

1. Величина λ зависит от их удельной проводимости λ делится на:

- проводники, λ от $6 \cdot 10^3$ до $6 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$;
- полупроводники, λ от 10^4 до $10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$;
- диэлектрики, λ от 10^{-10} до $10^{-20} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Наружные (валентные) электроны в проводниках достаточно слабо связаны с ядрами, а в полупроводниках — значительно сильнее. Кристаллическая решетка вещества образуется в результате сложения атомов, из-за этого валентные электроны отрываются от атомов и становятся свободными. Соответственно, чтобы оторвать электроны от атома в полупроводнике и превратить его в электроны проводимости, требуется энергия ионизации, которая поставляется тепловыми колебаниями атомов в решетке. С повышением температуры увеличивается

мало атомов с энергией, больше или равной энергии ионизации, и концентрации свободных электронов растут. Учитывая рекомбинацию (процесс обратный ионизации), можно сказать, что устанавливается равновесная концентрация свободных электронов, зависящая от температуры полупроводника.

Поэтому вблизи абсолютного нуля полупроводник почти становится изолятором, а при высоких температурах проводимость полупроводников приближается к проводимости металлов.

В металлах концентрация электронов проводимости почти не зависит от температуры, а при её повышении колебания решётки усиливаются и металлом движется электронов. Поэтому с повышением температуры проводимость металлов возрастает.

2. Ломовская Холла $R_H = \frac{1}{nq}$, где n — концентрация носителей, q — заряд носителей.

$$R_H = \frac{E_y}{j_x B} \quad \vec{B} \uparrow \quad \nearrow \vec{E}_y \rightarrow \vec{j}_x$$

$R_H = \frac{1}{nq} \Rightarrow$ т.к. у металлов n почти не зависит от температуры (п. 1), то R_H — почти. Но для полупроводников n растет при повышении температуры $\Rightarrow R_H$ уменьшается.

3. В общем виде определенная константа холла

$\vec{E}_H = -R_H [\vec{j}, \vec{B}]$, где \vec{E}_H — возникающее из-за эффекта Холла перпендикулярное направлению тока электрическое поле.

или $\vec{E} = \frac{\vec{j}}{\sigma_0} - R_H [\vec{j}, \vec{B}]$, где \vec{E} — общее
(*)

где, σ_0 — удельная проводимость среды
в направлении \vec{B}

$\vec{j} = \hat{\sigma} \vec{E}$, где $\hat{\sigma}$ — тензор прово-
димости (матрица 3×3).

$\hat{\sigma}$ зависит от температуры.
образца, при нормировке $\vec{j} = \hat{\sigma} \vec{E}$
в (*) становится видно, что R_H за-
висит от $\hat{\sigma}$, т.е. от температуры
образца.

2. (у-е (*) — это результат $\vec{E}_n + \vec{E}_{mp} = 0$)

4. Из-за эффекта Холла в плоской пла-
стинке $j_y = j_z = 0$; $j_x = \sigma_0 E_x$, т.е. $E_x = \rho_{xx} j_x =$
 $= \frac{j_x}{\sigma_0}$; ρ — тензор удельного сопротивле-
ния (обратный тензору проводимости)
 $U_H = E_x \cdot l = \frac{\rho_{xx} \cdot I \cdot l}{S} = I R_0$ — продольное
сопротивление в плоской пластинке
от B не зависит. Для изотропных
веществ с одним типом носителей заряда
противоположные отсутствуют. Запи-

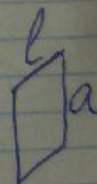
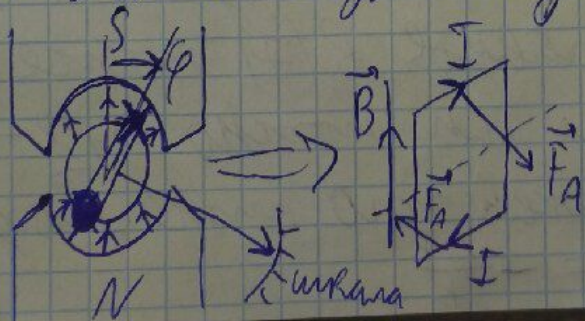
сигнал $R(B)$ может проявиться только в силу радиальной деформации (диск Рордана).

