

15. Gunther L, Barbara B *Phys. Rev. B* **49** 3926 (1994)
16. Zhang X X et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **137** L235 (1994)
17. Uehara M, Barbara B *J. Physique* **47** 235 (1986)
18. Langer J S *Ann. Phys. (New York)* **41** 108 (1967)
19. Callan C, Coleman S *Phys. Rev. D* **16** 1762 (1977)
20. Chudnovski E M, Gunther L *Phys. Rev. Lett.* **60** 661 (1988)
21. Barbara B, Chudnovski E M *Phys. Lett. A* **141** 205 (1990)
22. Egami T *Phys. Status Solidi (B)* **57** 211 (1973)
23. Chudnovski E M, Iglesias O, Stamp P C E *Phys. Rev. B* **46** 5392 (1992)
24. Добровицкий В В, Звездин А К *ЖЭТФ* **109** (4) (1996) (в печати)
25. МакЛафлин Д, Скотт Э, в сб. *Солитоны в действии* (Под ред. К Лонгрена, Э Скотта) (М.: Мир, 1981)
26. Звездин А К, Мухин А А *ЖЭТФ* **102** 577 (1992)
27. Славнов А, Фаддеев Л *Введение в квантовую теорию калибровочных полей* (М.: Наука, 1971)
28. Kimin Hong, Giordano N *Phys. Rev. B* **51** 9855 (1995)
29. Haldane F D M *Phys. Rev. Lett.* **61** 1029 (1988)
30. Галкина Е Г, Иванов Б А *Письма в ЖЭТФ* **61** 495 (1995)
31. Dobrovitski V V, Zvezdin A K *J. Magn. Magn. Mater.* (1996) (in press)
32. Loss D, Di Vincenzo D P, Grinstein G *Phys. Rev. Lett.* **69** 3232 (1992)
33. Von Delft J, Henley C L *Phys. Rev. Lett.* **69** 3236 (1992)
34. Duan Ji-M, Garg A *Physica B* **194–196** 323 (1994)
35. Golyshev V Yu, Popkov A F *Europhys. Lett.* **29** 327 (1995)
36. Гольшев В Ю, Попков А Ф *ЖЭТФ* **11** 1755 (1995)
37. Gard A *Phys. Rev. Lett.* **70** 1541 (1993)
38. Stamp P C E *Physica B* **197** 133 (1994)
39. Prokof'ev N V, Stamp P C E *J. Phys. CM* **5** L667 (1994)
40. Awschalom D D *Phys. Rev. Lett.* **48** 3092 (1992)
41. Звездин А К, Попков А Ф *Письма в ЖЭТФ* **57** 548 (1993)
42. Barbara B et al. *J. Magn. Magn. Mater.* **140–144** 1825 (1995)
43. Кадомцев Б Б *УФН* **164** 449 (1995)
44. Simonds J L *Phys. Today* **48** 26 (1995)
45. Prinz G A *Phys. Today* **48** 58 (1995)

PACS numbers: 72.15.Rn, 73.20.Dx, 78.50.Ge

Управляемая модуляция энергии связи примесных состояний в системе квантовых ям

В.И. Белявский, Ю.В. Копаев, Н.В. Корняков

1. Примесные атомы и точечные дефекты в полупроводниках не только являются центрами рассеяния носителей тока, но и, что более важно для практических применений, в качестве легирующих добавок играют конструктивную роль как поставщики свободных электронов или дырок. Энергия ионизации примесных атомов является в этом случае важным параметром, определяющим концентрацию свободных носителей заряда и ее зависимость от температуры. Управляя этим параметром, мы получаем возможность изменять концентрацию носителей заряда в очень широких пределах вследствие экспоненциальной зависимости функции распределения от энергии вблизи уровня Ферми.

В объемных полупроводниках возможности влиять на энергию связи электрона на примесном атоме, прикладывая, например, внешнее электрическое поле, весьма ограничены (для определенности далее, если не оговорено особо, будем говорить об электронах, имея в виду примеси донорного типа). Это связано, в частности, с тем, что электрическое поле слабо возмущает состояния непрерывного спектра, из которых формируется локализованное состояние. Иная картина наблюдается

в полупроводниковых гетероструктурах (ГС), сформированных на основе композитных полупроводников. Поскольку движение электронов в квантовых ямах ограничено движением в плоскости слоев, то, прикладывая сравнительно небольшое внешнее электрическое поле, перпендикулярное слоям, можно вызывать передислокацию электронной волновой функции из одной квантовой ямы в другую [1]. При этом происходит инверсия нижних энергетических подзон размерного квантования, и, как следствие, локализованное состояние, которое формируется главным образом из нижней подзоны, изменяет свою энергию связи и форму волновой функции [2].

