

РЕЗОНАНС СПИНОВОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ

В *n*-InSb

М.С.Бреслер, О.Б.Гусев, А.П.Корольков

В настоящей работе наблюдался резонанс нелинейной оптической восприимчивости третьего порядка $\chi^{(3)}(\omega_3, \omega_1, \omega_1, -\omega_2)$, ответственной за смещение частот ($\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$), на спиновой частоте электронов проводимости *n*-InSb $\omega_s = g\mu_B H/\hbar = \omega_1 - \omega_2$. Это явление представляет собой своеобразный комбинированный резонанс, при котором переход электронов с переворотом спина между подуровнями Ландау в магнитном поле происходит под действием электрических полей лазерного излучения с частотами ω_1 и ω_2 .

Известно, что нелинейность, связанная с переворотом спина в *n*-InSb, велика и хорошо изучена в процессах спонтанного и вынужденного комбинационного рассеяния в магнитном поле [1, 2], а также наблюдалась в процессе генерации дальнего инфракрасного излучения $\lambda \approx 110$ мкм [3, 4].

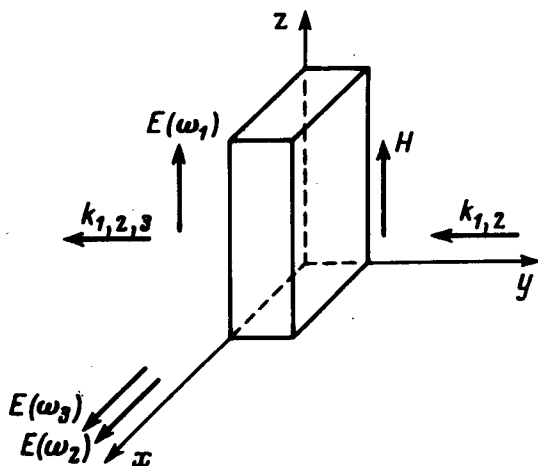


Рис. 1

Нелинейную оптическую восприимчивость $\chi^{(3)}(\omega_3, \omega_1, \omega_1, -\omega_2)$ для электронов проводимости в *n*-InSb с учетом спина можно найти, решая связанные из-за спин-орбитального взаимодействия уравнения движения электрона для поступательной и спиновой степеней свободы в сильных статическом магнитном и высокочастотном электромагнитном полях. Эти уравнения получаются из гамильтониана метода эффективной массы, приведенного в [5]. Решение уравнений движения показывает, что нелинейная оптическая восприимчивость $\chi^{(3)}$ содержит вклад, имеющий резонанс на частоте ω_s :

$$\chi_{xxxx}^{(sp)} \sim \frac{\omega_s}{\omega_s^2 - [(\omega_1 - \omega_2) - i\tau_s^{-1}]^2}, \quad (1)$$

где индексы x, z, z, x указывают поляризацию излучения на частотах $\omega_3, \omega_1, \omega_1, \omega_2$, соответственно; магнитное поле H направлено по оси z ; τ_s — поперечное время спиновой релаксации. Выражение для $\chi^{(s p)}$ написано здесь для случая линейно поляризованного света.

В экспериментах использовался CO_2 -лазер с модулированной добротностью, генерирующий импульсы мощностью 1 кВт на частоте $\omega_1 \approx 945 \text{ см}^{-1}$ и 200 см^{-1} на частоте $\omega_2 \approx 1045 \text{ см}^{-1}$, при этом излучение на частоте ω_3 имеет длину волны $\lambda = 11,8 \text{ мкм}$. Геометрия эксперимента представлена на рис. 1. Излучение лазера делилось на два луча, в каждом из которых производилось выделение излучения одной частоты, ω_1 или ω_2 , соответственно. Согласно уравнению (1), для наблюдения резонанса излучение с частотой ω_2 должно быть поляризовано перпендикулярно магнитному полю; для этого плоскость поляризации его поворачивалась на 90° с помощью полуволновой пластинки. Оба луча совмещались и фокусировались на образец $n\text{-InSb}$, помещенный в сверхпроводящий соленоид. Образцы имели толщину, близкую к когерентной длине $l_k \approx 1,3 \text{ мм}$ и находились непосредственно в жидком гелии при температуре $1,8 \text{ К}$. Излучение на частоте смещения $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$ отделялось от мощного излучения накачки фильтром и монохроматором и регистрировалось фотоприемником $\text{Ge}:\text{Hg}$. Поляризация излучения $11,8 \text{ мкм}$ определялась поляризатором.

