

9. *Bulashevich, K. A.* Is Auger recombination responsible for the efficiency rollover in III-nitride light-emitting diodes? / K. A. Bulashevich, S. Yu. Karpov // Phys. stat. sol. (c). 2008. Vol. 5, No. 6. P. 2066–2069.
10. *Grein, C. H.* Modeling of disorder influenced Auger recombination in strained-layer type-II superlattices / C. H. Grein, H. J. Ehrenreich // Appl. Phys. 2002. Vol. 93, No. 2. P. 1075–1078.
11. *Kioupakis, E.* Indirect Auger recombination as a cause of efficiency droop in nitride light-emitting diodes / E. Kioupakis [et al.] // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 98, No. 16. P. 161107-1-161107-3.

ФАКТОРЫ ЭФФЕКТИВНОГО УПРАВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ДОНОРА ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Е. А. Левчук, Л. Ф. Макаренко

*Белорусский государственный университет,
факультет прикладной математики и информатики, liauchuk.alena@gmail.com*

В последнее время в связи с возможностью создания логических устройств на основе единичных атомов примеси в полупроводнике [1] стала представлять интерес задача управления электронными состояниями донора с помощью внешнего электрического поля. Задачи подобного рода рассматривались ранее в работах [2-5], однако в них не было проведено подробного анализа влияния различных факторов на параметры функционирования системы. В данной работе на основе численного моделирования с помощью метода конечных элементов (МКЭ) определено влияние геометрических параметров, а также материала полупроводника на характеристики передислокации волновой функции электрона от донора к затвору. Основными такими характеристиками являются, во-первых, критический потенциал (Φ_{0C}) – потенциал на затворе, при котором происходит передислокация волновой функции, и, во-вторых, величина зазора (g_{\min}) – разность энергий первого возбужденного и основного состояний при критическом потенциале на затворе, которая определяет временные характеристики передислокации волновой функции электрона от донора к затвору [4-5].

В работе рассматривалась модель, в которой внешнее электрическое поле создается тонким дискообразным затвором диаметра d , заряженным до потенциала Φ_0 и расположенным в плоскости $z = 0$ с центром в начале координат. Донор находится на оси симметрии затвора на расстоянии z_0 от него в полупространстве $z > 0$, заполненном полупроводником. Между полупроводником и затвором находится бесконечно тонкая прослойка диэлектрика, которая не влияет на электрический потенциал, но является потенциальным барьером для электрона. Волновые функции и энергии электрона удовлетворяют задаче для стационарного уравнения Шредингера, для численного решения которой использовался МКЭ.

Зависимости Φ_{0C} и g_{\min} изучались как функции диаметра затвора (d), положения донора (z_0), эффективной массы (m^*) и параметра ее анизотропии (γ).

При рассмотрении влияния размера затвора на электронные уровни донора особо выделим случай $z_0/d \ll 1$, когда поле затвора можно считать однородным (т.е. в пределе $d \rightarrow \infty$). Именно этот случай изучался в большинстве предыдущих работ [4-5].

Так как величина Φ_0 для однородного внешнего поля не имеет смысла, то для сравнения случаев конечного и бесконечного затворов в качестве управляющего параметра использовалась разность потенциалов на затворе и в точке расположения донора за вычетом потенциала донора ($\Delta\Phi$), а также критическая разность потенциалов ($\Delta\Phi_C$). Основным качественным отличием случаев конечного и бесконечного затворов является то, что для однородного внешнего поля расстояние между точками квазипересечения уровней возбужденных состояний существенно сокращается (рис. 1). Другим важным отличием является увеличение значения g_{\min} при $d \rightarrow \infty$.

При больших z_0 величина Φ_{0C} соответствует потенциалу на затворе, при котором энергия основного состояния электрона в поле затвора (без учета потенциала донора) равна энергии в поле донора. Аппроксимируя энергию основного состояния в поле затвора показательной функцией, получим при $z_0 \rightarrow +\infty$ следующее приближенное равенство:

$$\Phi_{0C} \approx k\delta^{-\tau}, \quad (1)$$

где $k = 9.5$, $\tau = 2/3$, $\delta = d/a_B^*$, a_B^* – эффективный боровский радиус. Для конечных z_0 выражение (1) дает лишь грубую оценку снизу для критического потенциала, однако оно остается верным, если вместо Φ_{0C} использовать величину $\Delta\Phi_C$.