Величина внешнего электрического поля, необходимого для передислокации волновых функций и изменения энергии связи примесного состояния, существенно определяется параметрами гетероструктуры (высотой барьеров, шириной квантовых ям и др.) При этом принципиально важным моментом является возможность оптимизации этих параметров с целью достижения максимальной передислокации волновых функций электронов в системе квантовых ям при минимальных значениях напряженности электрического поля. Этого можно добиться, выбирая параметры квантовых ям такими, чтобы в отсутствие поля экстремумы энергетических подзон размерного квантования были близки друг к другу и система, тем самым, приобретала необходимую чувствительность по отношению к внешним воздействиям. В то же время вследствие ограниченности движения электронов поперек слоев в системах квантовых ям верхний предел допустимых электрических полей значительно отодвигается по сравнению с соответствующими значениями для объемных материалов.

Следует отметить, что передислокация электронных волновых функций в системе квантовых ям может происходить не только во внешнем электрическом поле, но и под действием магнитных полей [3], электромагнитного излучения [4] или температуры [5].

2. Влияние передислокации электронной волновой функции на энергию ионизации примесного атома можно проследить в рамках метода эффективной массы. Уравнение Шрёдингера для огибающей $\Phi(\mathbf{r}, z)$ электронной волновой функции имеет вид

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial \mathbf{r}^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + U(z) - eFz + V(\mathbf{r}, z) \right] \times \Phi(\mathbf{r}, z) = F\Phi(\mathbf{r}, z), \quad (1)$$

где e , m — заряд и эффективная масса электрона, $U(z)$ — исходный потенциал ГС, $V(\mathbf{r}, z)$ — потенциал, создаваемый примесным атомом, F — напряженность электрического поля. Ось z направлена вдоль оси роста ГС, $\mathbf{r} = (x, y)$. Огибающую волновой функции электрона, локализованного на примеси, можно представить в виде разложения по системе собственных функций уравнения (1), не включающего потенциал примеси. Эти функции записываются в виде

$$\varphi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r}, z; F) = S^{-1/2} \psi_n(z; F) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}), \quad (2)$$

где S — нормировочная площадь (в плоскости xy), $\psi_n(z; F)$ — одномерная огибающая функция, n — номер подзоны квантования, \mathbf{k} — квазиимпульс свободного движения в плоскости xy .

Рассмотрим случай сильно локализованного потенциала примеси, представив его в виде

$$V(\mathbf{r}, z) = -V_0 a^3 \delta(\mathbf{r}) \delta(z - z_0). \quad (3)$$

Здесь z_0 — координата примесного атома, V_0 — глубина потенциальной ямы, параметр решетки a включен в определение $V(\mathbf{r}, z)$, чтобы сохранить необходимую размерность. Потенциал (3) хорошо описывает характерные особенности глубоких уровней в полупроводниках.

Уравнение Лифшица [6] для потенциала (3), определяющее энергию локализованного электронного состояния, можно представить в виде

$$\frac{V_0 a^3}{(2\pi)^2} \sum_n \left[|\psi_n(z_0; F)|^2 \int \frac{d^2 \mathbf{k}}{E_n(\mathbf{k}) + E_{\text{imp}}} \right] = 1. \quad (4)$$

Здесь E_{imp} — энергия связи электрона на примесном центре. Если учитывать только нижнюю подзону, то можно получить аналитическое выражение:

$$E_{\text{imp}}(F) = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} \left[\exp\left(\frac{2}{wa |\psi_1(z_0; F)|^2}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad (5)$$

где безразмерный параметр $w = ma^2 V_0 / \pi \hbar^2$ можно рассматривать как эффективную мощность потенциала примеси. Множитель $|\psi_1(z_0; F)|^2$, зависящий как от положения примеси в ГС, так и от электрического поля, приводит к сильной зависимости энергии связи от поля.

При учете двух или большего числа подзон простое аналитическое решение типа (5) для энергии связи получить не удастся, и необходимо численное решение уравнения (4). При этом следует определить значение параметра w , которое можно найти, если известно объемное значение энергии связи $E_{\text{imp}}^{(3D)}$ для данной примеси. В этом случае уравнение (4) приводит к $w = 1/(1 - \xi \operatorname{arccot} \xi)$, где $\xi = (2ma^2 F_{\text{imp}}^{(3D)} / \pi^2 \hbar^2)^{1/2}$. Калибровку параметра w можно произвести и по известному из эксперимента значению энергии связи примесного состояния в ГС с одной квантовой ямой подходящей ширины.

