

УДК 530.145

ОБРАЗОВАНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ РАССЕЯНИИ ДВУХ АТОМОВ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Э.А. ГАЗАЗЯН*, А.Д. ГАЗАЗЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: emilgazazyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 28 августа 2015 г.)

Методом Дирака рассмотрено образование метастабильных молекулярных состояний при резонансном рассеянии двух атомов в поле лазерного излучения. Получены выражения для населённостей метастабильных уровней и сечения резонансного рассеяния. В случае точного резонанса лазерного излучения получены графики для населённостей и сечения резонансного рассеяния, которые имеют два пика, обусловленных эффектом Ауслера–Таунса. Полученные результаты могут играть важную роль для исследования управляемой химической реакции, для понимания процессов в квантовых системах конденсата Бозе–Эйнштейна при низких температурах, а также для различных оптических процессов в атомарных газах.

1. Введение

Резонансное рассеяние двух атомов в поле лазерного излучения сопровождается образованием метастабильных молекулярных состояний, исследование которых играет важную роль для управляемой химической реакции, для понимания процессов в квантовых системах конденсата Бозе–Эйнштейна при низких температурах, а также для различных оптических процессов в атомарных газах.

При столкновении двух атомов, когда энергия связанного молекулярного состояния в закрытом канале близка к энергии двух атомов в системе центра инерции, в открытом канале возникает резонансное метастабильное состояние, называемое резонансом Фешбаха [1]. Слабая связь между каналами приводит к сильному смешиванию этих каналов, и образующиеся метастабильные молекулярные состояния будут иметь конечное время жизни и распадаться как в начальном канале, так и в других каналах из-за взаимодействия с континуумом. Процесс образования промежуточных метастабильных молекулярных состояний может управляться, в частности, внешним магнитным полем с изменением расстройки резонанса Фешбаха, когда связанное состояние в закрытом канале имеет другое

сверхтонкое состояние, чем падающие атомы в открытом канале. В этом случае разностью сверхтонких состояний, обусловленной разностью зеемановских сдвигов, можно управлять расстройкой резонанса Фешбаха посредством магнитного поля. Альтернативным способом управления резонансом Фешбаха в отсутствии магнитной перестройки является оптический метод [2–5].

В теории резонансного рассеяния кроме фешбаховского метода [1], который развит для исследований ядерных реакций и успешно применяется при изучении столкновений атомов в бозе–эйнштейновском конденсате, существует альтернативный метод Фано [6] для конфигурационного взаимодействия многоэлектронных атомов. Оба метода предполагают существование резонансных явлений, когда дискретное состояние связывается с континуумом. Метод Фано, который обычно ассоциируется с асимметрией формы резонансной линии, наблюдается также в ядерных реакциях [7]. Он используется не только в атомной физике, например, для исследований автоионизационных и ридберговских состояний [6], резонансной ионизации атомов и лазерно-индуцированной структуры в континууме [8–10]. Метод Фано успешно используется также при рассмотрении резонансных столкновений [6], в том числе для исследования столкновений электронов с атомами с образованием отрицательных ионов и интерференционными явлениями в поле лазерного излучения [11,12]. Этот метод широко используется также для объяснения явлений асимметрии в спектре поглощения примесных ионов в кристалле, обусловленных формированием экситонных резонансов [13–15]. С помощью этих резонансов в работах [16,17] исследовались запись и восстановление квантовой информации в твёрдых телах.

Резонансное рассеяние двух атомов с образованием резонанса Фешбаха исследовано во многих работах. Упругому и неупругому столкновениям атомов в поле лазерного излучения посвящены работы [18–20]. Управление резонансами Фешбаха посредством квантовой интерференции выполнено в работе [21]. Влияние лазерного поля на длину рассеяния вблизи фешбаховского резонанса рассмотрено в работе [22]. Более подробные исследования резонанса Фешбаха можно найти в работах [2–5].

В настоящей работе исследуется образование метастабильных молекулярных состояний при резонансных рассеяниях двух атомов в поле лазерного излучения. В отличие от вышеуказанных методов в данной работе мы используем теорию Дирака для резонансного рассеяния [23,24].

