

2. Larsson M., Bromark M., Hedenqvist P., Hogmark S. // Surf. Coat. Technol. 1996. Vol. 86-87. P. 351.
3. Mordin M., Wiklund U., Larsson M. et al. // Conference Proc. Nortrib'96. Metal Forming and Boundary Lubrication. Session C2. 1996. Vol. 1.
4. Khadasevich V.V., Solodukhin I.A., Uglov V.V. et al. // Surf. Coat. Technol. 1998. Vol. 98. P. 1433.
5. Шукевич А. К., Лухвич А. А., Шарандо В. И. // Дефектоскопия. 2000. № 1. С. 31.
6. Oliver W.C., Pharr J.M. // J. Mater. Res. 1992. Vol. 7. № 6. P. 1564.
7. Tavares C.J., Rebouta L., Almeida B., Bessa e Sousa J. // Surf. Coat. Technol. 1998. Vol. 100-101. P. 65.
8. Nordin M., Larsson M., Hogmark S. // Surf. Coat. Technol. 1998. Vol. 106. P. 234.
9. Segmuller A., Blakeslee A.E. // Appl. J. Cryst. 1973. Vol. 6. P. 19.
10. Shinn M., Hultman L., Barnett S.A. // J. Matter. Res. 1992. Vol. 7. P. 901.
11. Горелик С.С., Расторгуев Л.Н., Скаков Ю.А. Рентгенографический и электроннооптический анализ. М., 1970.
12. Karlsson L., Hultman L., Sundgren J.E. // Thin Solid Films. 2000. Vol. 371. P. 167.
13. Холек Х. Двойные и тройные карбидные и нитридные системы переходных металлов: Справ. изд. М., 1988.
14. Chu X., Barnett S.A., Wong M.S., Sproul W.D. // Surf. Coat. Technol. 1993. Vol. 57. P. 13.

Поступила в редакцию 29.06.2002.

**Владимир Васильевич Углов** – кандидат физико-математических наук, доцент.

**Сергей Владимирович Злоцкий** – аспирант кафедры физики твердого тела. Научный руководитель – В.В. Углов.

**Елена Константиновна Воронай** – студентка 5-го курса физического факультета. Научный руководитель – В.В. Углов.

УДК 621.378:621.382

Д.В. ПОЗДНЯКОВ

## КОГЕРЕНТНОСТЬ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЛН В КВАНТОВОЙ ЯМЕ ДВУХБАРЬЕРНОЙ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ

An approach to calculation of the electron waves coherence length in quantum well of the double barrier resonant tunneling structure when impurity, interface roughness and polar optical phonon scattering take place was developed.

Известно, что процессы рассеяния электронов оказывают значительное влияние на электрические свойства двухбарьерных резонансно-туннельных структур (ДБРТС) [1–5]. Именно рассеяние обуславливает разрушение когерентности электронных волн в квантовой яме ДБРТС, что в свою очередь определяет поведение вольт-амперных характеристик (ВАХ) таких структур. Для учета процесса разрушения когерентности, как правило, используется средняя длина свободного пробега электрона (СДСПЭ) [1–10], хотя более естественным было бы использование длины когерентности электронных волн (ДКЭВ) [11, 12]. По нашему мнению, именно некорректное использование СДСПЭ вместо ДКЭВ резко снижает согласование расчетной ВАХ с экспериментальными данными. С учетом этого обстоятельства цель данной работы состоит в повышении точности моделирования ВАХ ДБРТС при замене в моделях СДСПЭ на ДКЭВ.

Рассмотрим прежде всего различие между СДСПЭ и ДКЭВ. Под СДСПЭ обычно понимается средняя длина релаксации импульса электрона (по на-

правлению, если процесс рассеяния упругий; по направлению и величине, если процесс рассеяния неупругий) [13, 14]. Для того чтобы ввести ДКЭВ, можно воспользоваться оптической аналогией так же, как это было сделано в работах [10, 11] при рассмотрении ДБРТС как резонатора Фабри – Перо. Для наблюдения резонанса в резонаторе Фабри – Перо, т. е. для получения устойчивой во времени интерференционной картины, необходимо, чтобы световые волны удовлетворяли определенным фазовым соотношениям в случае многократных отражений от зеркал, что и характеризует их когерентность. В оптике для определения степени когерентности вводятся понятия длины и времени когерентности световых волн, под которыми понимают соответствующие расстояния между такими точками в пространстве и времени, что фазовые соотношения в них для различных волн изменяются на  $\pi$  радиан [15]. При этом длина и время когерентности связаны между собой следующим образом:

$$l = v \cdot \tau, \quad (1)$$

где  $l$  – длина когерентности,  $\tau$  – время когерентности,  $v$  – фазовая скорость волны.

