

ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНАЯ ЖИДКОСТЬ В InSb , СТАБИЛИЗИРОВАННАЯ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Н.А.Калугина, Э.М.Скок

Обнаружено скачкообразное изменение частоты стимулированной фотолюминесценции из антимолида индия при достижении некоторого критического магнитного поля, зависящего от интенсивности возбуждения. Это явление интерпретируется на основе представлений о конденсации экситонного газа в жидкость в присутствии магнитного поля.

В теоретических работах ¹⁻³ было показано, что в достаточно сильном магнитном поле H , когда циклотронная энергия $\hbar\omega_c$ намного превосходит эффективный ридберг, движение электронов становится существенно одномерным и электронно-дырочная плазма оказывается сильно сжатой совместным действием магнитного поля и кулоновскими силами. При этом полная энергия на пару частиц плазмы, как функция плотности электронно-дырочных пар, имеет минимум E_m и может по абсолютной величине превысить энергию связи экситона ϵ_B . Минимальная концентрация, при которой может реализоваться такая ситуация, должна удовлетворять критерию ²:

$$1 \ll p_F a_B / \hbar \ll (n a_B^3)^{1/4}, \quad (1)$$

где $p_F = 2\pi^2 \lambda^2 \hbar n$ – фермиевский импульс, a_B – эффективный боровский радиус, $\lambda = (c \hbar / eH)^{1/2}$ – магнитная длина, n – концентрация носителей.

Условие (1) довольно просто может быть реализовано в антимолиде индия из-за малой эффективной массы электронов. Действительно, полагая приведенную массу экситона $\mu = m_e m_h / (m_e + m_h) = 0,013 m_0$ (m_0 – масса свободного электрона), а диэлектрическую проницаемость $\epsilon = 16,8$, получим $a_B = 6,8 \cdot 10^{-6}$ см, $\lambda^2 = 6,5 \cdot 10^{-8} / H$ см²; $p_F = 1,3 \times 10^{-33} n / H$ эрг·с/см. При этих значениях обе части неравенства (1) выполняются, например, для $n \sim 1 \cdot 10^{15}$ начиная с полей $H \sim 10^4$ Э. Условия сильного магнитного поля $\hbar\omega_c \gg \epsilon_B$ и суперквантового предела оказываются также удовлетворенными.

В силу прямоzonности антимолида индия определенную трудность составляет необходимость получения высокой концентрации электронно-дырочных пар. Однако, необходимая неравновесная концентрация носителей может быть создана за счет применения для накачки мощного лазерного излучения с длиной волны близкой к ширине запрещенной зоны антимолида индия.

Мы использовали для возбуждения электронно-дырочных пар охлаждаемый азотом СО-лазер с дискретно перестраиваемой длиной волны в диапазоне 5,10 ÷ 5,20 мкм. Мощность излучения, падающая на образец, превышала 1 Вт в одномодовом режиме. Монохроматический пучок фокусировался на образец в пятно диаметром порядка 200 мкм. Образцы $n\text{-InSb}$ ($n = 1,4 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $U = 2,4 \cdot 10^5$ см²/В·с при 77К) представляли собой плоско-параллельные пластины толщиной 500 мкм. Поверхности полировались химико-механическим способом, а затем травились с целью получения минимальной концентрации поверхностных состояний порядка 10^{11} см⁻². Образец закреплялся в вакууме на конце охлаждаемого жидким гелием держателя $T \sim 5$ К и помещался между полюсами электромагнита. Фотолюминесценция могла быть измерена как со стороны возбуждения, так и с противоположной стороны – в геометрии на просвет.

Поскольку угол падения луча накачки в геометрии на просвет близок к 90°, в образец проникает большая мощность и легко реализуются условия необходимые для возникновения стимулированного излучения. Переход от спонтанного излучения к вынужденному носит пороговый характер, значение пороговой интенсивности зависит от величины магнитного поля и уменьшается с ростом поля.

В нулевом магнитном поле излучение люминесценции наблюдается вблизи 235 мэВ и слегка сдвигается в сторону коротких длин волн с увеличением интенсивности накачки. Магнитное поле приводит к резкому сужению линии люминесценции и росту ее интенсивности. При слабой накачке (однако все же выше порога вынужденного излучения) зависимость максимума линии излучения от магнитного поля близка к квадратичному закону (рис. 1, кружки). Увеличение интенсивности возбуждения приводит к тому, что в районе $7 \div 8$ кЭ происходит скачкообразный сдвиг линии излучения примерно на 0,5 мэВ в сторону длинных волн (рис. 1, крестики). Генерация при этих полях идет неустойчиво и сильно зависит от интенсивности накачки. Флуктуация мощности лазера возбуждения приводит к перескоку линии излучения. В больших полях генерация идет строго на одной частоте в довольно широком интервале интенсивностей, начиная с некоторой пороговой. На рис. 2 показан пример линий генерации в магнитном поле 11,6 кЭ при двух интенсивностях накачки при малой и максимально достижимой у нас $\sim 10^{23} \div 10^{24}$ кВ/см² · с. Заметим, что при некоторой настройке наблюдается многомодовый режим генерации, при этом межмодовое расстояние в полях $11 \div 12$ кЭ составляет $\sim 0,15$ мэВ. Следовательно сдвиг, видимый на рис. 2, не может быть объяснен модами резонатора.