3. Под действием электрического поля происходит также передислокация дырочных огибающих, что приводит к ряду новых физических эффектов в энергии связи акцепторных состояний [7]. При этом сильное изменение энергии ионизации глубоких акцепторов в специально подобранных системах квантовых ям может иметь место в полях, даже меньших по сравнению с теми, которые необходимы для эффективной передислокации электронных огибающих.

Действительно, одномерный потенциал, модулирующий потолок валентной зоны полупроводниковых ГС с квантовыми ямами, приводит не только к снятию вырождения валентной зоны в центре зоны Бриллюэна, но и к специфическим интерференционным эффектам в системе подзон легких и тяжелых дырок. Смешивание дырочных состояний в асимметричных системах квантовых ям может существенно изменить характер закона дисперсии в некоторых подзонах вплоть до изменения знака эффективной массы. При этом эффекты непараболичности в законе дисперсии могут стать весьма существенными уже при относительно небольших значениях продольного (вдоль слоев гетероструктуры) квазиимпульса дырки.

Смешивание состояний, например, в первой подзоне легких дырок (ЛН1) и второй подзоне тяжелых дырок (НН2) проявляется наиболее сильно, когда края этих

подзон оказываются достаточно близкими друг к другу. В асимметричных системах квантовых ям, в отличие от структур с единственной прямоугольной ямой, порядок следования ЛН1- и НН2-подзон существенно зависит от геометрии гетероструктуры. Внешним электрическим полем можно поменять местами эти две подзоны. При этом происходит своеобразная инверсия дырочного спектра. Существенно, что в окрестности критического поля смешивание состояний наиболее сильное и подзона, оказавшаяся при данном поле нижней, имеет аномальный закон дисперсии, т.е. отрицательную эффективную массу. В окрестности образующейся при этом так называемой петли экстремумов плотность состояний имеет вид, характерный для одномерных систем. В структурах AlGaAs/GaAs нижней дырочной подзоной является первая подзона тяжелых дырок (НН1), поэтому радикальное изменение характера закона дисперсии в НН2-подзоне существенно отражается на значении энергии связи акцепторных состояний, которые в силу своей симметрии отщепляются от зоны тяжелых дырок.

4. Кроме самостоятельного интереса эффект модуляции энергии связи примесных состояний привлекает возможностью построения на его основе новых квантовых приборов с многообещающими характеристиками. Система квантовых ям может быть использована в качестве канала полевого транзистора, при этом одна из квантовых ям играет роль резервуара электронов. В отличие от известных гетероструктурных полевых транзисторов, где резервуаром электронов является объем полупроводника, а время формирования канала определяется сравнительно медленными процессами диффузии и дрейфа, в предлагаемом приборе время формирования канала определяется временем туннелирования электронов из одной квантовой ямы в другую. Соответствующим подбором характеристик структуры время туннелирования может быть сделано предельно малым.

Принципиальным для работы предлагаемого прибора является эффект изменения энергии ионизации примесей при передислокации электронной волновой функции в системе квантовых ям во внешнем электрическом поле. Приложенное электрическое поле вызывает переход волновой функции из квантовой ямы, легированной донорными примесями, в нелегированную квантовую яму. В результате нарушается связь электронов с примесными атомами, энергия ионизации примесей падает, и электроны переходят с примесных атомов в зону проводимости, образуя проводящий канал полевого транзистора. Рассмотренный эффект приводит к значительному изменению концентрации свободных носителей заряда и обеспечивает необходимую для нормальной работы транзистора модуляцию проводимости канала.

Список литературы

1. Bastard G *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures* (New York: Halsted, 1988)
2. Белявский В И и др. *Письма в ЖЭТФ* **61** 1004 (1995)
3. Горбачевич А А, Капаев В В, Копаев Ю В *Письма в ЖЭТФ* **57** 580 (1993)
4. Копаев Ю В, Корняков Н В *Международный симпозиум "Наноструктуры: физика и технология"* (С.-Петербург, 1994)
5. Капаев В В, Копаев Ю В, Корняков Н В *Письма в ЖЭТФ* **58** 901 (1993)
6. Лифшиц И М *ЖЭТФ* **17** 1017 (1947)
7. Белявский В И и др. *Письма в ЖЭТФ* **62** 197 (1995)