượng do pha tạp và đưa ra các cơ chế tán xạ chủ đạo trong giếng lượng tử vuông góc SiGe/Ge/SiGe ở nhiệt độ thấp. Lí thuyết của nhóm tác giả bao gồm tất cả các nguồn tán xạ, kể cả thể biến dạng khớp sai. Hơn nữa, lí thuyết được giới thiệu trong bài báo sẽ hoàn thiện mô hình thực của giếng lượng tử, với việc xét đến hiệu ứng uốn cong vùng.

Sơ đồ trình bày bài báo này như sau: Trong mục 2 mô hình giếng lượng tử pha tạp một phía được giới thiệu, việc tính toán các cơ chế tán xạ cơ bản ảnh hưởng lên quá trình vận chuyển của hạt tải trong giếng được trình bày ở mục 3, phần 4 là một số kết quả tính số về ảnh hưởng của hiệu ứng uốn cong vùng do pha tạp và phần 5 là phần tổng kết.

2. NỘI DUNG NGHIÊN CỨU

2.1. Mô hình giếng lượng tử vuông góc pha tạp điều biến một phía

2.1.1. Hàm sóng biến phân

Đối với giếng lượng tử có chiều cao rào thế là vô hạn, chúng tôi đưa ra hàm sóng bao ở trạng thái cơ bản có dạng như sau: [7]

$$\zeta(z) = \begin{cases} B\sqrt{\pi/L} \cos(\pi z/L) e^{-cz/L} & \text{khi } |z| \leq L/2 \\ 0 & \text{khi } |z| > L/2, \end{cases} \quad (1)$$

Ở đây L là bề rộng của kênh dẫn, B, c là các tham số biến phân.

Sử dụng điều kiện chuẩn hóa hàm sóng ta có:

$$\int_{-L/2}^{L/2} dz |\zeta(z)|^2 = 1 \quad (2)$$

Ta có:

$$\frac{\pi}{2} B^2 \gamma_1(c) = 1 \quad (3)$$

với

$$k_o = \frac{c}{L} \quad (c = k_o L) \quad (4)$$

trong đó, $\gamma_1(c)$ là hàm được xác định bởi phương trình (17)

Vì vậy, ta chỉ cần xác định một tham độc lập c , đó chính là đại lượng đặc trưng cho ảnh hưởng của hiệu ứng uốn cong vùng lên sự phân bố hạt tải trong giếng.

2.1.2. Thế Hartree

Trong mô hình bent-band, Hamiltonian xác định bởi phương trình:

$$H = T + V_b(z) + V_H(z) \quad (5)$$

Trong đó, T là động năng, $V_b(z)$ và $V_H(z)$ lần lượt là thế rào và thế Hartree.

Thế Hartree được tạo bởi nguồn tạp bị ion hóa $N_I(z)$ và nguồn hạt tải tích điện $p(z)$.

Biên dạng pha tạp ở phía đỉnh rào ($z < -\frac{L}{2}$) có mật độ khối của tạp N_I nằm trong miền từ z_d đến $-z_s$, Với $z_d = L_d + L_s + \frac{L}{2}$ và $z_s = L_s + \frac{L}{2}$, L_d và L_s lần lượt là độ dày của lớp pha tạp và lớp cách điện.

Thế Hartree bao gồm tổng của thế tạp và hạt tải:

$$V_H(z) = V_I(z) + V_s(z) \quad (6)$$

Phương trình Poisson cho thế Hartree do khối tạp và khối hạt tải có dạng:

$$\frac{d^2}{dz^2} V_H(z) = \frac{4\pi e^2}{\epsilon_L} [N_I(z) - p(z)] \quad (7)$$

với

$$N_I(z) = \begin{cases} N_I, & -z_d \leq z \leq -z_s \\ 0, & elsewhere \end{cases} \quad (8)$$

Phân bố của hạt tải nằm trong miền: $p(z) = p_s |\zeta(z)|^2$ với p_s là mật độ lá tạp hai chiều và hàm sóng cho bởi phương trình (1).

Sử dụng điều kiện cân bằng điện tích ta có:

$$p_s = N_I L_d \quad (9)$$

Tiến hành giải phương trình Poisson cho thế Hartree do khối tạp và khối hạt tải tạo ra, kết hợp với điều kiện biên của thế

$$z = -\infty : \partial V_H(-\infty) / \partial z = 0, \quad V_H(-\infty) = E_I \quad (10)$$

trong đó, E_I là năng lượng liên kết của tạp bị ion hoá.