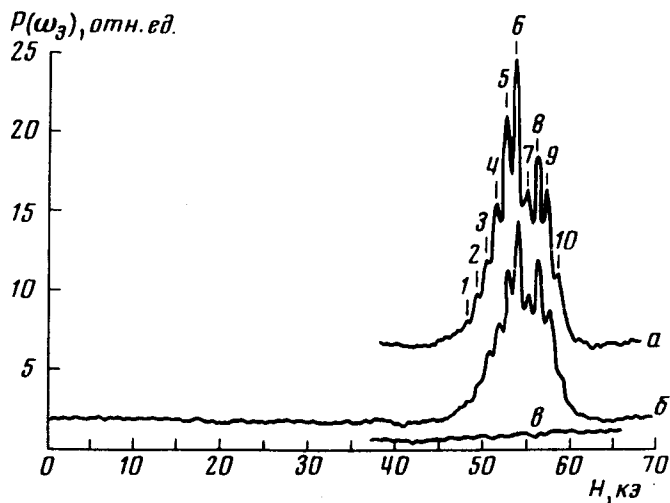


Рис. 2

На рис. 2 представлена зависимость мощности излучения $11,8 \text{ мкм}$ от магнитного поля для двух образцов $n\text{-InSb}$ с концентрацией электронов проводимости $n = 2,25 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (а) и $n = 6,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (б). Как видно из рис. 2, в магнитных полях около $50 - 60 \text{ кэ}$ наблюдается серия интенсивных, не полностью разрешающихся пиков излучения ω_3 . Контрольные записи сигналов на частоте ω_3 показывают, что резонансы отсутствуют при $E(\omega_1) \parallel E(\omega_2) \parallel H$ и $E(\omega_1) \parallel E(\omega_2) \perp H$ в согласии с уравнением (1). (Одна из контрольных записей приведена на рис. 2(в)). Положение серии пиков отвечает резонансу на спиновой частоте $\omega_s = \omega_1 - \omega_2 \approx 100 \text{ см}^{-1}$. Наблюдаемая серия возникает из-за многочастот-

ного режима работы CO_2 -лазера, генерирующего на нескольких частотах в областях 10,6 и 9,6 $\mu\text{м}$. Используя данные о спектре генерации на вращательных уровнях молекулы CO_2 , приведенные в обзорах [6,7], и рассчитанную нами схему энергетических уровней для электронов зоны проводимости $n\text{-InSb}$, можно произвести полную идентификацию линий наблюдаемого спектра (таблица).

Номера резонансных пиков	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\omega_1 - \omega_2, \text{см}^{-1}$	91,7	93,6	95,5	97,3	99,1	100,9	102,7	104,5	106,3	108,0
$H, \text{кэ}$	48,4	49,6	50,6	51,9	53,0	54,1	55,4	56,5	57,6	58,7
g -фактор	40,5	40,3	40,3	40,0	39,9	39,8	39,6	39,5	39,4	39,5

Произведенный нами классический расчет нелинейной оптической восприимчивости $\chi^{(3)}(\omega_3, \omega_1, \omega_1, -\omega_2)$ позволяет оценить отношение сигнала в резонансе к монотонному фону. Такая оценка дает значение около 10^4 , но она явно завышена, так как классическая теория не учитывает зависимости резонансной составляющей от чисел заполнения двух спиновых подуровней основного уровня Ландау. С ростом концентрации электронов отношение сигнала в резонансе к фону должно возрастать до некоторой максимальной величины, а затем спадать до нуля для концентрации, при которой оба спиновых подуровня нулевого уровня Ландау окажутся полностью заполненными. Действительно, резонанс отсутствовал в образце $n\text{-InSb}$ с концентрацией $n = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для которого энергия Ферми $\epsilon_F > \epsilon_0, -1/2$, энергии верхнего спинового подуровня, и наблюдался в образце с концентрацией $n = 1,7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. В последнем случае переход электрона с переворотом спина происходит между двумя подуровнями уровня Ландау с квантовым числом $N = 1$.

В описываемых экспериментах удавалось получить отношение резонансного сигнала к фону до 100.

Ширина наблюдавшихся резонансных линий достигает $\sim 800 \text{ э}$, что заметно больше ширины линии при наблюдении резонанса в области 100 $\mu\text{м}$ [3] и ширины линий комбинированного резонанса [8]. Это обстоятельство может быть связано со сравнительно большим поглощением накачивающей мощности в образце, что может привести к значительному повышению температуры электронного газа и, как следствие этого, к температурному уширению резонансных линий.

Авторы благодарны С.С.Шалыту за поддержку и интерес к работе, А.Г.Аронову за многочисленные ценные дискуссии и Р.В.Парфеньеву за ряд полезных замечаний.

Литература

- [1] R.E.Slusher, C.K.N.Patel, P.A.Fleury. Phys. Rev. Lett., 18, 77, 1967.
 - [2] C.K.N.Patel, E.D.Shaw. Phys. Rev., B3, 1279, 1971.
 - [3] V.T.Nguyen, T.G.Bridges. Phys. Rev. Lett., 29, 359, 1972.
 - [4] T.L.Brown, P.A.Wolff. Phys. Rev. Lett., 29, 362, 1972.
 - [5] P.A.Wolff. Phys. Rev. Lett., 16, 225, 1966.
 - [6] C.K.N.Patel. Modern Optics, 17, p.19, Brooklyn, N.Y., 1967.
 - [7] Н.Н.Соболев, В.В.Соковиков. УФН, 91, 425, 1967.
 - [8] B.D. McCombe, R.J.Wagner. Phys. Rev., B4, 1285, 1971.
-