

GaSb и нек-рые др.) являются полупроводниками и применяются в высокотемпературных выпрямителях, транзисторах, солнечных батареях, а также в приёмниках ИК-излучения. В качестве радиоакт. индикаторов используются β^- -радиоактивный ^{72}Ga ($T_{1/2} = 14,1$ ч) и ^{67}Ga (электронный захват, $T_{1/2} = 78,26$ ч).

ГАЛОГЕНЫ (от греч. *háls*, род. падеж *halós* — соль и *-genēs* — рождающий, рождённый) — хим. элементы гл. подгруппы VII группы периодич. системы элементов (F, Cl, Br, I и At). Все Г. (кроме At) имеют стабильные изотопы. Конфигурация внеш. электронных оболочек атомов Г. s^2p^5 . Все Г. — типичные неметаллы, в свободном виде состоят из двухатомных молекул, сравнительно легко диссоциирующих на атомы. При обычных условиях F и Cl — газы, Br — жидкость, I и, по всей видимости, At (полученный только в микроколичествах) — твёрдые вещества. Хим. активность Г. велика, при взаимодействии их с металлами образуются соли (галогениды, напр. NaCl).

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ — совокупность явлений, связанных с действием магн. поля \mathbf{H} на электрич. свойства проводников (металлов, полупроводников, полуметаллов), по к-рым протекает электрич. ток (плотности \mathbf{j}). Различают и чётные и нечётные Г. я., характеристики к-рых меняют знак при изменении направления \mathbf{H} на обратное, и чётные (не меняют знак), а также продольные ($\mathbf{j} \parallel \mathbf{H}$) и поперечные ($\mathbf{j} \perp \mathbf{H}$). Наиб. важные Г. я. из нечётных — Холла эффект — возникновение разности потенциалов в направлении, перпендикулярном \mathbf{H} и \mathbf{j} ; из чётных — изменение уд. сопротивления ρ при $\mathbf{H} \perp \mathbf{j}$ (поперечное магнетосопротивление). При сравнительно небольших плотностях тока, когда справедлив закон Ома, т. е. между напряжённостью электрич. поля \mathbf{E} и \mathbf{j} есть линейная связь (в общем случае анизотропная),

$$E_i = \sum_k \rho_{ik} j_k \quad (i, k = x, y, z), \quad (1)$$

Г. я. определяются зависимостью от \mathbf{H} компонент тензора уд. сопротивлений ρ_{ik} .

Феноменологическое рассмотрение. Влияние магн. поля приводит к изменению Джоулева тепла Q , выделяющегося в кристалле, и к появлению добавочного, отсутствующего при $\mathbf{H} = 0$ электрич. поля (поля Холла) \mathbf{E}_H . Величины Q и \mathbf{E}_H определяются соответственно симметричной и антисимметричной частями тензора $\rho_{ik}(\mathbf{H})$:

$$Q = S_{ijkl} j_j j_k, \quad S_{ik} = \frac{1}{2} [\rho_{ik}(\mathbf{H}) + \rho_{ki}(\mathbf{H})];$$

$$\mathbf{E}_H = \{j\mathbf{a}\}, \quad a_x = a_{yz}, \quad a_y = a_{zx}, \quad a_z = a_{xy}; \quad (2)$$

$$a_{ik} = \frac{1}{2} [\rho_{ik}(\mathbf{H}) - \rho_{ki}(\mathbf{H})].$$

Разность $S_{ik} - \rho_{ik}^0$, где $\rho_{ik}^0 = \rho_{ik}$ при $\mathbf{H} = 0$, наз. тензором магнетосопротивлений, а скалярная величина $j_i (S_{ik} - \rho_{ik}^0) j_k / j^2$ — магнетосопротивление, причём в качестве характеристики изменения сопротивления в магн. поле принимают отношение

$$\Delta\rho/\rho^0 \equiv j_i (S_{ik} - \rho_{ik}^0) j_k / j_i \rho_{ik}^0 j_k. \quad (3)$$

Оно зависит от величины и направления \mathbf{H} , а также от направления \mathbf{j} . Согласно принципу симметрии, кинетич. коэф. Онсагера (см. Онсагера теорема) $\rho_{ik}(\mathbf{H}) = \rho_{ki}(-\mathbf{H})$, из-за чего компоненты тензора S_{ik} — чётные ф-ции \mathbf{H} , а компоненты вектора \mathbf{a} — нечётные, т. е. тензор $S_{ik}(\mathbf{H})$ описывает чётные Г. я., а вектор \mathbf{a} — нечётные.