5. В миниведерметре рамка с током вращается в поле постоянного магнита; отклонение рамки пропорционально заряду, если через неё пропускается короткий импульс тока. В цепь рамки прибора включается наружная измерительная (пробная) катушка. При изменении магнитного потока, пронизывающего эту катушку, в ней возникает ЭДС индукции, и по цепи рамки течёт индукционный ток. При этом отклонение рамки пропорционально $\Delta \Phi$ (см. вывод ниже) и может служить для его измерения.

Упр-е моментов:

$$J \ddot{\varphi} = M \quad (1)$$

$$M = 2F_A \cdot \frac{a}{2} =$$




$$= BIl \cdot N \cdot a = I \cdot BlNa = I \cdot K \text{ (обозн)}$$

$$M_z(1) \Rightarrow J\ddot{\varphi} = KI(2)$$

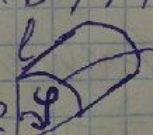
$$(3) RI = \mathcal{E}_R + \mathcal{E}_r = \mathcal{E}_{\text{внешнее магнитное}} + \mathcal{E}_{\text{равнин}} \\ \text{3-й закон Фарадея } \mathcal{E}_R = - \frac{d\Phi}{dt} = -\dot{\Phi} \quad (4)$$

$$\mathcal{E}_r = - \frac{(\vec{B}, d\vec{S}) \cdot N}{dt} = - \frac{2NB \cdot l \cdot dl_g}{dt} = -2BlN \cdot v = \\ = -2BlN \cdot \omega \cdot r = -2BlN \cdot \dot{\varphi} \cdot \frac{a}{2} = -K\dot{\varphi} \quad (5)$$

$d\vec{S} = \vec{n} \cdot |d\vec{S}|$



из-за конформности нрибора $\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{n} \Rightarrow (\vec{B}, d\vec{S}) = B \cdot dS \cdot \cos 0^\circ = B \cdot dS$



$dl_{\text{гип}} = dl_g = v dt; dS = dl_g \cdot l$
 $v = \omega r; \omega = \dot{\varphi}; r = \frac{a}{2}$

$$(3), (4), (5) \rightarrow (2) \Rightarrow J\ddot{\varphi} = \frac{K}{R} (-\dot{\Phi} - K\dot{\varphi}) \Rightarrow \frac{JR}{K^2} \ddot{\varphi} + \dot{\varphi} = -\frac{1}{K} \dot{\Phi} \quad (6)$$

$$\int (6) \Rightarrow \frac{JR}{K^2} \Delta\dot{\varphi} + \Delta\varphi = -\frac{\Delta\Phi}{K} \quad (7), \text{ где } R - \text{напряжение}$$

сопротивления цепи. Если это будет нуль, то первое слагаемое в (7) можно будет нуль и мы можем переписать. Покажем это ниже. Тогда из (7) $\Rightarrow \Delta\varphi = -\frac{\Delta\Phi}{K}$

В начальный момент точка неподвижна $\Rightarrow \dot{\varphi}_1 = 0$. Точка в конце измеренной нитки резко ускоренно замыкается, $\dot{\varphi} = 0$.

