

чение амплитуды поля, по порядку величины равное $V_{\text{opt}} \sim (\gamma/A)^2 \Delta_D$, и оптимальное значение расстройки $\Omega_{\text{opt}} \sim \Delta_D$.

На рис. 2 приведены расчетные кривые, иллюстрирующие изменение разности населенностей (инверсии) $\rho(z) = \rho_{22}(z) - \rho_{11}(z)$ по длине кванты при различных значениях параметров. Видно, что атомы, находящиеся в состояниях $|1\rangle$ и $|2\rangle$, собираются соответственно у разных концов кванты наиболее эффективно при оптимальных значениях параметров.

В заключение отметим, что предлагаемый метод пространственного разделения существенно расширяет границы нового механизма создания инверсной заселенности — механизма демасвеллизации, и позволяет простыми техническими средствами получать неравновесные активные среды, характеризующиеся высокими значениями степени инверсии или вынужденности.

Авторы благодарят Д. А. Варшаловича за полезные обсуждения настоящей работы.

Литература

- [1] Агапьев Б. Д., Матисов Б. Г. — Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 2, с. 123—125.
- [2] Агапьев Б. Д., Матисов Б. Г. — Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 8, с. 461—465.
- [3] Агапьев Б. Д., Матисов Б. Г. — Письма в ЖТФ, 1986, т. 44, № 2, с. 66—68.

Поступило в Редакцию 4 июля 1986 г.

НЕКЛАССИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В СПЕКТРЕ ШУМОВ ФЛЮОРЕСЦЕНЦИИ ПАРОВ ТАЛЛИЯ

Плимак Л. И.

Ярче всего корпускулярные свойства света проявляются в квантовых состояниях, для которых невозможно даже чисто кинематическое описание в терминах s -числовой флуктуирующей напряженности. Хотя первые опыты по получению света в таких состояниях поставлены уже достаточно давно [1], эксперименты этого рода остаются уникальными из-за своей сложности. Например, опыты Менделя с атомной резонансной флюоресценцией отличает тенденция к предельному снижению числа атомов в поле зрения системы регистрации: в [2] оно доведено до 0.055.

Цель данной работы — указать на реальный опыт, где квантовый свет может излучаться макроскопическим числом атомов. Таким источником могут служить пары таллия. Расчет показывает, что в спектре шума их резонансной флюоресценции на частоте зеемановского расщепления сверхтонкой (СТ) компоненты основного состояния $6p^2P_{1/2}$ ($F_0=1$) возникает провал. Полная спектральная плотность шума фототока на этой частоте оказывается ниже дробовой, что, конечно, невозможно для света, описываемого s -числовой напряженностью.

Спектр шума фототока при регистрации флюоресценции атомного пара состоит из трех компонент: дробовой, волновой (гауссовой), связанной с биениями излучения разных атомов, и негауссовой, отражающей статистику излучения одиночного атома. Принципиально важно соотношение двух последних: отрицательные составляющие одноатомного вклада должны по амплитуде быть больше волнового шума. Напротив, практически важно соотношение одноатомной и дробовой компонент, определяющее реальную наблюдаемость провала. Соотношение этих трех компонент оценивалось в [3]. Уже при плотностях атомного пара порядка 10^{13} см⁻³ волновая составляющая шума становится пренебрежимой (она зависит от плотности пара квадратично, а две прочие — линейно). Оценки же отношения сигнал/дробовой фон и связанные с ними оценки отноше-

ния сигнал/шум оказались не столь оптимистичными. Существенную роль здесь сыграли модельные ограничения — слабость возбуждающего света и малость телесного угла сбора флюоресценции (в [3] предполагалось наблюдение определенной поляризации). В [3] не учитывалась также тонкая и сверхтонкая структура атомных уровней.

Ограничения, связанные со слабостью возбуждения и реальной структурой уровней, были сняты в [4], где расчет проводился для бесстолкновительного атомного пучка. Обобщение результатов [4] на пары затруднено из-за столкновительного обмена когерентностью между СТ подуровнями основного состояния (искомые провалы связаны с динамикой когерентности основного состояния атомов). Для таллия этой трудности нет: моменты СТ подуровней его основного состояния равны 0 и 1, и когерентностью обладает только один из них. Для таллия оказалось также возможным указать условия опыта, не требующие выделения определенной поляризации при наблюдении.

Причины неклассичности флюоресценции таллия удобно пояснить на простой модели. Рас-

$$\begin{array}{ccc}
 \underline{F=0} & \underline{F=1} & 7s^2 S_{\frac{1}{2}} \\
 \\
 \underline{F=1} & \underline{F=2} & 6p^2 P_{\frac{3}{2}} \\
 \underline{F_0=0} & \underline{F_0=1} & 6p^2 P_{\frac{1}{2}}
 \end{array}$$

Рис. 1. Сверхтонкая структура нижних уровней таллия.

