

менее значителен, вследствие большого различия амплитуд указанных волн и малой вероятности генерации поверхностной электромагнитной волны в данной системе.

Наряду с усилением коэффициентов преобразования во ВГ при распространении пучков вдоль поверхности образца и высоких плотностях накачки наблюдается уменьшение эффективности генерации ВГ (рис. 2(1), (4)). Отклонение от квадратичной зависимости можно объяснить как собственно уменьшением нелинейных поляризуемостей кристалла, ответственных за ГВГ, так и поглощением ВГ в кристалле за счет двухфотонных переходов, поскольку для $ZnSe \hbar(\omega_1 + 2\omega_2) = 3.495 \text{ эВ} > E_g = 2.71 \text{ эВ}$. В случае, представленном на рис. 2 (1), двухфотонное поглощение, по-видимому, незначительно, вследствие небольшой мощности пучков (2-5) и малости области пересечения их с лазерным импульсом. При возбуждении образца вдоль поверхности ВГ взаимодействует с основной частотой по всей длине кристалла, и двухфотонное поглощение может приводить к более заметному уменьшению энергии ВГ (рис. 2(4)), и более низкому порогу проявления насыщения эффективности генерации по сравнению с пучком 2.

Л и т е р а т у р а

- [1] Гигантское комбинационное рассеяние. Под ред. Ченга Р., Фуртака Т., М.: Мир, 1984, 408 с.
- [2] Емельянов В.И., Семиногов В.Н., Соколов В.И. - Квантовая электроника, 1987, т. 14, № 1, с. 33-46.
- [3] Бломберг Н. Нелинейная оптика, М.: Мир, 1966, 424 с.
- [4] Шаскольская М.П. Кристаллография, М.: Высшая школа, 1984, 376 с.
- [5] Осипьян Ю.А., Петренко В.Ф. В кн.: Физика соединений А^{IV}В^V1. Под ред. А.Н. Георбиани, М.К. Шейнкмана, М.: Наука, 1984, с. 35-71.

Институт физики АН БССР,
Минск

Поступило в Редакцию
16 октября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 10

26 мая 1988 г.

РАДИАЦИОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ АТОМОВ В ОДНОРОДНОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ

М.Я. А м у с ь я, А.С. Б а л т е н к о в

В пространственно неоднородном аксиально-симметричном световом пучке (например, с гауссовским профилем интенсивности) на атом действует сила, ускоряющая и замедляющая движение частицы в направлениях, перпендикулярных оси пучка [1]. Под действием этой силы происходит изменение поперечной температуры атомов, что используется для охлаждения атомарных пучков в лазерных световых полях специальной конфигурации [2].

В настоящей работе анализируется иной механизм поперечного охлаждения атомов, действующий, в отличие от [1], и в пространственно однородном электромагнитном поле. Речь пойдет о своеобразном проявлении эффекта Пойнтинга-Робертсона [3] в процессах рассеяния атомом интенсивного излучения.

В однородной монохроматической электромагнитной волне на атом действуют две силы: сила, ускоряющая частицу в направлении распространения излучения $\vec{F}_{\parallel} \approx W\sigma(\omega)\hbar\vec{\epsilon} [1 - 2(\vec{v} \cdot \vec{\epsilon})/\omega_0]$, и сила, замедляющая ее движение в перпендикулярных направлениях $\vec{F}_{\perp} \approx -W\sigma(\omega)(\hbar\omega_0/c^2)\vec{v}_{\perp}$. В этих формулах W - плотность потока квантов $\hbar\omega_0$ с импульсом $\hbar\vec{\epsilon}$, $\sigma(\omega)$ - сечение рассеяния света атомом, $\omega = \omega_0 - \vec{v} \cdot \vec{\epsilon}$ - частота излучения в системе отсчета, связанной с ядром атома, \vec{v}_{\perp} - нормальная (по отношению к $\vec{\epsilon}$) составляющая скорости частицы \vec{v} .

Силы \vec{F}_{\parallel} и \vec{F}_{\perp} появляются в процессе трансформации плоской электромагнитной волны в рассеянную и обусловлены: первая - симметричностью рассеянной волны относительно плоскости, перпендикулярной $\vec{\epsilon}$, вторая - симметрией (относительно вектора $\vec{\epsilon}$) индикатрисы рассеяния в системе отсчета, связанной с атомом. Последнее обстоятельство приводит к тому, что каждому из рассеянных фотонов "массой" ($\hbar\omega_0/c^2$) сообщается атомом поперечной импульс $(\hbar\omega_0/c^2)\vec{v}_{\perp}$, уменьшающий скорость частицы в направлениях, перпендикулярных направлению распространения световой волны.

