1990 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том 60, в. 9
1990 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 60, N 9

01; 02

© 1990 г

РЕЗОНАНСНОЕ СВЕТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ НА АТОМ В КВАЗИЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СОСТОЯНИИ

В. Н. Калиненков

Впервые вычисляется ускорение атома за счет давления излучения в пучках резонансного и инфракрасного лазеров. Показано, что силы на частотах, не резонансных в отсутствие ИК излучения, могут превосходить силы резонансного давления.

Введение

В обширной литературе (см., например, [1]), посвященной резонансному давлению лазерного света на атомы, все типы сил вычисляются для разрешенных однофотонных переходов. Ускорение двухчастотным полем анализировалось в [2, 3] для специальных видов модуляции одного поля другим. В настоящей работе рассматривается случай ускорения двумя немодулированными лазерными лучами, частоты которых удовлетворяют резонансным условиям при их совместном воздействии на атом. Обычно из-за малости двухфотонных амплитуд вероятности механическое действие двухчастотного света не принимается во внимание. Ситуация, однако, может быть изменена при учете квазиэнергетических состояний (КЭС), возникающих в поле мощного лазера. Атом существенно модифицируется и переходит в систему атом+поле, так что фактически фотоны второго лазерного луча участвуют в процессах первого порядка. Система атом+поле обладает специфическими свойствами, в частности новыми типами резонансных сечений рассеяния фотонов на частотах, при которых атом в отсутствие инфракрасного (ИК) света рассеивал свет слабо [4]. Здесь открываются новые возможности для многочастотных методов. Непосредственно использовать для расчетов ускорений величины сечений можно только в пределе разреженного потока фотонов, в то время как в пучках лазерного света доминируют вынужденные процессы.

Вырождение КЭС и вероятности спонтанных переходов

Состояния атом+поле ИК лазера хорошо изучены. В частности, для атома водорода влияние поля на 1*s*-состояние описывается квадратичными по возмущению поправками, оценка которых позволяет считать волновую функцию Ψ_{1s} неизменной. Две функции возбужденного состояния (2*s*, 2*p*) имеют вид

$$\Psi_{\pm}=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\Psi_{2p0}(\mathbf{r})\pm\Psi_{2s}(\mathbf{r})\right]\exp\left[-i\left(\omega_{2p}t\pm\rho\sin\omega t\right)\right], \tag{1}$$

где ω_{2p} — частота, отвечающая невозмущенной энергии уровня (2*s*, 2*p*); ω — частота ИК поля; Ψ_{2s} (Ψ_{2p0}) — волновая функция состояния 2*s* (2*p* с нулевой проекцией момента на ось *Z*).

Безразмерный параметр ρ определяется выражением

$$\rho=\frac{3e_0a_0E_{0z}}{\hbar\omega} \tag{2}$$

через элементарный заряд e_0, радиус Бора a_0 и амплитуду напряженности E_{0z} поля луча ИК лазера, поляризованного вдоль оси Z,

$$E_z = E_{0z} \cos \omega t. \tag{3}$$

В базисе функций $\Psi_\pm$ электрическое поле ИК лазера имеет диагональные матричные элементы, недиагональные матричные элементы, напротив, равны нулю: поле не вызывает переходов $\Psi_+ \rightleftarrows \Psi_-$.

Относительные «веса» гармоник КЭС выражаются через функции Бесселя целого порядка $J_L(\rho)$

$$\exp(i\rho \sin \omega t) = \sum_{L=-\infty}^{\infty} J_L(\rho) \exp(iL\omega t). \tag{4}$$

Для обеих функций $\Psi_\pm$ не равен нулю матричный элемент дипольного перехода с $1s$-состояния. Условия резонанса имеют вид

$$\omega_r = \omega_{2p1s} + r\omega; \; r = 0, \; \pm 1, \; \pm 2, \; \ldots, \tag{5}$$

где ω_{2p1s} — частота перехода $2p \to 1s$ для невозмущенного атома водорода.

