Доклады Академии наук СССР
1955. Том 101, № 1

ФИЗИКА

А. Г. САМОЙЛОВИЧ и М. В. КОНОНОВА

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЭКСИТОНА

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 5 VI 1954)

Исследование магнитных свойств полупроводников приводит к заключению, что для объяснения наблюдаемого порядка величины магнитной восприимчивости с точки зрения зонной теории требуется допустить слишком малую величину эффективной массы электронов или дырок. В особенности это справедливо в отношении диамагнитной восприимчивости полупроводников (в частности серого олова ([1])). Поэтому можно предположить, что сравнительно большой диамагнетизм некоторых полупроводников может быть связан с диамагнетизмом экситонов, которые рассматриваются как атомы квазипозитрония.

В настоящей работе вычисляется магнитная восприимчивость экситонного газа. Для простоты полагается, что эффективные массы дырки и электрона равны между собой. Тогда, согласно ([2]), формула (6), гамильтониан имеет вид:

$$H=\frac{\mathbf{p}^2}{8\mu}+\frac{e}{4\mu c}([\vec{\mathcal{H}}\mathbf{P}]\vec{\rho})+\frac{\vec{\pi}^2}{2\mu}+\frac{e^2}{8\mu c^2}[\vec{\mathcal{H}}\vec{\rho}]^2-\frac{e\hbar}{4\mu c}(\vec{\mathcal{H}}\vec{\sigma})-\frac{e^2}{\varkappa\rho}+\Delta E \qquad (1)$$

(обозначения те же, что в ([2])).

Заметим, что член $(e/Mc)([\vec{\mathcal{H}}\mathbf{P}]\vec{\rho})$ можно трактовать как потенциальную энергию электрического заряда в эффективном «электрическом» поле $(-1/Mc)[\vec{\mathcal{H}}\mathbf{P}]$.

Для определения энергетических уровней экситона в магнитном поле отбросим сначала член, квадратичный в $\vec{\mathcal{H}}$. Тогда для определения энергетических уровней в этом приближении можно воспользоваться теорией эффекта Штарка для атома водорода. В следующем приближении мы добавляем среднее значение диамагнитного члена $(e^2/8\mu c^2)[\vec{\mathcal{H}}\vec{\rho}]^2$, вычисленное при помощи волновых функций первого приближения.

Таким образом получаем

$$E_{n,n_1,n_2}=\left\{-\frac{1}{2n^2}+\frac{3}{8}\frac{a^2\hbar}{e\mu c}P\mathcal{H}\sin\theta(n_1-n_2)n-\right.$$
$$\left.-\frac{a^4}{256e^2\mu^2c^2}P^2\mathcal{H}^2\sin^2\theta n^4[17n^2-3(n_1-n_2)^2-9m+19]\frac{\mu e^4}{\varkappa^2\hbar^2}\right\}+$$
$$+\frac{p^2}{8\mu}+\Delta E+\frac{e^2}{8\mu c^2}\overline{[\vec{\mathcal{H}}\vec{\rho}]^2}-2\delta\mu_{\text{Б}}\mathcal{H}. \qquad (2)$$

Здесь n — главное квантовое число; n_1, n_2 — параболические квантовые числа; m — магнитное квантовое число; a — радиус первой орбиты атома водорода; θ — угол между $\mathbf{P}$ и $\vec{\mathcal{H}}$; $\mu_{\text{Б}}$ — магнетон Бора; $\delta=0,\pm1$, причем значение $\delta=0$ дважды вырождено.

Заметим, что, как показывает расчет, плотность экситонного газа в интересующих нас случаях такова, что волновые функции уже двухквантовых состояний перекрываются, и поэтому представление об «идеальном» экситонном газе теряет смысл. Вследствие этого при расчете статистической суммы мы будем учитывать только одноквантовые состояния экситонов.