Пользуясь далее оптической аналогией, можно считать, что ДКЭВ имеет тот же смысл, что и длина когерентности для световых волн. Теперь с процессом рассеяния, обуславливающим разрушение когерентности электронных волн, необходимо сопоставить определенную величину ДКЭВ. Сделать это несложно, если учитывать, что акт рассеяния электрона не означает обязательную потерю когерентности, как это предполагалось в работах [9, 10]. Суть этого явления в том, что мы имеем дело не с одним электроном, а с огромным ансамблем таких частиц, и уход электрона из каждого конкретного состояния обязательно будет сопровождаться приходом в это состояние другого электрона, так как в целом система электронов находится в динамическом равновесии. Тогда на основании принципа тождественности частиц акт рассеяния электрона может лишь означать возможную потерю когерентности электронной волной в данном состоянии, т. е. в этом случае будет происходить изменение фазы волны за счет рассеяния. Исходя из сказанного, под ДКЭВ можно понимать среднюю длину релаксации фазы электронных волн. Заметим, что электрон-частица сопоставляется в данном случае с СДСПЭ, а электронные волны – с ДКЭВ. Это очень важно, поскольку данное замечание четко разграничивает области использования СДСПЭ и ДКЭВ. В нашем же случае принципы работы ДБРТС основаны на волновых свойствах электронов, что исключает возможность построения адекватной модели данного прибора при использовании такого параметра, как СДСПЭ.

Для примера оценим величину продольной ДКЭВ в квантовой яме ДБРТС на основе GaAs. Будем учитывать три возможных механизма рассеяния электронов: на полярных оптических фононах, на шероховатостях поверхностей и на ионизированной примеси. Именно эти механизмы рассеяния носителей зарядов в GaAs являются определяющими. Вначале рассмотрим рассеяние на ионизированной примеси. Взаимодействие электронов с примесью можно представить как процесс распространения электронных волн через объемную дифракционную решетку. А поскольку примесь расположена хаотически в пространстве, то устойчивой интерференционной картины в этом случае наблюдаться не будет, что эквивалентно утрате электронными волнами когерентности на некотором количестве ди-



фракционных плоскостей. Количество таких плоскостей определяется среднеквадратическим отклонением фазы электронных волн. В нашем случае величина ДКЭВ будет равна утроенному периоду дифракционной решетки

$$l_n = 3N_L^{-1}, \quad (2)$$

где  $l_n$  – продольная ДКЭВ, обусловленная рассеянием на ионизированной примеси,  $N_L$  – продольная линейная ее концентрация в квантовой яме.

С рассеянием на полярных оптических фононах дело обстоит несколько иначе. Если ионизированная примесь создает стационарный во времени и изменяющийся в пространстве возмущающий потенциал, то полярные оптические фононы образуют постоянный в пространстве и изменяющийся во времени возмущающий потенциал [13, 14]. Следовательно, для рассеяния на полярных оптических фононах по аналогии с предыдущим случаем, заменив пространственную дифракционную решетку на временную с учетом равенства (1), можно получить следующее соотношение:

$$l_{\varphi} = \frac{3\hbar k_x}{2m_d\omega}, \quad (3)$$

где  $l_{\varphi}$  – продольная ДКЭВ, обусловленная рассеянием на полярных оптических фононах,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $k_x$  – продольная компонента волнового вектора электрона в центре квантовой ямы,  $m_d$  – эффективная масса электрона,  $\omega$  – циклическая частота полярного оптического фонона.

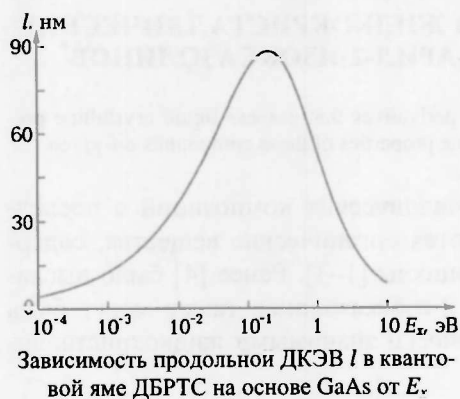
Продольную ДКЭВ, обусловленную рассеянием на шероховатостях поверхностей между барьерами и квантовой ямой  $l_{\text{ш}}$ , можно получить, анализируя фазовый сдвиг электронных волн, отраженных от границ квантовой ямы – потенциальный барьер

$$l_{\text{ш}} = \frac{\pi^2 a}{(k_x \sigma)^2}, \quad (4)$$

где  $a$  – ширина квантовой ямы,  $\sigma$  – среднеквадратическое отклонение границы квантовой ямы – потенциальный барьер от идеально плоской поверхности.

