образцы, аналогов которых в природе не существует. Например, подобрав последовательность слоев из полупроводника и диэлектрика, можно добиться, чтобы движение электронов полупроводника поперек слоев (вдоль оси Z) существенно отличалось от движения вдоль слоев (в плоскости XY). Если диэлектрические прослойки столь толсты, что полностью непроницаемы для электронов, то каждая полупроводниковая прослойка существует независимо от остальных и в каждой электроны движутся только вдоль слоя. Считая, что вдоль слоев движение электрона очень похоже на движение в свободном пространстве, имеем

$$\varepsilon = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m^*}, \qquad (1)$$

где ε – энергия, p_x, p_y – компоненты импульса, а m^* – эффективная масса электрона. Отличие m^* от массы свободного электрона m_e – свидетельство влияния на движение электрона ионов кристалла. Интересно, что m^* может быть и больше и меньше m_e.

Не кажется ли вам удивительным, что m^* может быть меньше m_e? Масса частицы – мера ее способности двигаться. Скорость частицы массой m с энергией ε равна $v = \sqrt{2\varepsilon/m}$. Чем больше масса, тем скорость меньше. Неужели частица в периодическом поле сил может быть подвижнее, чем свободная частица? Да! И это не только теоретическое утверждение, основанное на квантово-механическом рассмотрении. Непосредственное измерение эффективных масс электронов полупроводников показывает, что m^* электронов проводимости может быть во много раз меньше m_e. Например, в GaAs $m^*/m_e = 0{,}07$, а в InSb $m^*/m_e = 0{,}01$.

Если диэлектрическая прослойка проницаема для электронов (за счет *туннельного эффекта*), то в формулу (1) надо добавить слагаемое, описывающее движение поперек слоев (вдоль оси Z). При малой проницаемости барьеров, разделяющих проводящие слои, получим

$$\varepsilon = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m^*} + \Delta\left(1 - \cos\frac{p_z d}{h}\right). \qquad (2)$$

Здесь d – период сверхрешетки вдоль оси Z, h – постоянная Планка, а Δ – величина размерности энергии, пропорциональная электронному коэффициенту прозрачности диэлектрической прослойки. Мы видим, что значения энергии продольного движения заполняют интервал (зону) шириной 2Δ. Энергия движения вдоль слоев тоже периодически зависит от компонентов импульса, а разрешенные значения энергии заполняют зону – зону проводимости полупроводниковой прослойки, но ширина зоны проводимости столь велика по сравнению с величиной 2Δ, что можно ограничиться выражением для энергии поперечного движения вблизи ее дна, что и сделано в формулах (1) и (2).

Энергия электрона в сверхрешетке имеет минимум при $p_x = p_y = p_z = 0$, причем значение энергии в этой точке выбрано равным нулю. Вблизи минимума энергия квадратично зависит от компонентов импульса:

$$\varepsilon = \frac{p_x^2}{2m^*} + \frac{p_y^2}{2m^*} + \frac{p_z^2}{2m_z}, \qquad (3)$$

где $m_z = h^2/(\Delta d^2)$ – эффективная масса движения электрона вдоль оси Z. Как правило, $m_z \gg m^*$, и с уменьшением коэффициента прозрачности m_z растет, так как при этом заметно уменьшается параметр Δ.

Анализируя формулу (2), нетрудно проследить, как меняется с ростом энергии форма (топология) изоэнергетических поверхностей (поверхностей равной энергии). При самых малых значениях энергии, когда справедлива формула (3), изоэнергетические поверхности – эллипсоиды, тем более вытянутые вдоль оси Z, чем менее прозрачны диэлектрические прослойки для электронов. С ростом энергии изоэнергетические поверхности в пространстве импульсов превращаются в открытые поверхности (в гофрированные цилиндры). Характерный не только для искусственных, но и для естественных кристаллов топологический переход от замкнутых к открытым изоэнергетическим поверхностям может быть изучен с помощью исследования свойств сверхрешеток.

В работе, о которой говорилось в начале статьи, авторы обратили внимание на то, что сверхрешетки должны обладать интересными свойствами, если их поместить в магнитное поле, перпендикулярное слоям. Прежде всего, каждый слой будет демонстрировать квантовый эффект Холла [2], который состоит в следующем. При некоторых значениях магнитного поля B_N сопротивление и, одновременно, диссипативная часть проводимости обратятся в ноль, а холловское сопротивление R_X с поразительной точностью будет выражаться через комбинацию фундаментальных констант:

$$R_X = \frac{2\pi\hbar}{Ne^2},\ N = 1,\ 2,\ 3\ldots \qquad (4)$$

Кроме того, при тех же значениях магнитного поля (при $B = B_N$) исчезнет проводимость вдоль оси Z – образец вовсе перестанет быть проводником, он превратится в диэлектрик. Правда, в весьма своеобразный диэлектрик: в нем должен иметь место квантовый эффект Холла, а ведь привычно эффект Холла – свойство электронного проводника. Даже термин специальный «изобрели» – холловский диэлектрик.

Сверхсильные магнитные поля

Это – следующая тема нашего сегодняшнего разговора.

«Сверхсильные магнитные поля – поля с индукцией $B \geq 1$ МГс (граница условная)»,– так начинается статья в ФЭ.[3] Следующая фраза разъясняет: «Классификацию магнитного поля обычно связывают со способами получения полей». О способах получения сильных и сверхсильных магнитных полей поговорим ниже и очень кратко. Задача этой части статьи – не разъяснение устройства источников сильных магнитных полей, а попытка научить «чувствовать» величину магнитного поля, сделать магнитное поле «осязаемым». Это – непростая задача, так как человек не обладает органом чувств, позволяющим ему ощущать магнитное поле непосредственно.

Очевидно, что 1 МГс = 10^6 Гс, а гаусс – единица индукции магнитного поля в системе СГС (сантиметр – грамм – секунда), называемой так-

[2] *Об этом эффекте можно прочитать, например, в статье С.Семенчинского «Эффект Холла: год 1879 – год 1980» («Квант» №2 за 1987 г.).*

[3] *На самом деле в ФЭ говорится не об индукции B магнитного поля, а о его напряженности H, но эта физическая величина совсем не фигурирует в школьном курсе физики.*