Kết quả ta thu được thế Hartree có dạng như sau:

$$V_H(z) = E_I + \frac{4\pi e^2}{\epsilon_L} \begin{cases} 0, & z < -z_d \\ (N_I/2)(z+z_d)^2, & -z_d \leq z \leq -z_s \\ (N_I/2)(z_d-z_s)(2z+z_d+z_s), & -z_s < z < -L/2 \\ (N_I/2)(z_d^2-z_s^2) - p_s[g(z)-zg'_+-h_-], & -L/2 < z < L/2 \\ (N_I/2)(z_d^2-z_s^2) - p_s[h_+-h_-], & -L/2 \leq z \leq 0, \end{cases} \quad (11)$$

Trong đó, ε_L là hằng số điện môi của giếng lượng tử.

$g(z)$ và $h(z)$ được xác định:

$$g(z) = \frac{\pi B^2 L}{8} e^{-\frac{2cz}{L}} \left\{ \frac{1}{c^2} + \frac{1}{(c^2 + \pi^2)^2} \left[(c^2 - \pi^2) \cos \frac{2\pi z}{L} - 2\pi c \sin \frac{2\pi z}{L} \right] \right\} \quad (12)$$

$$h(z) = g(z) - zg'(z) \quad (13)$$

Các kí hiệu $\pm$ ứng với các giá trị tại $z = \pm \frac{L}{2}$, trong trường hợp này: $g'_+ = \partial g / \partial z \big|_{\left(z = \frac{L}{2}\right)}$

2.1.3. Năng lượng tổng cộng của hạt

Năng lượng tổng cộng của hạt ở trạng thái cơ bản:

$$E(c) = \langle T \rangle + \langle V_I \rangle + \langle V_s \rangle \quad (14)$$

Năng lượng riêng trong tổng năng lượng được dẫn ra dưới đây.

Trong đó, động năng trung bình có dạng:

$$\langle T \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \zeta(z) T \zeta(z) \quad (15)$$

$$\langle T \rangle = -\frac{\pi \hbar^2 B^2}{4m_z L^2} \left\{ (c^2 - \pi^2) \gamma_1(c) + 2\pi c \omega_1(c) \right\}, \quad (16)$$

Ở đây, m_z là khối lượng hiệu dụng của hạt tải; $\gamma_n(x)$ và $\omega_n(x)$ được cho bởi phương trình:

$$\begin{aligned} \gamma_n(x) &= \left[\frac{1}{x} + \frac{(-1)^n x}{x^2 + n^2 \pi^2} \right] \sinh x \\ \omega_n(x) &= \frac{(-1)^n n \pi}{x^2 + n^2 \pi^2} \sinh x, \end{aligned} \quad (17)$$

Thế trung bình của tạp cho bởi:

$$\langle V_I \rangle = E_I + \frac{2\pi e^2 N_I}{\varepsilon_L} (z_d^2 - z_s^2) \quad (18)$$

Thế trung bình của hạt tải:

$$\langle V_s \rangle = -\frac{4\pi e^2}{\varepsilon_L} p_s \int_{-\infty}^{+\infty} dz \zeta(z) V_s(z) \zeta(z) \quad (19)$$

Hay

$$\begin{aligned} \langle V_s \rangle &= -\frac{\pi^3 e^2 B^4 p_s L}{4\varepsilon_L (c^2 + \pi^2)} \left\{ \frac{\pi^2}{c} \left[e^c \gamma_1(c) \left(\frac{c^3 - 3c^2 + \pi^2(c-1)}{c(c^2 + \pi^2)} \right) - e^{-c} \frac{\partial \gamma_1(c)}{\partial c} \right] + \frac{1}{(c^2 + \pi^2)} \right. \\ &\times \left. \left[\left(2c^2 + \pi^2 + \frac{\pi^4}{c^2} \right) \gamma_1(2c) + \frac{c^2 - \pi^2}{2} [\gamma_2(2c) - 2\gamma_0(2c)] - \pi c [\omega_2(2c) + 2\omega_1(2c)] \right] \right\} \end{aligned} \quad (20)$$

Tại nhiệt độ thấp $T = 0$, năng lượng của cả khối khí là nhỏ nhất. Ta nhận thấy năng lượng/số hạt chính là năng lượng trung bình. Tiến hành cực tiểu hóa năng lượng toàn phần ứng với một hạt ta sẽ xác định được tham số biến phân c , từ đó xác định được hàm sóng.