Вырождение КЭС на частотах (5) не снимается полем ИК лазера. Как уже указывалось Я. Б. Зельдовичем [5], рассмотрение вероятности поглощения в окрестности (5) требует учета фазовых соотношений между двумя КЭС. Введем комбинации функций (1) вида

$$\Psi_\text{ч} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi_+ + \Psi_-) = e^{-i\omega_{2p}t} \sum_{m=-\infty}^{\infty} [J_{2m}(\rho)\, \Psi_{2p0}(\mathbf{r})\, e^{i2m\omega t} - J_{2m+1}(\rho)\, \Psi_{2s}(\mathbf{r})\, e^{i(2m+1)\omega t}], \tag{6}$$

$$\Psi_\text{н} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Psi_+ - \Psi_-) = e^{-i\omega_{2p}t} \sum_{m=-\infty}^{\infty} [-J_{2m+1}(\rho)\, \Psi_{2p0}(\mathbf{r})\, e^{i(2m+1)\omega t} + J_{2m}(\rho)\, \Psi_{2s}(\mathbf{r})\, e^{i2m\omega t}]. \tag{7}$$

Отделяя члены с временно́й эволюцией $\exp(-i\omega_r t)$ и обозначая матричный элемент перехода (в нашем базисе вещественный)

$$e_0 \langle \Psi_{1s}(\mathbf{r}) \,|\, z \,|\, \Psi_{2p0}(\mathbf{r}) \rangle = d, \tag{8}$$

в случае четных гармоник $r=2m$ для матричных элементов перехода получаем

$$e_0 \langle \Psi_{1s}(\mathbf{r}) \,|\, z \,|\, \Psi_\text{н}(\mathbf{r}) \rangle = 0, \quad e_0 \langle \Psi_{1s}(\mathbf{r}) \,|\, z \,|\, \Psi_\text{ч}(\mathbf{r}) \rangle = d J_{2m}(\rho). \tag{9}$$

Аналогично для нечетных гармоник $r=2m+1$ имеем

$$e_0 \langle \Psi_{1s}(\mathbf{r}) \,|\, z \,|\, \Psi_\text{ч}(\mathbf{r}) \rangle = 0; \quad e_0 \langle \Psi_{1s}(\mathbf{r}) \,|\, z \,|\, \Psi_\text{н}(\mathbf{r}) \rangle = -d J_{2m+1}(\rho). \tag{10}$$

Применим функции (6) и (7) для преобразования вида функции Грина атома в поле сильной электромагнитной волны [4]

$$G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}_1, t_1) = \Theta(t - t_1) \sum_{n=+,-} \Psi_n(\mathbf{r}, t)\, \Psi_n^*(\mathbf{r}_1, t_1) + g(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}_1, t_1) =$$
$$= \Theta(t - t_1) \sum_{n=\text{ч, н}} \Psi_n(\mathbf{r}, t)\, \Psi_n^*(\mathbf{r}_1, t_1) + g(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}_1, t_1). \tag{11}$$

Через Θ здесь, как обычно, обозначена ступенчатая функция Хевисайда, нерезонансная часть функции Грина $g(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}_1, t_1)$ не изменяется. Структура (11) с учетом (9) и (10) показывает, что при поглощении фотона с частотой четной гармоники атом водорода в КЭС может излучить только четные гармоники $r=2m$, а при поглощении фотона с частотой нечетной гармоники спонтанное излучение содержит только нечетные гармоники $r=2m+1$. Таким образом, имеется сохранение фазовой суперпозиции в процессе возбуждения атома. Особенностью виртуального состояния между поглощением и излучением фотона является своеобразное распределение $2s$- и $2p$-электронов по уровням. Под действием пучка света резонансной частоты ω_r происходит заселение как четных, так и нечетных гармоник, отсчитываемых от частоты ω_{2p1s}. В зависимости от напряженности ИК поля преимущественный распад возбужденного КЭС осуществляется с различными частотами. Для вероятности спонтанного перехода из (1) в основное можно получить в электродипольном (ЭДП) приближении для $\Psi_ч$

$$W^{ч}_{sp} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [J_{2m}(\rho)]^2 W_{E1}(2p \to 1s,\ \omega_{2m}), \tag{12}$$

