

КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ИНДУЦИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНОЙ ЖИДКОСТИ В КРИСТАЛЛАХ CdS

А.Ф.Дите, В.Б.Тимофеев

Использован новый метод обнаружения осцилляций интенсивности рекомбинационного излучения электрон-дырочной жидкости (ЭДЖ) в магнитном поле при гелиевых температурах, заключающийся в наблюдении их в индуцированном излучении. По периоду осцилляций в обратном поле оценены фермиевские энергии носителей и равновесная плотность e - h -пар в ЭДЖ, равная $n_0 \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

В работе [1] впервые показано, что в кристаллах CdS экситоны и неравновесные носители достаточно большой плотности при низких температурах конденсируются в электрон-дырочную жидкость. Энергия основного состояния ЭДЖ в CdS расположена на 12 мэв глубже нижайшего A_T - экситонного терма, а равновесная плотность e - h -пар в жидкой фазе составляет $n_0 \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Такая конденсация подтверждена экспериментально в последующих работах [2, 3]. Неожиданно высокую стабильность ЭДЖ в прямозонном полупроводнике типа CdS удастся объяснить как следствие сильного полярного взаимодействия носителей с продольными оптическими фононами (поляронный эффект) [4, 5].

В данной работе исследовано рекомбинационное излучение ЭДЖ в сильном магнитном поле H . При наложении H движение носителей в ЭДЖ, которая является вырожденной двухкомпонентной фермиевской системой, квантуется. Учитывая, что число уровней Ландау под ферми-поверхностями и сами распределения по состояниям изменяются

периодически по обратному полю, естественно ожидать, что при изменении H интенсивность излучения должна осциллировать на фиксированных частотах в пределах полосы ЭДЖ.

Для исследований использовались высокочистые кристаллы с концентрацией электрически активных примесей $n_{d,a} \lesssim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При измерениях образцы находились в сверхтекучем гелии при $T = 1,4\text{К}$. Способ возбуждения, оптическая проектирующая система и система регистрации идентичны описанным в работе [1]. При съемках спонтанных спектров рекомбинации на входную щель спектрометра непосредственно проецировалось пятно возбуждения, из которого с помощью скрещенных диафрагм вырезалась лишь центральная часть. Спектры лазерной генерации ЭДЖ регистрировались, когда на входную щель собирался свет стимулированного излучения, рассеянный на одном из торцов кристалла. Заметим, что резонатор образовывали естественные торцевые грани кристалла (вставка на рис. 1).

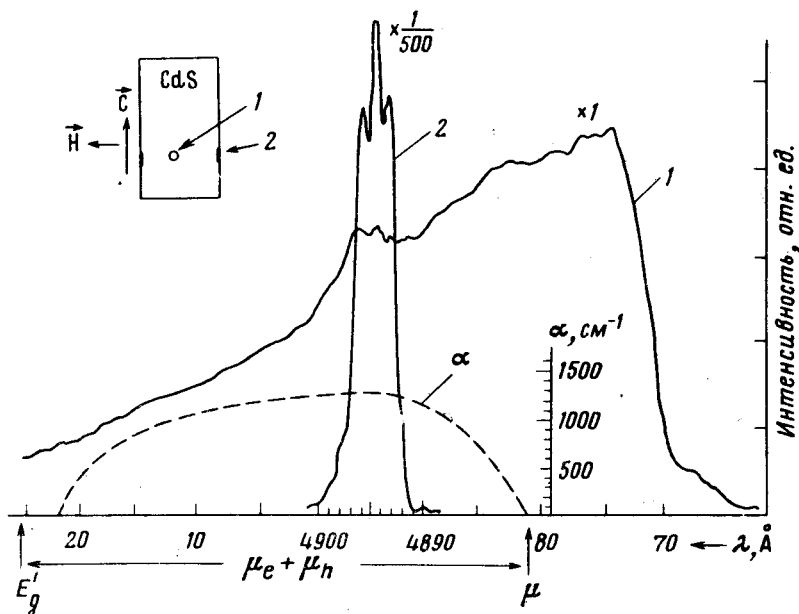


Рис. 1. Спектры спонтанной 1 и индуцированной 2 рекомбинации ЭДЖ при накачке $2 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Пунктиром (α) изображен соответствующий этой накачке спектр усиления ЭДЖ, взятый из работы [1]. На вставке вверху слева — геометрия возбуждения: 1 — пятно возбуждения, 2 — участки торцевых граней, образующие резонатор

