

# Неделя №11

## Контактные явления в полупроводниках

Драчов Ярослав  
Факультет общей и прикладной физики МФТИ

9 мая 2021 г.

### 4.16.

Решение.

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m}.$$
$$R_{sq} = \rho \frac{L}{ld} = \frac{1}{\sigma d} = \frac{m}{(dn)e^2\tau} = \frac{m}{n_se^2\tau},$$

где  $n_s$  — поверхностная плотность.

$$R_{sq} = \frac{mV_F}{n_se^2l} = \frac{p_F}{n_se^2l} = \frac{\sqrt{2\pi n_s}\hbar}{n_se^2l}.$$
$$l = \frac{\hbar}{e^2} \frac{1}{R_{sq}} \sqrt{\frac{2\pi}{n_s}} \approx 14,5 \text{ мкм.}$$

### 4.20.

Решение. Температура Ферми при заданной концентрации  $T_F \sim \frac{\hbar^2}{2mk_B} (3\pi^2 n)^{2/3} \sim 35 \text{ К}$  (для массы свободного электрона). Если эффективная масса не слишком мала (например, для кремния  $0,19m_0$ ), то при 300 К имеем классический газ электронов.

Прыжковое движение классических электронов между узлами можно рассмотреть как аналог броуновского движения. Подвижность носителя связана с коэффициентом диффузии как  $\mu = eD/(k_BT)$  (вариант записи для заряженных частиц, где подвижность традиционно связывает дрейфовую скорость с напряжённостью поля, а не с силой). По определению  $V_{др} = \mu E$ ,  $j = neV_{др} = ne\mu E = \sigma E$ , откуда  $\sigma = ne\mu = ne^2D/(k_BT)$ . Коэффициент диффузии при прыжковом движении по порядку величины есть  $a^2\nu$  (соображения размерности и вид уравнения диффузии  $\frac{\partial n}{\partial t} = \Delta n$ , где  $\Delta$  — оператор Лапласа). Уточняющий множитель ищется в задаче о случайных блужданиях: на кубической решётке прыжки происходят вдоль выбранной координатной оси с частотой  $\frac{\nu}{3}$  и

$$\langle \Delta x^2 \rangle = \frac{\nu}{3} ta^2,$$

где  $\nu t$  — число прыжков за время  $t$ . В то же время, из теории броуновского движения,  $\langle x^2 \rangle = 2Dt$ , откуда  $D = \frac{\nu a^2}{6}$ . Окончательно

$$\sigma = \frac{ne^2a^2\nu}{6k_BT} = 0,009 \frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{см}}.$$

### **T11-2.**

*Решение.* (i) Построение зонной структуры стандартно. Без перераспределения заряда уровень химпотенциала в InGaN находится посередине запрещённой зоны, в  $n$ -GaN под дном зоны проводимости, в  $p$ -GaN над потолком валентной зоны. Перераспределение зарядов возникает с донорных уровней  $n$ -GaN в зону проводимости InGaN и из валентной зоны InGaN на акцепторные центры  $p$ -GaN. По условию «берега» структуры сильно легированы, поэтому основной изгиб зон происходит внутри активного слоя. Так как толщина активного слоя велика по сравнению с толщиной слоя аккумуляции, то получим картину с двумя треугольными ямами: для электронов на контакте с  $n$ -GaN и для дырок на контакте с  $p$ -GaN («электроны — тонут, дырки — всплывают»). Скачки зон на границе по условию симметричны и равны 0,45 эВ.