где обычная вероятность спонтанного перехода $2p \to 1s$ атома водорода

$$W_{E1}(2p \to 1s,\ \omega_{2p1s}) = \frac{\omega^3_{2p1s} d^2}{3\pi\varepsilon_0 \hbar c^3} \tag{13}$$

должна вычисляться с частотами (5). Аналогично в случае $\Psi_н$ (нечетные гармоники) имеем

$$W^{н}_{sp} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [J_{2m+1}(\rho)]^2 W_{E1}(2p \to 1s,\ \omega_{2m+1}). \tag{14}$$

Для сравнения приведем ЭДП формулу из [6]

$$W_{sp} = \frac{1}{2} \sum_{L=-\infty}^{\infty} [J_L(\rho)]^2 W_{E1}(2p \to 1s,\ \omega_L). \tag{15}$$

Основные отличия (12) и (14) от нее следуют из заселенностей КЭС. В (15) при спонтанном распаде (1) заселенным считается состояние с волновой функцией Ψ_+ либо Ψ_-. Это полностью исключает интерференцию в процессе испускания (как и поглощения). Имеется определенная связь (15) со случаем статического эффекта Штарка, где снимается «динамическое» двукратное вырождение, выражающееся в возможности поглощения фотона частоты для Ψ_+ и Ψ_-. Вместе с тем отметим затруднительность перехода в (15) к выключенному полю $\rho=0$. Для получения стандартной формулы вероятности спонтанного перехода требуется приписать заселенности $n_+={}^1/_2$ для Ψ_+ и одновременно $n_-={}^1/_2$ для Ψ_-. Рассматриваемое вырожденное КЭС, естественно, допускает разные описания при разных источниках полей. Для описываемой ситуации светового давления за счет спонтанной релаксации с двухчастотной методикой ускорения атома заселение без применения фазовой модуляции отдельно Ψ_+ ($n_+=1$ и $n_-=0$) либо Ψ_- ($n_+=0$ и $n_-=1$) является невозможным и следует пользоваться (12) и (14).

Формула (15) без коэффициента 1/2 выводится в [7] (см. также [8]). За основу берутся матричные элементы (8). У возбужденного состояния заселенность $n_{2p}=1$ независимо от частоты перехода. Отметим, что такой результат получается при суммировании (12) и (14). В [7] лишь частично учитывается двукратное вырождение ($2s$, $2p$): не приняты во внимание противоположные знаки дипольных моментов переходов $1s$—$2p$ для функций $\Psi_\pm$, что означает наличие двух ветвей эволюции дипольного момента перехода в примененном там методе вывода.

Резонансное световое давление

В соответствии с (6) и (7) введем числа заполнения (стационарные заселенности) n_2^r для r-й гармоники КЭС и n_1 для основного состояния, удовлетворяющие условиям

$$n_2^r = n_2 [J_r(\rho)]^2, \quad n_1 + n_2 = 1. \tag{16}$$

Под действием луча света резонансной частоты ω_r происходит вынужденное поглощение и излучение с вероятностями W^r_{abs} и W_{em}. В стационарном случае для переходов вверх и вниз выполняется соотношение баланса

$$n_1 W^r_{abs} = n_2^r W^r_{em} + n_2 W^r_{sp}, \tag{17}$$

где W_{sp}^r вычисляется в зависимости от четности r по (12) либо (14), т. е. является характеристикой всего КЭС, а не конкретно уровня r.