2. Решение основных уравнений при адиабатическом включении взаимодействий

Рассмотрим столкновение атомов в поле лазерного излучения, которое связывает стабильное состояние $|g\rangle$ с квазисвязанным состоянием $|e\rangle$ и с гладким континуумом, который представляет состояние двух сталкивающихся атомов в

системе центра инерции (рис.1). Частота лазерного излучения близка к частоте перехода между состояниями $|g\rangle$ и $|e\rangle$. Два канала – открытый и закрытый – связаны слабым взаимодействием U , которое является сверхтонким взаимодействием, когда магнитный момент в открытом канале отличен от магнитного момента связанного состояния в закрытом канале. Как видно из рис.1, нижнее состояние $|g\rangle$ под действием лазерного излучения одновременно взаимодействует с континуумом и с состоянием $|e\rangle$, что обусловлено эффектом Ауслера–Таунса [25].

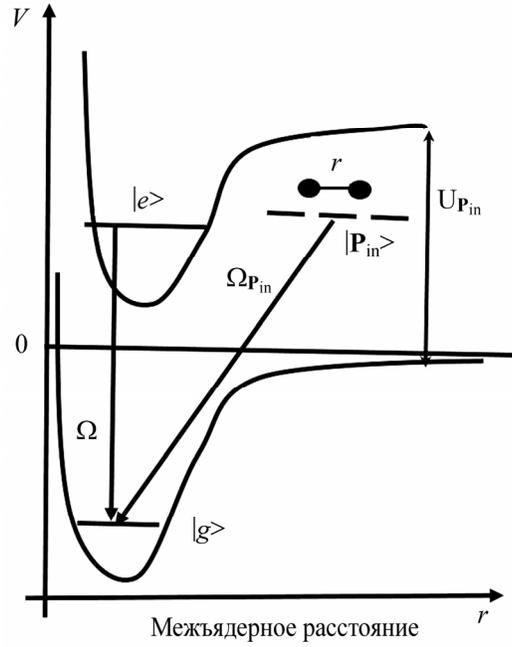


Рис.1. Схематическая диаграмма для резонансного рассеяния двух атомов в поле лазерного излучения.

Гамильтониан рассматриваемого процесса имеет вид

$$\begin{aligned}
 H = & \epsilon_g |g\rangle\langle g| + \epsilon_e |e\rangle\langle e| + \sum_{\mathbf{p}} \epsilon(\mathbf{p}) |\mathbf{p}\rangle\langle \mathbf{p}| + \Omega(t) |e\rangle\langle g| + \Omega^*(t) |g\rangle\langle e| \\
 & + \sum_{\mathbf{p}} (U_{\mathbf{p}} |\mathbf{p}\rangle\langle e| + U_{\mathbf{p}}^* |e\rangle\langle \mathbf{p}|) + \sum_{\mathbf{p}} (\Omega_{\mathbf{p}}(t) |\mathbf{p}\rangle\langle g| + \Omega_{\mathbf{p}}^*(t) |g\rangle\langle \mathbf{p}|),
 \end{aligned} \tag{1}$$

где $\epsilon = E/\hbar$ – частота, соответствующая энергии E , \mathbf{p} – относительный импульс в системе центра инерции (в размерности волнового вектора). Суммирование по \mathbf{p} означает, что система находится в объёме V квантования, и

$$\langle g|g\rangle = \langle e|e\rangle = 1, \quad \langle g|e\rangle = 0, \quad \langle \mathbf{p}'|\mathbf{p}\rangle = \delta_{\mathbf{p}',\mathbf{p}}, \quad \langle \mathbf{p}|e\rangle = \langle \mathbf{p}|g\rangle = 0.$$

Частота Раби $\Omega(t)$ для перехода $e \rightarrow g$, где $\Omega_p(t)$ и $U_p(t)$ – соответственно матричные элементы взаимодействий для переходов из дискретных состояний $|g\rangle$ и $|e\rangle$ в континуум (рис. 1), составляет

$$\Omega(t) = \Omega e^{-i\omega t}. \quad (2)$$

Здесь ω – частота лазерного излучения.

Решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) представим в виде

$$|\Phi(t)\rangle = C_g(t)|g\rangle e^{-i\epsilon_g t} + C_e(t)|e\rangle e^{-i\epsilon_e t} + \sum_{\mathbf{p}} C(\mathbf{p}, t) e^{-i\epsilon(\mathbf{p})t} |\mathbf{p}\rangle. \quad (3)$$

Подставляя выражение (3) для волнового вектора в уравнение Шредингера и учитывая (2), получим следующую систему дифференциальных уравнений для коэффициентов разложения (3):

$$\begin{aligned} i \frac{dC_g(t)}{dt} &= \Omega^* C_e(t) e^{-i(\epsilon_e - \epsilon_g - \omega)t} + \sum_{\mathbf{p}} \Omega_{\mathbf{p}}^* C(\mathbf{p}, t) e^{-i(\epsilon(\mathbf{p}) - \epsilon_g - \omega)t}, \\ i \frac{dC_e(t)}{dt} &= \sum_{\mathbf{p}} U_{\mathbf{p}}^* C(\mathbf{p}, t) e^{-i(\epsilon(\mathbf{p}) - \epsilon_e)t} + \Omega C_g(t) e^{i(\epsilon_e - \epsilon_g - \omega)t}, \\ i \frac{dC(\mathbf{p}, t)}{dt} &= U(\mathbf{p}) C_e(t) e^{i(\epsilon(\mathbf{p}) - \epsilon_e)t} + \Omega_{\mathbf{p}} C_g(t) e^{i(\epsilon(\mathbf{p}) - \epsilon_g - \omega)t}. \end{aligned} \quad (4)$$

После преобразования Фурье для коэффициентов разложения в формуле (3)

$$\begin{aligned} C_g(t) &= \int d\lambda C_g(\lambda) e^{-i(\lambda - \epsilon_g - \omega)t}, \\ C_e(t) &= \int d\lambda C_e(\lambda) e^{-i(\lambda - \epsilon_e)t}, \\ C(\mathbf{p}, t) &= \int d\lambda C(\mathbf{p}, \lambda) e^{-i(\lambda - \epsilon(\mathbf{p}))t} \end{aligned} \quad (5)$$

для Фурье-компонент получим следующую систему алгебраических уравнений:

$$(\lambda - \epsilon_g - \omega) C_g(\lambda) = \Omega^* C_e(\lambda) + \sum_{\mathbf{p}} \Omega_{\mathbf{p}}^* C(\mathbf{p}, \lambda), \quad (6a)$$

$$(\lambda - \epsilon_e) C_e(\lambda) = \Omega C_g(\lambda) + \sum_{\mathbf{p}} U_{\mathbf{p}}^* C(\mathbf{p}, \lambda), \quad (6b)$$

$$(\lambda - \epsilon(\mathbf{p})) C(\mathbf{p}, \lambda) = \Omega_{\mathbf{p}} C_g(\lambda) + U_{\mathbf{p}} C_e(\lambda). \quad (6b)$$

Для решения системы уравнений (6) мы будем использовать метод Дирака [23] при адиабатическом включении взаимодействий. Тогда решение уравнения (6b) представим в виде

$$C(\mathbf{p}, \lambda) = \langle \mathbf{p} | \mathbf{p}_m \rangle \delta(\lambda - \epsilon_{\mathbf{p}}) + (\Omega_{\mathbf{p}} C_g(\lambda) + U_{\mathbf{p}} C_e(\lambda)) \zeta(\lambda - \epsilon(\mathbf{p})), \quad (7)$$

где $|\mathbf{p}_{\text{in}}\rangle$ – состояние континуума падающей волны в импульсном представлении, а функция $\zeta(\lambda - \epsilon(\mathbf{p}))$ имеет вид [24]

$$\zeta(\lambda - \epsilon(\mathbf{p})) = \frac{\mathcal{P}}{\lambda - \epsilon(\mathbf{p})} - i\pi\delta(\lambda - \epsilon(\mathbf{p})). \quad (8)$$

Здесь \mathcal{P} означает главное значение.

Подставляя выражение (7) в уравнения (6а,б), мы получим систему алгебраических уравнений для амплитуд $C_g(\lambda)$ и $C_e(\lambda)$, решения которой имеют вид

$$C_g(\lambda) = A_g(\lambda)\delta(\lambda - \epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})), \quad (9а)$$

$$C_e(\lambda) = A_e(\lambda)\delta(\lambda - \epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})), \quad (9в)$$