2.2. Các thể tán xạ cơ bản trong giếng lượng tử pha tạp điều biến một phía

2.2.1. Độ nhám bề mặt (SR)

Ta biết rằng độ lớn của thể tán xạ trong không gian vectơ sóng được xác định bởi giá trị cực bộ của hàm sóng tại các vị trí biên $\zeta_{\mp} = \zeta(z = \mp L/2)$, giá trị của thể trong không gian vectơ sóng đối với các tán xạ từ bề mặt nhám phía đỉnh có dạng:

$$U_{SR\mp}(q) = V_0 |\zeta_{\mp}|^2 \Delta_q, \quad (21)$$

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

Tiến hành tính tích phân phương trình Schrodinger 1 chiều với hàm sóng bao cho bởi (1) từ $z = \mp \infty$ tới $z = z_0$ ($z_0 > -L/2$). Ta được:

$$\begin{aligned} V_0 |\zeta_{\pm}|^2 = & [E(c) - V_0(z_0)] \zeta^2(0) \mp \frac{\pi^3 e^2 B^4 p_s}{2 \varepsilon_L (c^2 + \pi^2)} \left\{ \pi^2 \frac{e^{-c}}{c} \Gamma_1(\pm c, \pm \delta) \right. \\ & - \left(\frac{2c^2 + \pi^2}{c} \right) \Gamma_1(\pm 2c, \pm \delta) - \frac{c}{2} [\Gamma_2(\pm 2c, \pm \delta) - \Gamma_0(\pm 2c, \pm \delta)] \pm \\ & \left. \pm \frac{\pi}{2} [\Omega_2(\pm 2c, \pm \delta) + 2\Omega_1(\pm 2c, \pm \delta)] \right\} \end{aligned} \quad (22)$$

ở đây $E(c)$ là năng lượng tổng cộng của hạt ở trạng thái cơ bản.

2.2.2. Thể biến dạng khóp sai (DP)

Trong mô hình giếng lượng tử mà ta nghiên cứu ở đây, lớp giếng bị biến dạng với độ lệch mạng như sau:

$$\epsilon_{\parallel} = \frac{a_{\parallel} - a_0}{a_0} \quad (23)$$

Các công trình [2], [9] cũng chỉ ra, thể biến dạng khóp sai đối với các loại hạt tải khác nhau là khác nhau, đối với điện tử chính là thành phần chéo của tensor trường biến dạng, trong khi đó đối với lỗ trống phải bao gồm tất cả các thành phần.

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

$$\begin{aligned} U_{DP}^{(t/b)}(q, z) = & \left(\frac{\pi^{3/2} \alpha \epsilon_{\parallel} \Lambda \Delta B^2}{4L} \right) F_{DP}^{(t/b)}(t) \times \\ & \times \left\{ \frac{3}{2} [b_s(K+1)]^2 (1 + \sin^4 \varphi + \cos^4 \varphi) + \left(\frac{d_s G}{4c_{44}} \right)^2 (1 + \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi) \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (24)$$

Trong đó, thừa số dạng

$$F_{DP}(t) = t^2 e^{-t} \left[\gamma_1 (c \pm t/2) \right]^2 F_R(t) \quad (25)$$

2.2.3. Tập chất bị ion hóa (RI)

Từ mô hình trên, ta tiến hành xử lý nhiệt trong quá trình nuôi epitaxy chùm phân tử. Trước khi bị đông đặc, tại nhiệt độ cao, các tập chất bị khuếch tán, trong khi khuếch tán chúng tương tác Coulomb với nhau. Chính tương tác này làm giảm xác suất cho thăng giáng lớn của nồng độ tập và tạo ra xu hướng phân bố đều, khi đó trường tập ngẫu nhiên sẽ yếu đi. Sự phân bố tập tại nhiệt độ thấp chính là sự phân bố tức thời của tập tại nhiệt độ T_0 mà tại đó quá trình khuếch tán bị đông băng. Ở nhiệt độ cao, tương quan giữa các ion giảm hơn đi so với hàm tự tương quan cho các tập bị tán xạ bởi một hệ số, vì vậy

$$\left\langle |U_{RI}(q)|^2 \right\rangle_c = \left\langle |U_{RI}(q)|^2 \right\rangle F_C(qL), \quad (26)$$

Từ đó ta tìm được hàm tự tương quan cho tập có dạng [6]

$$\left\langle |U_{RI}(q)|^2 \right\rangle_c = \left(\frac{2\pi e^2}{\varepsilon_L q} \right)^2 \frac{N_I L^3}{4} F_{RI}(qL), \quad (27)$$

$$F_C(q) = \frac{t}{t+t_c}, \quad t_c = q_c L, \quad F_{RI}(t) = \frac{R^2(t)}{2} \frac{e^{-2st} - e^{-2dt}}{t^2(t+t_c)}, \quad (28)$$

Như vậy, với việc sử dụng hàm sóng bao ở phương trình (1), 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 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.

