07

Оценка влияния параллельного границе гетероперехода импульса электронов на высоту дна первой подзоны в транзисторных сверхрешетках с тонкими высокими барьерами

© А.Б. Пашковский

АО „НПП „Исток“ им. Шокина“, Фрязино Московская обл., Россия
E-mail: solidstate10@mail.ru

Поступило в Редакцию 25 апреля 2025 г.
В окончательной редакции 9 июня 2025 г.
Принято к публикации 10 июня 2025 г.

Для транзисторных гетероструктур на основе аналитического решения дисперсионного уравнения, описывающего разрешенные состояния в сверхрешетках с тонкими высокими барьерами, проведена оценка влияния параллельного границе гетероперехода импульса электронов на высоту дна размерной подзоны в таких сверхрешетках и соответственно оценена их эффективность при расположении по краям канала. Показано, что такие наборы барьеров препятствуют переходу из узкозонного канала транзистора в ограничивающий канал широкозонный материал (по крайне мере, до тех пор пока в самом канале не начнутся интенсивные переходы в верхние долины полупроводника).

Ключевые слова: сверхрешетка, потенциальный барьер, дисперсионное уравнение, транзисторная гетероструктура.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.17.60970.20359

Как показал эксперимент [1] и теоретические оценки [2–4], использование короткопериодных сверхрешеток (а точнее, групп барьеров) GaAs/AlAs может заметно улучшать характеристики гетероструктурных полевых транзисторов. Возникает закономерный вопрос: а всегда ли такая группа барьеров будет эффективна? В частности, при каких параллельных гетеропереходу импульсах эта система перестанет мешать интенсивным переходам из канала в область сильного рассеяния [5]. Максимум на коэффициенте прохождения через фрагмент сверхрешетки (группу барьеров) не может быть ниже дна первой подзоны в соответствующей сверхрешетке. По сути, это вопрос о положении размерных подзон в данных сверхрешетках. С одной стороны, для блоховских функций, которые являются решением подобных задач

$$\psi(x) = u(x)\exp(iKx), \tag{1}$$

уравнение, описывающее размерные подзоны для потенциала Кронинга–Пени (рис. 1), давно известно (см., например, [6,7]):

$$\cos\big(K(a+b)\big) = \cos(ka)\mathrm{ch}(\gamma b) - 0.5\left[\frac{k}{\gamma} - \frac{\gamma}{k}\right]\sin(ka)\mathrm{sh}(\gamma b). \tag{2}$$

Оно и определяет разрешенные для всех существующих случаев состояния. С другой стороны, это достаточно сложное трансцендентное уравнение относительно трех неизвестных: волновых векторов K, k и декремента затухания γ, что делает крайне сложным аналитический анализ даже простейших случаев без существенных упрощений. Несильно меняет ситуацию и тот факт, что два неизвестных — волновой вектор k и декремент затухания γ — связаны:

$$\gamma = \sqrt{\frac{2m_2}{\hbar^2}(U-E)}, \quad k = \sqrt{\frac{2m_1}{\hbar^2}E}. \tag{3}$$

Здесь U — высота барьера, b — его толщина, a — расстояние между барьерами, E — энергия электрона, $\hbar$ — постоянная Планка, m_1, m_2 — эффективные массы электрона в узкозонном и широкозонном материале (яме и барьере).

Соответственно были разработаны различные подходы (см., например, [7]), позволившие сделать ряд общих выводов, в частности о проседании дна зоны проводимости относительно квантового уровня в слабосвязанных ямах. Однако, похоже, задача о сверхрешетке с набором сильносвязанных ям, разделенных тонкими высокими барьерами (δ-барьерами), подобная описанной выше, раньше просто или не возникала, или аналитически не исследовалась. В то же время, как известно, для других задач само использование приближения δ-барьеров [8]

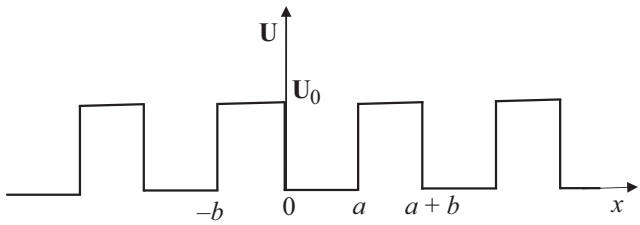

Рис. 1. Одномерный периодический потенциал Кронинга–Пени.

