

# Стимулированное световое давление при неадиабатическом взаимодействии атома с полем встречных частотно-модулированных волн

В. И. Романенко<sup>1)</sup>, Л. П. Яценко

Институт физики НАН Украины, 03680 Киев-28, Украина

Поступила в редакцию 25 октября 2007 г.

После переработки 6 ноября 2007 г.

Показано, что сила стимулированного светового давления, действующая на атом в поле встречных частотно-модулированных волн в условиях неадиабатического взаимодействия атома с полем, может не только достигать больших значений, характерных для быстрого адиабатического прохождения мгновенных частот поля встречных волн через резонанс с частотой атомного перехода, но и при определенном выборе параметров взаимодействия атома с полем мало изменяется в широком диапазоне скорости атома.

PACS: 32.80.Lg

Как известно, в поле одной бегущей волны сила резонансного светового давления на атом не может превышать  $F_{sp} = \hbar k \gamma / 2$ , где  $\hbar k$  – импульс фотона,  $\gamma$  – обратное время жизни атома в возбужденном состоянии [1, 2]. Достичь значительно большей силы светового давления можно при воздействии на атом двух встречных волн. При этом взаимодействие атома с лазерным излучением необходимо организовать таким образом, чтобы атом преимущественно поглощал свет из одной волны и стимулированно излучал в другую. Такая ситуация возникает, например, при действии на атом последовательностей встречных  $\pi$ -импульсов [3]. В этом случае действующая на атом сила может достигать  $F_{\pi} = 2\hbar k / T$ , где  $T$  – период следования импульсов. При  $T \ll \gamma^{-1}$  она значительно превышает  $F_{sp}$ . Упорядочивание актов поглощения света из одной волны и вынужденного излучения в другую, необходимое для достижения большой силы светового давления на атом, достигается и в других световых полях. В частности, близкая к  $F_{\pi}$  сила светового давления достигается и в поле встречных последовательностей импульсов отличной от  $\pi$  площади [4, 5]. Большая по сравнению с  $F_{sp}$  сила светового давления на атомы возникает в бихроматическом поле двух стоячих волн [6, 7], которое при равенстве их амплитуд можно рассматривать как наиболее простую реализацию последовательностей встречных импульсов. После первых экспериментальных наблюдений [4, 8] эта сила стала предметом исследования в многочисленных работах [9–14], в значительной степени благодаря тому, что ее

величина сохраняется большой в широком диапазоне скорости атома [7].

Другая возможность, которая приводит к близкой к  $F_{\pi}$  силе светового давления и которая может быть реализована значительно проще, чем  $\pi$ -импульсы, – действие на атом последовательностей встречных чирпированных импульсов, мгновенная частота которых проходит через резонанс с частотой атомного перехода [15]. Амплитуда импульсов должна быть достаточно большой, чтобы обеспечить адиабатический переход из основного состояния атома в возбужденное под действием первого импульса и переход из возбужденного состояния в основное под действием второго, встречного импульса. Действующая при этом на атом сила светового давления не зависит от проекции его скорости  $v$  на направление распространения импульсов в широком, значительно превышающем  $\gamma/k$ , диапазоне скорости атома.

В данной работе исследуется зависимость от скорости силы светового давления, действующей на двухуровневый атом в поле встречных частотно-модулированных волн:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 [\cos(\omega t - kz + \phi_+(t)) + \cos(\omega t + kz + \phi_-(t))], \quad (1)$$

с одинаковыми амплитудами  $\mathbf{E}_0$  напряженности электрического поля и несущей частотой  $\omega$ , совпадающей с частотой перехода  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  в атоме. Фазы  $\phi_+(t)$ ,  $\phi_-(t)$  в (1) изменяются со временем по закону

$$\phi_{\pm}(t) = \beta \sin\left(\Omega_m t \pm \frac{1}{2}\psi\right), \quad (2)$$

где  $\Omega_m$  – частота модуляции,  $\beta$  – индекс модуляции. При такой временной зависимости фаз мгновенная

