

МНОГОУРОВНЕВЫЕ ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ НА ПРОМЕЖУТОЧНОЙ СТАДИИ ТРЕХФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ МОЛЕКУЛ

Г. К. Иванов, Г. В. Голубков, С. В. Дрыгин, И. Е. Черлина

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова Российской академии наук
117977, Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 октября 1996 г.

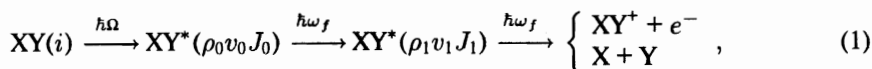
Исследованы процессы ионизации и диссоциации двухатомных молекул под действием слабого поля (с предварительным заселением промежуточного рабочего уровня) и интенсивного линейно поляризованного монохроматического излучения. Показано, что полевое смешивание вращательных компонент различных электронно-колебательных состояний молекул (типа CO, NO и т.д.) при напряженностях поля $f \sim 10^{-5} - 10^{-4}$ ат.ед. может приводить к миграции заселенностей по угловому моменту J . Поэтому из невозбужденных молекул в процессе трехфотонной ионизации могут образовываться ионы с вращательными моментами J^+ , существенно большими, чем это следует из правил отбора для трехфотонного поглощения. Проанализирована возможность селективного образования ионов с $J^+ \gg 1$ и нулевой проекцией углового момента на направление вектора поляризации внешнего электромагнитного излучения.

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе рассмотрен новый круг процессов, связанных с проявлением вращательной структуры двухатомных молекул в процессах резонансной многофотонной ионизации и диссоциации. Поведение двухатомных молекул в сильном электромагнитном поле привлекает к себе постоянное внимание исследователей, что связано прежде всего с многочисленными приложениями в различных областях современной физики [1]. Особое внимание здесь уделяется анализу возможности управления элементарными химическими реакциями с помощью внешнего излучения и получения продуктов с заданными свойствами [2–4]. В последние годы был обнаружен также ряд явлений, которые наиболее четко наблюдаются в области ионизационного континуума. К ним прежде всего относится реакция надпороговой диссоциации — «above-threshold dissociation» (ATD) [5–7], аналогом которой для атомных систем является детально исследованный процесс надпороговой ионизации [8]). Заметим, что диссоциация заметно протекает при интенсивности внешнего электромагнитного поля порядка $I \sim 10^{13}$ Вт/см². Кроме того, здесь наблюдается процесс, получивший название «смягчение молекулярной связи» («bond-softening», BS). Последний [7, 9] доминирует при больших интенсивностях $I \sim 10^{14}$ Вт/см². Наряду с этими явлениями заметное место занимают эффекты молекулярной стабилизации [3, 9–11] и диссоциации молекул, ориентированных вдоль вектора поляризации электромагнитного поля («molecule alignment») [2, 12]. Первый возникает при достаточно высоких интенсивностях $I \sim 10^{14}$ Вт/см² и обусловлен формированием связанных лазерно-индуцированных состояний. Второй характеризуется максимумом в угловом распределении продуктов диссоциации вдоль вектора поляризации.

Теоретические методы исследования особенностей поведения молекул во внешнем поле и последние экспериментальные достижения подробно описаны в оригинальном обзоре [13], а также содержатся в опубликованной недавно серии работ [12, 14, 15]. Заметим, что в литературе широко обсуждается вопрос о роли вращения молекул, характер проявления которого в элементарных химических процессах заранее не является очевидным. В большинстве случаев наличие вращения может приводить к увеличению скорости реакции за счет подключения новых открытых каналов, индуцированных неадиабатической связью электронного и вращательного движений. Подобная физическая ситуация возникает при наличии электронно-возбужденных состояний молекул, образующихся на промежуточной стадии процесса. Существуют такие ситуации, когда вращение приводит к эффективному торможению реакции. Последнее, например, имеет место в процессах резонансной фотоионизации двухатомных молекул XY, сопровождающихся образованием лазерно-индуцированных связанных состояний на фоне диссоциативного континуума X + Y [16]. В большинстве работ по многофотонной ионизации и диссоциации этот вопрос по существу не затрагивается (см. [17]), так как вследствие малости вращательных постоянных для большинства молекул анализ спектров может проводиться при фиксированной ориентации оси молекул. В работах [12, 14, 15] вращение было учтено, однако для рассматриваемых авторами схем двухфотонного поглощения это не имеет принципиального значения, поскольку формально задача здесь сводится только к иному (чем в отсутствие вращения) способу определения входящих в уравнение матричных элементов переходов.

