

07

Двумерный электронный газ в обращенных гетероструктурах с донорно-акцепторным легированием

© А.Б. Пашковский, С.И. Новиков, В.Г. Лапин, В.М. Лукашин

НПП „ИСТОК“ им. Шокина, Фрязино, Московская область

E-mail: solidstate10@mail.ru

Поступило в Редакцию 26 января 2017 г.

Предложена модификация обращенной гетероструктуры путем встраивания в структуру легированного акцепторами слоя, формирующего дополнительный потенциальный барьер, уменьшающий поперечный пространственный перенос горячих электронов в подложку. Согласно проведенным расчетам, такая структура имеет разность энергий между уровнями размерного квантования, в несколько раз превышающую энергию оптического фонона в GaAs, и повышенную линейность передаточной характеристики.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.12.44707.16718

Полевые транзисторы с высокой подвижностью электронов (НЕМТ), созданные на основе различных видов гетероструктур, продолжают демонстрировать рекордные характеристики [1–3]. Их часто называют транзисторами с двумерным (2D) электронным газом, хотя до последнего времени в рабочих режимах их отличие от приборов с объемным легированием канала определялось практически только тем, что в них канал формировался в сравнительно узкозонном нелегированном полупроводнике с высокой подвижностью электронов (соответственно с большим всплеском дрейфовой скорости под затвором) при незначительном влиянии размерного квантования [4]. Лишь с появлением двойных гетероструктур с донорно-акцепторным легированием (DA-DpHEMT) [5,6] появилась дополнительная возможность — возможность использования усиленного размерного квантования для управления характеристиками переноса горячих электронов в канале [7]. Отдельный тип структур, в которых при работе полевых транзисторов могут проявляться квантовые эффекты, представляют собой обращенные гетероструктуры [8,9] главная особенность кото-

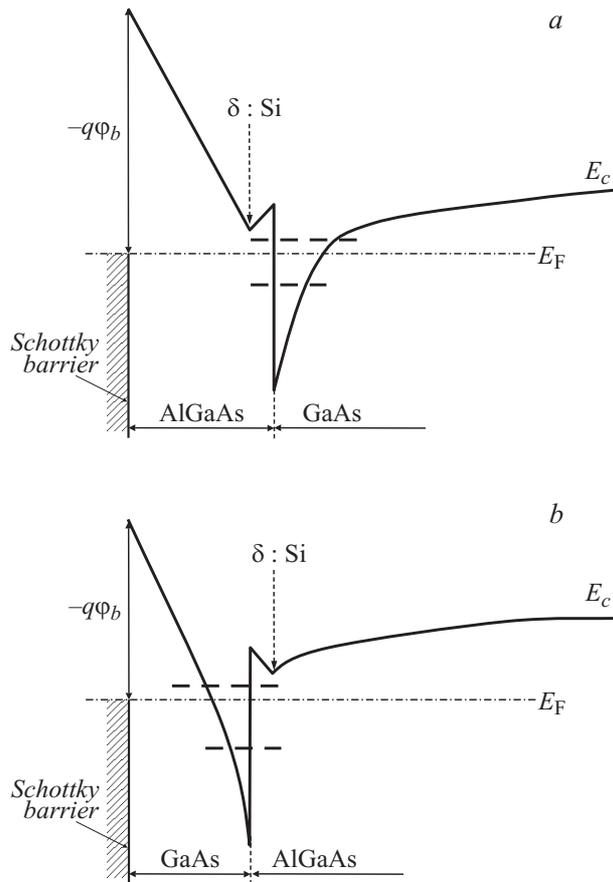


Рис. 1. Схематические зонные диаграммы: *a* — обычной НЕМТ-структуры, *b* — обращенной структуры, *c* — обращенной структуры с легированным акцепторами слоем p^+ -AlGaAs и слоем широкозонного материала (AlAs) у затвора. Здесь q — заряд электрона ϕ_b — потенциал барьера Шоттки.

