

ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ФОРМИРОВАНИЮ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТООТКЛОНЕННОГО АТОМНОГО ПУЧКА

Котликов Е. Н., Хрящев Л. Ю.

Управление движением свободных атомов возможно с помощью сил резонансного светового давления [1]. Одним из важных приложений эффекта светового давления является выделение из коллимированного атомного пучка частиц, резонансно взаимодействующих со светом. При облучении светом перпендикулярным атомному пучку, или при использовании упирающей линии перехода мощного лазерного возбуждения [2], выделение фотоотклоненных атомов затруднено из-за широкого углового распределения частиц.

Расчет [3] показывает, что при введении отстройки Δ частоты возбуждающего света ν относительно частоты линии поглощения ν_0 атомов в пучке и распространении света под некоторым углом Ψ относительно перпендикуляра к оси атомного пучка фотоотклоненные атомы разделяются на две группы, которые образуют коллимированные пучки. При этом в функции углового распределения отклоненного световым давлением пучка атомов появляются два пика, а угол фотоотклонения части атомов увеличивается по сравнению с облучением перпендикулярно пучку.

Пусть наклон луча Ψ такой, что атомы, обладающие средней тепловой скоростью u , резонансно взаимодействуют со светом, т. е. $\Delta = \Psi u \nu_0 / c$. Атомы с скоростями, меньшими u , в процессе перепоглощения изменяют свою скорость так, что воспринимаемая ими частота света удаляется от ν_0 . Атомы с скоростями, большими u , в процессе перепоглощения приобретают такую скорость, что частота воспринимаемого ими света приближается к ν_0 , что позволяет им перепоглотить большее число фотонов, чем медленным атомам. В результате этого атомы, скорости которых лежат в некотором промежутке около средней тепловой скорости, отклоняются примерно на один и тот же угол, в результате чего отклоненный пучок атомов оказывается более коллимированным, чем в случае $\Psi = 0$ и $\Delta = 0$.

В настоящем сообщении описывается эксперимент по формированию углового распределения пучка атомов натрия, отклоняемого светом одночастотного лазера на красителе. Показано, что при отстройке частоты лазерного излучения от линии поглощения в «красную» сторону и наклоне лазерного луча навстречу атомному пучку отклоненные световым давлением атомы разбиваются на две группы, образующие два пика в угловом распределении фотоотклоненного пучка.

Схема эксперимента показана на рис. 1. Пучок атомов натрия формировался многоканальным коллиматором K и имел расходимость 0.15° при осевой интенсивности $2.5 \cdot 10^{14}$ ат/с-стерад. Возбуждение атомов натрия в пучке проводилось линейно поляризованным светом лазера на красителе с активной стабилизацией частоты по внешнему интерферометру. Ширина линии генерации лазера составляла 2 МГц, мощность до 25 мВт. Для получения эффективного фотоотклонения луч лазера I расширялся до 42 мм и коллимировался цилиндрическим телескопом L_1-L_2 . Луч I составлял угол Ψ с перпендикуляром к оси атомного пучка. Частота лазерного излучения могла быть отстроена от частоты перехода $3S_{1/2} (F_0=2) - 3P_{3/2} (F=3)$ атома натрия с точностью ± 2 МГц. Отстройка контролировалась по вспомогательному атомному пучку, не показанному на рис. 1.

Исследуемый участок фотоотклоненного пучка вырезался диафрагмой шириной 0.5 мм, расположенной на расстоянии $L=60$ см от места возбуждения атомов лучом I . Регистрация величины потока атомов через диафрагму осуществлялась по резонансной флуоресценции при возбуждении атомов лучом того же лазера. Луч 2 был направлен таким образом, чтобы компенсировать за счет доплеровского сдвига частоты. Лучу 2 с помощью системы линз L_3 придавалась расходимость 20 мрад, и это позволяло вести возбуждение атомов

мов, проходящих через диафрагму, независимо от их скорости. Возбуждались и регистрировались только атомы, оставшиеся после пролета через луч I на подуровне $3S_{1/2}$ ($F_0=2$), т. е. те атомы натрия, для которых в процессе возбуждения реализовывалась двухуровневая схема.