Применяя обычные методы для вынужденных процессов, с учетом лоренцевой формы линии имеем

$$W_{abs}^r = W_{em}^r = \left[\frac{E_A d}{\hbar}\right]^2 \frac{W_{sp}^r}{4(\omega' - \omega_r)^2 + (W_{sp}^r)^2}. \tag{18}$$

Величина ω' — частота, E_A — амплитудное значение напряженности поля плоской бегущей волны, поляризованной вдоль оси Z,

$$E_z = E_{Az} \cos[(\mathbf{k}'\mathbf{r}) - \omega' t]. \tag{19}$$

Параметр насыщения перехода обозначим

$$G = 2\left[\frac{E_{Az} d}{\hbar W_{sp}^r(\rho)}\right]^2. \tag{20}$$

Применяя (16)—(20), можно получить выражение для заселенности n_2 в двухчастотном методе возбуждения атома

$$n_2 = \frac{G(W_{sp}^r)^2}{2(W_{sp}^r)^2 + 8(\omega' - \omega_r)^2 + \{1 + [J_r(\rho)]^2\} G (W_{sp}^r)^2}, \tag{21}$$

которое позволяет также определить зависимость ускорения атома от мощностей обоих пучков лазерного света.

Для простоты примем силу светового давления происходящей от поглощения фотонов из плоской падающей волны и спонтанного излучения сферических волн фотонов с равновероятным направлением их импульса. Обозначая $\mathbf{k}_r$ волновой вектор фотона частоты ω_r для силы резонансного давления получаем

$$\mathbf{F} = \hbar \mathbf{k}_r (n_1 W_{abs}^r - n_2^r W_{em}^r) = \hbar \mathbf{k}_r n_2 W_{sp}^r. \tag{22}$$

В отличие от аналогичного выражения в отсутствие ИК поля величина n_2 не ограничена при насыщении перехода величиной 1/2 (см., например, [9]). В случае вынужденных переходов под действием излучения, резонансного перехода между основным и каким-либо слабо заселенным уровнем ($n_2^r \ll 1$), можно считать $n_2 \leqslant 1$. Таким образом, вместо малой величины, характерной процессам второго порядка, возможное ускорение атома увеличивается до двух раз по сравнению с максимальным в отсутствие ИК поля. Этот общий результат не зависит от вырождения возбужденного состояния, поскольку слабо заселенные гармоники КЭС возникают в поле мощного лазера всегда. Решающим является выравнивание чисел заполнений основного и слабо заселенного уровней, т. е. уменьшение ниже 1/2 заселенности уровня, на который идет спонтанная релаксация.

Разобранный пример продольного ускорения показывает перспективность экспериментального и теоретического изучения двух и многочастотных методов для рассеивания пучков, селекции и накопления атомов и ионов, поскольку имеется существенная зависимость светового давления от характеристик ИК пучка, например, от геометрии его мощности.

Список литературы

[1] *Миногин В. Г., Летохов В. С.* Давление лазерного излучения на атомы. М.: Наука, 1986. 223 с.
[2] *Казанцев А. П.* // УФН. 1978. Т. 124. № 1. С. 113—145.
[3] *Казанцев А. П., Краснов И. В.* // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. Вып. 7. С. 264—267.
[4] *Коварский В. А., Перельман Н. Ф.* // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. Вып. 2. С. 509—512.
[5] *Зельдович Я. Б.* // УФН. 1973. Т. 110. Вып. 1. С. 139—151.
[6] *Дмитриев Ю. Ю., Климчицкая Г. Л., Лабзовский Л. Н.* Релятивистские эффекты в спектрах атомных систем. М.: Энергоатомиздат, 1984. 224 с.
[7] *Коварский В. А.* // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. Вып. 4. С. 1217—1227.
[8] *Коварский В. А.* Многоквантовые переходы. Кишинев: Штиинца, 1974. 228 с.
[9] *Калиненков В. Н.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 6. С. 1155—1157.

Казанский химико-технологический институт им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию 8 сентября 1989 г.