Тогда (6) $\frac{JR}{K^2} \ddot{\varphi} + \dot{\varphi} = 0$

Положим $\dot{\varphi} = y(t) \Rightarrow \ddot{\varphi} = \dot{y} = \frac{dy}{dt}$

$$\frac{JR}{K^2} \frac{dy}{dt} = -y \Rightarrow \frac{dy}{y} = -\frac{K^2}{JR} dt$$

$$\ln|y| = -\frac{K^2}{JR} t + \ln C$$

$$y = C \cdot e^{-\frac{K^2}{JR} t}$$

При $t=0$ $y = C \cdot e^0 = C \Rightarrow C = y(0) = \dot{\varphi}_0$

$$\dot{\varphi} = \dot{\varphi}_0 \cdot e^{-\frac{K^2}{JR} t} \quad \text{— экспоненциально затухающая ф-ция}$$

$$\tau = \frac{JR}{K^2} \Rightarrow \text{при } t \gg \tau \quad \dot{\varphi}(t) \rightarrow 0$$

Полная малая сопротивление

цену R , можно добиться того, чтобы величина порогового параметра τ была пренебрежимо малой в условиях опыта.

Таким образом, прикладная пропорциональность между $\Delta\Phi$ и $\Delta\varphi$ возможна только при малых соотношениях обеих характеристик прибора.

~~6. Длина волны $\lambda = 520 \text{ нм}$, $\sigma = \tau \cdot \lambda^2 = 70 \cdot 4r^2$, где r — радиус электрода (м.к. по результатам измерений минимальности электронов), n — концентрация носителей~~

~~$$\lambda = 5.45r^2 \cdot n = 452 \cdot 70 \cdot (2.87 \cdot 10^{-15})^2 \cdot 6.7 \cdot 10^{21}$$~~

6. Длина волны λ , где h — постоянная Планка;

$$\lambda = \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{h}{e^2 n^{\frac{2}{3}} \rho}$$

ρ — удельное сопротивление материала

$$\lambda = \left(\frac{3}{8.314} \right)^{\frac{2}{3}} \cdot \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{(1,6 \cdot 10^{-19})^2 \cdot (6,7 \cdot 10^{27})^{\frac{2}{3}} \cdot 3,2 \cdot 10^{-3}} \approx$$

$$\approx 0,11 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$\mathcal{E} = \mu E \text{ (по стр. возбуждению)}$$

$U = El$, где U — напряжение в газе
плазмы (не Хиншвелл), изте-
рсно ~~гид~~ ~~бронирован~~ ~~и~~

$$V = \frac{\mu U}{l} = \frac{2879 \cdot 10^{-4} \cdot 4,037 \cdot 10^{-3}}{5 \cdot 10^{-3}} \approx 0,23 \frac{\text{м}}{\text{с}}$$

~~Число столкновений~~ Частота столкновений

$$\nu = \frac{V}{\lambda} = \frac{0,23}{0,11} \cdot 10^7 \approx 2,7 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1} \Rightarrow$$