На рис. 2 приведены зависимости величины сигнала резонансной флуоресценции S от угла θ для исходного пучка и фотоотклоненного в результате взаимодействия с лучом I . Кривой 1 на рис. 2 указан профиль исходного пучка с уменьшенной амплитудой. Кривая 2 показывает профиль фотоотклоненного пучка при $\Psi=0$ и $\Delta=0$. В этом случае отклоненный пучок имеет широкое угловое распределение с одним максимумом.

Кривая 3 (рис. 2) получена при наклоне луча I навстречу атомному пучку $\Psi=10$ мрад, отстройке частоты света на величину $\Delta=10$ МГц и интенсивности

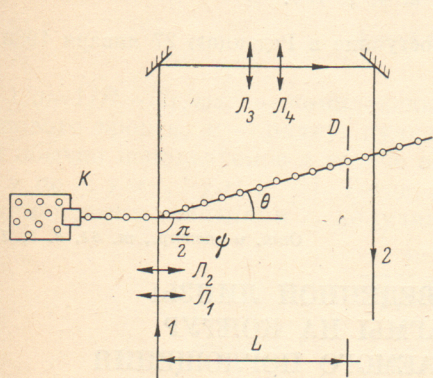


Рис. 1. Схема постановки эксперимента.

излучения $I=40$ мВт/см². Видно, что в угловом распределении фотоотклоненного пучка появляются два пика, соответствующие разделению атомов в пучке на две группы. Отклонение части атомов происходит на угол 0.4° , что в несколько раз превышает расходимость исходного пучка и в 1.5 раза больше фотоотклонения основной части атомов при $\Psi=0$ и $\Delta=0$. При увеличении интенсивности лазерного излучения I до 80 мВт/см² происходит уширение линии поглощения натрия (кривая 4). Угол фотоотклонения практически не увеличивается. Величины углов фотоотклонения, полученные экспериментально, соответствуют расчету, проведенному в [3].

Качественно поведение фотоотклоненного пучка соответствует расчету, выполненному в [3] в предположении двухуровневой модели возбуждения. Имеются и различия. В частности, число эффективно отклоняемых атомов, зарегистрированных в эксперименте, мало по сравнению с числом неотклоненных атомов. Это объясняется тем, что при возбуждении атомов натрия одночастотным лазерным излучением процесс оптической накачки основного состояния сильно изменяет скоростное распределение атомов, остающихся на подуровне $3S_{1/2}$ ($F_0=2$) и возбуждаемых лучом 2. Изменение скоростного распределения атомов, оставшихся на подуровне $F_0=2$, взаимодействующем со светом, происходит из-за того, что атомы, обладающие разными скоростями, различное время находятся в луче I . Скорость перехода атома в состояние $3S_{1/2}$ ($F_0=1$) больше для медленных атомов из-за меньшей отстройки частоты лазера ν от частоты перехода на подуровень $3P_{3/2}$ ($F=2$) при $\Psi \neq 0$ и $\Delta \neq 0$.

Мы провели расчет зависимости S от θ при учете влияния оптической накачки на скоростное распределение регистрируемых атомов с использованием результатов, полученных в [3] и [4]. Результаты расчета для случая $\Psi=10$ мрад, $\Delta=10$ МГц и интенсивности излучения 40 мВт/см² приведены на рис. 2 штриховой кривой. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментом.

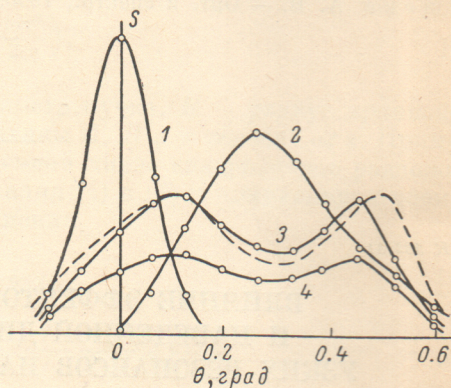


Рис. 2. Зависимость сигнала резонансной флуоресценции от угла фотоотклонения при различных условиях эксперимента.