Было обнаружено, что зависимость величины зазора g_{\min} от z_0 хорошо аппроксимируется экспоненциальной функцией:

$$g_{\min} = a \exp(-\sigma z_0), \quad (2)$$

где a и σ – некоторые параметры, зависящие от d . Для однородного поля, например, значения этих параметров составляют $a = 5.56$, $\sigma = 0.5$. Зависимость g_{\min} от диаметра затвора представлена на рис. 2а.

Формулы (1) – (2) позволяют определить зависимость $\Delta\Phi_C$ и g_{\min} от эффективной массы. Критическая разность потенциалов $\Delta\Phi_C^{(1)}$, $\Delta\Phi_C^{(2)}$ и величина зазора $g_{\min}^{(1)}$, $g_{\min}^{(2)}$ двух полупроводников, имеющих эффективные массы m_1^* и m_2^* соответственно, относятся следующим образом:

$$\frac{\Delta\Phi_C^{(1)}}{\Delta\Phi_C^{(2)}} \approx \left(\frac{m_1^*}{m_2^*} \right)^{1-\tau}, \quad (3)$$

$$\frac{g_{\min}^{(1)}}{g_{\min}^{(2)}} = \frac{m_1^*}{m_2^*} \exp\left(b(z_0)(m_1^* - m_2^*)\right). \quad (4)$$

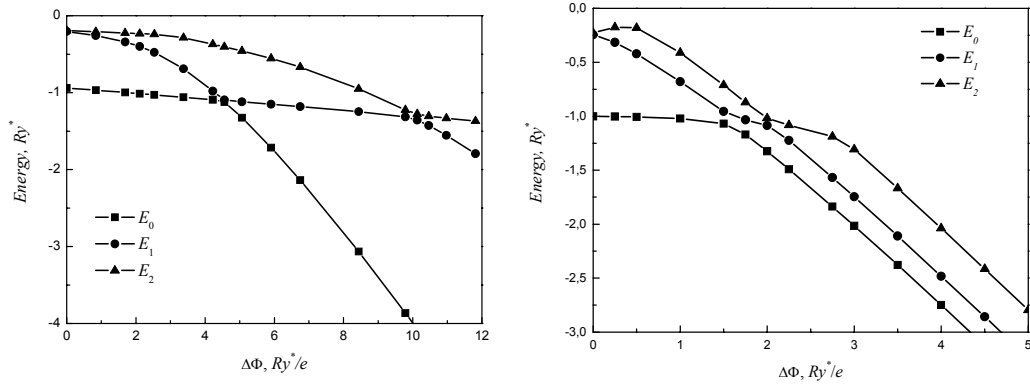


Рис. 1. Зависимость энергий основного (E_0), первого (E_1) и второго (E_2) возбужденных состояний от $\Delta\Phi$ для $d=4$ (слева) и для $d \rightarrow \infty$ (справа), $z_0 = 8$

Представленные выше результаты были получены в приближении изотропной эффективной массы, анизотропия эффективной массы влияет прежде всего на величину зазора g_{\min} , поэтому в качестве величины, по которой проводилось сравнение изотропного и анизотропного случаев, выступала величина зазора. Для кремния, имеющего $\gamma = 0.2$, изотропная эффективная масса дает ту же величину зазора при $m^* \approx 0.5m_0 \approx m_{\square} \cdot \gamma^{1/3}$ (рис. 2b).

Таким образом, при увеличении диаметра затвора уменьшается вероятность передислокации волновой функции от донора к затвору, однако в гораздо большей степени на нее влияет положение донора. Формулы (1) – (4) показывают, что Φ_{0C} гораздо менее чувствителен к параметрам системы, чем g_{\min} . При этом в наибольшей степени критический потенциал зависит от диаметра затвора, что позволяет подбором подходящего значения d изменять Φ_{0C} , не допуская превышения внешним электрическим полем поля пробоя диэлектрика. В то же время расстояние от донора до затвора гораздо меньше влияет на критический потенциал, но существенно изменяет величину зазора. Управлять временными характеристиками передислокации волновой функции можно также выбирая материал полупроводника (варьируя эффективную массу и/или параметр анизотропии).