<sup>1)</sup>e-mail: vr@iop.kiev.ua

частота каждой из волн проходит через резонанс с частотой атомного перехода в моменты времени  $t_{\pm} = [\pi(2n + 1) \mp \psi] / 2\Omega_m$ , где  $n$  – целое число (дважды за период модуляции  $T = 2\pi/\Omega_m$ ). Если выполнено условие быстрого адиабатического прохождения через резонанс

$$\Omega_0/\Omega_m \ll \beta \ll (\Omega_0/\Omega_m)^2, \quad \Omega_m \gg \gamma, \quad (3)$$

где  $\Omega_0 = -d_{12}E_0/\hbar$  – частота Раби,  $d_{12}$  – матричный элемент дипольного момента перехода между состояниями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  атома, взаимодействие атома с полем (1) эквивалентно взаимодействию атома с полем последовательности встречных chirпированных импульсов [15], следующих с периодом  $T/2$ . Интервалы между моментами прохождения мгновенных частот встречных волн через резонанс составляют  $\psi T/2\pi$  и  $(1 - \psi/\pi)T/2$ . В результате средняя действующая на атом сила светового давления при условии (3) равна

$$F_{ad} = \frac{2}{\pi} \hbar k \Omega_m \left(1 - \frac{2\psi}{\pi}\right). \quad (4)$$

Вывод (4) основан на идентичности результата взаимодействия атома с chirпованным по частоте световым импульсом и  $\pi$ -импульсом (инверсия населенностей основного и возбужденного состояний атома в обоих случаях), что позволяет использовать выражение для светового давления на атом в поле последовательностей встречных импульсов, найденное в [5].

В работе [16] показано, что близкую по порядку величины к (4) силу светового давления на атомы можно ожидать и в случае, когда критерий (3) не выполнен. Это было экспериментально подтверждено в [17], где зарегистрирована средняя сила светового давления на атомы гелия  $0.6F_{ad}$ . Параметры взаимодействия атома с полем ( $\Omega_m = 10\gamma$ ,  $\Omega_0 = 6\Omega_m$ ,  $\beta = 10$ ) при этом не обеспечивали выполнения условия адиабатичности (3).

В практических приложениях особенно важно, чтобы действующая на атом сила светового давления мало изменялась на возможно большем интервале скорости атома. Для бихроматического поля в работе [14] были найдены условия взаимодействия атома с полем, обеспечивающие большую силу светового давления в возможно более широком интервале скорости атома. Как оказалось, они соответствуют характерной зависимости квазиэнергий [18] атома от его координаты. Принимая во внимание то, что в обоих случаях – частотно-модулированного и бихроматического полей – атом пребывает в периодическом поле, можно ожидать, что и в рассматриваемом нами случае взаимодействия атома с полем

двух встречных частотно-модулированных волн анализ, подобный проведенному в работе [14], позволит найти условия взаимодействия атома с полем, обеспечивающие большую силу светового давления в широком интервале скорости атома.

Как и в [14], рассмотрим зависимость квазиэнергий атома в поле встречных волн от его координаты и покажем, при каком виде этой зависимости можно ожидать большой силы светового давления в широком диапазоне скорости атома.

В приближении вращающейся волны гамильтониан атома в поле (1) имеет вид

$$H = \frac{1}{2} \hbar \Omega_0 \begin{bmatrix} 0 & B \\ B^* & 0 \end{bmatrix}, \quad (5)$$

$$B = \exp(-ikz + i\phi_+(t)) + \exp(ikz + i\phi_-(t)). \quad (6)$$

Благодаря периодической зависимости  $H$  от времени, решение уравнения Шредингера можно записать в виде

$$|\Psi(t)\rangle = C_1 |\Phi_1(t)\rangle e^{-i\omega_{1,0}t} + C_2 |\Phi_2(t)\rangle e^{-i\omega_{2,0}t}, \quad (7)$$