(ii) При пропускании тока к гетероструктуре прикладывается внешний потенциал, со стороны  $n$ -GaN идёт поток электронов, со стороны  $p$ -GaN поток дырок. Открытие  $p$ - $n$  перехода соответствует выравниванию потолков валентных зон в GaN. Релаксируя в активном слое носители собираются вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. Эти же места спектра имеют максимальную плотность состояний. Поэтому при рекомбинации основной вклад будет давать рекомбинация электронов с дна зоны проводимости InGaN и дырок с потолка валентной зоны InGaN. Энергия излучаемых при этом фотонов равна ширине запрещённой зоны 2,5 эВ, что соответствует длине волны 500 нм (синий свет). Можно дополнительно отметить, что в принципе возможна и рекомбинация неотрелаксировавших носителей, поэтому свет будет не монохроматичен. Также можно отметить, что так как переход происходит в кристалле, то закон сохранения импульса можно не учитывать — в отличие от аннигиляции пары частица-античастица рекомбинация электрона и дырки может происходить с излучением одного фотона. Наконец, интересно отметить, что при выравнивании потолков валентных зон в GaN потолок валентной зоны в InGaN оказывается всегда выше, чем в GaN, им остаётся только рекомбинировать. Это позволяет сконцентрировать процессы рекомбинации в активном слое, создать там неравновесную концентрацию носителей — то есть все предпосылки к созданию лазера.

(iii) Кремний или германий являются непрямозонными полупроводниками, в них рекомбинация с излучением фотона запрещена правилами отбора по импульсу.

### **T11-3.**

*Решение.* Химпотенциал и металла, и полупроводника зависит от температуры. Так как в равновесии электрохимический потенциал постоянен по образцу, это приведёт к перераспределению электронной плотности. Соответствующая разность электростатических потенциалов на краях образца будет очевидно равна разности химпотенциалов.

Эффект «фотонного ветра», которым мы по условию пренебрегаем — это увлечение электронов фононами, всегда движущимися от горячего конца образца к холодному. Как будет видно из дальнейшего этот эффект

противоположен чисто электронному эффекту в металлах и полупроводниках  $n$ -типа. В некоторых случаях он оказывается основным. Но в этой задаче он не учитывается.

Для трёхмерного металла на лекциях получается формула

$$\mu(T) = \mu_0 - \frac{\pi^2}{12} \frac{T^2}{\mu_0}$$

(здесь температура в энергетических единицах). Химпотенциал «горячего» конца металлического стержня понизится, электроны перераспределятся к горячему концу, электрическое поле будет направлено от холодного к горячему концу.

$$E = \frac{\Delta\varphi}{L} = \frac{1}{e} \frac{\Delta\mu}{L} = \frac{\pi^2}{6} \frac{k_B^2 T \delta T}{\mu_0 e L}.$$

Для оценки можно взять энергию Ферми около 5-7 эВ (медь — 7 эВ, серебро — 5,5 эВ) или 60000 К. Отсюда  $E_{\text{мет}} \sim 7 \cdot 10^{-5}$  В/м. Для полупроводников  $p$  и  $n$  типа при  $T = 0$  химпотенциал находится посередине между краем ближней зоны и примесным уровнем, при росте температуры смещается к центру зоны. Поэтому, в полупроводнике  $n$ -типа на горячем конце химпотенциал уменьшится, а в полупроводнике  $p$ -типа увеличится: электрическое поле будет разного направления. Зависимость химпотенциала от температуры для  $p$ -типа:

$$\mu(T) = \frac{\varepsilon_0}{2} + \frac{T}{2} \ln \frac{Q}{N}$$

(здесь температура в энергетических единицах), откуда

$$E_{\text{полупров}} = \frac{1}{Le} \frac{k_B \Delta T}{2} \ln \frac{Q}{N}.$$

Статфактор зоны для данной эффективной массы при 300 К  $2,2 \cdot 10^{18} \text{ 1/см}^3$ , логарифм равен 7,7 и  $E_{\text{полупров}} = 0,033 \text{ В/м}$ . Для термоЭДС полупроводниковой термопары получим  $U = 0,066 \text{ В}$ .

#### **T11-4.**

*Решение.* В двумерном газе

$$2 \frac{\pi k_F^2}{(2\pi)^2} = N.$$

Откуда

$$E_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2} m^* = \frac{m_0}{m^*} \frac{\hbar^2 \pi N}{m_0} = 5 \cdot 10^{-16} \text{ эрг} \approx 300 \text{ К},$$

$$p_F = \hbar k_F = \hbar \sqrt{2\pi N} \approx 2,5 \cdot 10^{-21} \text{ г} \cdot \text{см/с},$$

$$k_F = 2,5 \cdot 10^6 \text{ 1/см},$$

$$V_F = \frac{p_F}{m^*} \approx 4 \cdot 10^7 \text{ см/с}.$$