

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
И АСТРОНОМИИ И ОТДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР
(30—31 января 1985 г.)**

30 и 31 января 1985 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась совместная научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

30 января

1. С. М. А п е н к о, Ю. Е. Л о з о в и к, В. М. Ф а р з т д и н о в. Двумерный электронный газ в сильных магнитных полях и квантованный эффект Холла.

2. Ю. А. Б ы ч к о в, Э. И. Р а ш б а. Спектр двумерного электронного газа в инверсионных слоях.

3. В. М. П у д а л о в, С. Г. С е м е н ч и н с к и й. Изучение гальваномагнитных свойств двумерного слоя электронов в кремнии в условиях квантования холловского сопротивления.

4. В. С. П у д а л о в, С. Г. С е м е н ч и н с к и й, В. С. Э д е л ь м а н. Заряд и потенциал инверсионного слоя МДП-структуры в квантующем магнитном поле.

31 января

5. А. И. Б у р ш т е й н. Коллапс и сужение спектров при конденсации газов.

6. А. В. З а л е с с к и й. Доменные стенки в магнетиках по данным ЯМР спектроскопии.

Краткое содержание пяти докладов приводится ниже.

538 915(048)

Ю. А. Бычков, Э. И. Рашба. Спектр двумерного электронного газа в инверсионных слоях. Теория и экспериментальные данные показывают, что спин-орбитальное (СО) взаимодействие приводит к существенному изменению энергетического спектра $E(\mathbf{k})$ квазидвумерных (2D) электронов в гетеропереходах и в инверсионных слоях МДП-структур. Ниже рассматривается вид спектра $E(\mathbf{k})$, его изменение в магнитном поле и явления, в которых проявляются характерные черты двумерных зон.

1. Вследствие наличия инвариантного вектора \mathbf{v} — нормали к 2D-слою, — гамильтониан метода эффективной массы (МЭМ) имеет вид

$$\hat{H} = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m} + \alpha [\sigma \hat{\mathbf{k}}] \mathbf{v} + \frac{1}{2} g \mu_B \sigma B. \quad (1)$$

Предполагается, что имеется ось 3-го или 4-го порядка. Здесь \hat{k} — оператор двумерного импульса в магнитном поле $\mathbf{B} \parallel \mathbf{v}$, σ — матрицы Паули, а g и μ_B — g -фактор и магнетон Бора. Закон дисперсии $E^\pm(k) = (\hbar^2 k^2 / 2m) \pm \alpha k$ при $B = 0$ состоит из двух ветвей. Он отвечает спектру с кольцом экстремумов¹ с радиусом $k_0 = \alpha m / \hbar^2$, где E^- достигает минимума $E^-(k_0) = -\Delta$, $\Delta = m\alpha^2 / 2\hbar^2$. Параметр α определяется СО взаимодействием. При $B \neq 0$ спектр состоит из двух последовательностей неэквидистантных уровней E_s^\pm (s — целое), для которых известно явное выражение². Высшими по \hat{k} членами в \hat{H} обычно можно пренебречь, если $n_s \langle z^2 \rangle \ll 1$, где n_s — поверхностная концентрация электронов, а $\langle z^2 \rangle \sim (40 \text{ \AA})^2$ определяется средней протяженностью ψ -функции в направлении \mathbf{v} .

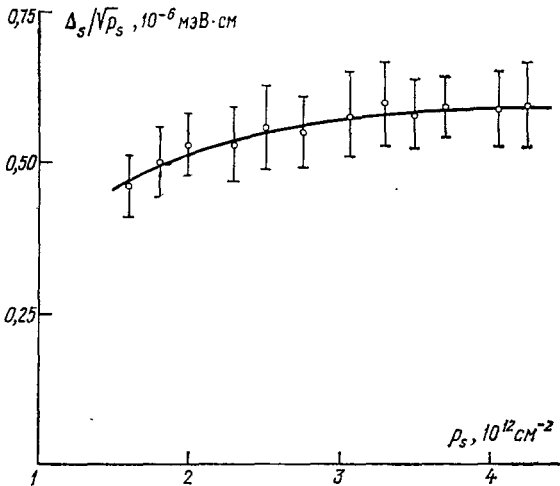


Рис. 1. Величина $\Delta_s / \sqrt{p_s} \approx \sqrt{2\pi} \alpha$ для Si-МДП-структуры.

