

Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 2, стр. 101 – 104

20 июля 1974 г.

ФЕРРОМАГНИТНЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ КЮРИ – НЕУПОРЯДОЧЕННАЯ СРЕДА

Ю.И. Балкарей, Е.В. Ченский

Обсуждается влияние флуктуаций магнитного порядка на электрические и оптические свойства ферромагнитных полупроводников с сильным s - f -взаимодействием. Рассмотрен случай, когда обменное подмагничивание играет роль встроенного флуктуационного потенциала.

В ферромагнитных полупроводниках часто реализуется сильное s - f (s - d) взаимодействие электронов проводимости в широкой зоне с локализованными магнитными моментами. Это приводит к большому

расщеплению зоны проводимости по спину ниже магнитной точки Кюри T_K . Электронный закон дисперсии в подмагниченной зоне имеет вид

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon_0(\mathbf{p}) \pm \frac{1}{2} IS_0 \frac{M(T)}{M_0}, \quad (1)$$

где I – обменный s - f интеграл, $M(T)$, M_0 – намагниченности при $T \neq 0$ и $T = 0$ соответственно, S_0 – величина локализованного спина. Экспериментально наблюдают опускание края зоны при $T < T_K$ на величины порядка $0,1 - 0,5 \text{ эВ}$ [1, 2]. Вблизи точки Кюри возникают большие неоднородные флуктуации намагниченности $\Delta M(\mathbf{r})$, что должно вызывать сильные искривления края зоны. При этом электроны проводимости оказываются в случайном поле, амплитуда потенциальной энергии которого $\Delta U = (1/2) IS_0 (\Delta M/M_0)$ оказывается много больше средней кинетической энергии электронов ϵ . Ситуация напоминает ту, которая существует в сильно легированных и аморфных полупроводниках [3, 4], а также при возбуждении в полупроводнике интенсивных акустических шумов [5]. Отличие рассматриваемого случая заключается в том, что зона проводимости и валентная искривляются в разной степени из-за различия обменных интегралов I ; случайный магнитный потенциал медленно "дышит" во времени; параметры потенциала существенно зависят от температуры и магнитного поля.

Вообще говоря, при неоднородной намагниченности в (1) следует ввести нелокальное выражение для подмагничивания, определяемое радиусом обменного s - f взаимодействия R_0 (учесть пространственную дисперсию I). В итоге оказывается, что флуктуации с размером $R < R_0$ дают малое расщепление края зоны. Мы учтем только наиболее существенные флуктуации с $R \gtrsim R_0$ и, предполагая $R_0 \gg a$, будем пользоваться приближением искривленных зон (a – межатомное расстояние).

Большие флуктуации магнитного потенциала вблизи T_K могут радикально влиять на оптические и электрические свойства полупроводника. В оптике флуктуации проявляются в размывии края межзонного поглощения, в частности и выше T_K , а также могут привести к уширению узких экситонных линий и линий примесной излучательной рекомбинации.

В электрических свойствах ранее рассматривалось рассеяние электронов в полупроводниках на спиновых волнах [6].

В [7] в рамках s - f модели во втором порядке теории возмущений по параметру $IS_0/\epsilon \ll 1$ рассматривалось также рассеяние электронов на статических магнитных флуктуациях. Было показано существование пика сопротивления вблизи T_K , что коррелирует с экспериментальными данными [1]. Рассмотрение [7] ограничено не только условием $IS_0 \ll \epsilon$, но и требованием $R \ll l$, где l – длина свободного пробега. В реальных случаях чаще выполняются условия $IS_0 \gg \epsilon$, $IS_0 (\Delta M/M_0) \gg \epsilon$, что делает неприменимой теорию возмущений.