рых, в отличие от традиционных структур [10–12], — сужение, а не расширение квантовой ямы при увеличении напряжения на затворе [13], а соответственно увеличение, а не уменьшение расстояния между подзонами размерного квантования. Однако при использовании

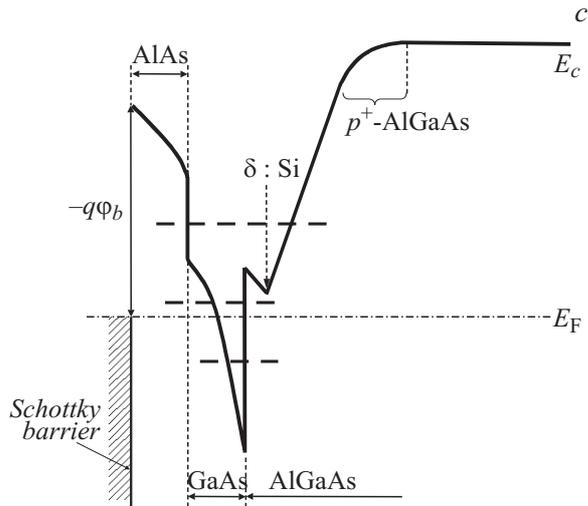


Рис. 1 (продолжение).

в высокочастотных полевых транзисторах такая конструкция имеет существенный недостаток. В ней электроны, разогреваясь, из узкого канала попадают в широкий и ничем по существу не ограниченный слой широкозонного материала с высокой интенсивностью рассеяния, что должно приводить к заметному падению подвижности в сильных полях. Однако этот эффект может быть заметно ослаблен формированием дополнительного потенциального барьера методом донорно-акцепторного легирования (рис. 1). Такая конструкция может иметь ряд существенных преимуществ перед обычной структурой [10–12], особенно при работе транзисторов в коротковолновой части мп- и ТГц-диапазона длин волн. Во-первых, она позволяет существенно приблизить квантовую яму к затвору, т.е. как уменьшить затворные краевые эффекты, а значит увеличить быстродействие, так и заметно увеличить крутизну транзистора, что соответственно сильно уменьшит влияние паразитных элементов. Во-вторых, при квазиупругом обратном рассеянии горячих электронов на большие углы, даже в гетероструктурах DA-DpHEMT [6], при размерном квантовании особенности спектра поперечной компоненты импульса приводят к существенному

уменьшению вероятности переходов горячих электронов в состояния с импульсом, имеющим большую поперечную компоненту. Кроме этого, разность энергий между уровнями размерного квантования заметно превышает энергию оптического фонона [6], что в числе прочих факторов приводит к заметному уменьшению вероятности обратного рассеяния горячих электронов. Следствием этого является увеличение всплеска дрейфовой скорости электронов под затвором, а соответственно увеличение быстродействия и коэффициента усиления таких приборов [7]. Предлагаемая обращенная структура имеет более узкую квантовую яму по сравнению с гетероструктурами DA-DpHEMT [6], более сильно выраженный эффект размерного квантования и поэтому еще более перспективна в этом плане. Задача данной работы — анализ структуры уровней обращенных гетероструктур на основе численного самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона:

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dx} \left(\frac{1}{m^*(x)} \frac{d\Psi(x)}{dx} \right) + U(x)\Psi(x) + E_x(x)\Psi(x) = E\Psi(x),$$

$$U(x) = -q\phi(x),$$

$$\frac{d}{dx} \left(\varepsilon(x) \frac{d\phi(x)}{dx} \right) = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_0},$$

$$E_x(x) = -\frac{q^2}{4\pi\varepsilon(x)\varepsilon_0} \left(\frac{3}{\pi} n(x) \right)^{1/3}.$$

Здесь $E_x(x)$ — обменная энергия электрона.

В областях координатного пространства, в которые не проникают волновые функции локализованных и резонансных состояний, а также выше последнего найденного уровня (в этом случае при расчете концентрации электронов учитывается, что дно зоны проводимости совпадает с распределением $U(x)$ или самим уровнем), энергетический спектр считается непрерывным, и плотность объемного заряда вычисляется по формулам

$$\rho(x) = q(N_D(x) - N_A(x)) + \rho_c(x),$$

$$\rho_c(x) = -qN_c(x) \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{z(x)^{1/2} dz}{1 + \exp(z(x) - \xi(x))},$$