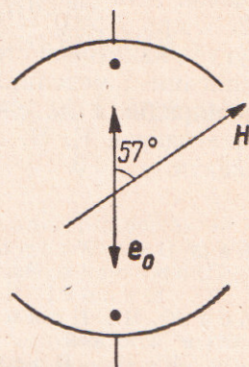


Рис. 2. Конфигурация обсуждаемого опыта.

e_0 — вектор поляризации возбуждения, H — постоянное магнитное поле. За угол сбора излучения Φ принимается суммарный угловой размер приемников, их фототоки суммируются.

смотрим двухуровневый «атом» с моментом основного состояния $F_0=1$ и возбужденного $F=0$. Если возбуждающий свет имеет π -поляризацию, а наблюдается σ -поляризация, то способны возбуждаться лишь атомы, населяющие подуровень основного состояния с магнитным числом $\mu=0$, а атом, фотон от которого зарегистрирован, с достоверностью не находится на подуровне с $\mu=0$ и сможет снова возбудиться только после столкновительного перехода на этот подуровень, т. е. последовательное излучение двух фотонов одним атомом на временах, меньших времени жизни когерентности основного состояния, запрещено. Ситуация, таким образом, вполне аналогична [3], но она, как легко видеть, сохраняется и при наблюдении в неполяризованном свете. Такой же запрет на одновременную пару фотонов есть и при $F_0=F=1$, здесь он связан с запретом дипольного перехода между подуровнями с $\mu=0$. Оба варианта $F_0=1, F=0$ и $F_0=F=1$ есть в СТ структуре основного перехода $7s^2 S_{1/2} \rightarrow 6p^2 P_{1/2}$ таллия (рис. 1). Реально оказывается важна их интерференция (так, при спектрально однородном возбуждении запрет на пару фотонов исчезает), а также влияние метастабильного состояния $6p^2 P_{3/2}$.

Конфигурация предлагаемого опыта показана на рис. 2. Для характерной вероятности возбуждения атома в единицу времени Γ , константы релаксации выстраивания на подуровне ${}^2P_{1/2}$ ($F_0=1$) γ_2 (ориентация в конфигурации рис. 2 не проявляется [4]), зеемановской частоты этого подуровня Ω_0 и однородной ширины линии γ принималось

$$\gamma_2 \ll \Gamma \ll \Omega_0 \ll \gamma. \quad (1)$$

Магнитное поле играет в рассматриваемом опыте двойную роль. С одной стороны, из-за прецессии компонент выстраивания искомые провалы «уходят» с нулевой частоты на частоты Ω_0 и $2\Omega_0$. С другой стороны, при условиях (1) и выбранном значении угла между магнитным полем и вектором поляризации возбуждения 57° возбуждение оказывается «недеформирующим» [4], и его влияние на спектр шума сводится к уширению линий.

Расчеты были проведены для следующих вариантов спектрального состава возбуждения: 1) монохроматическая накачка перехода $F_0=1$, $F=0$ ($I_{01} \neq 0$, $I_{10}=I_{11}=0$, где I_{FF_0} — спектральная плотность возбуждения на частоте перехода $F \rightarrow F_0$); 2) монохроматическая накачка перехода $F_0=F=1$ ($I_{11} \neq 0$, $I_{10}=I_{01}=0$); 3) накачка «слабой» таллиевой резонансной лампой [5] ($I_{11} = 2I_{10} = 2I_{01}$); 4) накачка «сильной» таллиевой лампой [5] ($I_{11} = I_{10} = 2I_{01}$). Во всех случаях предполагался сбор флюоресценции на обоих переходах $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ и $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ без монохроматизации и принималось, что атомная когерентность полностью теряется при столкновительном переходе $^2P_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$.

Для монохроматических вариантов возбуждения максимальный расчетный сигнал составляет около 7 % от дробового фона при квантовом выходе приемника единица, т. е. для реальных приемников сигнал может быть близок к 1 % дробового фона. Для $I_{01} \neq 0$ этот максимум достигается при угле сбора (рис. 2) $\Phi/4\pi \approx 0.42$, а при $I_{11} \neq 0$ — для всестороннего сбора (последнее означает, что причины сугубо квантовой статистики излучения одиночного атома не сводятся только к описанной модели). Для накачки «лампой» максимальное отношение сигнал/фон порядка 1 %, с реальным приемником порядка 0.1 %.

Автор благодарен Е. Б. Александрову за обсуждение экспериментальных аспектов задачи.

Литература

- [1] Burnham D. C., Weinberg D. L. — Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 84; Kimble H., Dagenais M., Mandel L. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 691.
- [2] Short R., Mandel L. — Phys. Rev. Lett., 1983, v. 51, p. 384.
- [3] Голубев Ю. М., Плимак Л. И. — ЖЭТФ, 1984, т. 86, с. 434; Опт. и спектр., 1985, т. 59, в. 2, с. 362.
- [4] Плимак Л. И., Ползик Е. С. — ЖЭТФ, 1986, т. 90, с. 881.
- [5] Туркин Ю. И. — Опт. и спектр., 1957, т. 2, в. 2, с. 290; 1959, т. 7, в. 1, с. 10.

Поступило в Редакцию 7 июля 1986 г.