Соответствующие спектры представлены на рис. 1. В спектре индуцированного излучения наблюдается модовая структура (см. также рис. 2), которая соответствует аксиальным типам колебаний резонатора и может меняться в зависимости от выбора последнего (ср. рис. 1 и 2). "Фиолетовая" граница спектра усиления совпадает с химпотенциалом ЭДЖ в расчете на одну $e-h$ -пару — μ , его ширина определяется суммой квазиуровней Ферми электронов и дырок $\mu_e + \mu_h$, а "красная" граница отвечает ширине запрещенной щели — E'_g в соответствии

с перестройкой энергетического спектра в ЭДЖ [1]. Максимумы спонтанной и стимулированной рекомбинации должны совпадать в шкале энергий только при $T = 0$. Наблюдающуюся расстройку в спектральном положении этих максимумов мы связываем с перегревом электронной системы, который оценивается как $T_3 \sim 30\text{K}$.

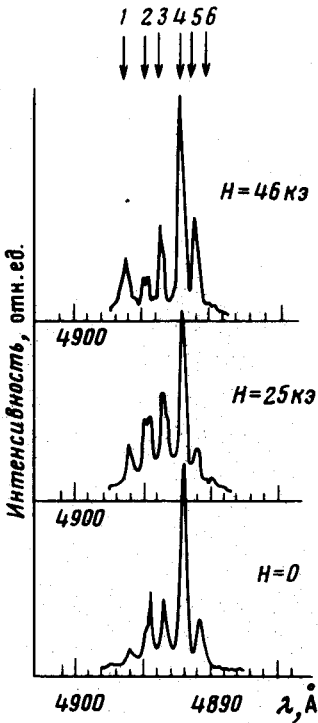


Рис. 2. Модовая структура спектра лазерной генерации, отвечающая выбранному резонатору, при различных величинах магнитного поля H

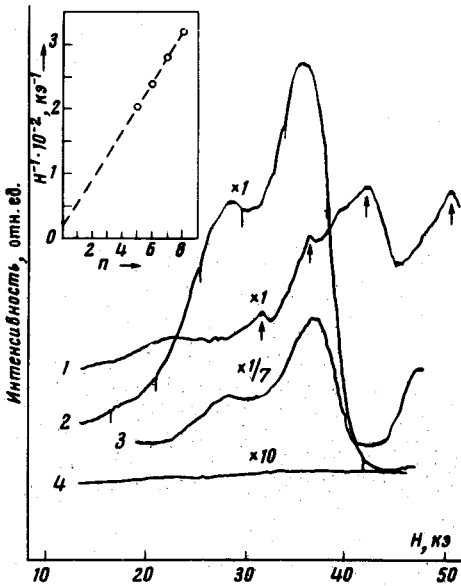


Рис. 3. Экспериментальные записи зависимости интенсивности излучения ЭДЖ от H для двух различных мод в пределах полосы лазерной генерации ЭДЖ: кривая 1 — $\lambda = 4894,5\text{Å}$, кривые 2, 3, 4 — $\lambda = 4892\text{Å}$. Кривые 2, 3 отвечают накачкам $0,3\text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$ и $1\text{ Вт}\cdot\text{см}^{-2}$, соответственно, а кривая 4 — спонтанному спектру. Метки на кривой 2 — от калиброванного датчика Холла. На вставке вверху — зависимость номера осцилляции от H^{-1} для кривой 1

На рис. 3 показана зависимость интенсивности излучения от H (кривая 4), измеренная на длине волны $\lambda = 4892\text{Å}$ в случае спонтанного спектра рекомбинации ЭДЖ, соответствующего рис. 1. При увеличении H

монотонно возрастает интенсивность излучения. При этом осцилляции интенсивности не обнаруживаются ни на одной из частот спонтанного спектра в пределах реализованной точности порядка 2%.

Нетрудно, однако, показать, что слабая осциллирующая зависимость, при условии, если она в принципе присутствует в спонтанном спектре, может быть значительно усилена в случае индуцированного излучения. Заметим, что коэффициент усиления $\alpha(\hbar\omega)$ связан с интенсивностью спонтанного излучения $I_{sp}(\hbar\omega)$ электрон-дырочной плазмы следующим образом (см., например, [1]):

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{\pi c^2 \hbar}{\kappa^2 \omega^2} r_{sp}(\hbar\omega) \left[1 - \exp \left\{ \frac{\hbar\omega - E_g - \mu_e^T - \mu_h^T}{kT} \right\} \right],$$

где

$$r_{sp}(\hbar\omega) = \frac{4\kappa e^2 \omega}{m_0^2 \hbar c^3} |p|^2 I_{sp}(\hbar\omega)$$

