

НАБЛЮДЕНИЕ МАГНИТО-ОПТИЧЕСКОЙ РАДИАЦИОННОЙ СИЛЫ

Р.Гримм, В.С.Летохов, Ю.Б.Овчинников, А.И.Сидоров

Институт спектроскопии АН СССР
142092, Троицк, Московская обл.

Поступила в редакцию 29 октября 1991 г.

Приведены экспериментальные результаты по наблюдению новой магнито-оптической силы, действующей на атомы при наличии магнитного поля в резонансном поле двух встречных монохроматических лазерных пучков, имеющих разные направления вектора поляризации.

Постоянное магнитное поле может изменять характер воздействия света на поступательное движение атомов. Ранее^{1,2} изучалось воздействие постоянного магнитного поля на спонтанную силу светового давления, связанное с зеемановским сдвигом магнитных подуровней атомов.⁴ В данной статье мы приводим первое экспериментальное доказательство существования новой магнито-оптической радиационной силы, связанной с появлением у атома, находящегося в магнитном поле, анизотропии в *вынужденном* переизлучении фотонов между встречными бегущими световыми волнами, имеющими различные направления вектора поляризации.

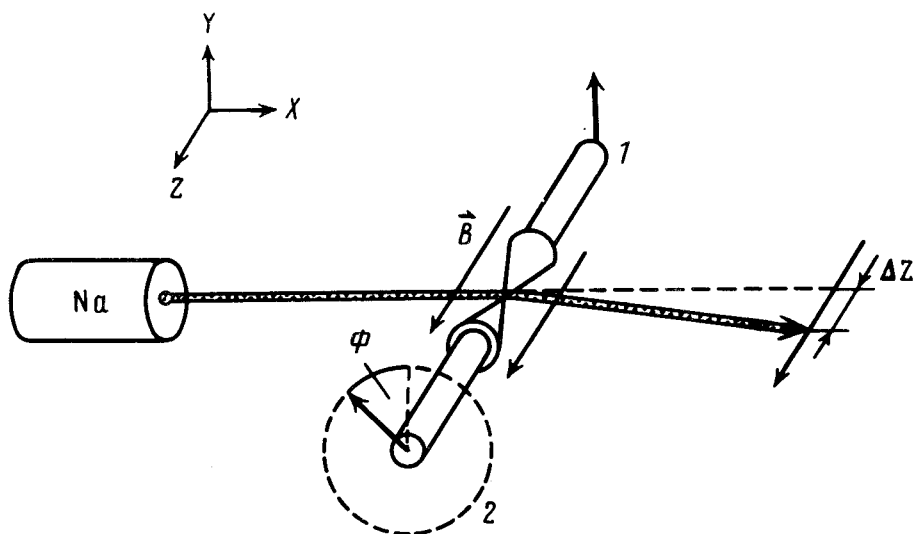


Рис. 1. Схема наблюдения отклонения атомного пучка магнито-оптической силой

Механизм появления данной силы допускает простую классическую интерпретацию. Рассмотрим атом, помещенный в постоянное магнитное поле и облучаемый двумя встречными бегущими монохроматическими линейно-поляризованными волнами с углом между векторами поляризации $\varphi = 45^\circ$ (рис.1), настроенными в резонанс с переходом атома. Поглощение фотона из бегущей волны 1, при котором атом получает импульс отдачи $+\hbar k$ по

оси z , связано с наведенным электрическим дипольным моментом (НЭДМ), ориентированным вдоль оси y . Известно ³, что благодаря наличию магнитного поля этот НЭДМ прецессирует относительно оси z с ларморовской частотой $\omega_L = B(e/2mc)$ (фактор Ландэ $g = 1$). Пусть оптическая частота Раби ω_R выбрана так, чтобы максимальная вероятность вынужденного излучения фотона приходилась на время $\tau = \pi/\omega_R = \pi/4\omega_L$, за которое НЭДМ повернется на угол 45° . При этом направление НЭДМ будет совпадать с направлением вектора поляризации волны 2 (рис.1). Вероятность вынужденного излучения в волну 2 будет больше, чем в волну 1. В целом при поглощении фотона из волны 1 и излучении в волну 2 атом меняет свой импульс на $+2\hbar k$.

После поглощения фотона из волны 2 через время τ НЭДМ повернется на угол 45° , в результате чего угол между НЭДМ и вектором поляризации волны 1 будет равен 90° . Поэтому вероятность вынужденного излучения в волну 1 (и соответственно, изменения импульса атома на величину $-2\hbar k$) будет сильно уменьшена.

В идеальном случае минимальное время передачи двух фотонов из волны 1 в волну 2 и изменения импульса атома на величину $+4\hbar k$ определяется периодом ларморовской прецессии $2\pi/\omega_L$. Соответственно сила может быть записана в форме

$$F_{MO} = \alpha 2\hbar k \omega_L / \pi, \quad (1)$$

где α (эффективность передачи фотонов) зависит от параметров лазерного излучения и атомного перехода. Отметим два свойства силы: во-первых, значение силы равно нулю при $\varphi = n \times 90^\circ$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) ввиду равенства вероятностей вынужденного переизлучения фотонов между волнами: во-вторых, сила изменяет свое направление на противоположное при изменении знака φ или инверсии направления магнитного поля. Рассмотрение МО силы возможно также в терминах выпрямленной дипольной силы ^{4,5}.