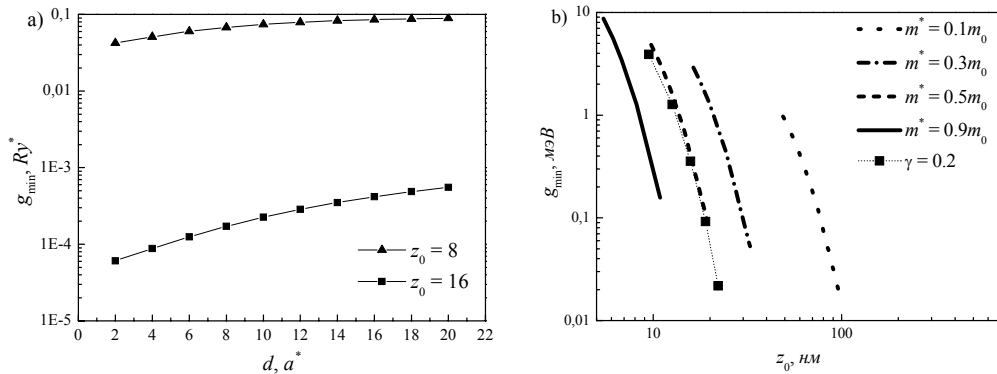


Рис. 2. Зависимость величины зазора от d (a) и от z_0 для различных значений изотропной (линии) и анизотропной эффективной массы при $\gamma = 0.2$ (маркеры) в однородном внешнем поле (b)

ЛИТЕРАТУРА

1. *Fuechsle, M.* A single-atom transistor / M. Fuechsle [et al.] // Nature Nanotechnology Letters. 2012. Vol. 7. P. 242-245.
2. *Smit, G.D.J.* Gate-induced ionization of single dopant atoms / G.D.J. Smit, S. Rogge, J. Caro, T.M. Klapwijk // Physical Review B. 2003. Vol. 68. 193302.
3. *Kettle, L.M.* Numerical study of hydrogenic effective mass theory for an impurity P donor in Si in the presence of an electric field and interfaces / L.M. Kettle [et al.] // Physical Review B. 2003. Vol.68. 075317.
4. *Calderon, M.J.* Quantum control of donor electrons at the Si-SiO₂ interface / M.J. Calderon [et al.] // Physical Review Letters. 2006. Vol. 96. 096802.
5. *Calderon, M.J.* External field control of donor electron exchange at the Si-SiO₂ interface / M.J. Calderon [et al.] // Physical Review B. 2007. Vol. 75. P. 125311.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ТОКОПРОВОДЯЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ В КРЕМНИЕВЫХ ПЛАСТИНАХ МЕТОДОМ БЕЗРЕЗИСТНОЙ ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКОЙ ЛИТОГРАФИИ

М. С. Липай, В. Г. Соколов, Л. И. Степанова

Учреждение Белорусского государственного университета «Научно-исследовательский институт физико-химических проблем» (НИИ ФХП БГУ), sektormed@bsu.by

В настоящее время для обеспечения более высокого уровня функциональности при минимальных размерах и максимальном быстродействии имеется единственный путь развития конструкции интегральных схем – *3 D* – интеграция.

Среди известных и используемых методов *3 D* – интеграции (разварка выводов, *VIP* и др.) наиболее максимальный уровень интеграции и функциональности обеспечивает технология выполнения *TSV* (*Through Silicon Vias* – сквозных отверстий в кремнии) с последующим заполнением отверстий токопроводящим металлом (чаще всего медью) для обеспечения коммутации элементов микросборок. Однако, несмотря на очевидные достоинства технологии *TSV*, она обладает рядом существенных недостатков. Формирование переходных отверстий в кристаллах – это достаточно сложный процесс, в ходе которого могут пострадать уже сформированные структуры. Переходные отверстия занимают дополнительную площадь кристалла, зачастую необходимо вносить изменения в его топологию. Все это делает технологию *TSV* достаточно дорогостоящей и подтверждает актуальность поиска новых технологических решений при реализации *TSV*.

Одним из возможных технологических решений рассматриваемой задачи является использование безрезистной фотокаталитической литографии, при реализации которой достигается высокая разрешающая способность и возможность получения как негативных, так и позитивных (методом обращения) никелевых металлических рисунков на различных по природе материалах.

Технология такой безрезистной фотокаталитической литографии, в частности, при получении негативных никелевых рисунков, очень проста и включает нанесение методом центрифугирования или полива спиртового раствора, содержащего полибутилтитанат, щавелевую (и/или гликолевую) кислоту и хлорид палладия (в результате