С другой стороны в ионных полупроводниках с достаточно высокой T_K ($T_K \gtrsim 100^\circ \text{ K}$) длина свободного пробега из-за сильного рассеяния на оптических фононах может стать меньше R_0 и практически не дол-

жна зависеть от T вблизи T_K . (При эффективной массе электрона порядка свободной $m \sim m_0$, $T_K \sim 100^\circ \text{K}$, дебаевской частоте фононов $\omega_D \sim 300^\circ \text{K}$, $l \sim 2 - 3 a$). В этом случае магнитные флуктуации необходимо рассматривать не как рассеивающий потенциал, а как встроенное поле, в котором электроны движутся классическим образом. Именно такую картину обсудим подробнее. Наиболее яркое проявление возникновения неупорядоченности при $T \sim T_K$ будет в легированных полупроводниках с заданной концентрацией электронов в зоне проводимости (например, полупроводник с полностью ионизованными мелкими примесями). Выше и ниже T_K проводимость в таком случае является безактивационной. Вблизи T_K флуктуации нарастают, большинство электронов сваливается в самые глубокие флуктуационные ямы и оказывается ниже уровня протекания [8]. Вследствие этого в проводимости появится энергия активации и будет наблюдаться пик сопротивления. Подчеркнем, что пик связан не с изменением подвижности, как считалось в [7], а с экспоненциальным уменьшением концентрации электронов на уровне протекания. Характерно, что несмотря на сильный рост сопротивления вблизи T_K , СВЧ поглощение на свободных носителях не должно измениться вследствие неизменности суммарной концентрации электронов в зоне.

Тепловые флуктуации намагниченности ΔM и магнитной потенциальной энергии ΔU являются гауссовыми. Средний квадрат амплитуды флуктуации ΔM_R размером R оценивается по формуле

$$\overline{\Delta M_R^2} \sim \frac{kT}{r_0^2 R} e^{-R/\xi} \quad (2)$$

(r_0 — радиус обменного взаимодействия локализованных спинов; $\xi = r_0 |\alpha|^{-1/2}$ — радиус корреляции; $\alpha = \alpha_0 (T - T_K)$). При $R \sim R_0 \sim \xi \sim 10^{-7} \text{ см}$, $r_0 \sim 10^{-8} \text{ см}$, $S_0 = 7/2$, $kT \sim \epsilon \sim 10^{-2} \text{ эв}$, $l \sim 0,2 \text{ эв}$, $(\Delta U_{R_0}^2)^{1/2} \sim 0,2 \text{ эв}$.

Магнитные флуктуации вызывают неоднородное перераспределение электронов и возникновение кулоновских полей. Последние, однако, не существенны, если характерные $R \ll r_D$ (r_D — дебаевский радиус электронов). Также можно не учитывать образование магнитофлутонов [9]. Это оправдано в полупроводниках с достаточно широкой зоной проводимости ΔE . При $\Delta E \sim 2 \text{ эв}$, $l \sim 0,2 \text{ эв}$ изменение намагниченности в области флутона $|\delta M| \sim 10^{-3} M_0$, т.е. практически не влияет на флуктуационный потенциал.

Возникающая энергия активации имеет масштаб порядка среднеквадратичной энергии $(\Delta U^2)^{1/2}$, поэтому при указанных выше параметрах концентрация электронов на уровне протекания может вблизи T_K уменьшаться в $10^3 - 10^4$ раз.

Благодарим В.Б.Сандомирского за обсуждение работы.

Литература

- [1] Y.Shapira, S.Foner, T.V.Reed. Phys. Rev., **B8**, 2299, 1973.
 - [2] H.W.Lehmann, F.P.Emmeneger. Sol. St. Comm., **7**, 965, 1969.
 - [3] В.Л.Бонч-Бруевич. Сб. "Статистическая физика и квантовая теория поля" под ред. Н.Н.Боголюбова, М., изд. Наука, 1973 г.
 - [4] Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. ЖЭТФ, **62**, 1156, 1972.
 - [5] В.Л.Бонч-Бруевич. Письма в ЖЭТФ, **15**, 553, 1972.
 - [6] И.Я.Коренблит, Ю.П.Лазаренко. ФТТ, **12**, 2624, 1970.
 - [7] С.Наас. Phys. Rev., **168**, 531, 1968.
 - [8] А.С.Скал, Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. Письма в ЖЭТФ, **17**, 522, 1973.
 - [9] М.А.Кривоглаз. УФН, **111**, 617, 1973.
-