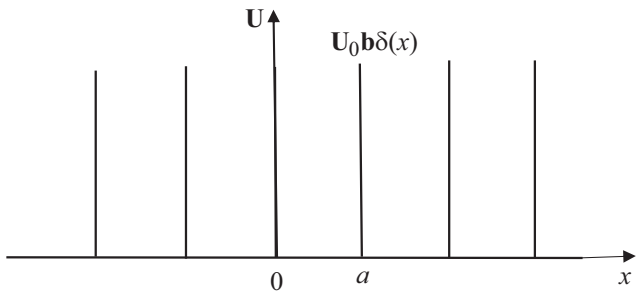

Рис. 2. Одномерный периодический потенциал δ-барьеров.

часто очень сильно упрощает ситуацию, позволяя получать их решения, пусть и приближенные, в аналитической форме (см., например, [9–11]).

Рассмотрим периодический потенциал (рис. 2), состоящий из набора δ-барьеров, находящихся на расстоянии a друг от друга.

Для волновых функций (1) аналогично [6,7] легко получить дисперсионное уравнение (уравнение на характеристические числа) относительно двух независимых переменных, которое гораздо проще исходного уравнения (2):

$$2k\big(\cos(Ka) - \cos(ka)\big) - y\sin(ka) = 0. \tag{4}$$

Здесь параметр y определяет „мощность“ δ-барьера и в предположении, что коэффициенты прохождения через δ-барьер и прямоугольный барьер одинаковы, имеет вид

$$y^2 = \frac{2m_1}{\hbar^2}\frac{m_1}{m_2}\frac{\left[U - E\left(1-\left(\frac{m_1}{m_2}\right)\right)\right]^2}{U-E} \times \mathrm{sh}^2\left(\sqrt{\frac{2m_2}{\hbar^2}(U-E)b^2}\right). \tag{5}$$

В пределе для совсем „тонкого и высокого“ барьера

$$y = \frac{2m_1}{\hbar^2}Ub. \tag{6}$$

Следует отметить, что в (6) входит именно эффективная масса в узкозонном материале m_1. Рассмотрим первую минизону и соответственно уравнение (4) в различных предельных ситуациях.

Высокие „мощные“ барьеры:

$$y \gg k, \qquad ka \approx \pi. \tag{7}$$

Для такой сверхрешетки решение (4), как впрочем и (2), будет близко к решению для бесконечно глубокой квантовой ямы.

Барьеры „средней“ мощности:

$$ya \approx \pi, \qquad ka \approx \pi/2. \tag{8}$$

Тонкие барьеры:

$$ya < \pi/2. \tag{9}$$

Раскладывая входящие в (4) тригонометрические функции относительно точек π, $\pi/2$ и 0 в ряды Тейлора, для величины волнового вектора в случае высоких „мощных“ барьеров получаем

$$k_{\min} = \frac{\pi y}{4+ya}, \tag{10}$$

для случая барьеров „средней“ мощности

$$k_{\min} = \frac{-4+2x+\pi ya+2\sqrt{4-4\pi+x^2+ya(8-2x)+2y^2a^2}}{2(4a+ya^2)}, \tag{11}$$