где

$$A_g(\lambda) = \frac{\Omega_{\mathbf{p}_{\text{in}}} \left(\lambda - \epsilon_e - \Delta_e(\lambda) + \frac{i}{2}\Gamma_e(\lambda) \right) + \sqrt{\Gamma_g(\lambda)\Gamma_e(\lambda)} \left(q - \frac{i}{2} \right) U_{\mathbf{p}_{\text{in}}}}{\mathcal{D}(\lambda)} \quad (10а)$$

$$A_e(\lambda) = \frac{U_{\mathbf{p}_{\text{in}}} \left(\lambda - \epsilon_g - \omega - \Delta_g(\lambda) + \frac{i}{2}\Gamma_g(\lambda) \right) + \sqrt{\Gamma_g(\lambda)\Gamma_e(\lambda)} \left(q - \frac{i}{2} \right) \Omega_{\mathbf{p}_{\text{in}}}}{\mathcal{D}(\lambda)}, \quad (10б)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{D}(\lambda) = & \left(\lambda - \epsilon_g - \omega - \Delta_g(\lambda) + \frac{i}{2}\Gamma_g(\lambda) \right) \left(\lambda - \epsilon_e - \Delta_e(\lambda) + \frac{i}{2}\Gamma_e(\lambda) \right) \\ & - \Gamma_g(\lambda)\Gamma_e(\lambda) \left(q - \frac{i}{2} \right)^2. \end{aligned} \quad (11)$$

Подставляя выражения (9) в (7), для амплитуды $C(\mathbf{p}, \lambda)$ получим следующее выражение:

$$C(\mathbf{p}, \lambda) = \left[\delta_{\mathbf{p}, \mathbf{p}_{\text{in}}} + (\Omega_{\mathbf{p}} A_g(\lambda) + U_{\mathbf{p}} A_e(\lambda)) \zeta(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}) - \epsilon(\mathbf{p})) \right] \delta(\lambda - \epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})). \quad (12)$$

Здесь $\Delta_g(\lambda)$, $\Delta_e(\lambda)$, $\Gamma_g(\lambda)$ и $\Gamma_e(\lambda)$ соответственно резонансные сдвиги и ширины уровней g и e :

$$\Delta_g(\lambda) = \mathcal{P} \sum_{\mathbf{p}} \frac{|\Omega_{\mathbf{p}}|^2}{\lambda - \epsilon(\mathbf{p})}, \quad (13а)$$

$$\Delta_e(\lambda) = \mathcal{P} \sum_{\mathbf{p}} \frac{|U_{\mathbf{p}}|^2}{\lambda - \epsilon(\mathbf{p})}, \quad (13б)$$

$$\Gamma_g(\lambda) = 2\pi \sum_{\mathbf{p}} |\Omega_{\mathbf{p}}|^2 \delta(\lambda - \epsilon(\mathbf{p})), \quad (13в)$$

$$\Gamma_e(\lambda) = 2\pi \sum_{\mathbf{p}} |U_{\mathbf{p}}|^2 \delta(\lambda - \epsilon(\mathbf{p})), \quad (13\text{г})$$

а q является параметром асимметрии Фано [2]

$$q = \frac{\Omega + \mathcal{P} \sum_{\mathbf{p}} \frac{U_{\mathbf{p}} \Omega_{\mathbf{p}}}{\lambda - \epsilon(\mathbf{p})}}{2\pi \sum_{\mathbf{p}} U_{\mathbf{p}} \Omega_{\mathbf{p}} \delta(\lambda - \epsilon(\mathbf{p}))}. \quad (14)$$

Здесь мы считали $U_{\mathbf{p}}$ и $\Omega_{\mathbf{p}}$ действительными величинами. Заменяя в выражениях (13в,г) суммирование по \mathbf{p} интегрированием

$$\sum_{\mathbf{p}} \rightarrow \int \frac{V d\mathbf{p}}{(2\pi)^3},$$

получим

$$\Gamma_g(\lambda) = \frac{V}{\pi} \left(\frac{m}{\hbar} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{2\lambda} \Omega^2(\lambda), \quad (15\text{а})$$

$$\Gamma_e(\lambda) = \frac{V}{\pi} \left(\frac{m}{\hbar} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{2\lambda} U^2(\lambda), \quad (15\text{б})$$

а также

$$2\pi \sum_{\mathbf{p}} \Omega_{\mathbf{p}} U_{\mathbf{p}} \delta(\lambda - \epsilon(\mathbf{p})) = \frac{V}{\pi} \left(\frac{m}{\hbar} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{2\lambda} \Omega(\lambda) U(\lambda). \quad (16)$$