$$z(x) = \frac{U(x) - E_c(x)}{kT}.$$

Таблица 1. Слои рассматриваемых модельных гетероструктур

№	Слои структур	x	Толщины слоев [nm]/уровни легирования [см ⁻³]				
			Варианты структур				
			№ 1	№ 2	№ 3	№ 4	№ 5
1	Барьерный слой Al _x Ga _{1-x} As	0.35	100/10 ¹⁴	—	100/10 ¹⁴	100/10 ¹⁴	100/10 ¹⁴
2	Барьерный слой p ⁺ -Al _x Ga _{1-x} As	0.35	—	—	—	1/6 · 10 ¹⁹	1/6 · 10 ¹⁹
3	Барьерный слой Al _x Ga _{1-x} As	0.35	—	—	—	5/10 ¹⁴	5/10 ¹⁴
4	Слой n ⁺ -Al _x Ga _{1-x} As (δ : Si)	0.35	1/2 · 10 ¹⁹	—	—	1/8 · 10 ¹⁹	1/9 · 10 ¹⁹
5	Спейсер Al _x Ga _{1-x} As	0.35	2/10 ¹⁴	—	—	2/10 ¹⁴	2/10 ¹⁴
6	Канал GaAs	—	7/10 ¹⁴	100/10 ¹⁴	7/10 ¹⁴	7/10 ¹⁴	7/10 ¹⁴
7	Спейсер Al _x Ga _{1-x} As	0.35	—	2/10 ¹⁴	2/10 ¹⁴	—	—
8	Слой n ⁺ -Al _x Ga _{1-x} As (δ : Si)	0.35	—	1/2 · 10 ¹⁹	1/2 · 10 ¹⁹	—	—
9	Барьерный слой Al _x Ga _{1-x} As	0.35	—	—	—	—	4/10 ¹⁴
10	Барьерный слой p ⁺ -Al _x Ga _{1-x} As	0.35	—	—	—	—	—
11	Барьерный слой AlAs	1.0	—	—	—	—	5/10 ¹⁴
12	Барьерный слой Al _x Ga _{1-x} As	0.35	20/10 ¹⁴	17/10 ¹⁴	17/10 ¹⁴	10/10 ¹⁴	1/10 ¹⁴
13	Металл затвора, φ _B [eV]	—	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0

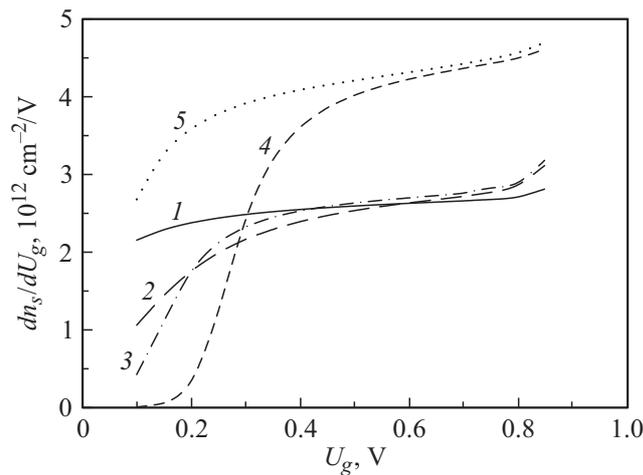


Рис. 2. Зависимости скорости изменения поверхностной плотности электронов от напряжения на затворе: 1 — обращенная гетероструктура, вариант № 1 в табл. 1; 2 — прямая гетероструктура, вариант № 2; 3 — прямая гетероструктура, вариант № 3; 4 — обращенная гетероструктура, вариант № 4; 5 — обращенная гетероструктура с дополнительным барьером, вариант № 5.

В области пространства, в которой локализованы волновые функции дискретного энергетического спектра (квантовой области), электронный заряд рассчитывается по формулам

$$\rho(x) = q(N_D(x) - N_A(x)) + \rho_c(x) - q \sum_i n_i |\Psi_i(x)|^2,$$

$$n_i = \left(\frac{m^*(x)kT}{\pi\hbar^2} \right) \ln \left\{ 1 + \exp \left[\frac{q(\mu - E_i)}{kT} \right] \right\},$$

где $\Psi_i(x)$ и E_i — собственные функции и собственные значения оператора Гамильтона.

