

Пороговая особенность

в спектре электронов проводимости $n\text{-InSb}$

в квантующем магнитном поле

при резонансном рассеянии на ионизованных примесях

М.С.Бреслер, О.Б.Гусев

Обнаружены концентрационные аномалии положения и амплитуды спинового резонанса нелинейной оптической восприимчивости электронов проводимости в InSb . Наблюдаемые явления объясняются перестройкой закона дисперсии электронов в квантующем магнитном поле, вызванной резонансным рассеянием на примесях.

В квантующем магнитном поле из-за наличия особенностей в плотности состояний электронов на дне каждой из подзон Ландау процессы рассеяния носителей могут стать сильными и привести к перенормировке закона дисперсии. Особый интерес при этом представляет случай, когда процесс рассеяния характеризуется определенным энергетическим порогом; вблизи порога перестройка спектра оказывается весьма существенной (см., например, обзор [1], где подробно обсуждается задача о магнитополяроне).

В настоящей работе экспериментально обнаружена перестройка спектра электронов проводимости узкозонного полупроводника InSb , вызываемая упругим рассеянием их на ионизованных примесях в квантующем магнитном поле. Роль пороговой энергии в этом случае играет энергия дна более высокой (незаполненной) зоны Ландау, а процессом рассеяния, приводящим к перестройке спектра, является рассеяние между подзонами Ландау с разными квантовыми числами N .

Перестройка спектра электронов была обнаружена при исследовании нелинейного процесса оптического смешения частот вида $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$ в магнитном поле (ω_1 и ω_2 — частоты накачки CO_2 -лазера, ω_3 — частота смешения). Нелинейная оптическая восприимчивость $\chi^{(3)}(-\omega_3, \omega_1, \omega_1, -\omega_2)$, ответственная за этот процесс, испытывает резонанс при совпадении разности накачивающих частот $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2 \approx 100 \text{ см}^{-1}$ со спиновой частотой электронов проводимости ω_s (далее — спиновый резонанс (СР)). Таким образом, хотя в эксперименте измерялась мощность излучения на частоте смешения P_{ω_3} в зависимости от статического магнитного поля, но регистрируемый резонанс происходил не на частоте наблюдения, а на частоте $\Delta\omega$. Измерения проводились на образцах InSb с концентрацией электронов от $3 \cdot 10^{16}$ до $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при температуре жидкого гелия ($\sim 2 \text{ К}$). Детали эксперимента описаны в работе [2].

На рис.1 представлены примеры записи сигналов СР для нескольких образцов InSb с концентрациями в области, где наблюдаются аномалии СР. Видно, что в то время как амплитуда СР заметно изменяется с концентрацией электронов, форма линии СР остается практически неизменной. Концентрационные зависимости положения и амплитуды СР (точнее, их зависимости от энергии Ферми электронов) показаны на рис.2.

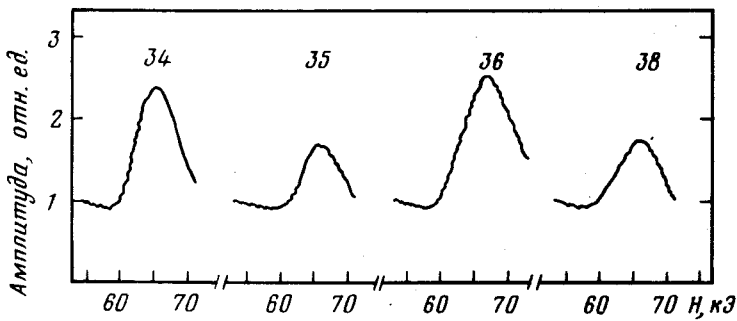


Рис.1. Запись сигналов спинового резонанса нелинейной оптической восприимчивости $\chi^{(3)}$ ($-\omega_3, \omega_1, \omega_1, -\omega_2$) InSb в зависимости от магнитного поля для образцов с различными концентрациями электронов. Числа над кривыми соответствуют энергиям Ферми ϵ_F в мэВ для данных образцов, концентрация электронов $n = 6,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (34), $n = 7,1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (35), $n = 7,3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (36), $n = 7,9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (38)