Из выражений (15а,б) и (16) получим

$$\Omega(\lambda) = \left[\frac{\pi}{V} \left(\frac{\hbar}{m} \right)^{\frac{3}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{1}{(2\lambda)^{\frac{1}{4}}} \sqrt{\Gamma_g(\lambda)}, \quad (17\text{а})$$

$$U(\lambda) = \left[\frac{\pi}{V} \left(\frac{\hbar}{m} \right)^{\frac{3}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{1}{(2\lambda)^{\frac{1}{4}}} \sqrt{\Gamma_e(\lambda)}, \quad (17\text{б})$$

$$2\pi \sum_{\mathbf{p}} \Omega_{\mathbf{p}} U_{\mathbf{p}} \delta(\lambda - \epsilon(\mathbf{p})) = \sqrt{\Gamma_g(\lambda) \Gamma_e(\lambda)}. \quad (18)$$

Учитывая (18), параметр Фано (14) можно представить в виде

$$q = \frac{\Omega + \mathcal{P} \sum_{\mathbf{p}} \frac{U_{\mathbf{p}} \Omega_{\mathbf{p}}}{\lambda - \epsilon(\mathbf{p})}}{\sqrt{\Gamma_g(\lambda) \Gamma_e(\lambda)}}. \quad (19)$$

В дальнейшем мы будем пренебрегать $\Gamma_g(\lambda)$, $\Gamma_e(\lambda)$, а также слабой зависимостью $\Delta_g(\lambda)$ и $\Delta_e(\lambda)$ от λ .

Восстанавливая первоначальный вид функций амплитуд $C_g(t)$, $C_e(t)$ и $C(\mathbf{p}, t)$, исходя из (5) с использованием (9а,б), (10а,б) и (12), и подставляя в разложение (3), для волнового вектора системы получим выражение

$$\begin{aligned} |\Phi(t)\rangle = & |\mathbf{p}_{\text{in}}\rangle e^{-i\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})t} + A_g(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})) e^{-i(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})-\omega)t} |g\rangle + A_e(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})) e^{-i\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})t} |e\rangle \\ & + \sum_{\mathbf{p}} \left[\Omega_{\mathbf{p}} A_g(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})) + U_{\mathbf{p}} A_e(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})) \right] \zeta(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}) - \epsilon(\mathbf{p})) e^{-i\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})t} |\mathbf{p}_{\text{in}}\rangle, \end{aligned} \quad (20)$$

где

$$A_g(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})) = \left[\frac{\pi}{V} \Gamma_g \left(\frac{\hbar}{m} \right)^{\frac{3}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{2\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})} \right)^{\frac{1}{4}} \frac{\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}) - \epsilon_e - \Delta_e - q\Gamma_e}{\mathcal{D}(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}))}, \quad (21)$$

$$A_e(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})) = \left[\frac{\pi}{V} \Gamma_e \left(\frac{\hbar}{m} \right)^{\frac{3}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{2\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})} \right)^{\frac{1}{4}} \frac{\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}) - \epsilon_g - \omega - \Delta_g - q\Gamma_g}{\mathcal{D}(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}))}. \quad (22)$$

В полученном выражении (20) волновой вектор состоит из четырёх частей. Первый член представляет начальное состояние падающей волны с импульсом $|\mathbf{p}_{\text{in}}\rangle$, второй и третий члены соответствуют образованию метастабильных молекулярных состояний $|g\rangle$ и $|e\rangle$ с ширинами и сдвигами соответственно Γ_g , Γ_e и Δ_g , Δ_e . Четвёртый член описывает резонансное рассеяние.

3. Населённости метастабильных молекулярных состояний и сечение резонансного рассеяния

Проецируя волновой вектор системы (20) на состояния $|g\rangle$, $|e\rangle$ и $|\mathbf{p}_{\text{out}}\rangle$, получим соответствующие амплитуды населённостей и резонансного рассеяния из состояния $|\mathbf{p}_{\text{in}}\rangle$ в состояние $|\mathbf{p}_{\text{out}}\rangle$:

$$C_g(t) = A_g(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})) e^{-i(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})-\omega)t}, \quad (23)$$

$$C_e(t) = A_e(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})) e^{-i\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})t}, \quad (24)$$

$$\begin{aligned} A_{\text{sc}}(t) = & \mathbf{p}_{\text{out}} |\Phi(t) e^{i\epsilon_{\text{out}} t} = \left[\Omega_{\mathbf{p}_{\text{out}}} A_g(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})) + U_{\mathbf{p}_{\text{out}}} A_e(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})) \right] \\ & \times \zeta[\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}) - \epsilon(\mathbf{p}_{\text{out}})] e^{-i(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}) - \epsilon(\mathbf{p}_{\text{out}}))t}. \end{aligned} \quad (25)$$