Здесь $\xi(x) = \frac{\mu(x) - E_c(x)}{kT}$, $\mu(x)$ — химический потенциал; $N_c(x) = 2 \left(\frac{2\pi m^*(x)kT}{(2\pi\hbar)^2} \right)^{3/2}$ — эффективная плотность состояний в зоне проводимости; $N_D(x)$ и $N_A(x)$ — концентрации ионизованных доноров и акцепторов [14]; q — абсолютное значение заряда электрона; $\varepsilon(x)$,

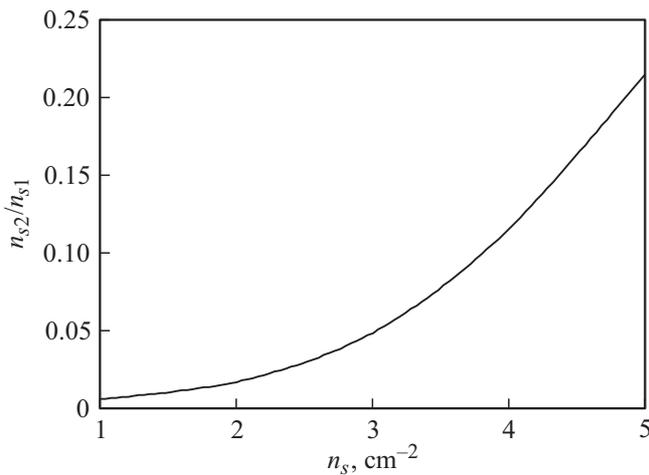


Рис. 3. Зависимость относительной заселенности первых двух уровней обращенной структуры (табл. 1, вариант № 4) при изменении поверхностной плотности доноров в δ -слое № 4 от $7 \cdot 10^{12}$ до $11 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость полупроводника и вакуума; m^* — эффективная масса электрона, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, \hbar — постоянная Планка.

На рис. 2 приведены вычисленные зависимости удельной скорости изменения заряда электронов в квантовой яме — по существу удельной емкости (dQ/dU_g) для различных структур (табл. 1) при изменении напряжения на затворе U_g . При данных параметрах структур разница между структурой с донорным легированием и структурой с донорно-акцепторным легированием, при той же поверхностной плотности некомпенсированных доноров, в масштабе рисунка практически отсутствует. Также при одинаковом легировании крайне незначительно отличие между обращенной структурой с донорно-акцепторным легированием и структурой с дополнительным барьером (вариант № 5 в табл. 1).

Главной особенностью обращенных структур оказывается линейность характеристики (dQ/dU_g) в широком диапазоне изменения напряжений на затворе. Такое поведение также может служить пред-

Таблица 2. Расчетные характеристики квантовых уровней модельной структуры № 5

$U_g = +0.9 \text{ V}$				$U_g = +0.1 \text{ V}$		
i	$E_i, \text{ meV}$	$\Delta E_{(i+1),i}, \text{ meV}$	$n_{si}, \text{ cm}^{-2}$ ($n_s = 3.36 \cdot 10^{12}$)	$E_i, \text{ meV}$	$\Delta E_{(i+1),i}, \text{ meV}$	$n_{si}, \text{ cm}^{-2}$ ($n_s = 2.32 \cdot 10^{12}$)
1	-116	142	$3.09 \cdot 10^{12}$	25	158	$2.28 \cdot 10^{11}$
2	25	105	$2.53 \cdot 10^{11}$	183	91	$7.47 \cdot 10^8$
3	130	129	$6.00 \cdot 10^9$	274	163	$2.08 \cdot 10^7$
4	260	87	$4.03 \cdot 10^7$	437	107	$4.27 \cdot 10^4$
5	348		$1.41 \cdot 10^6$	545		$6.48 \cdot 10^2$

посылкой к постоянству крутизны транзистора ($g_m = dI_d/dU_g$) на основе таких структур. Здесь I_d — ток стока. Постоянство этих двух параметров, в свою очередь, дает существенные преимущества при разработке высокочастотных транзисторов средней и малой мощности с пониженным уровнем амплитудных и фазовых шумов [15,16]. Еще одно достоинство такой конструкции заключается в том, что для увеличения рабочих частот крутизну в ней можно дополнительно увеличивать, уменьшая толщину структуры (рис. 2). Интересно, что в такой структуре из-за большого расстояния между уровнями интенсивное заполнение второй размерно-квантовой подзоны начинается при довольно больших поверхностных плотностях электронов (рис. 3).