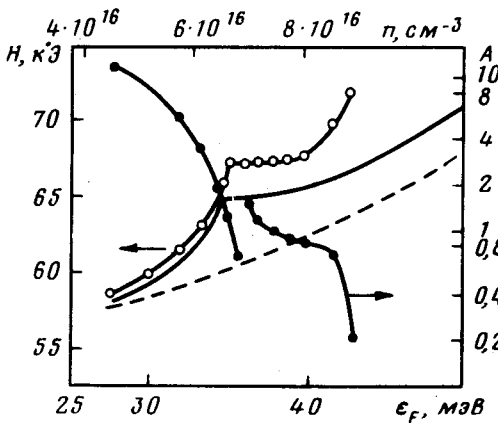


Рис.2. Зависимость положения и амплитуды спинового резонанса нелинейной оптической восприимчивости от энергии Ферми (от концентрации) электронов проводимости в InSb. Светлые точки — положение резонанса (эксперимент), темные точки — амплитуда резонанса (эксперимент). Сплошная и штриховая линии — положение резонанса (расчет)

Обращает на себя внимание резкий излом на концентрационной зависимости положения СР и сингулярность типа разрыва на кривой амплитуды СР при одном и том же значении энергии Ферми $\epsilon_F \approx 35$ мэВ.

Для интерпретации полученных результатов рассмотрим энергетический спектр электронов проводимости InSb в квантующем магнитном поле в интересующей нас области концентраций и магнитных полей.

На рис.3 изображены две нижние подзоны Ландау с квантовым числом $N = 0$ для электронов проводимости InSb, отличающихся направлением спина ($0\uparrow$ и $0\downarrow$), и более высокая зона Ландау с квантовым числом $N = 1$ и спином \uparrow ($1\uparrow$). В исследованной области концентраций частично заполнены как зона $0\uparrow$, так и зона $0\downarrow$, но вклад в резонанс дает только та область волновых чисел, для которой состояния $0\downarrow$ свободны, а $0\uparrow$ заняты (от k_1 до k_2 на рис.3). Вследствие уменьшения g -фактора с

энергией (из-за непараболичности) с ростом концентрации положение линии СР должно монотонно смещаться в сторону больших магнитных полей, а амплитуда — плавно спадать из-за уменьшения плотности состояний. Монотонное поведение положения и амплитуды СР в зависимости от концентрации действительно реализуется в области концентраций до $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, изученной авторами в работе [2], однако для экспериментальных результатов, полученных в настоящей работе, расчеты положения СР, не учитывающие перенормировки спектра электронов из-за рассеяния, не согласуются с экспериментом (штриховая кривая на рис.2)

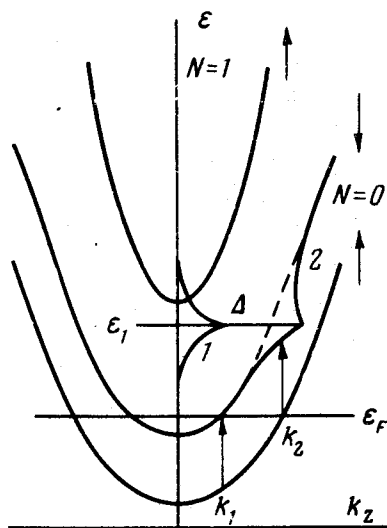


Рис.3. Схема энергетических уровней в зоне проводимости InSb в магнитном поле. Кривая 1 описывает вещественную часть собственной энергии Δ (сдвиг уровня) при рассеянии электронов зоны $1\uparrow$ на примесях, кривая 2 показывает перенормировку закона дисперсии $\epsilon(k_z)$ зоны $0\downarrow$ вблизи порога межзонного рассеяния.

Ситуация существенно изменяется, когда конечные состояния электронов в подзоне $0\downarrow$, участвующих в СР, попадают в область волновых чисел, где их энергия близка к энергии дна зоны $1\uparrow$. Когда энергия конечного состояния достигает энергии дна зоны $1\uparrow$, ϵ_1 , для электрона открывается возможность упруго рассеяться на примеси из зоны $0\downarrow$ в зону $1\uparrow$, причем это рассеяние оказывается резонансным благодаря особенности в плотности состояний электронов на дне зоны $1\uparrow$. Таким образом, энергия ϵ_1 оказывается порогом межзонного рассеяния. Полная энергия электрона, испытывающего многократное рассеяние, уже не сводится к энергии свободной частицы в магнитном поле, а содержит вклад от энергии электрона в поле примесей (собственная энергия). Именно учет собственной энергии и приводит к перенормировке энергетического спектра как в зоне $1\uparrow$, так и в зоне $0\downarrow$, причем собственная энергия электрона в поле примесей для этих зон совпадает с точностью до отношения вероятностей внутризонного нерелятивистского рассеяния с переворотом спина.