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

$$\frac{1}{\tau_{tot}} = \frac{1}{\tau_{RI}} + \frac{1}{\tau_{SR}^{tot}} + \frac{1}{\tau_{DP}^{tot}} \quad (29)$$

Thời gian sống vận chuyển được biểu diễn qua hàm tự tương quan:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{(2\pi)^2 \hbar E_F} \int_0^{2k_F} dq \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{q^2}{(4k_F^2 - q^2)^{1/2}} \frac{\left\langle |U(q)|^2 \right\rangle}{\varepsilon^2(q)} \quad (30)$$

Như đã biết, độ linh động được xác định bằng

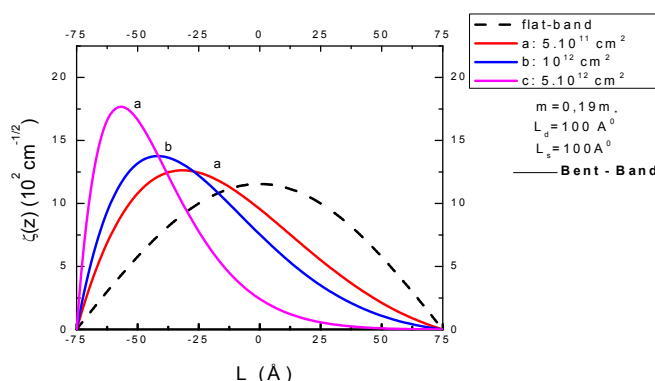
$$\mu = \frac{e\tau}{m^*} \quad (31)$$

Với m^* là khối lượng hiệu dụng, τ là thời gian sống vận chuyển của điện tử. Công thức (32) cho thấy việc một trong các biện pháp nâng cao độ linh động là tìm cách kéo dài thời gian sống. Trong nhiều bài toán của hiện tượng vận chuyển, vấn đề trung tâm chuyển

sang các bài toán nghiên cứu thời gian sống và kết luận về hai đại lượng trên trong nhiều trường hợp là đồng nhất.

2.3. Kết quả tính số ảnh hưởng của hiệu ứng uốn cong vùng năng lượng

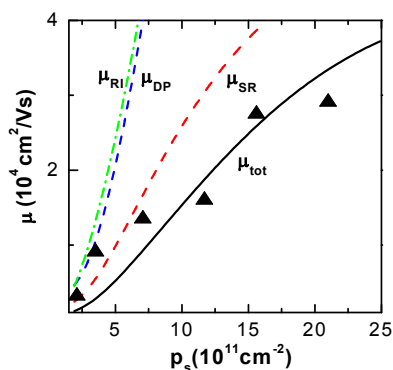
Trước tiên là kết quả tính số cho thấy sự thay đổi của hàm sóng khi có hiệu ứng uốn cong vùng năng lượng.



Hình 1. Hàm sóng bao ζ phụ thuộc vào bề rộng giếng lượng tử L với các giá trị khác nhau của p_s

Đồ thị được vẽ cho trường hợp $L = 150 \text{ Å}$ với các giá trị khác nhau của nồng độ hạt tải $p_s = 5.10^{11}, 10^{12}, 5.10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Ta thấy rằng dưới ảnh hưởng của hiệu ứng uốn cong vùng năng lượng do pha tạp, hình dạng của hàm sóng biểu thị sự phân bố của hạt tải trong giếng có sự thay đổi đáng kể, không còn đối xứng như trong mô hình flat-band mà nó tăng về phía có pha tạp và giảm về phía không có pha tạp. Sự thay đổi này phụ thuộc vào mức pha tạp và bề rộng kênh dẫn.

Tiếp theo, chúng tôi vẽ độ linh động của hạt tải do các cơ chế tán xạ SR, DP, RI gây ra và độ linh động tổng cộng của hạt phụ thuộc vào nồng độ hạt tải trong giếng $\text{Si}_{0.3}\text{Ge}_{0.7}/\text{Ge}/\text{Si}_{0.3}\text{Ge}_{0.7}$ với số liệu thực nghiệm trong [8].



