

01;06

Возможность неравновесных фазовых переходов в полупроводниках и полупроводниковых сверхструктурах в скрещенных электрическом и магнитном полях

© *Е.П. Прокопьев*Научно-исследовательский институт материаловедения
им. А.Ю. Малягина, Москва*Поступило в Редакцию 11 декабря 1998 г.*

Рассмотрены два типа случаев отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) в полупроводниках и полупроводниковых сверхструктурах, содержащих ND мелкие примесные атомные системы (центры), в скрещенных электрическом и магнитном полях, соответствующих неравновесным фазовым переходам величин n_e (n_e — средняя плотность неравновесных носителей (электронов)). Отмечается, что на основе таких полупроводников и полупроводниковых сверхструктур в скрещенных электрическом и магнитном полях могут создаваться различные полупроводниковые приборы и устройства, а также элементы памяти для накопления, хранения и защиты информации в экстремальных условиях.

В настоящее время, по-видимому, напрямую может быть реализована концепция получения различных полупроводниковых приборов, устройств и элементов памяти с помощью модификации свойств природных (например, обычные атомы и мелкие примесные атомные системы (центры), создаваемые с помощью легирования) и искусственных атомных систем (например, экситоны и суператомы) в полупроводниках и полупроводниковых сверхструктурах в скрещенных электрическом и магнитном полях [1–7]. При этом следует отметить, что электронные свойства обычных атомов заранее определены природой, а электронные свойства суператомных систем можно искусственно создавать.

В принципе, в полупроводниках и полупроводниковых структурах с помощью скрещенных электрического и магнитного полей [4] можно

формировать атомные системы (например, мелкие электронные примесные центры) различных размерностей: одномерные (1D), двумерные (2D) и трехмерные (3D). В приближении метода эффективной массы энергии 3D основного состояния этих атомных систем даются выражениями

$$E(3D) = -\frac{Z^2}{2n^2} \frac{m_n e^4}{\varepsilon^2 h^2}, \quad (1)$$

где $Z = 1$ есть эффективный заряд атомной примесной системы, m_n — эффективная масса электрона, e — заряд электрона, ε — статическая диэлектрическая проницаемость, h — постоянная Планка. Для основного состояния главное квантовое число $n = 1$.

В случае двумерной примесной атомной системы

$$E(2D) = -\frac{Z^2}{2(n-1/2)^2} \frac{m_n e^4}{\varepsilon^2 n^2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2)$$

Для основного состояния $n = 0$.

В случае основного состояния одномерной примесной атомной системы

$$E(1D) = -\frac{h^2}{2m_n a^2 \alpha^2} = -\frac{1}{2\alpha^2} \frac{m_n e^4}{\varepsilon^2 h^2}, \quad (3)$$

где

$$a = \frac{h^2 \varepsilon}{m_n e^2}. \quad (4)$$

Здесь $\alpha \ll 1$ — параметр теории одномерного атома водорода [5].

Из (1) и (2) в случае основного состояния энергии связи $W(3D) = -E(3D)$ и $W(2D) = -E(2D)$ соотносятся между собой как [6,7]

$$W(2D) = 4W(3D), \quad (5)$$

а $W(1D) = -E(1D)$, согласно [5],

$$W(1D) \gg W(2D), \quad W(1D) \gg E(3D). \quad (6)$$

Кроме аномалий (5) и (6) в энергиях связи, двумерная и одномерная атомные системы имеют аномальные свойства в отношении действия электрического (эффект Штарка) и магнитного (эффект Зеемана) полей [5–7]. Здесь не будем останавливаться на этих эффектах, а