Схема эксперимента по проверке наличия МО силы представлена на рис.1. Пучок атомов Na формировался двумя диафрагмами диаметром 0,25 мм и расстоянием 290 мм между ними. На расстоянии 10 мм от последней диафрагмы атомный пучок пересекался под прямым углом с двумя встречными лазерными лучами (рис.1). Диаметр лучей был равен $2q = 0,4$ мм. Мощность излучения в каждом из лучей была $P = 8$ мВт, что соответствовало частоте Раби $\omega_R \simeq 2\pi \times 200$ МГц. Направление поляризации одного из лучей могло плавно изменяться с помощью $\lambda/2$ -пластинки. Частота лазерного излучения настраивалась в резонанс с переходом $3^2S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 3^2P_{3/2}(F' = 3)$ атома Na.

В зоне взаимодействия излучения с атомами с помощью катушки Гельмгольца диаметром 1 см было создано постоянное магнитное поле с индукцией $B \simeq 35$ Гс ($\omega_L = 2\pi \times 50$ МГц). Для компенсации оптической накачки, опустошающей уровень $F = 2$, мы использовали дополнительный перпендикулярный лазерный луч, настроенный в резонанс с переходом $F = 1 \rightarrow F' = 2$. Регистрация поперечного пространственного распределения атомов в пучке осуществлялась на расстоянии $L = 290$ мм от области взаимодействия с помощью сканируемого по пространству лазерного луча. Угол между пробным лучом и пучком был 78° . Частота пробного излучения отстраивалась на 250 МГц относительно перехода $F = 2 \rightarrow F' = 3$, так что регистрировались лишь атомы с продольной скоростью $v_{||} = 700$ м/с.

Полученные профили атомного пучка для случая $\varphi = 45^\circ$ (рис.1) представлены на рис.2. В данном случае частота отклоняющего поля была настроена в точный резонанс с переходом $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Как и ожидалось из

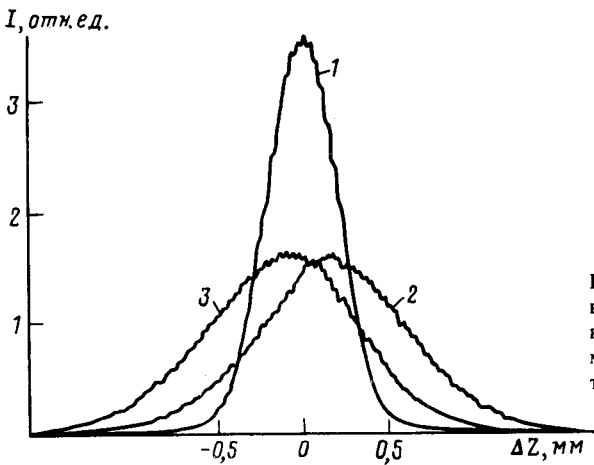


Рис. 2. Профили атомного пучка: 1 - при выключенном лазерном поле; 2 и 3 - при включенном лазерном поле и направлении магнитного поля, указанном на рис.1 и противоположном рис.1

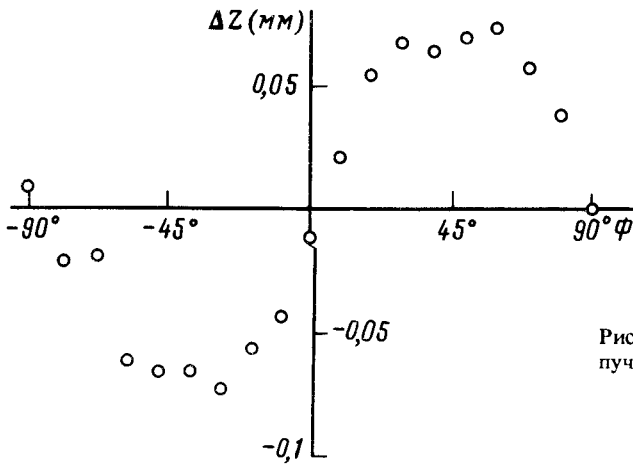


Рис. 3. Зависимость смещения атомного пучка от угла φ

теоретической модели, направление отклонения атомного пучка определялось направлением магнитного поля. При ориентации поля в направлении $\pm z$ среднее смещение центра пучка оказалось $\pm 0,15$ мм. Это соответствует средней МО силе $\langle F_{MO} \rangle = Mv^2 \Delta z / 2qL \approx \pm 0,7 \hbar k \gamma$. Эффективность переизлучения фотонов равна $\alpha \approx 0,11$.

В отдельном эксперименте мы измерили зависимость отклонения пучка от угла поляризации φ при направлении магнитного поля, указанном на рис.1. В этом случае мы не компенсировали оптическую накачку. Отклоняющее лазерное излучение отстраивалось на 50 Мгц в сторону больших частот от перехода $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Вследствие оптической накачки лишь $\sim 1/60$ часть от начального числа атомов оставалась на рабочем подуровне $F = 2$. Измерения показали, что МО сила исчезает при параллельной и ортогональной поляризациях лазерных лучей. Максимальное смещение наблюдается при $\varphi \approx \pm 45^\circ$.

Замечательным свойством данной силы является то, что она основана на вынужденных переходах и поэтому ее абсолютная величина принципиально не ограничена величиной $\hbar k \gamma$, как это имеет место для спонтанной силы светового давления¹. Это делает МО силу очень привлекательной для эффективного управления движением атомов и, в частности, для создания новых сверхглубоких магнито-оптических ловушек для атомов.

В заключение мы выражаем благодарность за полезные обсуждения сотрудникам отдела атомной физики Института ядерной физики им. Макса-Планка и Гейдельбергского университета.

1. Raab E.L. et al., *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 59, 2631.
2. Sheehy B. et al., *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 64, 858.
3. Hanle W., *Z. Phys.*, 1924, 30, 93.
4. Казанцев А.П., Краснов И.В., *ЖЭТФ*, 1989, 95, 104.
5. Grimm R. et al., *Opt. Comm.*, 1991, 84, 18.