Устремляя в (25) $t \rightarrow \infty$ и учитывая [24]

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \zeta \left[\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}) - \epsilon(\mathbf{p}_{\text{out}}) \right] e^{-i(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}) - \epsilon(\mathbf{p}_{\text{out}}))t} = -2\pi i \delta(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}) - \epsilon(\mathbf{p}_{\text{out}})),$$

для амплитуды рассеяния получим

$$A_{\text{sc}} = -2\pi i M_{\text{in} \rightarrow \text{out}} \delta(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}) - \epsilon(\mathbf{p}_{\text{out}})), \quad (26)$$

где

$$M_{\text{in} \rightarrow \text{out}} = \Omega_{\mathbf{p}_{\text{out}}} A_g(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})) + U_{\mathbf{p}_{\text{out}}} A_e(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})). \quad (27)$$

Исходя из (26), для вероятности перехода в единицу времени, получим

$$W_{\text{sc}} = 2\pi |M_{\text{in} \rightarrow \text{out}}|^2 \delta(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}) - \epsilon(\mathbf{p}_{\text{out}})). \quad (28)$$

Используя (23) и (24) с учётом (21) и (22), для населённостей уровней g и e имеем:

$$|C_g|^2 = \eta_g \sqrt{\frac{\epsilon_e}{\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})}} \frac{\left(\frac{\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}) - \epsilon_e - \Delta_e}{\Gamma_e} + q \right)^2}{d(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}))}, \quad (29)$$

$$|C_e|^2 = \eta_e \sqrt{\frac{\epsilon_e}{\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})}} \frac{\left(\frac{\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}) - \epsilon_g - \omega - \Delta_g}{\Gamma_g} + q \right)^2}{d(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}))}, \quad (30)$$

где

$$\eta_g = \frac{\pi}{V} \frac{1}{\sqrt{2\epsilon_e}} \left(\frac{\hbar}{m} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\Gamma_g}, \quad (31)$$

$$\eta_e = \frac{\pi}{V} \frac{1}{\sqrt{2\epsilon_e}} \left(\frac{\hbar}{m} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\Gamma_e}, \quad (32)$$

$$d(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})) = \left[\frac{\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}) - \epsilon_g - \omega - \Delta_g}{\Gamma_g} \frac{\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}) - \epsilon_e - \Delta_e}{\Gamma_e} - q^2 \right]^2 + \frac{1}{2} \left[\frac{\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}) - \epsilon_g - \omega - \Delta_g}{\Gamma_g} + \frac{\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}) - \epsilon_e - \Delta_e}{\Gamma_e} + 2q \right]^2. \quad (33)$$

Для сечения резонансного рассеяния из (28) с учётом (27) получим

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \eta_{\text{sc}} \frac{\epsilon_e}{\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}})} \frac{\left[\frac{\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}) - \epsilon_g - \omega - \Delta_g}{\Gamma_g} + \frac{\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}) - \epsilon_e - \Delta_e}{\Gamma_e} + 2q \right]^2}{d(\epsilon(\mathbf{p}_{\text{in}}))}, \quad (34)$$

где θ – телесный угол рассеяния и

$$\eta_{sc} = \frac{1}{8} \frac{P_{out}}{P_{in}} \frac{\hbar}{m \epsilon_e}. \quad (35)$$

При выполнении численных расчётов мы рассмотрим случай точного резонанса лазерного излучения с состояниями $|g\rangle$ и $|e\rangle$. Тогда $\epsilon_g + \omega = \epsilon_e$ и резонансные сдвиги Δ_g и Δ_e включим в энергии соответствующих состояний. На рис.2 приведены графики численных расчётов для населённостей уровней g и e в зависимости от расстройки фешбаховского резонанса $\nu = (\epsilon(\mathbf{p}_{in}) - \epsilon_e) / \Gamma_e$ в единицах Γ_e , где Γ_e – ширина фешбаховского резонанса $\sim 10^4$ Гц, а $\Gamma_g = 10\Gamma_e$ для различных значений параметра Фано q .