где  $C_1, C_2$  – константы. Периодические функции времени  $|\Phi_1(t)\rangle, |\Phi_2(t)\rangle$  с периодом  $T$  – собственные функции гамильтониана Флоке

$$\mathcal{H}_{\text{Floquet}} = H - i\hbar \frac{\partial}{\partial t}, \quad (8)$$

квазиэнергии  $\hbar\omega_{1,0}, \hbar\omega_{2,0}$  – его собственные значения. Ввиду периодичности  $|\Phi_1(t)\rangle, |\Phi_2(t)\rangle$  квазиэнергии определяются с точностью до  $\hbar\Omega_m$ , а функции  $|\Phi_1(t)\rangle, |\Phi_2(t)\rangle$  – с точностью до множителя  $e^{-i\Omega_m t}$ . Таким образом, имеется бесконечный набор квазиэнергий  $\hbar\omega_{1,n} = \hbar\omega_{1,0} + n\hbar\Omega_m, \hbar\omega_{2,n} = \hbar\omega_{2,0} + n\hbar\Omega_m$ , где  $n$  – произвольное целое.

Рассмотрим медленно движущийся атом ( $v \ll \ll \gamma/k$ ), который находится в состоянии с квазиэнергией, показанной на рис.1 штриховой кривой (около начала координат она совпадает со сплошной). Действующая на атом сила определяется произведением градиента квазиэнергии на населенность этого состояния. Поскольку атом движется медленно, в каждой точке, которую он проходит во время движения, устанавливается стационарная населенность этого состояния. Результирующая сила равна равнодействующей сил, действующей на атом в указанном состоянии и в состоянии с зависимостью квазиэнергии от координаты атома, симметричной относительно  $-4\hbar\Omega_m$ . Как и в случае бихроматического поля [14], именно зависимость населенности состояния с данной квазиэнергией от координаты атома приводит к большой средней силе, действующей

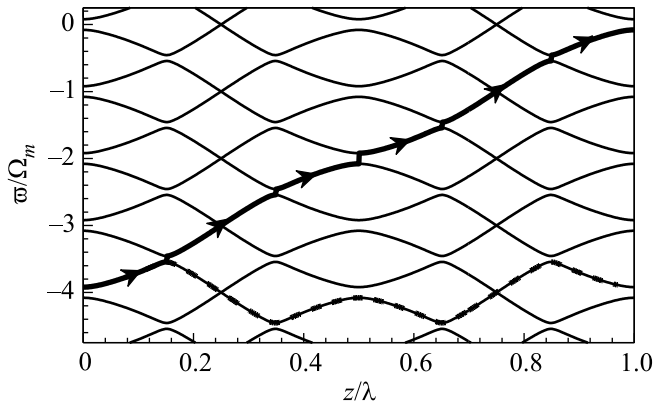


Рис.1. Зависимость собственных значений  $\hbar\omega$  гамильтониана Флоке в единицах  $\hbar\Omega_m$  от координаты атома  $z$  при изменении его положения на длину волны  $\lambda$ . Параметры:  $\psi = 0.25\pi$ ,  $\beta = 10.2$ ,  $\Omega_0 = 4.2\Omega_m$

на медленные атомы. Поскольку время установления равновесной населенности состояний атома составляет величину порядка  $\gamma^{-1}$ , сила велика, пока  $v \ll \gamma/k$ . Если  $v > \gamma/k$ , населенность рассматриваемого состояния не успевает существенно измениться за время прохождения атомом пути, равного длине волны лазерного излучения. Так как квазиэнергия каждого из состояний периодична по  $z$  с периодом длины волны  $\lambda = 2\pi/k$ , усредненная по  $z$  действующая на атом сила с увеличением скорости стремится к нулю. Если же при скорости атома  $v \sim \gamma/k$  в области сближения квазиэнергий (показано вертикальными прямыми отрезками на рис.1) между соответствующими собственными состояниями гамильтониана Флоке происходят переходы Ландау–Зинера, при смещении на длину волны квазиэнергия атома при прохождении им пути  $\lambda = 2\pi/k$ , как видно из рисунка, изменяется на  $4\hbar\Omega_m$ . В итоге средняя действующая на него сила составляет величину порядка  $4\hbar\Omega_m/\lambda = 2\hbar k\Omega_m/\pi$ . Таким образом, если в местах сближения квазиэнергий их различие настолько мало, что в процессе движения атома со скоростью порядка  $\gamma/k$  и выше квазиэнергия атома благодаря цепочке переходов Ландау–Зинера изменяется при прохождении им расстояния, равного длине волны лазерного излучения, на величину  $n\hbar\Omega_m$ , где  $n$  – целое, сила светового давления велика на интервале скорости атома, значительно превышающем  $\gamma/k$ .