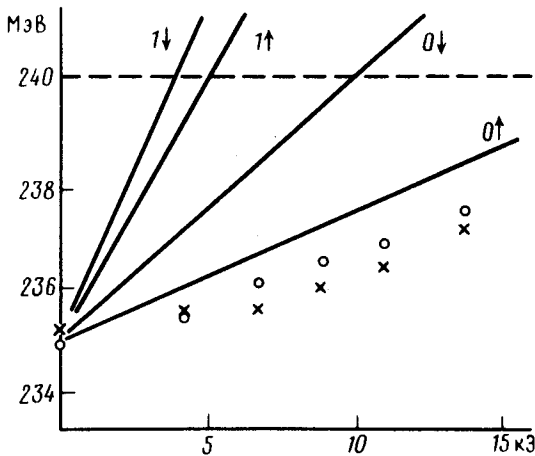


Рис. 1. Уровни Ландау в зоне проводимости InSb и положение пиков вынужденного излучения при двух уровнях мощности накачки: ● — малая интенсивность возбуждения, + — большая, $T = 5$ К, эффективный g -фактор равен 50. Пунктиром показана энергия возбуждения

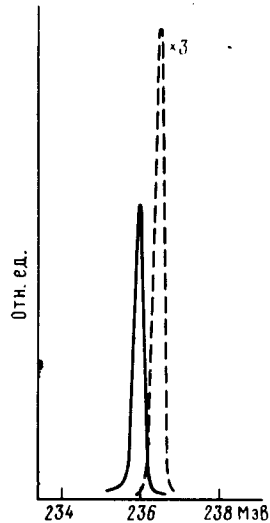


Рис. 2

Рис. 2. Положение спектров вынужденного излучения при двух уровнях накачки в поле 11,6 кЭ. Сплошная кривая — высокий уровень возбуждения, пунктирная — низкий

Результаты показанные на рис. 1 и рис. 2 мы интерпретируем следующим образом. Поскольку факт возможности наблюдения экситонов, в том числе и диамагнитных, в спектрах поглощения и фотолюминесценции InSb можно считать хорошо установленным^{4, 5}, то естественно связать ход кривой люминесценции в полях до ~ 7 кЭ с излучением либо свободного экситона, либо экситонно примесного комплекса. Квадратичная зависимость частоты излучения от магнитного поля в области малых полей говорит в пользу этого утверждения. В районе $7 \div 8$ кЭ по оценкам могут реализоваться условия (1) и мы наблюдаем переход газ — жидкость. Из-за малой¹ мощности генерации электронно-дырочных пар при этих полях состояние системы еще не достаточно устойчивое и флуктуация мощности СО-лазера на $\pm 5\%$ приводит к перескоку генерации с одной частоты на другую. При больших магнитных полях (рис. 2) мощности накачки оказывается достаточно для стабилизации электронно-дырочной жидкости. В полях выше 8 кЭ срыв генерации длинноволновой линии происходит

при меньшей интенсивности накачки. Как видно из рис. 1 энергия на пару частиц плазмы составляет $\sim 1,4$ мэВ. Эта величина несколько меньше, чем дают оценки по работе ².

В заключение отметим, что исследование поведения спонтанной люминесценции с магнитным и электрическим полем в экспериментальных условиях близких к нашим позволили авторам недавней работы ⁶ придти к такому же заключению о возможном проявлении в спектрах люминесценции электронно-дырочной жидкости, стабилизированной магнитным полем.

В заключение авторы благодарят Л.И.Магарилла за очень полезные обсуждения и А.О.Суслякова за помощь в изготовлении СО-лазера.

Литература

1. Келдыш Л.В., Онищенко Т.А. Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, 70.
2. Андрюшин Е.А., Бабиченко В.С., Келдыш Л.В., Онищенко Т.А., Силин А.П. Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, 210.
3. Онищенко Т.А. "Электронно-дырочная жидкость в сверх сильном магнитном поле", М.: Наука, Труды ФИАН, 1980, 123, 7.
4. Канская Л.М., Крхановский С.И., Сейсян Р.П. ФТП, 1979, 13, 2424.
5. Иванов-Омский В.И., Кохановский С.И., Сейсян Р.П. Смирнов В.А., Юлдашев Ш.У. ФТП, 1983, 17, 532.
6. Кавецкая И.В., Кость Я.Я., Сибельдин Н.Н., Цветков В.А. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 254.

Институт физики полупроводников
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
14 июля 1983г.