для случая тонких барьеров

$$k_{\min} = \sqrt{\frac{6y}{a(6+ya)}}. \tag{12}$$

Для верха минизоны во всех трех случаях имеем

$$k_{\max} = \pi/a. \tag{13}$$

Можно сделать следующие оценки. Типичная толщина AlAs-барьеров в решетке GaAs/AlAs составляет не более трех моноатомных слоев. Расстояние между барьерами четыре-восемь монослоев GaAs. При этом высота первого уровня в GaAs-яме такой ширины с бесконечными стенками принимает значения от 6 до 1.5 eV, в то время как высота барьера на границе гетероперехода составляет всего 1.04 eV. Таким образом, верх уже первой минизоны проходит по верху потенциальных барьеров. При такой высоте барьеров и толщине GaAs в четыре-восемь монослоев значение произведения ay при малых энергиях электронов составляет примерно 3.8−7.6, что соответствует случаю мощных барьеров. В то же время уже на половине высоты барьера значение ay составляет примерно 0.7−1.4, а это уже случай тонких барьеров. С учетом этого ($ay \ll 6$) из (12) и (5), разложив гиперболический синус в ряд до второго члена, получаем квадратное уравнение энергии дна минизоны $E_{\min}$

$$aE_{\min} = b(U-E_{\min})\left(1+\frac{m_2}{3\hbar^2}(U-E_{\min})b^2\right). \tag{14}$$

Известно [5], что импульс электронов в канале $K_{\|}$, параллельный границе гетероперехода, уменьшает высоту барьера на величину

$$\Delta U = \frac{\hbar^2 K_{\|}^2}{2m_1}\left(1-\frac{m_1}{m_2}\right). \tag{15}$$

На рис. 3 приведены зависимости энергетического положения дна минизоны (решения уравнения (14)) от расстояния между AlAs-барьерами для двух случаев: энергия продольного движения равна нулю и энергия продольного движения равна 0.3 eV, что в соответствии с (15) дает $\Delta U \approx 0.27$ eV.

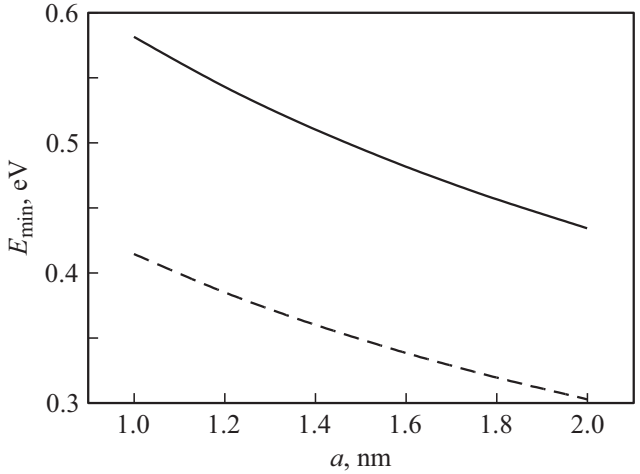

Рис. 3. Зависимость энергии дна первой минизоны от расстояния между AlAs-барьерами. Сплошная линия — энергия продольного движения электронов равна нулю, штриховая — 0.3 eV.

Видно, что при уменьшении высоты барьера на 0.27 eV дно минизоны опустилось заметно меньше: примерно на 0.17–0.13 eV в зависимости от расстояния между барьерами. При этом, даже когда расстояние между барьерами становится равным 2 nm, высота дна минизоны не опускается ниже 0.3 eV. Как отмечалось ранее, положение нижнего квантового уровня в отдельном фрагменте сверхрешетки всегда выше дна минизоны. Однако, так как при расстоянии между барьерами около 2 nm и более и энергии продольного движения, равной междолинному зазору, высота дна минизоны оказывается на уровне L-долины в материале канала, вопрос эффективности подобных структур для приборного применения желательно оценивать по более точным моделям (например, [12]).