Пересчитано по данным работы³

слой p-типа). Она пересчитана нами по $\Delta_s \equiv \alpha k_F$ (k_F — импульс Ферми), измеренному в³ по времени спиновой релаксации. Слабая зависимость $\alpha \approx 3 \cdot 10^{-10}$ эВ·см от p_s подтверждает применимость гамильтониана (1) и указывает на значительный вклад в α от узкой окрестности перехода. Проявление линейных по k членов в Si — МДП-структурах обнаружено также в⁴.

3. При $k_F \gg k_0$ квазиклассические частоты циклотронного резонанса (ЦР) ω_c^\pm равны⁵

$$\omega_c^\pm(B) = \omega_c^0(B) \left(1 \pm \sqrt{\frac{m\Delta}{\pi \hbar^2 n_s}} \right), \quad \omega_c^0(B) = \frac{eB}{mc}. \quad (2)$$

Два знака в ω_c^\pm отвечают двум ветвям спектра. Две полосы ЦР наблюдались на дырках в GaAs — AlGaAs-гетеропереходе⁶. Зависимость частот от B была близка к линейной и соответствовала массам 0,38 и 0,60 m_0 ; m_0 — масса электрона в вакууме. Значение α , определенное нами⁵ из этого эксперимента, равно $\alpha \approx 6 \cdot 10^{-10}$ эВ·см.

4. Для уровня Ландау $N = 1$ частота спин-резонанса (СР)⁵

$$\omega_s = \frac{1}{\hbar} |g| \mu_B B - \frac{6\Delta}{\hbar \delta} \text{sign}\{g\}, \quad \delta = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{gm^*}{2m_0} \right) \text{ при } \hbar \omega_s \gg \Delta. \quad (3)$$

СР наблюдался в таких условиях на электронах в GaAs — AlGaAs-гетеропереходе в работе⁷. Значение α , определенное нами⁵ на основе данных⁷, равно $\alpha \approx 2,5 \cdot 10^{-10}$ эВ·см. Детектирование СР оказалось возможным пото-

2. Коэффициент α является не только параметром материала, но и параметром перехода. Он формируется как областью самого перехода (где МЭМ неприменим), так и областью плавного поля; последний вклад может вычисляться в рамках МЭМ. Помимо этого, в α могут вносить вклад нечетные по \hat{k} члены из гамильтониана 3D-кристалла. В МДП структурах α зависит от поверхностной концентрации носителей (n_s , p_s) через изменение приповерхностного поля. На рис. 1 представлена зависимость $\alpha(p_s)$ для Si — МДП-структуры (инверсионный

му, что СР возбуждался электродипольно (комбинированный резонанс ²), причем отношение интенсивностей электрического и магнитного возбуждения СР было $\sim 10^7$.

5. Для определения картины осцилляционных эффектов в 2D-газе важно распределение уровней вблизи энергии Ферми. Оно показано на рис. 2 ^{5б,8} применительно к параметрам работы ⁶. За единицу поля B выбрано поле, при котором электроны заполняют один уровень Ландау. Сложная картина расположения уровней является следствием СО взаимодействия. Зависимость

