Изв. АН Армянской ССР, Физика, 2, 433—436 (1967)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ТЕРМО-Э.Д.С. В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ТИПА *n-InSb*

Р. Г. ТАРХАНЯН

В результате квантования энергетического спектра электронов в сильном магнитном поле плотность электронных состояний в полупроводниках и металлах приобретает осциллирующую периодическую зависимость от энергии. Это обстоятельство при определенных условиях приводит к осциляциям целого ряда равновесных и кинетических величин—магнитной восприимчивости, электропроводности, термо-э.д.с. и др. Особый интерес представляет исследование поперечной термо-э.д.с., величина которой в сильном магнитном поле не зависит от параметров рассеяния и поэтому позволяет сравнительно просто определить некоторые важные характеристики полупроводников, в частности, эффективную массу и g-фактор спектроскопического расщепления. Теория квантовых осцилляций в различных случаях рассматривалась в работах [1, 2], однако в них вычисления производились в приближении квадратичного спектра, недостаточном для сравнения с опытом.

В настоящем сообщении приводятся результаты теоретического исследования осцилляций поперечной термо-э.д.с. в полупроводниках типа *n-InSb* с учетом малой непараболичности зоны проводимости и спинового расщепления уровней Ландау в квантующем магнитном поле. Если пренебречь влиянием валентной подзоны *n-InSb*, отщепленной в результате спин-орбитального взаимодействия, то энергетические уровни электронов в магнитном поле можно написать в виде [3]

$$\varepsilon_\nu = \left[\hbar\Omega\left(n+\frac{1}{2}\right)+\frac{p_z^2}{2m}\right]\left(1+\frac{\sigma}{2}\frac{\hbar\Omega}{\varepsilon_g}\right)-\frac{\sigma}{2}\hbar\Omega\beta-\frac{1}{\varepsilon_g}\left[\hbar\Omega\left(n+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\frac{1}{2}\right)+\frac{p_z^2}{2m}\right]^2, \qquad (1)$$

где $\varkappa$ — совокупность квантовых чисел n, p_z, σ, определяющих состояние электрона, $\Omega=\frac{eH}{mc}$, H— напряженность магнитного поля, e—заряд электрона, m—эффективная масса электрона на дне зоны проводимости, ε_g — ширина запрещенной зоны, $\beta=\frac{1}{2}\frac{m}{m_0}|g|$, m_0 — масса свободного электрона, g—фактор спектроскопического расщепления. Для определения коэффициента диффузионной термо-э.д.с. воспользуемся формулой

$$\alpha = -\frac{S}{Ne} \tag{2}$$

(S — энтропия, N — концентрация), справедливость которой в случае произвольного, но изотропного энергетического спектра доказана в работе автора [4]. Вычисляя энтропию с помощью собственных значений энергии (1), для термо-э.д.с. получим, при произвольной степени вырождения электронного газа,

$$\alpha = -\frac{k}{e}\frac{A_1(\nu)}{A_2(\nu)}, \tag{3}$$

где

$$A_l(\nu) = \sum_{\sigma,\, n}\left\{\Phi_l(x) + \frac{kT}{\varepsilon_g}\left[\nu\left(2n+1-\frac{\sigma}{2}\right)\Phi_l(x) + \frac{3}{4}\int\limits_{-\infty}^{x}\Phi_l(x)\,dx + \nu^2 \times \right.\right.$$

$$\left.\left.\times (2n+1)(2n+1-\sigma)\,\Phi_l'(x)\right]\right\};$$

$$\Phi_1(x) = \frac{3}{2}F_{\frac{1}{2}}(x) - xF_{-\frac{1}{2}}(x);\ \Phi_2(x) = F_{-\frac{1}{2}}(x);$$

$$F_r(x) = \frac{1}{\Gamma(r+1)}\int\limits_0^{\infty}\frac{y^r\,dy}{1+e^{y-x}},$$

$x = \zeta - \nu(2n+1-\sigma\beta)$, ζ — химический потенциал, деленный на kT; $\nu = \dfrac{\hbar\Omega}{2kT}$.

Квантовые осцилляции термо-э.д.с. могут наблюдаться лишь при условии сильного вырождения $\dfrac{\zeta_F}{kT} \gg 1$; $\zeta_F = \dfrac{\hbar^2}{2m}(3\pi^2 N)^{\frac{2}{3}}$. Исходя из общей формулы (3), рассмотрим осцилляции термо-э.д.с. в различных областях значений магнитного поля.

1. $\dfrac{\hbar\Omega}{\zeta_F} \ll 1$, $\zeta - \nu + \beta\sigma\nu \gg 1$. В этом случае удобно применить формулу суммирования Пуассона, с помощью которой получим

$$\alpha = -\frac{k}{e}\frac{\pi^2 kT}{2\zeta_F}\left[1 + \frac{2\zeta_F}{\varepsilon_g} - \frac{3\sqrt{2}}{4\pi}\left(\frac{\hbar\Omega}{\zeta_F}\right)^{\frac{1}{2}}\sum_{l=1}^{\infty} \times \right.$$

$$\left. \times \frac{(-1)^l K_l(\nu)}{l^{\frac{1}{2}}\operatorname{sh} z}\cos\left(\frac{2\pi l\zeta_F}{\hbar\Omega} - \frac{\pi}{4}\right)\right], \tag{4}$$