Hình 2. Độ linh động gây bởi các cơ chế tán xạ và độ linh động tổng cộng phụ thuộc vào nồng độ hạt tải p_s

Ở đây $L = 75 \text{ \AA}$, biên dạng pha tạp có giá trị $L_d = 100 \text{ \AA}$, $L_s = 100 \text{ \AA}$, các tham số nhám bề mặt $\Delta = 4.8 \text{ \AA}$, $\Lambda = 120 \text{ \AA}$. Ta nhận thấy độ linh động tổng cộng được tính theo lý thuyết do các cơ chế tán xạ RI, DP, SR cho kết quả phù hợp khá tốt với thực nghiệm (các điểm tam giác trên hình).

3. KẾT LUẬN

Nghiên cứu ảnh hưởng của pha tạp điều biến một phía lên hiện tượng vận chuyển của hạt tải giam cầm trong giếng thế vuông góc ở nhiệt độ thấp. Chúng tôi sử dụng phương pháp biến phân để nghiên cứu ảnh hưởng của pha tạp điều biến một phía lên hiện tượng vận chuyển của hạt tải giam cầm trong giếng thế vuông góc ở nhiệt độ thấp. Bằng việc sử dụng các hàm phụ, chúng tôi đã đưa ra biểu thức giải tích mô tả ảnh hưởng của pha tạp lên sự phân bố của hạt tải trong giếng, xác định được các cơ chế tán xạ của hạt tải. Chúng tôi cũng chỉ ra ảnh hưởng của pha tạp bất đối xứng một phía lên sự phân bố của hạt tải phụ thuộc vào mức pha tạp và độ rộng kênh dẫn. Nhóm tác giả đã đưa ra một lý thuyết nghiên cứu về ảnh hưởng của hiệu ứng uốn cong vùng năng lượng do pha tạp một phía lên quá trình vận chuyển của hạt tải trong mô hình giếng lượng tử vuông góc pha tạp một phía. Lý thuyết của nhóm tác giả đã giải thích được một số thực nghiệm về hiện tượng vận chuyển của hạt tải trong giếng lượng tử pha tạp một phía ở nhiệt độ thấp mà trước đây chưa có lý thuyết nào giải thích được, như: sự phụ thuộc của độ linh động vào độ rộng của giếng.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern (1982), Rev. Mod. Phys. 54, 437.
- [2] R.M. Feenstra and M.A. Lutz (1995), J. Appl. Phys. 78, 6091.
- [3] A. Gold (1987), Phys. Rev. B 35, 723.
- [4] A. Gold (2008), J. Appl. Phys. 103, 043718.
- [5] T. Irisawa, M. Myronov, E. H. C. Parker, K. Nakagawa, M. Murata, S. Koh, and Y. Shiraki (2003), Appl. Phys. Lett. 82, 1425.
- [6] M. J. Manfra, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and K. W. Baldwin (2005), Appl. Phys. Lett. 86, 252105.
- [7] D. N. Quang and N. H. Tung (2008), Phys. Rev. B 77, 125335.
- [8] D. N. Quang, N. H. Tung, L. Tuan, D. T. Hien, and Tran Thi Hai (2008), *Key scattering mechanisms for holes in strained SiGe/Ge/SiGe square quantum wells*, Journal of Applied physics, 104, 113711
- [9] D. N. Quang, N. H. Tung, L. Tuan, N. T. Hong, and T. T. Hai (2009), *Correlation-length dependence of lifetime ratios: Individual estimation of interface profile parameters*, Applied Physics Letters, 94, 072106.
- [10] D.N. Quang, V.N. Tuoc, N.H. Tung, and T.D. Huan, Phys. Rev.

BEND - BANDING EFFECTS ON TRANSPORT OF CARRIERS IN THE SINGLE SIDE DOPED SQUARE QUANTUM WELLS

Nguyen Quyet Tien, Tran Thi Hai

ABSTRACT

The effect from single-side modulation doping on low-temperature transport properties of the charge carriers confined in a square infinite quantum well (QW) is given. With variational approach and the aid of our auxiliary functions, the expressions for the carrier distribution in single-side square QWs are obtained analytically. We obtained their roughness-induced scattering in the in-plane. We show that the impact of asymmetric modulation due to single-side doping on the carrier distribution depends on the doping level and channel width.

Keywords: *Single-side doping, modulation doping, variational method, doping level, channel width.*