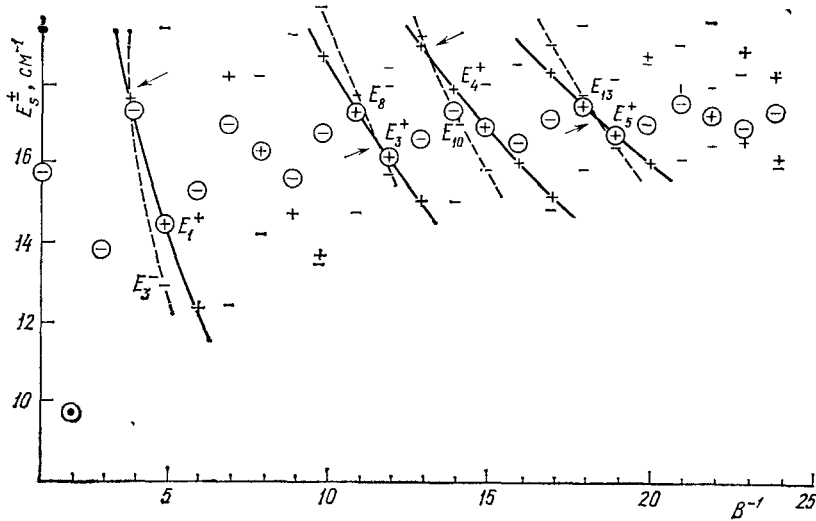


Рис. 2. Расположение квантовых уровней вблизи энергии Ферми для электронного 2D-газа со СО взаимодействием в функции обратного магнитного поля B ^{5б,8}

положения (+)- и (-)-уровней от B показана сплошными и штриховыми линиями. Уровни E_s^\pm отмечены знаками + и -. Показаны только уровни, расположенные вблизи энергии Ферми. Верхний заполненный уровень при каждом целочисленном B^{-1} обведен кружком. Расстояние от него до следующего уровня играет роль щели в спектре. Из рис. 2 видно, что она осциллирует. Это важно, так как шубниковские и дегаазовские осцилляции выражены сильно при большой щели и смазаны при малой. Пропуск слабых осцилляций приводит к кажущемуся изменению их периода. Осцилляции щели уже наблюдались экспериментально ^{6,9}, хотя и не интерпретированы в этих терминах. Стрелки на рис. 2 показывают положение дополнительных особенностей, связанных с пересечением уровней.

Итак, благодаря высокому качеству имеющихсЯ гетеро- и МДП-структур релятивистские члены в законе дисперсии 2D-носителей отчетливо проявляются в ряде экспериментов: циклотронном и спиновом резонансах, шубниковских осцилляциях и в спиновой релаксации, и теория, основанная на гамильтониане (1), вполне удовлетворительно описывает их. Разумеется, учет рифления зон ⁴, непараболичности и т. д. должен привести к уточнениям в детальной трактовке экспериментов и величине определенных из них параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рашба Э. И., Шка В. И.— ФТТ, 1959, т. 1 (Приложение — сб. статей II), с. 162.
2. Рашба Э. И.— ФТТ, 1960, т. 2, с. 1224.
3. Gusev G. M., Kvon Z. D., Ovsyuk V. N.— J. Phys. Ser. C, 1984, v. 17, p. 1683.
4. Wieck A. D., Batke E., Heitmann D., Kotthaus J. P.— Phys. Rev. Lett., 1984, v. 53, p. 493.

5. Б ы ч к о в Ю. А., Р а ш б а Э. И. — *a)* Письма ЖЭТФ, 1984, т. 39, с. 66; *б)* in: Proc. of 17th Intern. Conference on Physics of Semiconductors. — San Francisco, 1984 (in press).
6. S t ö r m e r H. L., S c h l e s i n g e r Z., C h a n g A., T s u i D. C., G o s s a r d A. C., W i e g m a n n W. — Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, p. 126.
7. S t e i n D., v o n K l i t z i n g K., W e i m a n n G. — Ibidem, p. 130.
8. B y c h k o v Yu. A., R a s h b a E. I., — J. Phys. Ser. C, 1984, v. 17, p. 6039.
9. E i s e n s t e i n J. P., S t ö r m e r H. L., N a r a y a n a m u r t i V., G o s s a r d A. C., W i e g m a n n W. — Phys. Rev. Lett., 1984, v. 53, p. 2579.