Природа Г. я. Слабые и сильные поля. Зависимость $\rho_{ik}(\mathbf{H})$ обусловлена влиянием магн. поля на траектории носителей заряда (для определённости электронов). При $\mathbf{H} = 0$ электрон между столкновениями с фононами или дефектами кристаллич. решётки движется прямо-

линейно, при $\mathbf{H} \neq 0$ его путь искривляется. Грубой оценкой кривизны траектории может служить Лармовский радиус $r_L = pc/eH$, где p — импульс, e — заряд электрона. При этом мерой влияния \mathbf{H} должно служить отношение длины свободного пробега l электрона к r_L , а $\Delta\rho/\rho$ должно быть ф-цией $l/r_L = H/H_0$. Величина $H_0 = cp/el$, при к-рой $r_L = l$, разделяет все магн. поля на слабые ($H \ll H_0$) и сильные ($H \gg H_0$). Для полупроводников принято выражать H_0 через подвижность носителей заряда $\mu = te/m^*$ ($t = l/v$ — транспортное время свободного пробега, v — скорость электрона, $m^* = p/v$ — его эффективная масса): $H_0 = c/\mu^*$.

Величина H_0 зависит от темп-ры T : с понижением T l и v возрастают, а H_0 уменьшается. Если при $T \sim 300$ К для разл. металлов и хорошо проводящих полупроводников $H_0 \sim 10^5 - 10^7$ Э (для Bi $H_0 \sim 10^4$ Э), а для плохо проводящих полупроводников $H_0 \sim 10^8 - 10^9$ Э, то при низких темп-рах ограничение для H_0 , как правило, накладывает чистота образца. Для предельно чистых образцов (Bi, W, Sn) при $T \sim 4$ К $H_0 \sim 10^2$ Э. Уменьшение H_0 с темп-рой позволяет, используя обычные поля $\sim 10^4 - 10^5$ Э, осуществить условия, соответствующие сильному полю.

Квантовые поля. Если в плоскости, перпендикулярной \mathbf{H} , электрон совершает периодическое (финитное) движение, то его энергия квантуется, причём расстояние между уровнями энергии равно $\hbar\omega_c$, где $\omega_c = eH/m^*c$ — циклотронная частота. Квантование движения электронов проявляется в Г. я. только в том случае, если $\hbar\omega_c \gg kT$ (см. Ландау уровни). Магнитные поля, удовлетворяющие условию $H > H_{кв} = \frac{m^*c}{eh} kT$, наз. квантовыми. Обычно при $T \sim 300$ К $T > \hbar\omega_c/kT$ и $H_{кв} > H_0$.

В полупроводниках и полуметаллах концентрация носителей мала, и при низких темп-рах удаётся реализовать случаи, когда зашпунен лишь один магн. уровень (т. н. квантовый предел: $\hbar\omega_c > \mathcal{E}_F$, где \mathcal{E}_F — энергия Ферми вырожденного проводника при $\mathbf{H} = 0$).

Слабые поля. В слабых магн. полях ($H \ll H_0$) можно воспользоваться разложением S_{ik} и a_i по степеням H/H_0 . Учитывая чётность S_{ik} и нечётность a_i , имеем:

$$S_{ik} = \rho_{ik}^{(0)} + \beta_{iklm} H_l H_m / H_0^2; \quad (4)$$

$$a_i = b_{ik} H_k / H_0, \quad i, k, l, m = x, y, z.$$

Здесь β_{iklm} — тензор 4-го ранга, симметричный как по индексам l и k , так и по l и m ($\beta_{iklm} = \beta_{kil m} = \beta_{ikml}$) (принцип Онсагера не требует симметрии тензора b_{ik}). Порядок величины компонент тензоров β_{iklm} и b_{ik} определяется значением уд. сопротивления ρ^0 при $\mathbf{H} = 0$ ($\beta_{iklm}, b_{ik} \sim \rho^0$). Т. о., при $H \ll H_0$ магнетосопротивление (а значит, и Q) квадратично зависит от H , а поле Холла \mathbf{E}_H — линейно. Численные значения компонент β_{iklm} и b_{ik} определяют параметрами рассеяния электронов и могут быть вычислены только с использованием конкретных предположений о рассеянии носителей заряда в твёрдом теле. Однако число независимых компонент этих тензоров (анизотропия Г. я. в слабых полях) не зависит от механизмов рассеяния, а только от симметрии кристалла.

Для изотропных проводников (поликристаллов) тензор уд. сопротивлений изотропен: $\rho_{ik}^0 = \rho^0 \delta_{ik}$ (δ_{ik} — символ Кронекера),

$$\beta_{iklm} = \beta_1 \delta_{ik} \delta_{lm} + \beta_2 \delta_{il} \delta_{km}; \quad b_{ik} = b \delta_{ik}. \quad (5)$$

При $\mathbf{H} \perp \mathbf{j}$:

$$\mathbf{E}_H = R [\mathbf{H}\mathbf{j}], \quad \Delta\rho/\rho^0 = \lambda_{\perp} (H/H_0)^2,$$

$$\lambda_{\perp} = \frac{\beta_1}{\rho^0} \sim 1, \quad R = -\frac{b}{H_0} \sim \frac{1}{Ncc}. \quad (5a)$$

При $\mathbf{H} \parallel \mathbf{j}$ эффект Холла отсутствует, а

$$\frac{\Delta\rho_{\parallel}}{\rho^0} = \lambda_{\parallel} \left(\frac{H}{H_0}\right)^2, \quad \lambda_{\parallel} = \frac{\beta_1 + \beta_2}{\rho^0} \sim 1. \quad (6)$$