центрацию катионных вакансий и ионы $Fe^{2+}$, приводит к заметному изменению магнитных характеристик и параметров сверхтонких взаимодействий этих материалов.

Наблюдаемые изменения параметров ферритов обусловлены влиянием электрического поля в процессе термообработки на характер распределения катионных вакансий и ионов $Fe^{2+}$ в решетке феррита и как следствие — на его магнитную кристаллографическую анизотропию.

Литература


[1] *Левин Б. Е., Третьяков Ю. Д., Летюк Л. М.* Физико-химические основы получения, свойства и применение ферритов. М.: Металлургия, 1979. 471 с.
[2] *Крупичка С.* Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М.: Мир, 1976, т. 1, 353 с.
[3] *Яковлев Ю. М., Генделев С. Ш.* Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М.: Советское радио, 1975. 360 с.
[4] *Розин Е. Г., Шипко М. Н., Желудев И. С.* Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 36, № 9, с. 316—318.
[5] *Бабкин Е. В., Мушаилов Э. С., Пынько В. Г.* ЖТФ, 1982, т. 52, № 11, с. 2285—2286.
[6] *Xu Y., Yang G. L., Chu D. P., Zhai H. R.* J. Magn. and Magn. Mater., 1983, vol. 31—34, Pt. 2, p. 815—816.



Институт кристаллографии АН СССР
Москва



Поступило в Редакцию
22 апреля 1985 г.
В окончательной редакции
17 июля 1985 г.


---


*УДК 539.21*

*Физика твердого тела, том 28 в. 3, 1986*
*Solid State Physics, vol. 28, № 3, 1986*


# СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ПРЯМЫМ КУЛОНОВСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ С ПЕРЕВОРОТОМ СПИНА


*Б. М. Хабибуллин*


В вырожденной системе электронов межэлектронное взаимодействие, описываемое феноменологическим выражением

$$J(\mathbf{k}\alpha, \mathbf{k}'\beta) = J(\mathbf{k}, \mathbf{k}') + J_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')\,\sigma\sigma', \qquad (1)$$

где $\mathbf{k}$ — значение импульса электрона, $\alpha$ — индекс его спинового состояния, приводит к возникновению в системе коллективных возбуждений, подчиняющихся статистике Бозе [1, 2]. В случае кулоновского и обменного взаимодействий — это плазменные и спин-волновые ветви бозевского спектра [1-3]. В вырожденных полупроводниках и полуметаллах с концентрацией носителей тока $n_e \leqslant 10^{19}$ см$^{-3}$ обменное взаимодействие мало [4, 5]. Однако в полупроводниках $A_3B_5$ и $A_2B_6$ $n$-типа, а также в полуметаллах Bi, As, Sb и Sn вклад $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$-состояний в волновую функцию электронов в зоне проводимости, обусловленное спин-орбитальным взаимодействием приводит к тому, что кулоновское электрон-электронное рассеяние с переворотом спина не равно нулю. В данной работе вычисляется спектр спиновых волн, обусловленный прямым кулоновским взаимодействием с переворотом спина. Спектр спиновых волн определяется полюсами Фурье компоненты двухчастичной функции Грина $\pi_{\alpha\beta}(q, \omega)$, зависящими от слагаемого $J_{\alpha\beta}$ в (1),

$$\pi_{\alpha\beta}(q, \omega) = \pi^0_{\alpha\beta}(q, \omega)\left(1 + \int |J_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, q)|^2 \frac{f(k+q, \beta) - f(k, \alpha)}{\omega - \omega(k+q, \beta) + \omega(k, \alpha)}\, d\mathbf{k}, \qquad (2)$$

где $\pi^0_{\alpha\beta}(q, \omega)$ — поляризационная петля для системы невзаимодействующих электронов, $\omega(k, \beta) = \frac{\hbar^2}{2m^*}k^2 + \Delta_\beta$, $\Delta_\beta$ — зеемановская энергия во внешнем магнитном поле, $f(k)$ — функция распределения.