В условиях многократного сближения квазиэнергий вероятность следования атома по показанному жирной кривой на рис.1 пути определяется произведением вероятностей цепочки ландау–зинеровских переходов. Принимая во внимание количество этих переходов на пути, равном длине волны лазерного из-

лучения, скорость релаксации  $\gamma$  населенностей состояний атома и то, что за время  $\gamma^{-1}$  движущийся со скоростью  $v$  атом проходит путь  $v/\gamma$ , можно ожидать, что действующая на него сила велика, если вероятность каждого из переходов Ландау–Зинера не менее  $0.5^{\gamma/kv}$ . Достижение очень близких к единице вероятностей переходов Ландау–Зинера требует достаточно сложной процедуры оптимизации параметров, которая обеспечила бы почти истинное пересечение кривых квазиэнергий, когда итоговая “вероятность перехода” почти равна единице в широком диапазоне скорости атома.

Приведенная выше иллюстрация объясняет физику формирования силы светового давления в широком диапазоне скорости атома, не позволяя, однако, найти величину этой силы. Для количественного расчета силы светового давления используем выражение [2]

$$F_z = \left\langle \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{dE} \right\rangle, \quad (9)$$

где скобки  $\langle \rangle$  означают квантовомеханическое среднее значение заключенного в них оператора. Ортогональные оси  $z$ -компоненты силы равны нулю.

Вычисления проводились в базисе состояний |1), |2). В приближении вращающейся волны уравнения для матрицы плотности имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{11} &= \frac{i}{2} \rho_{12} (\tilde{\Omega}_+^* + \tilde{\Omega}_-^*) - \\ &- \frac{i}{2} \rho_{21} (\tilde{\Omega}_+ + \tilde{\Omega}_-) + \gamma \rho_{22}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{12} = \frac{i}{2} (\tilde{\Omega}_+ + \tilde{\Omega}_-) [\rho_{11} - \rho_{22}] - \frac{\gamma}{2} \rho_{12}, \quad (11)$$

$$\rho_{21} = \rho_{12}^*, \quad \rho_{22} = 1 - \rho_{11}, \quad (12)$$

где комплексные частоты Раби  $\tilde{\Omega}_+$ ,  $\tilde{\Omega}_-$  равны

$$\tilde{\Omega}_{\pm} = \Omega_0 e^{i[\phi_{\pm}(t) - kz]}, \quad (13)$$

а  $z = z_0 + kv t$ . Выражение (9) преобразуется к виду

$$F_z = -\hbar k \text{Im} \left[ \rho_{21} (\tilde{\Omega}_+ - \tilde{\Omega}_-) \right]. \quad (14)$$

Среднюю силу светового давления  $F$ , действующую на атом, находим, усредняя (14) по времени и начальной координате  $z_0$  атома.