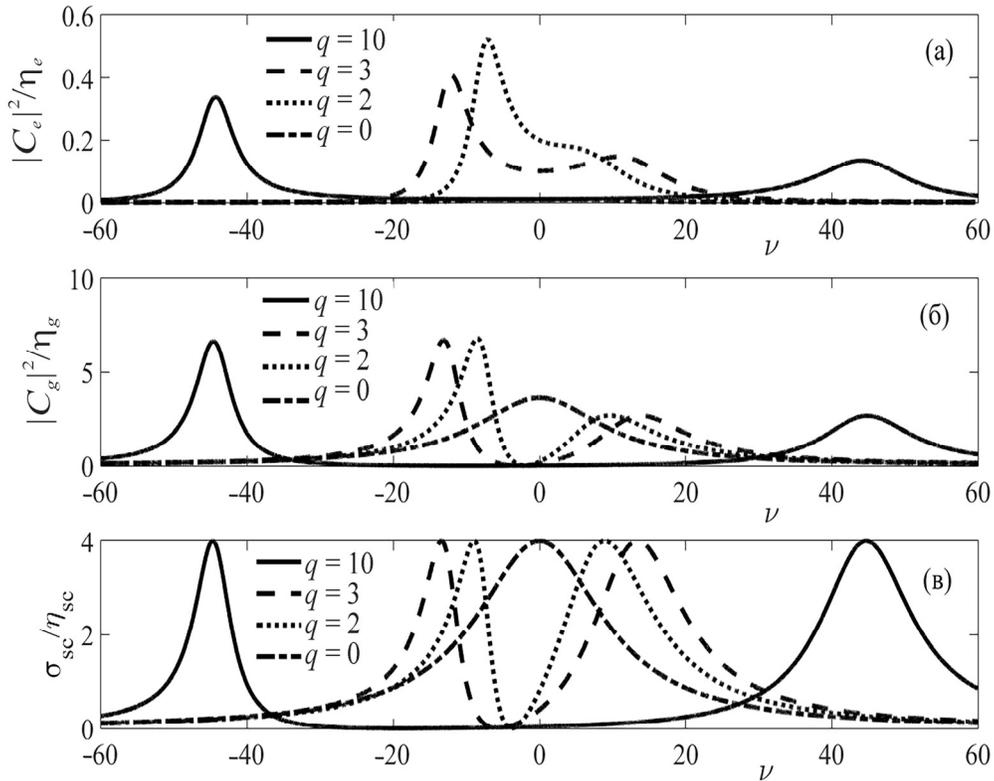


Рис.2. Графические представления населённостей (а) верхнего состояния $|e\rangle$, (б) нижнего состояния $|g\rangle$ и (в) поперечные сечения резонансного рассеяния двух атомов от расстройки фешбаховского резонанса $\nu = (\epsilon(\mathbf{p}_{in}) - \epsilon_e) / \Gamma_e$ в единицах $\Gamma_e = 10^4$ Гц при различных значениях параметра Фано q .

4. Заключение

Исследовано резонансное рассеяние с образованием метастабильных молекулярных состояний в поле лазерного излучения. Получены выражения и графики для населённостей метастабильных уровней и сечений резонансного рассеяния. Показано, что заселение уровней g и e происходит двумя путями. Заселение уровня g происходит прямым переходом из непрерывного состояния падающих частиц в состояние $|g\rangle$ и переходом из непрерывного состояния в возбуждённое состояние $|e\rangle$ с последующим переходом в состояние $|g\rangle$. Эти переходы интерферируют друг с другом и приводят к появлению эффекта Ауслера–Таунса. Двойной пик наблюдается также в сечениях резонансного рассеяния. Расщепления обусловлены эффектом Ауслера–Таунса. При $q = 0$ пики совпадают и раздвигаются с увеличением q .

Исследование частично финансируется в рамках Международной Ассоциированной Лаборатории IRMAS (CNRS-France & SCS-Armenia).