Матричные элементы рассеяния с переворотом спина, вычисленные на волновых функциях в трехзонном приближении [6-8] имеют следующие значения

$$J(\mathbf{k}\alpha, \mathbf{k}'\beta) = v(q)\langle \mathbf{k}+\mathbf{q}, \beta;\ \mathbf{k}'-\mathbf{q}, \alpha\,|\exp i\mathbf{q}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')|\,\mathbf{k}\alpha, \mathbf{k}'\beta\rangle, \qquad (3)$$

где $v(q)$ — Фурье-компонента кулоновского взаимодействия,

$$\langle \mathbf{k}+\mathbf{q}, |e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}|\,\mathbf{k}\rangle = -\frac{2\pi}{3}P^2|(\mathbf{k}\times\mathbf{q})_x - i(\mathbf{k}\times\mathbf{q})_y|\left(\frac{1}{\varepsilon_g^2} + \frac{1}{(\varepsilon_g+\Delta)^2}\right),$$

$$P^2 = \frac{3}{2}\hbar^2\left(\frac{1}{m^*} - \frac{1}{m}\right)\frac{\varepsilon_g(\varepsilon_g+\Delta)}{3\varepsilon_g+\Delta},$$

$\varepsilon_g$ — щель между дном зоны проводимости и валентной зоной; $\Delta$ — энергия спин-орбитального расщепления; $m^*$, $m$ — соответственно эффективная масса и масса свободного электрона. Интегрирование по $\mathbf{k}$ в (2) приводит к следующему значению для массового оператора $M_{\alpha\beta}(q, \omega)$

$$\gamma_0(1+\cos^2\theta)\left[-\frac{2}{3} + \frac{a^2}{s^2} + \frac{a}{s}\left(1 - \frac{a^2}{s^2}\right)\ln\left|\frac{a+s}{a-s}\right|\right], \qquad (4)$$

где $\gamma_0 = \omega_p^2/\omega_g^2$, $a = \omega - \Omega$, $\Omega = \omega_0 + \hbar^2/2m^*q^2$, $\theta$ — угол между направлением внешнего поля и вектором $q$, $\omega_0$ — зеемановская частота, $\omega_p$ — плазменная частота. При $a > s$, $s = v_F q$; для спектра спиновых волн, возникающих за счет названного взаимодействия получим

$$\omega_s(q) = \Omega(1+\gamma) + \sqrt{\gamma/2}\, v_F q, \quad \gamma = \gamma_0(1+\cos^2\theta). \qquad (5)$$

Массовый оператор при рассеянии в квантующем магнитном поле определяется выражением

$$M_{\alpha\beta}(q, \omega) = \frac{v(q)}{\hbar}\frac{P^4}{9\varepsilon_g^2}\frac{2eH}{c\hbar}\sum \int dk_z |J_{\alpha\beta}(n, n')|^2 \times$$

$$\times \frac{f(n', k_z+q_z, \alpha) - f(n, k_z, \beta)}{\omega - (n'-n)\omega_c - \omega_0 + bk_z}, \qquad (6)$$

где $n$, $n'$ — номера уровней Ландау, $\omega_c$ — циклотронная частота, $n, n' \leqslant N_{\alpha\beta}$. $N_{\alpha,\beta} = [(\varepsilon_F - \hbar\omega_0)(\hbar\omega_c)^{-1} - 1/2]$, $[\ldots]$ означает целую часть, $\varepsilon_F$ — энергия Ферми. Волновые функции для электронов проводимости в квантующем магнитном поле приведены в [6, 7],

$$J_{\alpha\beta}(n, n') = k_z(q_x - iq_y)\langle n\,|\,n'\rangle + q_z\sqrt{2an'}\,\langle n\,|\,n'-1\rangle,$$