Чтобы найти оптимальные параметры взаимодействия атома с полем, обеспечивающие большую силу

светового давления в возможно более широком диапазоне скорости атома, мы проанализировали зависимость силы светового давления от  $\Omega_0/\Omega_m$  в интервале  $[0, 6]$  и  $\beta$  в интервале  $[0, 16]$  для ряда значений  $\psi$  и  $\Omega_m = 10\gamma$ . Значение  $\Omega_m$  несущественно для поиска оптимальных значений параметров, поскольку собственные значения гамильтониана Флоке от  $\gamma$  не зависят. Единственным требованием для  $\Omega_m$  является  $\Omega_m \gg \gamma$ , при выполнении которого диапазон скорости, в котором сила мало отлична от максимальной, может значительно превышать  $\gamma/k$ . В одной серии вычислений значение  $kv$  составляло  $0.2\gamma$ , в другой –  $2\gamma$ . Оптимальные  $\Omega_0/\Omega_m$  и  $\beta$  для данного  $\psi$  определялись из сопоставления областей, в которых при одинаковых  $\Omega_0/\Omega_m$  и  $\beta$  в обеих сериях вычислений сила была близка к максимальной. Оптимальность параметров проверялась построением зависимости квазиэнергий от координаты атома и силы светового давления на атом от его скорости для найденных  $\Omega_0/\Omega_m$  и  $\beta$ .

В таблице приведены значения  $\Omega_0/\Omega_m$  и  $\beta$  для некоторых значений  $\psi$ , обеспечивающие большую величину силы светового давления в поле частотно-модулированных волн (1) в широком диапазоне скорости атома. Кроме того, приведены значения силы све-

**Оптимальные значения  $\Omega_0/\Omega_m$  и  $\beta$  для некоторых  $\psi$**

$\psi/\pi$	0.2	0.25	0.3	0.4	0.5	0.6
$\Omega_0/\Omega_m$	5.72	4.8	3.82	2.7	2.2	1.96
$\beta$	15.1	10.2	7.01	3.85	2.79	2.0
$F/F_\pi$	1.67	1.58	1.37	1.17	1.00	0.86
$F/F_{ad}$	1.39	1.58	1.71	2.93	$\infty$	-2.15

тового давления на атом, движущийся со скоростью  $v \ll \gamma/k$ , в единицах максимально достижимой силы светового давления  $F_\pi$  в поле встречных последовательностей  $\pi$ -импульсов с периодом следования  $T = 2\pi/\Omega_m$ . В пятой строке таблицы приведено сравнение действующей на атом силы светового давления с силой (4), действующей на него при адиабатическом взаимодействии с полем. Как видно, найденные оптимальные параметры взаимодействия атома с полем обеспечивают силу светового давления даже большую, чем при условии адиабатически быстрого прохождения резонанса мгновенной частотой каждой из встречных волн. Более того, при  $\psi = \pi$ , когда  $F_{ad} = 0$ , сила светового давления на атом достигает величины  $F_\pi$ . Отметим, что нормированные на  $F_\pi$  или  $F_{ad}$  значения  $F$  не зависят от  $\Omega_m$ , поскольку величина действующей на атом силы для малых скоростей атома  $v \ll \gamma/k$  пропорциональна частоте модуляции.

Пример зависимости силы светового давления от скорости для оптимальных параметров взаимодействия атомов с полем в случае  $\psi = 0.25\pi$  показан на рис.2 штриховой кривой. Здесь же показана анало-