На рис.3 кривая 1 схематически изображает зависимость вещественной части собственной энергии Δ , определяющей энергетический сдвиг и перестройку спектра в зоне $1\uparrow$, от энергии, отсчитанной от порога, а кривая 2 — перенормировку закона дисперсии $\epsilon(k_z)$ для зоны $0\downarrow$. Соответствующие расчеты были выполнены с помощью теории, построенной в духе работы Кубо [3]. Расчетная зависимость положения СР с учетом перенормировки спектра показана на рис.2 сплошной линией.

Для достижения согласия теории с экспериментом пришлось увеличить константы взаимодействия электронов с примесями — в два раза для рассеяния без переворота спина и в 15 раз для рассеяния с переворотом спина, что, возможно, связано с учетом в теории процессов рассеяния, отвечающих фейнмановским диаграммам с пересечениями.

Возможность наблюдения пороговой особенности в спектре электронов весьма существенно зависит от влияния непараболичности на форму и ширину линии СР. Поскольку вследствие непараболичности резонансные электроны будут прецессировать с частотами, размытыми в интервале $\Delta\omega_s = \omega_s(k_1) - \omega_s(k_2)$, то линия СР должна быть "неоднородно"-уширенной с шириной $\Delta\omega_s$ (при $\tau_s^{-1} \ll \Delta\omega_s$, где τ_s — время спиновой релаксации, что выполнено в условиях эксперимента). В этой ситуации пороговую особенность из всех резонансных электронов должна была бы чувствовать лишь небольшая группа частиц, для которых конечные состояния при СР попадают в окрестность порога. Можно было бы ожидать, что резонансная линия будет иметь неоднородно-уширенный контур, на котором имеется слабая особенность, вызванная этой малой группой электронов. Экспериментально наличие пороговой особенности при этом можно было бы зарегистрировать только методом, специально выделяющим вклад малой группы, например, с помощью дифференцирования линии СР.

Между тем экспериментально наблюдаемая форма линии не изменяется заметно в том диапазоне концентраций, где наблюдается аномалия положения и амплитуды СР (рис. 1), а наличие порога уверенно регистрируется по концентрационной зависимости этих характеристик СР. Результаты эксперимента могут быть объяснены с учетом динамического сужения линии СР [4, 2]. В условиях интенсивного рассеяния по импульсу электронов, принимающих участие в СР ($\tau_p \ll \tau_s$, τ_p — импульсное время релаксации), происходит эффективное усреднение их частоты прецессии, и форма резонансной линии оказывается не неоднородно-уширенной, а лоренцовой с шириной $\delta\omega_s \sim \tau_p [\langle \Delta\omega_s^2 \rangle - \langle \Delta\omega_s \rangle^2]$.

Таким образом, рассеяние по импульсу формирует из резонансных электронов одну большую группу, слабо размытую по частоте прецессии, которая попадает в область пороговой особенности практически при одном и том же значении магнитного поля. Вследствие этого непараболичность не приводит ни к сильному замыванию эффекта пороговой особенности в экспериментально наблюдаемых величинах, ни к значительному уменьшению доли электронов чувствующих особенность, в группе резонансных электронов.

Механизм резонансного рассеяния электронов на примесях позволяет объяснить также зависимость амплитуды СР от концентрации электронов, так как при учете собственной энергии электронов в поле примесей плотность конечных состояний вблизи порога имеет особенность такого же характера, как наблюдается на концентрационной зависимости амплитуды СР.

Авторы глубоко признательны А.Г.Аронову, предложившему механизм перестройки спектра электронов проводимости при рассеянии на примесях и привлечшему их внимание к существованию пороговых особенностей.

Мы благодарим также Б.Д.Лайхтмана за многократное плодотворное обсуждение теоретических вопросов, Л.Б.Безыменскую за изготовление высококачественных слитков InSb , И.Б.Левинсона и Э.И.Рашба за обсуждение и критику настоящей работы.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 апреля 1980 г.
После переработки
18 июня 1980 г.

Литература

- [1] И.Б.Левинсон, Э.И.Рашба. УФН, 111, 683, 1973.
 - [2] М.С.Бреслер, О.Б.Гусев. ЖЭТФ, 76, 1058, 1979.
 - [3] R.Kubo, S.J.Miyake, N.Hashitsume. Solid State Physics, 17, 269, 1965.
 - [4] S.R.J.Brueck, A.Mooradian, F.A.Blum. Phys. Rev. B, 7, 5253, 1973.
-