Тогда получим

$$E_0 = \left\{ -\frac{1}{2} - \frac{9}{64}\frac{a^4}{e^2\mu^2c^2} P^2\mathcal{H}^2 \sin^2\theta \right\} \frac{\mu e^4}{\varkappa^2\hbar^2} + \frac{P^2}{8\mu} +$$

$$+ \Delta E + \frac{e^2\mathcal{H}^2}{8\mu c^2} a^2\varkappa^2 + 2\delta\mu_{\text{Б}}\mathcal{H}. \qquad (3)$$

Заметим, что член $-\frac{9}{64}\frac{a^4e^2}{\mu c^2\hbar^2\varkappa^2} P^2\mathcal{H}^2\sin^2\theta$, имитирующий эффект Штарка, приводит к своеобразному парамагнетизму экситонов, не обусловленному ни спином, ни орбитальным моментом, которого у экситона нет совсем при равенстве эффективных масс электрона и дырки. Целесообразно назвать этот эффект индуцированным парамагнетизмом. Он обусловлен, так же как и явление Штарка, квантовым эффектом.

Для вычисления магнитной восприимчивости удобно воспользоваться термодинамическим потенциалом Ω. Экситоны подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна. Поэтому

$$\Omega = kT\sum_i \ln(1 - e^{-E_i/kT}),$$

или, считая $(\Delta E / kT) \gg 1$,

$$\Omega = -kT\sum_i e^{-E_i/kT}. \qquad (4)$$

С другой стороны, можно найти среднее число экситонов при данной температуре по формуле

$$N_0 = \sum_i \frac{1}{e^{E_i/kT} - 1} = \sum_i e^{-E_i/kT},$$

если вместо E_i подставить выражение (3) при $\vec{\mathcal{H}} = 0$ (суммирование по i означает интегрирование по $\mathbf{P}$).

Таким образом получаем

$$N_0 = \left(\frac{8\pi\mu kT}{\hbar^2}\right)^{3/2} e^{-\frac{\Delta E}{kT} + \frac{\varepsilon_0}{kT}},$$

где

$$\varepsilon_0 = \frac{\mu e^4}{2\hbar^2\varkappa^2}. \qquad (5)$$

Магнитная восприимчивость может быть вычислена по формуле

$$\chi = -\left(\frac{\partial^2\Omega}{\partial\mathcal{H}^2}\right)_T. \qquad (6)$$

Подставляя (3) в (4), производя вычисления и ограничиваясь в Ω лишь квадратичными в $\vec{\mathcal{H}}$ членами, легко получим из (4) и (6)

$$\chi = N_0\mu_{\text{Б}}^2\left(\frac{9}{4}\frac{kT}{\varepsilon_0^2\varkappa^6} + \frac{8}{kT} - \frac{4}{\varepsilon_0}\right). \qquad (7)$$

Здесь первый член в скобке обусловлен отмеченным уже выше индуктированным парамагнетизмом, второй член — спиновый парамагне-

тизм, третий член — диамагнетизм экситонов. Так как последний пропорционален $\varkappa^2$, диамагнитная восприимчивость может быть достаточно большой.

Численные подсчеты показывают, что формула (7) дает правильный порядок величины диамагнитной восприимчивости серого олова в значительном интервале температур, если положить $\varkappa = 23$ (при сравнении с данными Буша ([3])).

Отметим, что мы получили бы несколько иные результаты, если бы закон взаимодействия электрона с дыркой был не в точности кулоновским, ибо тогда имелся бы лишь квадратичный «эффект Штарка». Можно поэтому предполагать, что магнитные исследования полупроводников также могут пролить свет на природу экситона.

Черновицкий государственный университет

Поступило
28 V 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] А. Г. Самойлович, Доповіді АН УССР, № 3 (1954). [2] А. Г. Самойлович, Л. Л. Коренблит, ДАН, **100**, № 1 (1955). [3] G. Busch, E. Moser, Zs. f. phys. Chem., **198**, 23 (1951); Helv. Phys. Acta, **26**, 611 (1953).