Совершенно другая физическая ситуация возникает в процессах трехфотонного (1 + 2) поглощения, протекающего по следующей схеме:



где $|i\rangle$ — начальное состояние молекулы XY. Причем состояния $|\rho_0 v_0 J_0\rangle$ могут относиться как к ридберговским, так и к низколежащим электронно-возбужденным состояниям. Заселяемые в результате поглощения кванта $\hbar\Omega$ слабого (пробного) поля ровибронные уровни одной группы $\rho_0 v_0 J_0$ оказываются связанными с вышележащей группой уровней $\rho_1 v_1 J_1$ за счет переизлучения квантов сильного поля (здесь ρ_0, v_0 — электронное и колебательное квантовые числа, J_0 — полный угловой момент молекулы). Если полевая связь между вращательными компонентами этих двух групп состояний (обозначим их через «0» и «1») порядка расстояния ΔE_J между вращательными подуровнями внутри этих групп, то в процесс вовлекается значительное число состояний. Соответствующий критерий выглядит следующим образом:

$$V_{01}^{J_0 J_1} \geq \Delta E_J$$

(где $V_{01}^{J_0 J_1}$ — матричный элемент, описывающий полевое взаимодействие между состояниями «0» и «1»). Если состояния ρ_0 и ρ_1 являются высоковозбужденными (ридберговскими), то для величин $V_{01}^{J_0 J_1}$ можно использовать простые аналитические оценки [18]:

$$V_{01}^{J_0 J_1} \sim \frac{f}{n_0^{3/2} n_1^{3/2} \omega_f^{5/3}}, \quad (2)$$

где f — амплитуда напряженности внешнего поля, n_0, n_1 — главные квантовые числа состояний «0» и «1» ($\hbar = m_e = e = 1$). Так, например, для атмосферных молекул N₂,

NO, CO, O₂ величина $\Delta E_J \sim 10^{-5}$ и 10^{-4} при $J \sim 1$ и $J \sim 10$ соответственно. Поэтому для значений $n_0 \approx 5$, $n_1 \approx 10$ и частоты внешнего поля $\omega_f \sim 10^{-2}$ критерий (2) начинает выполняться при напряженностях $f \sim 10^{-5}$ – 10^{-4} . В этих условиях двухуровневое резонансное приближение неприменимо и необходимо учитывать более сложные многоуровневые схемы переходов. Следует также иметь в виду, что рассматриваемые нами промежуточные состояния прилегают к границе ионизационного континуума $e^- + XY^+$ и способны преддиссоциировать. При этом взаимодействующие резонансные состояния, как правило, имеют общие (коррелированные) континуумы распада. Поэтому процедура введения феноменологических параметров теории для описания уширения уровней, широко практикуемая в многоуровневых резонансных приближениях, здесь также неприменима. Решение поставленной задачи проводится ниже в рамках стационарного метода матрицы радиационных столкновений [19–21], в котором используется информация о взаимодействии между связанными состояниями и об амплитудах прямых связанно-свободных переходов. Поскольку рассмотрение проводится на языке амплитуд переходов, вклады коррелированных и некоррелированных континуумов распада в эффективные взаимодействия между распадающимися состояниями могут быть последовательно учтены. Это позволяет детально исследовать особенности фотоионизационных спектров и установить характер распределения образующихся ионов по угловым моментам J^+ . Развитая теория проиллюстрирована ниже на примере молекулы CO.

2. МНОГУРОВНЕВЫЕ ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПРИ ТРЕХФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ МОЛЕКУЛ

Будем считать, что исходная молекула XY в $J_i M$ -состоянии подвергается одновременному воздействию двух монохроматических источников линейно поляризованного света: слабого с частотой Ω и сильного с частотой ω_f . В результате многофотонного поглощения с резонансным возбуждением двух групп промежуточных ровибронных состояний «0» и «1» образуются фрагменты $e^- + XY^+$ или X+Y. Схема исследуемого нами процесса (1) представлена на рис. 1.

Определим амплитуду перехода из начального состояния молекулы XY с квантовыми числами $\Lambda v_i J_i M$ в конечное состояние $e^- + XY^+$, которое характеризуется квантовыми числами $\Lambda_p v_p J_p M$, выбирая в качестве оси квантования направление вектора \mathbf{f} (здесь v_i, v_p относятся к колебательным состояниям XY и XY⁺ соответственно, Λ — проекция электронного углового момента на молекулярную ось). Предполагая также LS-тип связи в молекуле, используем, как обычно, адиабатическое по вращению ядер приближение. Причем в соответствии с правилами сложения полный угловой момент J_p и его проекция M известным образом коррелируют с угловыми моментами иона J^+, M^+ вылетающего фотоэлектрона l, m . Поскольку излучение на частоте Ω по определению является слабым ($f_\Omega \ll f$), амплитуду перехода M_{ip} можно записать как