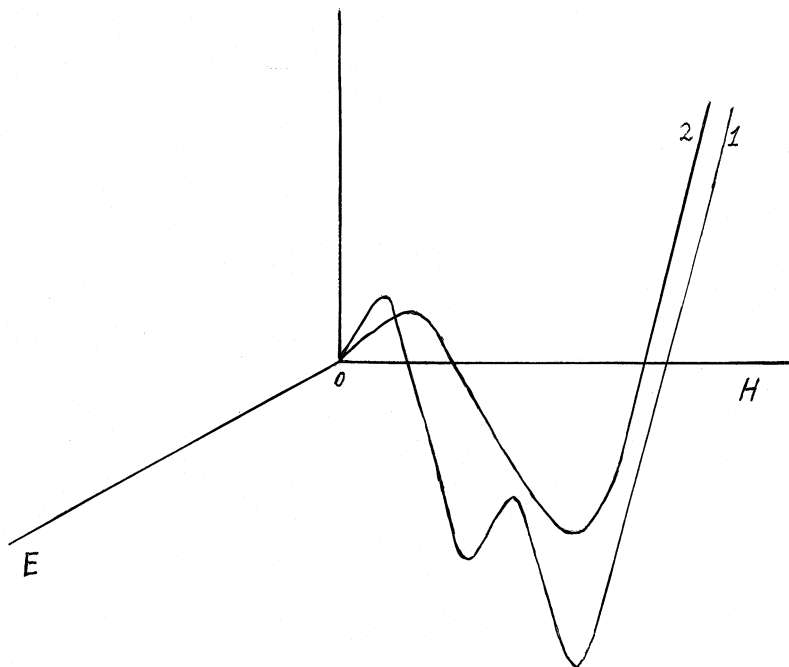


Рис. 1. Зависимость плотности тока j от скрещенных электрического E и магнитного H полей для двух типов отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП): 1 — ОДП для перехода типа (7), 2 — ОДП для перехода типа (8).

сосредоточим свое внимание на переходах типа

$$W(3D) \leftrightarrow W(2D) \leftrightarrow W(1D), \quad (7)$$

$$W(3D) \leftrightarrow W(2D); \quad W(2D) \leftrightarrow W(1D) \quad (8)$$

в перекрестных электрическом и очень сильном (до ~ 100 Т) магнитном полях [4].

Нетрудно убедиться, что переходам типа (7), (8) объемной проводимости полупроводника и полупроводниковой сверхструктуры соответствуют различные случаи отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) [8], изображенные для переходов типа (7) (рис. 1,

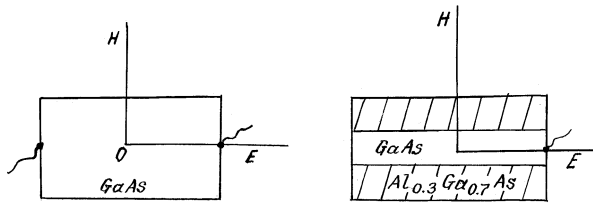


Рис. 2. Схема процесса и устройства на основе полупроводника GaAs (1) и полупроводниковой сверхструктуры $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}|\text{GaAs}$ (2) в скрещенных электрическом E и магнитном H полях.

кривая 1) и переходов типа (8) (кривая 2). Схема процесса и устройства, например, для объемного полупроводника GaAs и арсенидгаллиевой квантовой ямы в полупроводниковой сверхструктуре $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}|\text{GaAs}$ с приложенными перекрестными электрическим E и магнитным H полями приведена на рис. 2.

Пусть в общем случае в объеме полупроводника GaAs и в арсенидгаллиевой квантовой яме полупроводниковой сверхструктуры $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}|\text{GaAs}$ содержатся соответственно $3D$, $2D$ и $1D$ мелкие примесные состояния. При приложении к таким образцам скрещенных электрического E и магнитного H полей будут наблюдаться переходы типа (7), (8) и протекать процессы ударной ионизации мелких ND примесей при электронном ударе и процесс рекомбинации в присутствии электрона на образовавшейся ионизированной примеси.

Согласно [9], эти процессы соответствуют схеме

$$n_e + n_a \xrightleftharpoons[\beta]{\alpha} n_i + 2n_e; \quad n_e + n_a = n; \quad n_e = n_i, \quad (9)$$

где n_e , n_i и n_a — средние плотности электронов, ионизированных примесей и нейтральных примесей соответственно; α и β — коэффициенты ионизации электронным ударом мелких примесей и рекомбинации электрона и ионизированной примеси в присутствии электрона.

Динамические генерационно-рекомбинационные уравнения [8,9], соответствующие схеме (9), имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dn_e}{dt} &= \alpha n_e n_a - \beta n_e^2 n_i = (\alpha n_a - \beta n_e n_i) n_e; \\ n_e &= n_i; \quad n_e + n_a = n. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь в (10) второе уравнение учитывает равенство средних чисел электронов и ионизованных примесей, а третье — постоянство числа электронов и нейтральных примесных центров.