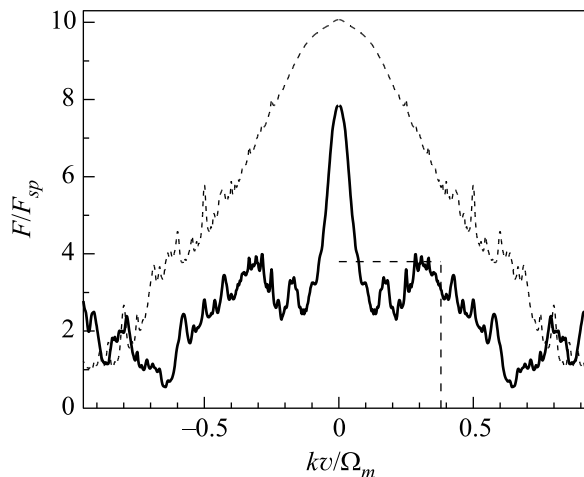


Рис.2. Зависимость действующей на атом силы светового давления в единицах  $F_{sp}$  в поле встречных частотно-модулированных волн от его скорости в единицах  $\Omega_m/k$  для  $\psi = 0.25\pi$  и  $\Omega_m = 10\gamma$ . Сплошная линия соответствует параметрам эксперимента [17] ( $\Omega_0 = 6\Omega_m$ ,  $\beta = 10$ ), штриховая – оптимальным параметрам (см. таблицу). Горизонтальная штриховая прямая показывает среднюю величину силы светового давления, зарегистрированную в эксперименте, вертикальная штриховая прямая – среднюю скорость атомов вдоль направления распространения лазерного излучения, которую они приобрели под действием силы светового давления

гичная зависимость, соответствующая условиям эксперимента [17], в котором значение  $\Omega_0/\Omega_m$  было выше оптимального на 25%. Как видно, при оптимальных параметрах взаимодействия атома с полем сила светового давления близка к максимальной в диапазоне скорости атома, значительно превышающем  $\gamma/k$ . В то же время для параметров эксперимента на зависимости силы от скорости наблюдается узкий пик с шириной порядка  $\gamma/k$ . Зарегистрированная в эксперименте средняя сила светового давления хорошо согласуется с расчетом (горизонтальная штриховая линия на рис.2).

Рис.3 показывает соответствующие параметрам рис.2 зависимости квазиэнергий от координаты атома. Из рис.3а видим, что в эксперименте [17] не формируется цепочка переходов Ландау–Зинера, обеспечивающая большую силу светового давления на атом при  $v > \gamma/k$ . В то же время оптимальный выбор параметров (рис.3б) обеспечивает формирование такой цепочки. Отметим, что подобная показанной на

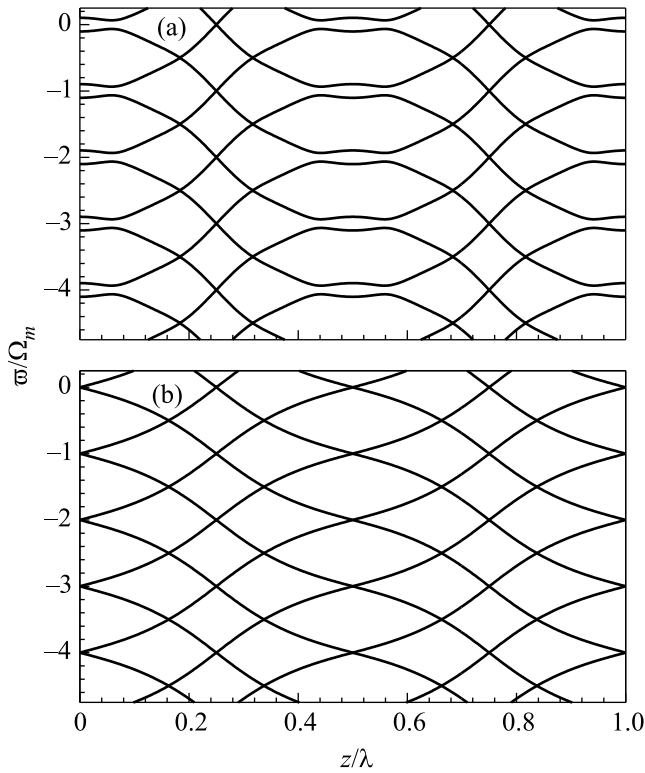


Рис.3. Зависимость собственных значений  $\hbar\omega$  гамильтониана Флоке в единицах  $\hbar\Omega_m$  от координаты атома  $z$  при изменении его положения на длину волны  $\lambda$ : (а) соответствует условиям эксперимента [17] ( $\psi = 0.25\pi$ ,  $\Omega_0 = 6\Omega_m$ ,  $\beta = 10$ ); (б) соответствует оптимальным параметрам из таблицы для  $\psi = 0.25\pi$

рис.3б зависимость квазиэнергий от скорости атома характерна для случая адиабатического взаимодействия атома с полем, когда критерий (3) выполнен.