Будем считать условия классичности движения атома в световом поле [4] выполненными. В этом случае эволюцию импульсного распределения частиц в поле излучения можно описывать уравнением Больцмана. В приближении времени релаксации оно имеет вид:

$$\frac{\partial f(\vec{v}, t)}{\partial t} + \frac{\vec{F}_{\parallel} + \vec{F}_{\perp}}{M} \cdot \frac{\partial f_0(\vec{v})}{\partial \vec{v}} = \frac{f_0(\vec{v}) - f(\vec{v}, t)}{\tau} \quad (1)$$

Здесь $f(\vec{v}, t)$ - функция распределения по скоростям атомов газа после "включения" светового поля, $f_0 = f_0(\vec{v}, T)$ - максвелловская функция при температуре T , M - масса атома, τ - время релаксации.

Решение уравнения (1) с начальным условием $f(\vec{v}, t=0) = f_0(\vec{v})$ имеет вид:

$$f(\vec{v}, t) = f_0(\vec{v}) - \tau \frac{\vec{F}_{\parallel} + \vec{F}_{\perp}}{M} \cdot \frac{\partial f_0(\vec{v})}{\partial \vec{v}} (1 - e^{-t/\tau}), \quad (2)$$

а в стационарном режиме ($t \gg \tau$) -

$$f^{st}(\vec{v}) = f_0(\vec{v}) \left[1 + \tau \frac{\vec{F}_{\parallel} + \vec{F}_{\perp}}{kT} \cdot \vec{v} \right]. \quad (3)$$

Среднее значение поперечной скорости атомов в установившемся режиме определяется выражением

$$\langle u_{\perp}^2 \rangle = \int f^{CT}(\vec{v}) u_{\perp}^2 d\vec{v} = \frac{2kT}{M} \left(1 - 6W\delta(\omega_{Res}) \frac{\hbar\omega_0}{Mc^2} \right). \quad (4)$$

Предположим, что падающее излучение резонансно по отношению к части атомов, движущихся с определенной скоростью, а плотность потока квантов такова, что резонансный переход в атоме является насыщенным. В этом случае $W\delta(\omega_{Res}) \sim \tau_{rag}^{-1}$, где τ_{rag} — время высвечивания резонансного уровня, и поправка к поперечной скорости атома в (4) представляется в виде $\delta W\delta(\omega_{Res}) \frac{\hbar\omega_0}{Mc^2} = \delta(\tau/\tau_{rag})(\hbar\omega_0/Mc^2)$. Таким образом, в сильно разреженных газах, находящихся при низких температурах, где $\tau \gg \tau_{rag}$, эффект радиационного охлаждения атомов может стать заметным.

По-видимому, экспериментальное наблюдение эффекта может быть проведено путем измерения доплеровского уширения возбуждаемой резонансной линии в направлении, перпендикулярном световому пучку в освещенной и неосвещенной областях газа. В неосвещенной части эффект отсутствует, линия размыта доплеровским уширением, соответствующим средней скорости поперечного движения атомов. В освещенной области вследствие радиационного охлаждения линия уже. Согласно выражению (4), доплеровское размытие резонансной линии ω_{Res} в освещенной части определяется выражением

$$\Delta\omega \approx \omega_{Res} \left(\frac{kT}{Mc^2} \right)^{1/2} \left(1 - 3W\delta(\omega_{Res}) \tau \frac{\hbar\omega_0}{Mc^2} \right), \quad (5)$$

а в неосвещенной — $\Delta\omega \approx \omega_{Res} \left(kT/Mc^2 \right)^{1/2}$. Проведенные по этой формуле оценки показывают, что в случае насыщенного $1s \rightarrow 2p$ перехода в атомарном водороде, находящемся при комнатной температуре и давлении $\lesssim 10^{-4}$ атм, изменение в доплеровских размытиях составляет несколько процентов.

Очевидно, что рассмотренное явление может использоваться для стабилизации на больших расстояниях атомарных пучков в однородном соосном световом луче.

Авторы глубоко признательны В.Х. Ферлегеру за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] А с к а р ь я н Г.А. — ЖЭТФ, 1962, т. 42, в. 6, с. 1567–1570.
- [2] Б а л ы к и н В.И., Л е т о х о в В.С., С и д о р о в А.И. — Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, в. 6, с. 251–253.
- [3] R o b e r t s o n Н. — Monthly notices, 1937, v. 97 N 6, p. 423–427.
- [4] М и н о г и и В.Г., Л е т о х о в В.С. Давление лазерного излучения на атомы, М.: Наука, 1986, с. 27.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
15 февраля 1988 г.