

О ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ИНВЕРСНОЙ НАСЕЛЕННОСТИ СПИНОВЫХ ПОДУРОВНЕЙ ЛАНДАУ В n -InSb ПРИ ИНТЕНСИВНОМ СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Дмитриев А. П., Емельянов С. А., Терентьев Я. В.,
Ярошецкий И. Д.

Экспериментально исследовано циклотронное поглощение субмиллиметрового лазерного излучения свободными электронами в n -InSb при $T=4.2$ К. Обнаружено, что при достаточно большой интенсивности света поглощение между нулевым и первым уровнями Ландау со спином вниз ($0^- \rightarrow 1^-$) существенно превосходит поглощение между уровнями со спином вверх ($0^+ \rightarrow 1^+$). Полученный результат может быть объяснен накоплением электронов на верхнем спиновом уровне нулевой зоны Ландау. Предлагается механизм образования инверсной населенности. В ряде предельных случаев проведена оценка степени инверсии.

В последнее время значительный интерес вызывает проблема создания перестраиваемого магнитным полем полупроводникового лазера на циклотронном резонансе с оптической накачкой. Возможность достижения инверсной населенности нижних уровней Ландау в n -InSb при оптическом возбуждении электронов из валентной зоны обсуждалась достаточно давно (см., например, [1]). Однако попытки реализации такого лазера до сих пор оказывались безуспешными. Как было показано в работе [2], причина этого состоит в том, что при достаточно большой концентрации носителей на первом уровне Ландау ($n \geq 10^{18}$ см $^{-3}$) время жизни на нем оказывается весьма малым ($\tau \leq 10^{-10}$ с).

В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты, которые могут быть объяснены наличием инверсной населенности спиновых подуровней нулевого уровня Ландау в n -InSb при возбуждении интенсивным субмиллиметровым излучением. Предлагается механизм накопления носителей на верхнем спиновом подуровне нулевой зоны Ландау.

1. Эксперименты проводились с использованием импульсного NH_3 -лазера с оптической накачкой ТЕА CO_2 -лазером [3]. Лазер генерировал одиночные импульсы света с длиной волны $\lambda=90.55$ мкм при длительности импульса 40 нс. Максимальная интенсивность неполяризованного излучения, достигавшего образца, составляла 300 Вт/см 2 . Исследовалось пропускание n -InSb в геометрии Фарадея в области циклотронного резонанса (ЦР) электронов проводимости при $T=4.2$ К. Образцы помещались в полость сверхпроводящего соленоида. Свет проходил к образцу через металлический световод и концентрировался на поверхности с помощью конуса. Исследовались образцы чистого n -InSb ($n=6 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, $\mu=6 \cdot 10^5$ см 2 /В·с при $T=78$ К). Толщина образцов h подбиралась из условия $ah \leq 1$ (a — коэффициент поглощения света) и изменялась в пределах от 50 до 200 мкм. Интенсивность регулировалась с помощью калиброванных ослабителей из полиэтилена.

2. Экспериментальные спектры магнитопоглощения вблизи ЦР электронов проводимости, полученные при различной интенсивности излучения, приведены на рис. 1. Видно, что при относительно слабой интенсивности $I \approx 1$ Вт/см 2 (рис. 1, а) наблюдаются два пика ЦР: А — при $H=17.8$ кЭ, В — при $H=18.5$ кЭ. Расчет резонансных магнитных полей показал, что первый связан

с переходом $0^+ \rightarrow 1^+$, а второй — с переходом $0^- \rightarrow 1^-$ (рис. 2, а). Отметим, что слабое резонансное поглощение на переходе $0^- \rightarrow 1^-$ наблюдается также в работе [2], причем авторы этой работы связывали заметную заселенность