Чувствительность силы светового давления на атом к изменению  $\Omega_0/\Omega_m$  и  $\beta$  вблизи их оптимальных значений невелика. Пример зависимости силы от скорости атома для различных  $\Omega_0/\Omega_m$  приведен на рис.4. Видно, что изменение  $\Omega_0/\Omega_m$  в пределах 10% практически не изменяет диапазона скорости атома, в котором действующая на него сила близка к максимальной.

Таким образом, сила светового давления на атомы в поле встречных частотно-модулированных волн может использоваться наравне с силой светового давления в бихроматическом поле двух стоячих волн для управления движением атомов в широком диапазоне их скорости.

Работа выполнена в рамках темы НАН Украины В136, В137, ВЦ139.

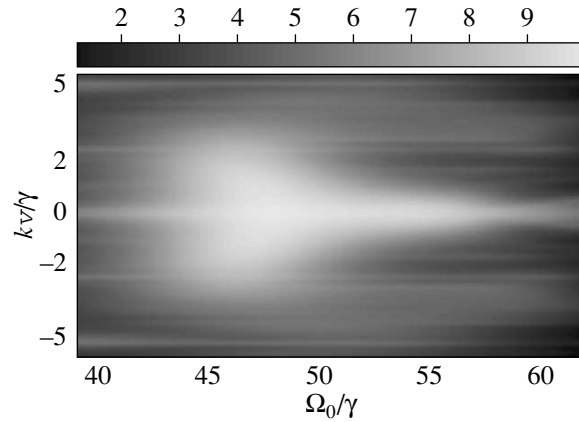


Рис.4. Зависимость силы светового давления от скорости атома и частоты Раби. Параметры:  $\psi = 0.25\pi$ ,  $\Omega_m = 10\gamma$ ,  $\beta = 10.2$

1. A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. **25**, 1321 (1970).
2. В. Г. Миногин, В. С. Летохов, *Давление лазерного излучения на атомы*, М.: Наука, 1986.
3. А. П. Казанцев, ЖЭТФ **66**, 1599 (1974).
4. В. С. Войцехович, М. В. Данилейко, А. М. Негрийко и др., Письма в ЖЭТФ **49**, 138 (1989).
5. В. С. Войцехович, М. В. Данилейко, А. М. Негрийко и др., ЖЭТФ **99**, 393 (1991).
6. А. П. Казанцев, И. В. Краснов, Письма в ЖЭТФ **46**, 264 (1987).
7. В. С. Войцехович, М. В. Данилейко, А. М. Негрийко и др., ЖТФ **58**, 1174 (1988).
8. R. Grimm, Yu. B. Ovchinnikov, A. I. Sidorov, and V. S. Letokhov, Phys. Rev. Lett. **65**, 1415 (1990).
9. J. Söding, R. Grimm, Yu. B. Ovchinnikov et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 1420 (1997).
10. M. R. Williams, F. Chi, M. T. Cashen, and H. Metcalf, Phys. Rev. A **60**, R1763 (1999).
11. M. Williams, F. Chi, M. T. Cashen, and H. Metcalf, Phys. Rev. A **61**, 023408 (2000).
12. M. Cashen and H. Metcalf, Phys. Rev. A **63**, 025406 (2001).
13. M. Partlow, X. Miao, J. Bochmann et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 213004 (2004).
14. L. Yatsenko and H. Metcalf, Phys. Rev. A **70**, 063402 (2004).
15. I. Nebenzahl and A. Szöke, Appl. Phys. Lett. **25**, 327 (1974).
16. В. С. Войцехович, М. В. Данилейко, А. М. Негрийко и др., УФЖ **36**, 192 (1991).
17. M. Cashen, O. Rivoire, L. Yatsenko, and H. Metcalf, Journ. Opt. B **4**, 75 (2002).
18. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **51**, 1492 (1966).