\Rightarrow около 27 миллионов в секунду

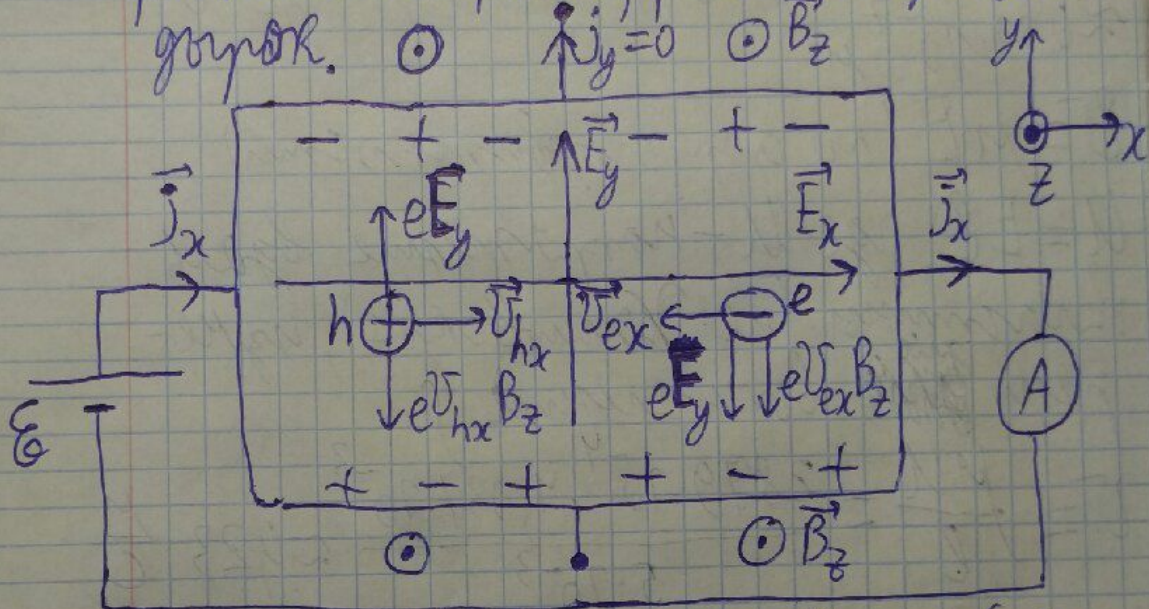
Родригес Гургузи

$$D = \frac{1}{3} \lambda V = \frac{1}{3} 0,11 \cdot 10^{-7} \cdot 0,23 \approx 0,84 \cdot 10^{-9} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$$

Итого: $\lambda \approx 0,11 \cdot 10^{-7} \text{ м}$; $D \approx 0,84 \cdot 10^{-9} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$;

$\nu = 2,7 \cdot 10^6$ столкновений в секунду

2. U_h - холстовый потенциал (holes); n - концентрация электронов; p - концентрация дырок. $\odot \vec{j}_y = 0 \odot \vec{B}_z$



$$v = \mu E; F = eE \Rightarrow v = \frac{\mu}{e} F_{\text{Hall}} \quad (1)$$

Условие равенства нулю холстового тока:

$$j_y = j_h + j_e = ep v_{hy} + en v_{ey} \Rightarrow p v_{hy} = -n v_{ey} \quad (2)$$

тогда $F_{hy} = F_{ex} + F_h = eE_y - e v_{hx} B_z \quad (3)$

$$-F_{ey} = eE_y + e v_{ex} B_z$$

$$v_{hy} = \frac{e v_{hy}}{\mu_h}; -F_{ey} = \frac{e v_{ey}}{\mu_e} \Rightarrow v(3) \Rightarrow$$

и тогда $v = \mu E$

$$\Rightarrow \frac{v_{ey}}{\mu_e} = E_y + \mu_e E_x B_z$$

$$\frac{v_{hy}}{\mu_h} = E_y - \mu_h E_x B_z$$

~~...~~ \Rightarrow Bspazial
 v_{ey} u v_{hy}
 u nwgmaður
 b (2)

$$p\mu_h E_y - p\mu_h^2 E_x B_z = -n\mu_e E_y - n\mu_e^2 E_x B_z$$

$$E_y(p\mu_h + n\mu_e) = B_z E_x (p\mu_h^2 - n\mu_e^2) \quad (4)$$

$$j_x = epv_{hx} + env_{ex} = ep\mu_h E_x + en\mu_e E_x =$$

$$= eE_x (p\mu_h + n\mu_e) \quad (5)$$

$$(4) E_x = \frac{E_y (p\mu_h + n\mu_e)}{B_z (p\mu_h^2 - n\mu_e^2)} \Rightarrow (5) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow j_x = \frac{eE_y (p\mu_h + n\mu_e)^2}{B_z (p\mu_h^2 - n\mu_e^2)} \quad (6)$$

Тоо омп $R_H = \frac{E_y}{j_x B_z} \Rightarrow$ из (6) найдем

$$R_H = \frac{p\mu_h^2 - n\mu_e^2}{e(p\mu_h + n\mu_e)^2}$$