Естественно, особенности характеристик подобных систем сильно зависят от особенностей их строения. Как пример рассмотрим результаты расчетов разности энергий от уровня E_i с номером i до уровня Ферми, заселенности n_{si} и разности энергий между ближайшими уровнями $\Delta E_{(i+1),i}$ для первых пяти уровней (табл. 2) в модельной структуре (табл. 1, вариант № 5) при разных напряжениях на затворе U_g . Как отмечалось выше, расстояния между квантовыми уровнями в такой гетероструктуре оказываются больше, чем в двойных структурах с донорно-акцепторным легированием [6] даже при больших положительных смещениях на затворе (при сильном обогащении канала электронами).

Таким образом, как и предполагалось, в обращенных гетероструктурах наблюдается усиление размерного квантования, что, в принципе, может приводить к сильному падению интенсивности рассеяния горячих электронов и соответственно к росту их дрейфовой скорости под затвором и увеличению быстродействия полевых транзисторов. Тем самым открываются новые перспективы использования таких гетероструктур в приборах субмиллиметрового диапазона длин волн. Уточнить величину этих эффектов можно в результате расчета вероятности рассеяния горячих электронов с учетом размерного квантования поперечной компоненты импульса электронов. Большой интерес представляют также результаты экспериментальных измерений полевой зависимости дрейфовой скорости электронов в таких структурах.

Список литературы

- [1] *Mei X., Yoshida W., Lange M. et al. // IEEE Electron Device Lett. 2015. V. 36. N 4. P. 327–329.*
- [2] *Moschetti G., Leuther A., Mabler H. et al. // IEEE Microwave Wireless Components Lett. 2015. V. 25. N 9. P. 618–620.*
- [3] *Campos-Roca Y., Tessmann A., Amado-Rey B. et al. // IEEE Microwave Wireless Components Lett. 2014. V. 24. N 11. P. 787–789.*
- [4] *Кальфа А.А., Пашковский А.Б. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 11. С. 2090–2092.*
- [5] *Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С. и др. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 17. С. 84–89.*
- [6] *Лукашин В.М., Пашковский А.Б., Журавлев К.С. и др. // ФТП. 2014. Т. 48. В. 5. С. 684–692.*
- [7] *Борисов А.А. и др. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. В. 16. С. 41–47.*
- [8] *А.с. 897062 (СССР). Полевой транзистор / Тагер А.С., Кальфа А.А. Приоритет от 03.09.1980.*
- [9] *Кальфа А.А., Тагер А.С. // Электронная техника Сер. 1. Электроника СВЧ. 1980. В. 12 (348). С. 26–38.*
- [10] *Mimura T., Hiyamizi S., Fuji T., Numbu K. // Jap. J. Appl. Phys. 1980. V. 19. N 5. P. L225–L227.*
- [11] *Mimura T., Hiyamizi S., Hashimoto H., Fukuta M. // IEEE Trans. Electron Dev. 1980. V. ED-27. N 11. P. 2197.*
- [12] *Delagebeaudeuf D., Delescluse P., Etinne P. et al. // Electron Lett. 1980. V. 16. N 17. P. 667–668.*
- [13] *Delagebeaudeuf D., Linch Chage N.T. // IEEE Trans. Electron Dev. 1981. V. ED-28. N 7. P. 790–795.*

- [14] *Фистуль В.И.* Сильно легированные полупроводники. М.: Наука, 1967. 415 с.
- [15] *Богданов Ю.М., Пашковский А.Б., Тагер А.С.* // Микроэлектроника. 1993. Т. 22. В. 2. С. 15–19.
- [16] *Богданов Ю.М., Пашковский А.Б., Тагер А.С.* // Радиотехника и электроника. 1993. Т. 33. В. 2. С. 346–355.

4* Письма в ЖТФ, 2017, том 43, вып. 12