$\langle n\,|\,n'\rangle$ — Фурье-компонента от произведений двух нормированных функций Эрмита. Интегрирование по $k_z$ и суммирование по $n$ при $n' = n \pm m$ в общем случае приводит к громоздким и труднообозримым суммам по $m$. Поэтому ниже приводятся соотношения для дисперсии спиновых волн с волновыми векторами $q_z = 0$, $q_{x,y} = 0$ при $H_0 \parallel Oz$. При $q_{x,y} = 0$ спектр определяется соотношением

$$\omega_s(q) = (\omega_0 + \omega_c)\left[1 + \frac{3}{16}\gamma_0\left(1 \pm \left(1 - \frac{1}{3}\frac{(v_F q)^2}{(v_F q + \omega_c)^2}\right)\right)\right]. \qquad (7)$$

В случае $q_z = 0$

$$\omega_s(q, m) = (\omega_s + m\omega_c)\left[1 + \gamma(2 - \delta_{m,0})\left(\frac{eH}{c\hbar}\right)^m \frac{q^{2m}}{(1+\gamma)\, m!}\right].$$

где $\gamma = \gamma_0 N^{-1} \exp\left(-\frac{eH}{c\hbar} q^2\right)$.

В кинетической теории спиновых волн обычно используется набор феноменологических констант [1-3]

$$B_n = \frac{m^* k_F \zeta_n}{\pi^2 (1+n)},$$

где $\zeta_n$ — коэффициент разложения амплитуды спинового рассеяния $J_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ по полиномам Лежандра $P_n(\cos\theta)$, $\theta$ — угол между $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$. Величина $\gamma_0$ в (5) и (7) есть не что иное как значение $B_0$, обусловленное прямым кулоновским рассеянием с переворотом спина. В InSb и InAs при $n_e \simeq 10^{18}$ см$^{-3}$ $\gamma_0 \simeq 0.33$. Это значение сравнимо со значением $B_0 = -0.2$, экспериментально и теоретически определенным для Na и K в случае обменного рассеяния [2, 4, 6].

## Литература


[1] *Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялошинский И. Е.* Методы квантовой теории поля в статистической физике. М.: Мир, 1962. 444 с.
[2] *Плацман Ф., Вольф П.* Волны и взаимодействия в плазме твердого тела. М.: Мир, 1975, 435 с.
[3] *Силин В. П.* ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 1224—1230.
[4] *Hedlin L.* Phys. Rev., 1968, vol. A139, p. 796—801.
[5] *Rice T. M.* Phys. Rev., 1968, vol. 175, p. 858—864.
[6] *Цидильковский И. М.* Электроны и дырки в полупроводниках. М.: Мир. 1972. 640 с.
[7] *Yafet Y.* Sol. St. Phys., 1963, vol. 14, p. 519.
[8] *Sugihara K. O.* J. Phys. Soc., Japan, 1970, vol. 28, p. 402—407.



Казанский физико-технический институт КФ АН СССР



Поступило в Редакцию 2 апреля 1985 г.
В окончательной редакции 22 июля 1985 г.


---


*УДК 548.732*

*Физика твердого тела, том 28, в. 3, 1986*
*Solid State Physics, vol. 28, № 3, 1986*


# ИССЛЕДОВАНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА В КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ ПРИ ЛАУЭ-ДИФРАКЦИИ В УСЛОВИЯХ АНОМАЛЬНОГО ПРОХОЖДЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ


*М. А. Поликарпов, С. С. Якимов*


Практически все развитые к настоящему времени методы исследования дефектов структуры основаны на измерении расстояния между кристаллографическими плоскостями, параллельными поверхности кристалла. К таким методам относится и интенсивно развивающийся в последнее время метод измерения угловой зависимости выхода фотоэлектронов при облучении кристаллов рентгеновскими лучами в условиях дифракции в геометрии Брэгга [1]. Однако существуют дефекты, которые, не изменяя периодичности кристаллической решетки в направлении, перпендикулярном поверхности, могут изменить ее периодичность в параллельном поверхности направлении.

Целью настоящей работы являлось изучение возможности применения для исследования такого типа нарушений метода измерения угловой за-