Таким образом получено дисперсионное уравнение, описывающее разрешенные состояния в сверхрешетках с тонкими высокими барьерами, и его аналитические решения. Проанализирован случай транзисторных структур. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что в транзисторных гетероструктурах с каналом, ограниченным набором AlAs-барьеров, расстояние между барьерами желательно делать менее 2 nm. Такие фрагменты сверхрешеток будут препятствовать переходу электронов в область широкозонного материала (системы барьеров), по крайней мере до тех пор пока не начнутся интенсивные переходы в верхние долины в материале канала.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] A.B. Pashkovskii, S.A. Bogdanov, A.K. Bakarov, A.B. Grigorenko, K.S. Zhuravlev, V.G. Lapin, V.M. Lukashin, I.A. Rogachev, E.V. Tereshkin, S.V. Shcherbakov, IEEE Trans. Electron. Dev., **68** (1), 53 (2021). DOI: 10.1109/TED.2020.3038373

[2] А.Б. Пашковский, С.А. Богданов, А.К. Бакаров, К.С. Журавлев, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин, С.Н. Карпов, И.А. Рогачёв, Е.В. Терёшкин, ФТП, **57** (1), 21 (2023). DOI: 10.21883/FTP.2023.01.54926.3554 [A.B. Pashkovskii, S.A. Bogdanov, A.K. Bakarov, K.S. Zhuravlev, V.G. Lapin, V.M. Lukashin, S.N. Karpov, I.A. Rogachev, E.V. Tereshkin, Semiconductors, **57** (1), 20 (2023). DOI: 10.21883/SC.2023.01.55616.3554].

[3] D.A. Safonov, A.N. Vinichenko, Yu.D. Sibirmovsky, N.I. Kargin, I.S. Vasil'evskii, IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng., **498**, 012031 (2019). DOI: 10.1088/1757-899X/498/1/012031

[4] А.Н. Виниченко, В.П. Гладков, Н.И. Каргин, М.Н. Стриханов, И.С. Васильевский, ФТП, **48** (12), 1660 (2014). [A.N. Vinichenko, V.P. Gladkov, N.I. Kargin, M.N. Strikhanov, I.S. Vasil'evskii, Semiconductors, **48** (12), 1619 (2014). DOI: 10.1134/S1063782614120227].

[5] В.П. Капаев, Ю.В. Копаев, И.В. Токатлы, УФН, **167** (5), 562 (1997). DOI: 10.3367/UFNr.0167.199705n.0562 [V.V. Kapaev, Yu.V. Kopaev, I.V. Tokatly, Phys. Usp., **40** (5), 538 (1997). DOI: 10.1070/PU1997v040n05ABEH001568].

[6] В.П. Драгунов, И.Г. Неизвестный, В.А. Гридчин, *Основы наноэлектроники* (Логос, М., 2006).

[7] М. Херман, *Полупроводниковые сверхрешетки* (Мир, М., 1989).

[8] В.М. Галицкий, Б.М. Карнаков, В.И. Коган, *Задачи по квантовой механике* (Наука, М., 1992).

[9] А.Б. Пашковский, Письма в ЖЭТФ, **64** (12), 829 (1996). [A.B. Pashkovskii, JETP Lett., **64** (12), 884 (1996). DOI: 10.1134/1.567239].

[10] В.Ф. Елесин, Ю.В. Копаев, ЖЭТФ, **123** (6), 1308 (2003). [V.F. Elesin, Yu.V. Kopaev, JETP, **96** (6), 1149 (2003). DOI: 10.1134/1.1591227].

[11] Н.В. Ткач, Ю.А. Сети, Письма в ЖЭТФ, **95** (5), 296 (2012). [N.V. Tkach, Yu.A. Seti, JETP Lett., **95** (5), 271 (2012). DOI: 10.1134/S0021364012050074].

[12] E. Kablukova, K.K. Sabelfeld, D. Protasov, K. Zhuravlev, Monte Carlo Meth. Appl., **29** (4), 307 (2023). DOI: 10.1515/mcma/2023-2019