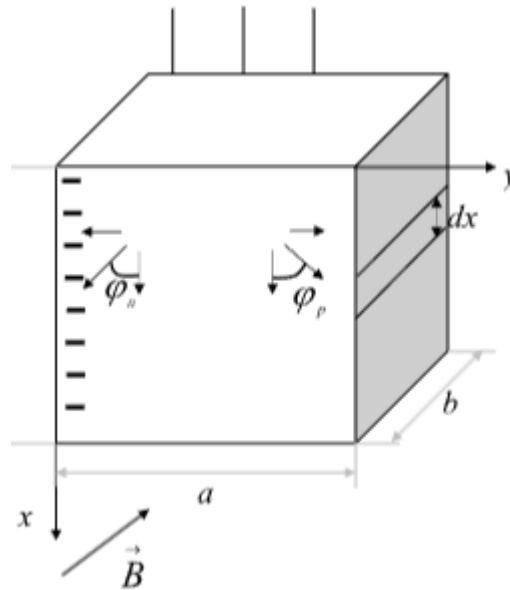


Фотомагнітоелектричний ефект

Якщо нерівномірно освітлений напівпровідник помістити у магнітне поле $\vec{B}$, перпендикулярно напрямку дифузії носіїв заряду, у ньому виникне поперечна електрорушійна сила, обумовлена розділенням носіїв заряду в магнітному полі. Це явище називають фотоелектромагнітним ефектом (ФЕМ-ефектом, ефектом Кікоїна–Носкова).

Визначення $V_{\phi n}$ проведемо для напівпровідника, у якого мала товщина, а поглинання світла відбувається в тонкому приповерхневому шарі.



Кути Холла (див. рис.) у випадку малого $\vec{B}$:

$$\varphi_p \approx \operatorname{tg} \varphi_p = A \mu_p B$$

$$\varphi_n \approx \operatorname{tg} \varphi_n = -A \mu_n B \quad (A - \text{Холл-фактор})$$

Тоді проекції j_n и j_p на вісь Y

$$j_{py} = j_{px} \operatorname{tg} \varphi_p = A \mu_p B j_{px}$$

$$j_{ny} = j_{nx} \operatorname{tg} \varphi_n = -A \mu_n B j_{nx}$$

$$j_y = j_{py} + j_{ny} = AB(\mu_p j_{px} - \mu_n j_{nx})$$

Струми в напрямку осі X - це дифузійні струми, та якщо $\Delta n = \Delta p$, то

$$j_{px} = -j_{nx} = -qD \frac{\partial(\Delta n)}{\partial x},$$

$$D = \frac{D_n \sigma_p + D_p \sigma_n}{\sigma_p + \sigma_n},$$

де D - біполярний коефіцієнт дифузії.

Тоді

$$-j_y = qABD(\mu_p + \mu_n) \frac{\partial(\Delta n)}{\partial x}$$

Струм короткого замикання у зовнішньому колі отримаємо, якщо підрахувати сумарний магнітодифузійний струм через всю вільну поверхню зразка (переріз у площині xz , площиною bl):

$$\begin{aligned} I_{\kappa z} &= \int_0^{\boxminus} j_y b dx = -qABDb(\mu_p + \mu_n) \int_0^{\boxminus} d(\Delta n) = \\ &= qABDb(\mu_p + \mu_p)[\Delta n(0) - \Delta n(\boxminus)] \end{aligned} \quad (1)$$

В умовах рівноваги значення струмів (1) та (2) однакові (хоча вони протилежні по напрямку) можна записати

$$V_{\phi m} = \frac{qABDb(\mu_p + \mu_p)[\Delta n(0) - \Delta n(\boxminus)]}{\Omega} \quad (3)$$

$$\Omega = \frac{b\boxminus}{a} \sigma_0 + \frac{b}{a} \int_0^{\boxminus} \Delta \sigma dx \quad (4)$$

В (4) перший доданок є темною електропровідністю, а другий визначається надлишковими носіями заряду. Так як $\Delta n = \Delta p$, то

$$\Omega = \frac{b\boxminus}{a} \sigma_0 + \frac{qb}{a} (\mu_p + \mu_n) \int_0^{\boxminus} \Delta n dx$$

Якщо $\Delta n = \Delta n(0)e^{-\frac{x}{L_n}}$ (для напівпровідника p - типу), то

$$\int_0^{\infty} \Delta n dx = \Delta n(0) \int_0^{\infty} e^{-\frac{x}{L_n}} dx = -\Delta n(0) e^{-\frac{x}{L_n}} L_n \Big|_0^{\infty}$$

При $l \gg L_n$, тобто для товстого зразка $[\Delta n(\infty) = 0]$

$$\int_0^{\infty} \Delta n dx = \Delta n(0) L_n$$

Тоді

$$V_{\phi m} = \frac{qaABD(\mu_p + \mu_n)\Delta n(0)}{\infty \sigma_0 + q(\mu_p + \mu_n)L_n\Delta n(0)} \quad (5)$$

При високому рівні інжекції перший доданок у знаменнику можна відкинути, і тоді

$$V_{\phi m} = \frac{aABD}{L_n} \quad (6)$$

За низького рівня інжекції

$$V_{\phi m} = qaABD \frac{(\mu_p + \mu_n)\Delta n(0)}{\infty \sigma_0} \quad (7)$$

Якщо можна знехтувати поверхневою рекомбінацією, то повне число нерівноважних носіїв заряду, що припадає на одиницю площі, визначається як β , $I(N)$ и τ :

$$\int_0^{\infty} \Delta n dx = \beta \tau N = \Delta n(0) L_n$$

$$\Delta n(0) = \frac{\beta \tau N}{L_n} = \frac{\beta L_n N}{D}$$

Підставимо останній вираз в (7) та отримаємо

$$V_{\phi_m} = qaAB(\mu_n + \mu_p) \frac{\beta L_n N}{\ell \sigma_0} \quad (8)$$

З рівнянь (8) і (6) видно, що при низькому рівні збудження V_{ϕ_m} пропорційний $N(I)$, а при високому прагне до насичення (6).