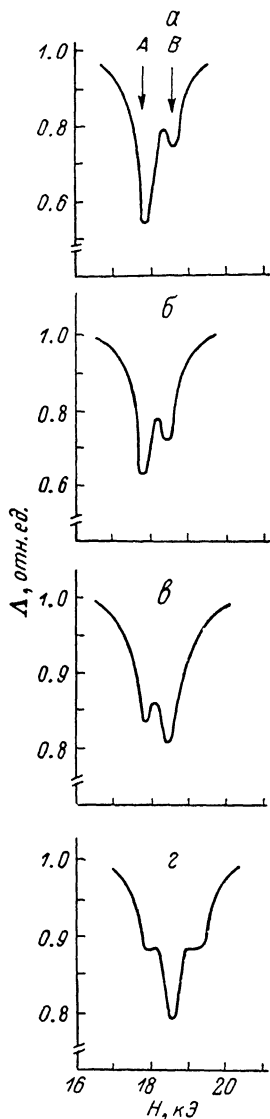


Рис. 1. Зависимость оптического пропускания образцов n -InSb ($\lambda=90.55$ мкм, $T=4.2$ К) от магнитного поля при различных интенсивностях света в кристалле.

I , Вт/см²: а — 1, б — 4, в — 65, г — 300; h , мкм: а, б — 50, в — 100, г — 200. А — резонанс $0^+ \rightarrow 1^+$; В — $0^- \rightarrow 1^-$. Резонанс при $H=19.5$ кЭ связан, по-видимому, с переходом $1^+ \rightarrow 2^+$ (в).

ленного насыщением переходов $0^+ \rightarrow 1^+$ и $0^- \rightarrow 1^-$, происходит относительное возрастание амплитуды резонанса В (рис. 1, б, в), и уже при $I \approx 300$ Вт/см² она существенно превосходит амплитуду резонанса А (рис. 1, г).

3. Наблюдаемое в эксперименте превышение коэффициента поглощения света α_0^- на переходе $0^- \rightarrow 1^-$ над α_0^+ мы связываем с инверсией населенности спиновых подуровней 0^- и 0^+ .¹ Предлагаемый механизм заселения

¹ Вообще говоря, в условиях сильного насыщения коэффициент поглощения пропорционален не только концентрации носителей, но и обратному времени жизни возбужденных электронов. Однако в нашем случае $1/\tau \sim n$ (см. далее) и, следовательно, $\alpha \sim n^2$, т. е. по величине α можно судить о соотношении числа носителей на уровнях 0^- и 0^+ .

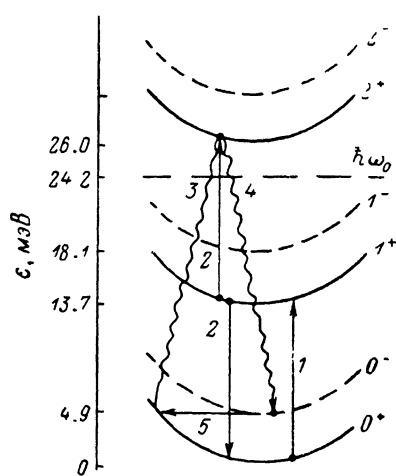


Рис. 2. Схема заселения уровня 0^- .

Энергия уровней соответствует резонансному магнитному полю перехода $0^+ \rightarrow 1^+$. 1 — оптический переход $0^+ \rightarrow 1^+$; 2 — переходы, обусловленные столкновением двух электронов на уровне 1^+ ; 3, 4 — переходы с испусканием оптического фотона без переворота и с переворотом спина соответственно; 5 — переходы при рассеянии на ионизированных примесях с переворотом спина.

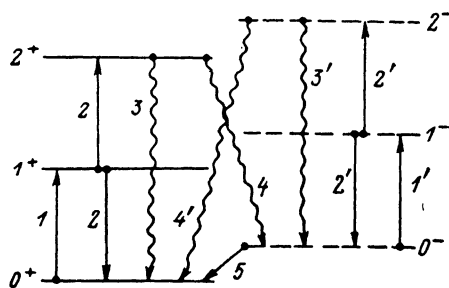


Рис. 3. Схема оптических и релаксационных переходов при интенсивном возбуждении.

Нумерация переходов такая же, как на рис. 2. Переходы, пронумерованные цифрами со штрихами, относятся к системе подуровней со спином вниз.

уровня 0^- со значительным разогревом электронного газа светом.

С увеличением интенсивности возбуждающего излучения картина резонанса существенно изменяется. На фоне общего падения поглощения, обусловленного насыщением переходов $0^+ \rightarrow 1^+$ и $0^- \rightarrow 1^-$, происходит относительное возрастание амплитуды резонанса В (рис. 1, б, в), и уже при $I \approx 300$ Вт/см² она существенно превосходит амплитуду резонанса А (рис. 1, г).