Нетрудно убедиться, что уравнение (10) может быть приведено к виду

$$\frac{dn_e}{dt} = [\alpha(n - n_e) - \beta n_e^2] n_e = (r_{n_e} - g_{n_e}) n_e, \quad (11)$$

где $r_{n_e} = \alpha(n - n_e)$ и $g_{n_e} = \beta n_e^2$ — константы скорости ударной ионизации и рекомбинации носителей.

Отметим, что в общем случае при наличии полей E и H константы скорости r_{n_e} и g_{n_e} должны являться функциями напряженностей этих полей, т. е.

$$r_{n_e} = r_{n_e}(E, H); \quad g_{n_e}(E, H), \quad (12)$$

причем коэффициенты ударной ионизации α и рекомбинации β также зависят от E и H , что следует из вышеизложенного.

Например, согласно [10,11], коэффициент ударной ионизации определяется формулой Шокли

$$\alpha(E, H) = [eE/\varepsilon_i(H)] \exp[-\varepsilon_i(H)/eE\lambda], \quad (13)$$

где λ — длина свободного пробега, $W_i = \varepsilon_i$ — пороговое значение энергии ионизации, увеличивающееся в общем случае с ростом H . Зависимостью коэффициента β от величины полей E и H для простоты изложения здесь пренебрегаем, так что

$$\alpha = \alpha(E, H); \quad \beta = \beta(n_e). \quad (14)$$

При этом уравнение (11) переходит в

$$\frac{dn_e}{dt} = [r_{n_e}(E, H) - g_{n_e}] n_e. \quad (15)$$

Из (15) видим, что

$$\text{при } r_{n_e}(E, H) < g_{n_e}; \quad n_e(\infty) \rightarrow 0, \quad (16)$$

$$\text{при } r_{n_e}(E, H) > g_{n_e}; \quad n_e(\infty) \neq 0. \quad (17)$$

Таким образом, с ростом E и H , как следует из (11)–(13), имеем случаи неравновесных фазовых переходов из состояния (17) в состояние (16) и наоборот в области определенных значений $\alpha(E, H)$ (так

как $W = W(H)$), что и определяет различные виды ОДП. Подробное исследование этих переходов может быть проведено, например, в рамках методов физики открытых систем, изложенных в [10].

Такого же типа переходы вида (16), (17) могут наблюдаться и для случая обычных природных атомов, находящихся в сверхсильных магнитных полях ($H \approx 10^9$ Т) на поверхности нейтронных звезд [12].

В заключение следует отметить, что на основе переходов типа (7), (8), соответствующих ОДП рис. 1, могут быть созданы различные полупроводниковые приборы и устройства (например, туннельные диоды, диоды Ганна и др. [8]), а также элементы памяти для накопления, хранения и защиты информации в экстремальных условиях [13].

Автор выражает благодарность Ю.В. Копаеву и А.А. Горбачевичу за обсуждения и ценные замечания.

Список литературы

- [1] *Watanabe A., Inoshita T.* // Optoelectron. Device Technol. 1986. V. 1. N 1. P. 33.
- [2] *Inoshita T., Ohnishi S., Oshiyama A.* // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 57. N 5. P. 2360.
- [3] *Андрюшин Е.А., Силин А.П.* // ФТТ. 1991. Т. 33. № 1. С. 211.
- [4] *Буркова Л.А., Дзялошинский И.Е., Друкарев Г.Ф., Монозон В.С.* // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. В. 2. С. 526.
- [5] *Loudon R.* // Am. J. Phys. 1959. V. 27. N 2. P. 649.
- [6] *Yang X.L. et al.* // Phys. Rev. A. 1991. V. 43. N 3. P. 1186.
- [7] *Бете Г., Солпитер Э.* Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М.: ГИФМЛ, 1961. 564 с.
- [8] *Шёлль Э.* Самоорганизация в полупроводниках. М.: Мир, 1991. 460 с.
- [9] *Климонтович Ю.Л.* // Успехи физических наук. 1994. Т. 164. № 8. С. 811; 1996. Т. 166. № 11. С. 1231.
- [10] *Landsberg L.P., Pimpale A.* // J. Phys. C: Solid State Phys. 1976. V. 9. P. 1243.
- [11] *Shockley W.* // Solid State Electronics. 1961. V. 2. P. 95.
- [12] *Либерман М.А., Йохансон* // Успехи физических наук. 1995. Т. 165. № 2. С. 121.
- [13] *Прокопьев Е.П.* // Деп. в ЦНИИ "Электроника". М., 1993. Р-4497. С. 179.