

ОБ УНИВЕРСАЛЬНОСТИ ПАРАМЕТРОВ ДВУМЕРНЫХ ПОДЗОН В ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ КЕЙНОВСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

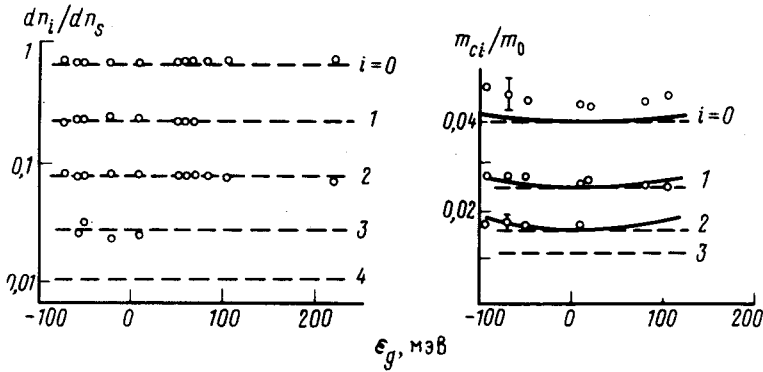
В.Ф.Раданцев

Экспериментально обнаруженная близость параметров 2D-подзон в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ разного состава объясняется тем, что уже при умеренных изгибах зон большая часть электронов приповерхностного слоя описывается дисперсионным соотношением ультрарелятивистского типа $\epsilon = ps$, одинаковым для всех кейновских полупроводников.

Эффективная масса является основным параметром; определяющим уровни размерного квантования и плотность состояний в двумерных подзонах приповерхностных слоев полупроводников и, на первый взгляд, приведенные на рисунке результаты сравнительного исследования¹⁾ 2D-электронов в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ разного состава, представляются неожиданными. В исследованном ряду составов, соответствующих изменению щели $\epsilon_g = \epsilon(\Gamma_6) - \epsilon(\Gamma_8)$ в диапазоне $-100 \div 250$ мэВ эффективная масса на дне зоны проводимости m_n изменяется более чем на порядок (при расчетах m_n варьировали на три порядка), тогда как распределение

¹⁾ Экспериментально использован нечувствительный к величине щели и проводимости материала подложки метод емкостной спектроскопии в квантующих магнитных полях¹. Расчеты проведены в квазиклассическом приближении².

носителей по подзонам и циклотронные массы m_{ci} при одинаковых поверхностных плотностях электронов $n_s \gg 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в пределах ошибки не изменяются. Этот результат указывает на близость уровней размерного квантования и законов дисперсии в $2D$ -подзонах, чего можно ожидать лишь при близости объемных законов дисперсии в образцах с различными m_n . Именно такая ситуация (как это ни странно с точки зрения определяемых состояниями вблизи дна зоны проводимости трехмерных эффектов) и реализуется для газа приповерхностных электронов в узкощелевых полупроводниках. Действительно, из-за малости m_n уже при $n_s \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ величина приповерхностного изгиба зон достигает значений $\mu_s - \mu_b \sim \sim 250 \text{ мэВ}$ (μ_s и μ_b , соответственно, поверхностный и объемный химпотенциалы) и для большей части электронов приповерхностного слоя в материалах с $\epsilon_g < 100 \text{ мэВ}$ оказывается выполненным условие $\epsilon \gg \epsilon_g = 2m_n s^2$ ($s \approx 10^8 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ – межзонный матричный элемент оператора скорости). Однако при таких энергиях зона проводимости кейновских полупроводников описывается дисперсионным соотношением ультрарелятивистского типа $\epsilon = \sqrt{p^2 s^2 + m_n^2 s^4} \approx ps$ одинаковым не только для $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ разного состава но и, ввиду близости s , для всего класса узкощелевых полупроводников.



Скорости заполнения dn_i/dn_s (n_i – заселенность i -й-подзоны) и циклотронные массы m_{ci} (при $n_s = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, в единицах массы свободного электрона m_0) для подзон размерного квантования приповерхностных слоев $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в зависимости от ширины щели ϵ_g . Точки – эксперимент, сплошные линии – квазиклассический расчет, пунктир – УР приближение

В таком псевдоультрарелятивистском (УР) пределе $\mu_s \gg 2m_n s^2$ классический самосогласованный поверхностный потенциал Томаса – Ферми при $\mu_b = 0$ (исследовались слаболегированные подложки), как нетрудно показать, имеет вид

$$\mu(z) = \frac{\gamma e^2}{z} \left(1 + \frac{\gamma e^2}{\mu_s z} \right)^{-1}, \quad (1)$$