3. Наблюдаемое в эксперименте превышение коэффициента поглощения света α_0^- на переходе $0^- \rightarrow 1^-$ над α_0^+ мы связываем с инверсией населенности спиновых подуровней 0^- и 0^+ .¹ Предлагаемый механизм заселения

¹ Вообще говоря, в условиях сильного насыщения коэффициент поглощения пропорционален не только концентрации носителей, но и обратному времени жизни возбужденных электронов. Однако в нашем случае $1/\tau \sim n$ (см. далее) и, следовательно, $\alpha \sim n^2$, т. е. по величине α можно судить о соотношении числа носителей на уровнях 0^- и 0^+ .

подуровня 0^- приведен на рис. 2, а, где показана схема уровней Ландау при $H=17.8$ кЭ. В основе этого механизма лежит процесс, обеспечивающий, согласно [2], достаточно быструю релаксацию электронов с уровня 1^+ . В результате столкновения двух электронов на этом уровне один из них падает на уровень 0^+ , а другой — подбрасывается на уровень 2^+ . Время такого процесса τ_{ee} обратно пропорционально концентрации носителей на уровне 1^+ n_{1^+} и при $n_{1^+}=10^{13}$ см $^{-3}$ достигает значения $6 \cdot 10^{-11}$ с. Далее электрон, попавший на уровень 2^+ , испускает оптический фонон за время $\tau_{opt} \leq 10^{-12}$ с и возвращается на уровень 0^+ .

Однако, испуская оптический фонон, электроны с уровня 2^+ могут перейти не только на уровень 0^+ , но и, рассеиваясь с переворотом спина, на уровень 0^- . На первый взгляд может показаться, что число таких электронов сравнительно невелико, поскольку они должны иметь энергию $\varepsilon \approx 3$ мэВ относительно дна зоны 2^+ (рис. 2), тогда как в исходном состоянии ($T=4.2$ К) $\varepsilon \approx 0.36$ мэВ. Однако, согласно [2, 4], уже при небольших интенсивностях излучения электронный газ в подзонах 0^+ и 1^+ разогрет до температуры 35 К ($\varepsilon \approx 3$ мэВ). Согласно оценкам, частота испускания оптического фонона с переворотом спина $\nu_{2+0^-} \approx 10^{-2} \nu_{opt} = 10^{10}$ с $^{-1}$ ($\nu_{opt} \equiv \nu_{2+0^+}$). В результате для эффективного времени прихода носителей на подуровень 0^- получаем следующую оценку: $\tau \approx \left(\frac{1}{\nu_{ee}}\right) \left(\frac{\nu_{2+0^-}}{\nu_{2+0^+}}\right) \approx 3 \cdot 10^{-9}$ с.

Очевидно, что по схеме, аналогичной описанной выше, за счет электрон-электронных столкновений на уровне 1^- может происходить и обратный переход с уровня 0^- на уровень 0^+ (рис. 3). Кроме того, возможен и непосредственный уход носителей с уровня 0^- на уровень 0^+ за счет упругого рассеяния на ионизированных примесях с частотой ν_{0-0^+} . Оценим теперь количество электронов на уровне 0^- в двух предельных случаях, во-первых, когда магнитное поле является резонансным для перехода $0^+ \rightarrow 1^+$, а интенсивность возбуждающего излучения не слишком велика, так что населенность уровня 1^- мала по сравнению с населенностью уровня 0^- . Решая уравнения для матрицы плотности, в этом случае для отношения населенностей подуровней 0^- и 0^+ получим

$$\frac{n_{0^-}}{n_{0^+}} = \left(\frac{\tilde{\nu}_{ee} \nu_{2+0^-}}{\nu_{2+0^+} \nu_{eff}} \right)^{1/2}, \quad \nu_{eff} = \nu_{0-0^+} + \tilde{\nu}_{ee} \frac{\nu_{2+0^+}}{\nu_{2-0^-}} \frac{\omega_R^4}{\Delta^4}, \quad \omega_R = \frac{Ed}{\hbar}. \quad (1)$$

Здесь $\tilde{\nu}_{ee}$ — частота межэлектронных столкновений при условии, что концентрация носителей на уровне 1^+ равна полной концентрации электронов n ; Δ — расстройка резонансных частот переходов $0^+ \rightarrow 1^+$ и $0^- \rightarrow 1^-$; E — напряженность поля световой волны в кристалле; d — матричный элемент оператора дипольного момента для перехода $0 \rightarrow 1$.