ЛИТЕРАТУРА

1. **H. Feshbach.** Ann. Phys., **19**, 287 (1962).
2. **E. Timmermans, P. Tommasini, M. Hussein, A. Kerman.** Phys. Rep., **315**, 199 (1999).
3. **R.A. Duine, H.T.C. Stoof.** Phys. Rep., **396**, 115 (2004).
4. **I. Bloch, J. Dalibard, W. Zwerger.** Rev. Mod. Phys., **80**, 885 (2008).
5. **Ch. Chin, R. Grimm, P. Julienne, E. Tiesinga.** Rev. Mod. Phys., **82**, 1225 (2010).
6. **U. Fano.** Phys. Rev., **124**, 1866 (1961).
7. **J.M. Blatt, V.F. Weisskopf.** Theoretical Nuclear Physics. New York, John Wiley & Sons, 1952.
8. **A.E. Kazakov, V.P. Makarov, M.V. Fedorov.** Sov. Phys. J. Exp. Theor. Phys., **43**, 20, (1976).
9. **A.D. Gazazyan, M.A. Sarkissyan.** Phys. Lett. A, **78**, 133 (1980).
10. **P.L. Knight, M.A. Lauder, B.J. Dalton.** Phys. Rep., **190**, 1 (1990).
11. **A.D. Gazazyan, R.G. Unanyan.** Sov. Phys. J. Exp. Theor. Phys., **58**, 903 (1983).
12. **A.D. Gazazyan, M.L. Ter-Mikaelyan, R.G. Unanyan.** Laser Phys., **5**, 199 (1995).
13. **J.C. Phillips.** Phys Rev. Lett., **12**, 447 (1964).
14. **K.P. Jain.** Phys. Rev. A., **139**, 544 (1965).
15. **A. Shibata, Y. Toyozawa.** J. Phys. Soc. Jpn., **25**, 335 (1968).
16. **A.D. Gazazyan, E.A. Gazazyan.** Laser Physics, **16**, 1696 (2006).
17. **A.D. Gazazyan, E.A. Gazazyan, A.G. Margaryan.** Eur. Phys. J. D, **53**, 243 (2009).
18. **Э.А. Газазян, А.Д. Газазян, В.О. Чалтыкян.** Изв. НАН Армении, Физика, **46**, 321 (2011).
19. **Э.А. Газазян, А.Д. Газазян, В.О. Чалтыкян.** Изв. НАН Армении, Физика, **47**, 395 (2012).
20. **E.A. Gazazyan, A.D. Gazazyan, V.O. Chaltykyan.** Eur. Phys. J. D, **67**, 197 (2013).
21. **S.E. Harris.** Phys Rev. A, **66**, 010701(R) (2002).
22. **P.O. Fedichev, Yu. Kagan, G.V. Shlypanikov, J.T.M. Walraven.** Phys. Rev. Lett., **77**, 2913 (1996).

23. **П. Дирак.** Принципы квантовой механики. Москва, Наука, 1979.
 24. **В. Гайтлер.** Квантовая теория излучения. Москва, ИИЛ, 1956.
 25. **S.H. Autler, C.H. Townes.** Phys. Rev., **100**, 703 (1955).

ՄԵՏԱՍՏԱԲԻԼ ՄՈԼԵԿՈՒԼԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ՁԵՎԱՎՈՐՈՒՄԸ
 ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԵՐԿՈՒ ԱՏՈՄՆԵՐԻ
 ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՑՐՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Է.Ա. ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Ա.Դ. ԳԱԶԱԶՅԱՆ

Դիրակի մեթոդով դիտարկված է մետաստաբիլ մոլեկուլային վիճակների ձևավորումը լազերային ճառագայթման դաշտում երկու ատոմների ռեզոնանսային ցրման դեպքում: Ստացված են արտահայտություններ մետաստաբիլ մակարդակների բնակեցվածությունների և ռեզոնանսային ցրման կտրվածքի համար: Լազերային ճառագայթման ճշգրիտ ռեզոնանսի դեպքում ստացված են գրաֆիկներ բնակեցվածությունների և ռեզոնանսային ցրման կտրվածքի համար, որոնք ունեն կրկնակի գագաթ պայմանավորված Աուլեր–Տաունսի երևույթով: Ստացված արդյունքները կարևոր դեր են խաղում դեկավարվող քիմիական ռեակցիայի հետազոտման, ցածր ջերմաստիճաններում Բոզե–Էյնշտեյնի կոնդենստի քվանտային համակարգում, ինչպես նաև ատոմական գազերում տարբեր օպտիկական երևույթների բացատրման համար:

FORMATION OF METASTABLE MOLECULAR STATES AT THE RESONANCE
 SCATTERING OF TWO ATOMS IN A LASER RADIATION FIELD

E.A. GAZAZYAN, A.D. GAZAZYAN

The formation of metastable molecular states at the resonance scattering of two atoms in the laser radiation field by using the Dirac method was considered. Expressions for metastable level populations and resonance scattering cross section are received. In case of exact resonance of laser radiation graphics for populations and resonance scattering cross section, which have two peaks due to the Autler–Townes effect, are produced. The results play an important role in the study of controlled chemical reaction, for the understanding of the processes in the quantum systems of the Bose–Einstein condensate at low temperatures, and in various optical processes in atomic gases.