— скорость спонтанных переходов в единице объема, телесного угла и на единичный интервал энергии, κ — показатель преломления, а p — момент перехода. Глубина осцилляций на фиксированных частотах в пределах спонтанного спектра $(\Delta I/I)_{sp}$ полностью определяет осцилляции коэффициента усиления, $(\Delta I/I)_{sp} \sim \Delta a/a$. Относительная глубина осцилляций в случае индуцированного излучения, $(\Delta I/I)_{st}$, когда выполняются условия $al \gg 1$, $\Delta al \ll 1$ (l — линейный размер области возбуждения), увеличивается на фактор al по сравнению со спонтанным излучением:

$$\left(\frac{\Delta I}{I} \right)_{st} \sim \left(\frac{\Delta a}{a} \right) al.$$

В случае лазерной генерации фактор, усиливающий глубину осцилляций, оказывается заметно большим. Таким образом, метод наблюдения осцилляций в индуцированном излучении оказывается весьма эффективным, т. к. при этом реализуется своего рода "квантовый усилитель" глубины осцилляций.

Таким способом удалось экспериментально наблюдать сильную осциллирующую зависимость излучения ЭДЖ при изменении магнитного поля. На рис. 2 приведены спектры лазерной генерации при различных H . Видно, что при изменении H структура спектра, отвечающая различным аксиальным модам, сохраняется с большой точностью постоянной, однако интенсивность каждой моды изменяется немонотонным образом.

Зависимость интенсивности излучения наиболее интенсивной аксиальной моды ($\lambda = 4892\text{Å}$) от H при различных накачках приведена на рис. 3 (кривые 2, 3). С ростом накачки, что сопровождается ростом электронной температуры, глубина осцилляций уменьшается. Существенно, что при изменении накачки в 3 раза и более величина периода осцилляций в обратном поле, оцененная по измерениям на фиксированной моде, остается практически постоянной. В пределах заданной резонатором структуры аксиальных колебаний фазы осцилляций для различных мод могут

существенно отличаться (например, кривая 1 на рис. 3 отвечает $\lambda = 4894,5 \text{ \AA}$). Однако отличия в величинах периода по обратному полю для различных мод не превышают при этом 30%.

Естественно предположить, что обнаруженные осцилляции интенсивности индуцированного излучения ЭДЖ в магнитном поле имеют квантовую природу. Об этом свидетельствуют уменьшение глубины осцилляций с ростом температуры и постоянство их периода в обратном поле, а также линейная зависимость порядкового номера осцилляции от H^{-1} . Такая зависимость, соответствующая кривой 1, показана на вставке к рис. 3.

Наблюдаемый период осцилляций не зависит от направления поля H по отношению к гексагональной оси кристалла c . Поэтому его естественно связать только с электронами, масса которых изотропна и равна $m_e = 0,205 m_0$ (масса дырок велика и сильно анизотропна, $m'_h = 5 m_0$ и $m_h^{\perp} = 0,7 m_0$).

Из периода осцилляций $A = (5 \pm 1,5) \cdot 10^{-3} \text{ кэ}^{-1}$ непосредственно оценивалась энергия Ферми электронов $E_F^e = \hbar v / m_e c A = (12 \pm 3) \text{ мэв}$, а затем равновесная концентрация электрон-дырочных пар в ЭДЖ, которая оказалась равной $n_0 \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

В заключение авторы выражают благодарность Э.И.Рашба и Т.Г.Тратас за ценные обсуждения и советы и В.Г.Лысенко за помощь при выполнении эксперимента.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 ноября 1976 г.

Литература

- [1] В.Г.Лысенко, В.И.Ревенко, Т.Г.Тратас, В.Б.Тимофеев. Письма в ЖЭТФ, 20, 180, 1974; ЖЭТФ, 68, 335, 1975.
- [2] А.Ф.Дите, В.Г.Лысенко, В.И.Ревенко, Т.Г.Тратас, В.Б.Тимофеев. XIII Int. Conf. Phys. Semic., Abstracts, 47, Rome, 1976.
- [3] R.F.Leheny, Jagdeep Shah. XIII Int Conf. Phys. Semic., Abstracts, 106, Rome. 1976; Phys. Rev., Lett., 37, 871, 1976.
- [4] Л.В.Келдыш, А.П.Силин. Препринт №75, ФИАН, Москва, 1975; ЖЭТФ, 69, 1053, 1975.
- [5] G.Beni, T.M.Rice. XIII Int. Conf. Phys. Semic., Abstracts, 106, Rome 1976; Phys. Rev. Lett., 37, 874, 1976.