где $\gamma = 3\pi/2\alpha^3\chi^2$, $\alpha = e^2/s\hbar\chi$ – модифицированная постоянная тонкой структуры, χ – диэлектрическая проницаемость. Потенциал (1) в большей части приповерхностного слоя близок к кулоновскому, чем и объясняется отмеченная ранее ² адекватность квазиклассического описания $2D$ -поверхностных состояний в узкощелевых полупроводниках. Квазиклассическое квантование приводит к следующему уравнению для законов дисперсии $\epsilon_i(p_i)$ в $2D$ -подзонах

$$2 \int_{\mu_s - \epsilon_i - p_i s}^{\mu_s} \sqrt{(\epsilon_i - \mu_s + \mu)^2 - p_i^2 s^2} \frac{d\mu}{\mu^2} = \beta \left(i + \frac{3}{4} \right), \quad \beta = \sqrt{8\pi\alpha/3}. \quad (2)$$

С хорошей точностью ($\sim 5\%$) для всех узкозонных полупроводников параметр β равен единице, и уравнение (2) фактически не содержит параметров материала, т.е. определяет

универсальную (при $\mu_s > \epsilon_g!$) для всех кейновских полупроводников структуру $2D$ -подзон²⁾. Определенные в УР приближении (2) значения dn_i/dn_s и m_{ci} , представленные на рисунке пунктиром, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными не только для $Hg_{1-x}Cd_xTe$, но и для $InSb$. Для возбужденных подзон УР приближение допускает простые аналитические аппроксимации для dn_i/dn_s и m_{ci} (ошибка не превышает 10% и для $i = 0$)

$$dn_i/dn_s = n_i/n_s \approx [e/(e-1)]^\beta \exp -\beta i, \quad e = 2,71 \dots, \quad (3)$$

$$m_{ci} = \frac{\hbar}{s} \delta(i) \sqrt{2\pi n_i} = \frac{\hbar}{s} \delta(i) \left(\frac{2\pi e}{e-1}\right)^{\beta/2} \exp -\frac{\beta i}{2}, \quad (4)$$

где $\delta(i)$ изменяется от 1,2 при $i = 0$ до $\pi/2$ при $i \rightarrow \infty$. Выражения (3), (4) объясняют эмпирическую закономерность — значения dn_i/dn_s и m_{ci} (то же самое имеет место и для стартовых концентраций и энергий связи) в соседних по номеру подзонах связаны универсальным соотношением, а именно, отличаются в $2,7 \pm 0,2$ раза (см. рисунок).

Неизменность параметров $2D$ -подзон при уменьшении x вплоть до значений, соответствующих бесщелевому состоянию, как и совпадение экспериментальных данных с теорией, не учитывающей резонансного характера двумерных состояний при $\epsilon_g < 0$, приводит к еще одному важному в физическом отношении выводу — энергетическая структура состояний приповерхностного слоя не искажается сколь-либо существенно их перемешиванием с состояниями валентной зоны объема или деформацией волновых функций валентной зоны. В теоретическом плане эта проблема сколь-либо последовательно не рассматривалась, однако в свете указанной выше аналогии с ультрарелятивистским газом³⁾ на наш взгляд может оказаться полезным подход к изучаемой системе приповерхностных электронов в кейновских полупроводниках как одномерному аналогу вакуумного конденсата электронов вблизи сверхзаряженных ядер⁵. В последнем случае, как показано в⁶, распределение электронной плотности в состояниях вакуумной оболочки практически не зависит от того, что такие состояния находятся в резонансе с состояниями нижнего континуума, равно как и от поляризации вакуума.

Автор признателен О.А.Панкратову, М.Э.Райху, Е.Л.Румянцеву, Ал.Л.Эфросу за полезные обсуждения.

Литература

1. Раданцев В.Ф., Дерябина Т.И., Зверев Л.П. и др. ЖЭТФ, 1985, 88, 2088.
2. Раданцев В.Ф., Дерябина Т.И., Зверев Л.П. и др. ЖЭТФ, 1986, 91, 1016.
3. Zhao W., Koch F., Ziegler J., Maier H. Phys. Rev. B., 1985, 31, 2416.
4. Landsberg P.T. Phys. Rev. B., 1986, 33, 8321.
5. Мигдал А.Б., Попов В.С., Воскресенский Д.Н. Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, 186.
6. Мигдал А.Б. Фермионы и бозоны в сильных полях. М.: Наука, 1978.

Уральский государственный университет
им. А.М.Горького

Поступила в редакцию
2 июля 1987 г.

²⁾ Универсальность структуры $2D$ -подзон объясняет и отмеченную в³ независимость от m_n эффектов в наклонных магнитных полях.

³⁾ В трехмерном случае электронный газ в кейновских полупроводниках как аналог релятивистского газа рассматривался в⁴.