Подчеркнем, что формула (1) справедлива при условии $\nu_{0-0^+} + \tilde{\nu}_{ee} \nu_{2+0^-}^{-1} \ll \omega_R^2 \ll \Delta^2$, что в нашей ситуации эквивалентно $0.5 \ll I \ll 50$ Вт/см 2 , где I — интенсивность света в кристалле. Отметим также, что при $\nu_{0-0^+} < \tilde{\nu}_{ee} \nu_{2+0^-}^{-1} \times \times (\omega_R/\Delta)^4$ ($I > 2$ Вт/см 2) формула (1) принимает вид

$$\frac{n_{0^-}}{n_{0^+}} = \left(\frac{\nu_{2+0^-} \nu_{2-0^-}}{\nu_{2+0^+} \nu_{2-0^+}} \right)^{1/2} \left(\frac{\Delta}{\omega_R} \right)^2 = \beta \frac{\Delta^2}{\omega_R^2}. \quad (2)$$

Здесь величина β оказывается больше единицы вследствие различия плотностей состояний в конечных точках переходов 4 и 4' (рис. 3). Если же $I < 2$ Вт/см 2 , то уход с уровня 0^- определяется рассеянием на ионизированных примесях и, согласно (1), получаем

$$\frac{n_{0^-}}{n_{0^+}} = \left(\frac{\tilde{\nu}_{ee} \nu_{2+0^-}}{\nu_{0-0^+} \nu_{2+0^+}} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Второй предельный случай соответствует высокой интенсивности излучения ($I \geq 100$ Вт/см 2), когда оба перехода $0^+ \rightarrow 1^+$ и $0^- \rightarrow 1^-$ насыщены, так что $n_{0^+} \approx n_{1^+}$ и $n_{0^-} \approx n_{1^-}$. Тогда отношение населенностей уровней 0^- и 0^+ $n_{0^-}/n_{0^+} \approx \beta$. Видно, что инверсия населенности сохраняется, однако величина ее значительно

меньше, чем в первом случае. Это обстоятельство связано с тем, что в условиях насыщения поглощения $0^- \rightarrow I^-$ картина оптических и релаксационных переходов становится почти симметричной (рис. 3), и инверсия населенности в этом случае, как уже отмечалось, обусловлена лишь различием плотностей конечных состояний переходов 4 и $4'$. Таким образом, в обоих рассмотренных случаях оказывается возможной реализация инверсной населенности подуровней 0^- и 0^+ нулевой зоны Ландау.

Для более строгого описания экспериментальной ситуации необходимо было бы решить систему уравнений для матрицы плотности шести подуровней Ландау при произвольном значении интенсивности и магнитного поля. Однако аналитически провести подобный расчет невозможно. Поэтому выше мы ограничились анализом лишь двух предельных случаев. Отметим, что непосредственное наблюдение накопления электронов на уровне 0^- в экспериментах по пропусканию возможно, если резонансы $0^+ \rightarrow I^+$ и $0^- \rightarrow I^-$ существенно перекрываются. Это достигается только во втором случае, когда вследствие сильного насыщения ширины резонансов становятся сравнимыми с расстройкой между ними, что, по-видимому, выполняется в наших экспериментах.

Авторы благодарят С. Д. Ганичева за возможность использования субмиллиметрового лазера.

Л и т е р а т у р а

- [1] Lax В. Quantum Electronics. N. Y., 1960. 560 p.
- [2] Gornik E., Chang T. Y., Bridges T. J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, N 17, p. 1151—1154.
- [3] Ганичев С. Д., Емельянов С. А., Ярошецкий И. Д. — ФТП, 1983, т. 17, в. 4, с. 698—703.
- [4] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 351 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 6.08.1987
Принята к печати 16.11.1987