1 — исходный атомный пучок, 2 — атомный пучок, фотоотклоненный при $\Psi=0$, $\Delta=0$, $I=40$ мВт/см², 3 — при $\Psi=10$ мрад, $\Delta=10$ МГц, $I=40$ мВт/см², 4 — при $\Psi=10$ мрад, $\Delta=10$ МГц, $I=80$ мВт/см²; штриховая кривая — расчет. Амплитуда сигнала на кривой 1 уменьшена по сравнению с остальными кривыми в 3 раза.

Таким образом, использование для фототклонения атомов излучения, отстроенного от резонанса и распространяющегося под углом $\Psi \neq 0$, приводит к появлению предсказанных в [3] эффектов увеличения фототклонения для группы атомов и частичной монокинетизации получаемых пучков.

Литература

- [1] Казанцев А. П. — УФН, 1978, т. 124, с. 113.
 [2] Bjorkholm J. E., Freeman R. R., Pearson D. V. — Phys. Rev., 1981, v. A23, p. 491.
 [3] Боярский К. К., Котликов Е. Н., Хрящев Л. Ю. — Опт. и спектр., 1985, т. 59, в. 3, с. 523.
 [4] Домелунксен В. Г., Котликов Е. Н., Хрящев Л. Ю., Хрящева А. В. — Опт. и спектр., 1985, т. 59, в. 4, с. 755.

Поступило в Редакцию 27 января 1986 г.

УДК 535.31

Опт. и спектр., т. 61, в. 3, 1986

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ НАВЕДЕННОЙ ЛИНЗЫ И НАВЕДЕННОЙ ДИАФРАГМЫ НА КОНТУР УЗКИХ РЕЗОНАНСОВ НАСЫЩАЕМОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ

Дербов В. Л., Мельников Л. А., Новиков А. Д.

В [1-7] исследовано влияние насыщения показателя преломления на форму резонансов насыщаемого поглощения (РНП). Показано, что из-за радиальной неоднородности насыщения в пучках конечного сечения формируется распределенная газовая линза, оптическая сила которой в области резонанса меняется по асимметричному (дисперсионному) частотному закону. В результате контур резонанса приобретает асимметрию, а его максимум сдвигается, что существенно снижает воспроизводимость частотных реперов на основе РНП [3-8].

Существует, однако, другой эффект, также приводящий к изменению радиуса пучка. Он заключается в преимущественном поглощении периферийной части пучка, где насыщение меньше, чем на оси. В среде, таким образом, возникает наведенная распределенная диафрагма с симметричным (лорентцовым) спектральным контуром. Если нелинейный поглотитель находится внутри резонатора, то влияние неоднородности поглощения усиления на радиус пучка пренебрежимо мало [9, 10]. Именно этот случай исследован в [3-6]. Во внешней поглощающей ячейке фокусирующий и диафрагирующий эффекты имеют одинаковый порядок по параметру насыщения и должны учитываться одновременно, как например в [11], посвященной самовоздействию гауссова пучка. В настоящей работе исследовано совместное действие указанных эффектов на радиальную зависимость сдвига и асимметрии РНП во внешней ячейке. Отметим, что в [7], также посвященной этому вопросу, учитывался только линзовый эффект.

Рассмотрим газ двухуровневых молекул в поле двух встречных гауссовых волн частоты ω , одна из которых насыщает среду и считается заданной, а другая является зондирующей. При малых насыщениях зондирующая волна будет распространяться в среде с восприимчивостью $\chi = \chi' + i\chi''$, где

$$\chi' = \frac{c}{4\pi\omega} \times \frac{I}{I_s} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \frac{\delta\Gamma}{\Gamma^2 + \delta^2}, \quad (1)$$

$$\chi'' = \frac{c}{4\pi\omega} 2\alpha \left[1 - \frac{1}{2} \frac{I}{I_s} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \delta^2} \right]. \quad (2)$$