где

$$K_l(\nu) = z\frac{\zeta_F}{\varepsilon_g} + (1 - z\,\mathrm{cth}\,z)\left[\frac{\nu}{\pi l} - 2\pi\frac{\zeta_F}{\varepsilon_g}\mathrm{cth}\,z - (2\beta - 1)\,\nu\frac{\zeta_F}{\varepsilon_g}\mathrm{tg}\,(\pi l\beta)\right],$$

$$z = \frac{\pi^2 l}{2\nu}.$$

Осцилляции термо-э.д-с., описываемые формулой (4), тесно связаны с эффектом де Гааза-ван Альфена. Период осцилляций на шкале обратного магнитного поля для основного члена ($l=1$) равен $\frac{e\hbar}{mc\zeta_F}$. В случае $\nu \ll 1$ множитель $\mathrm{csch}\,z$ экспоненциально стремится к нулю, в результате чего осцилляции исчезают.

2. $\frac{\hbar\Omega}{\zeta_F} \geqslant 1$. С экспериментальной точки зрения этот случай представляет наибольший интерес, так как наблюдаются большие по амплитуде квантовые осцилляции, причем достаточно отчетливо обнаруживаются дополнительные пики, связанные со спиновым расщеплением уровней [5]. Опуская полностью все выкладки, приведем здесь выражения, определяющие положения первых со стороны сильных полей осцилляционных максимумов термо-э.д.с. с точностью до членов порядка $\left(\frac{kT}{\zeta_F}\right)^{\frac{1}{2}}$:

$$H_{h,\sigma} = 5{,}78\,\frac{c\hbar}{e}\left(\frac{N}{\gamma_{h,\sigma}}\right)^{\frac{2}{3}}\left[1 - 0{,}62\gamma_{n,\sigma}^{-\frac{2}{3}}\left(\frac{kT}{\zeta_F}\right)^{\frac{1}{2}}\right]\left(1 - 0{,}4\,\frac{\zeta_F}{\varepsilon_g}\,\frac{\beta - 0{,}5}{\gamma_{n,\sigma}^{2/3}}\,\lambda_{n,\sigma}\right); \tag{5}$$

$$\left.\begin{aligned} &\gamma_{0,-1} = \sqrt{\beta};\ \gamma_{1,+1} = 1 + \sqrt{1-\beta};\ \gamma_{1,-1} = 1 + \sqrt{\beta} + \sqrt{1+\beta};\\ &\lambda_{0,-1} = \frac{\beta+1}{\sqrt{\beta}};\ \lambda_{1,+1} = \frac{\beta-3}{\sqrt{1-\beta}};\ \lambda_{1,-1}\,(\beta+3)\left(\frac{1}{\sqrt{\beta}} + \frac{1}{\sqrt{1+\beta}}\right)\end{aligned}\right\} \tag{5a}$$

Значения термо-э.д.с в максимумах равны

$$\alpha_{n,\sigma} = -1{,}09\,\frac{k}{e}\gamma_{n,\sigma}^{-\frac{2}{3}}\left(\frac{kT}{\zeta_F}\right)^{\frac{1}{2}}\left\{1 + \frac{0{,}4}{\gamma_{n,\sigma}^{5/3}}\,\frac{\zeta_F}{\varepsilon_g}\left[\eta_{n,\sigma}\gamma_{n,\sigma} - (\beta - 0{,}5)\,\lambda_{n,\sigma}\right]\right\}, \tag{6}$$

где $\eta_{0,-1} = 2{,}25$; $\eta_{1,+1} = 3{,}75$; $\eta_{1,-1} = 5{,}25$.

Как видно из формул (4—6), учет непараболичности зоны и спинового расщепления уровней Ландау существенно влияет на величину амплитуды осцилляций и на положения осцилляционных максимумов.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 23 января 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Т. Барьяхтар, С. В. Пелетминский*, ЖЭТФ, 48, 187 (1965).
2. *Ю. Н. Образцов*, ФТТ, 8, 1772 (1966).
3. *Р. Г. Тарханян*, ФТТ, 7, 2688 (1965).
4. *Р. Г. Тарханян*, Известия АН АрмССР, Физика, 1, 66 (1966).
5. *М. С. Бреслер, Р. В. Парфеньев, С. С. Шалыт*, ФТТ, 8, 1776 (1966).

ԹԵՐՄՈԷԼԵԿՏՐԱՇԱՐԺ ՈՒԺԻ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԸ ԼԱՅՆԱԿԱՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ *n-InSb* ՏԻՊԻ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ

Ռ. Հ. ԹԱՐԽԱՆՅԱՆ

Տեսականորեն հետազոտված են թերմոէլշու-ի քվանտային տատանումները ուժեղ մագնիսական դաշտում n-InSb տիպի կիսահաղորդիչներում, հաշվի առնելով հաղորդականության գոտու առանձնահատկությունները։

QUANTUM OSCILLATIONS OF THE THERMAL E. M. F. IN A TRANSVERSAL MAGNETIC FIELD IN THE *n*-TYPE *InSb*

R. H. TARKHANIAN

Quantum oscillations of the thermal e. m. f. in quantizing magnetic field in *n*-type *InSb* are considered. The influence of the nonparabolicity ot the conduction band on the amplitude of the oscillations is shown.