Зависимость продольной ДКЭВ  $l$  в квантовой яме ДБРТС на основе GaAs от продольной компоненты кинетической энергии электрона в центре этой ямы  $E_x$  и при параболическом законе дисперсии с учетом всех рассмотренных выше механизмов разрушения когерентности электронных волн представлена на рисунке. При этом использовались следующие значения расчетных параметров:

$$N_L = 10^7 \text{ м}^{-1}, \quad a = 5 \text{ нм}, \quad \sigma = 0,6 \text{ нм}.$$



Из рисунка видно, что с учетом равенств (3), (4) потеря когерентности при низких энергиях происходит в основном за счет рассеяния на полярных оптических фононах, а при высоких – путем рассеяния на шероховатостях поверхностей.

В заключение хотелось бы сделать ряд важных замечаний:

1. Численные значения продольной ДКЭВ для различных механизмов рассеяния оказываются достаточно близкими к значениям продольной

СДСПЭ в квантовой яме ДБРТС на основе GaAs.

2. Выражения (2)–(4) являются общими в том смысле, что могут применяться при любом значении электрического поля, приложенного к ДБРТС.

3. Зависимость продольной ДКЭВ только от продольной компоненты кинетической энергии электрона обуславливает возможность применения формул (2)–(4) для любой размерности электронного газа в квантовой яме ДБРТС.

Таким образом, предложенный в настоящей работе подход к учету разрушения когерентности электронных волн в квантовой яме ДБРТС является более строгим, чем матричный подход с использованием СДСПЭ [7–10]. Кроме того, он позволяет существенно сократить вычисления для расчета ВАХ ДБРТС и других характеристик подобных структур.

1. Борздов В.М., Поздняков Д.В. // Вестн. Белорус. ун-та. Сер.1. 2002. № 1. С. 26.
2. Roblin P., Liou W.-R. // Physical Review B. 1993. Vol. 47. № 4. P. 2146.
3. Jonson M., Grincwaig A. // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 51. № 21. P. 1729.
4. Zou N., Chen Q., Willander M. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 75. № 3. P. 1829.
5. Fu Y., Chen Q., Willander M. // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 74. № 3. P. 1874.
6. Борздов В.М., Врубель М.М., Мулярчик С.Г., Хомич А.В. // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1. 1997. № 3. С. 28.
7. Borzdov V.M., Vruble M.M., Mulyarchik S.G., Homich A.V. // Phys. Low-Dim. Struct. 1997. Vol. 7. P. 67.
8. Борздов В.М., Комаров Ф.Ф. Моделирование электрофизических свойств твердотельных слоистых структур интегральной электроники. Мн., 1999.
9. Iannaccone G., Pellegrini B. // Physical Review B. 1995. Vol. 52. № 24. P. 17406.
10. Yuming H. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1988. Vol. 21. P. L23.
11. Тарер А.С. // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1987. № 9. С. 21.
12. Иогансен Л.В. // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. № 2. С. 207.
13. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия. М., 1991.
14. Иващенко В.М., Митин В.В. Моделирование кинетических явлений в полупроводниках. Метод Монте-Карло. Киев, 1990.
15. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. М., 1980.

Поступила в редакцию 21.06.2002.

**Дмитрий Викторович Поздняков** – аспирант кафедры физической электроники. Научный руководитель – доктор физико-математических наук, профессор кафедры физической электроники В.М. Борздов.

УДК 532.783 + 547.786

А.А. МИНЬКО, В.С. БЕЗБОРОДОВ, Н.Н. КОВГАНКО, В.И. ЛАПАНИК

## ПОЛУЧЕНИЕ, СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НОВЫХ 3-АМИЛ-5-АРИЛ-2-ИЗОКСАЗОЛИНОВ\*

Synthesis of new 3-amyl-5-aryl-2-isoxazolines derivatives that possess liquid crystalline properties is described. The spectral and liquid crystalline properties of these compounds are given.

В качестве компонентов жидкокристаллических композиций в последнее время все более широко используются органические вещества, содержащие в структуре пятичленные гетероциклы [1–3]. Ранее [4] было высказано предположение о том, что среди 2-изоксазолинов также могут быть найдены вещества, обладающие практически значимыми жидкокристалли-

\* Авторы статьи – научные работники НИИФП БГУ им. А.Н. Севченко.