$$M_{ip} = \langle i | \mathbf{D} | \Psi_p \rangle, \quad (3)$$

\mathbf{D} — оператор дипольного момента. Волновая функция Ψ_p должна строиться с учетом полевого смешивания рассматриваемых групп состояний «0» и «1». Для этого мы воспользуемся предложенным в [19, 20] методом, где континуальные волновые функции выражаются через элементы T-матрицы радиационных столкновений, которые описывают соответствующие переходы в системе $e^- + XY^+$ с учетом изменения числа фото-

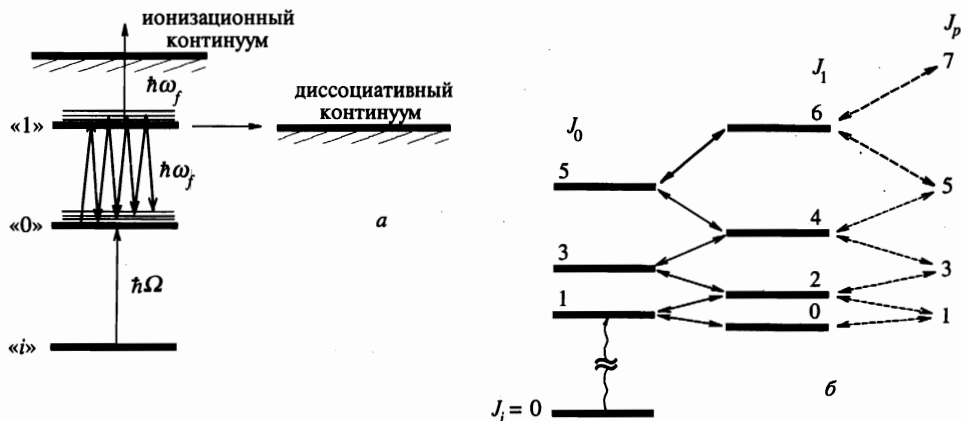


Рис. 1. а — Схема внутримолекулярных переходов; б — резонирующие в поле интенсивного излучения группы вращательных уровней вибронных состояний «0» ($J_0 = 1, 3, 5$) и «1» ($J_1 = 0, 2, 4, 6$). Уровень $J_0 = 1$ заселяется квантом пробного поля Ω из вращательно-невозбужденного состояния молекулы XY. Ионизационному континууму соответствует полный угловой момент $J_p = 1, 3, 5, 7$ системы

нов внешнего поля. Интенсивные переходы происходят в области малых расстояний электрона от ионного остова, так как в рассматриваемой схеме предполагается, что разделенные фрагменты e^- и XY^+ не взаимодействуют с внешним полем. Последнее выполняется при следующем ограничении на величину:

$$\xi = f\omega_f^{-5/3} \ll 1. \tag{4}$$

Условие (4) позволяет строить волновую функцию с учетом смешиваемых состояний «0» и «1», не прибегая к теории возмущений. Тогда, следуя [20], для амплитуды ионизации имеем

$$M_{ip} = D_{i0} \frac{1}{E - E_0} T_{0p}, \tag{5}$$

где $D_{i0} = \langle i | \mathbf{D} | 0 \rangle$ — дипольный матричный элемент перехода ($i \rightarrow 0$), E — энергия системы после поглощения кванта Ω , E_0 — положение невозмущенного полем уровня «0» системы (отсчитанные от основного состояния иона XY^+). Элементы T_{0p} определяются из операторного уравнения для матрицы радиационных столкновений

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}' + \mathbf{T}' \sum_{s,k} \frac{|s_k\rangle \langle s_k|}{E - E_s - k\omega_f} \mathbf{T}, \tag{6}$$

в котором явно выделены резонансные дискретные (или квазидискретные) состояния (в данном случае «0» и «1»). Нерезонансные члены включены в слабо зависящую от энергии матрицу \mathbf{T}' , элементы которой при условии (4) даются выражениями

$$T'_{s_k s_{k'}} = t_{s_k s_{k'}} - i \sum_{p, k''} t_{s_k p_{k''}} t_{p_{k''} s_{k'}}. \tag{7}$$

Величины $t_{s_k s_{k'}}$, с $k' = k \pm 1$ описывают прямую полевою связь между состояниями s_k и $s_{k'}$, которые отличаются числом фотонов в системе (причем $k < 0$ соответствует их уменьшению, т. е. поглощению). Для характеристики парциальных амплитуд $t_{s_k, p}$, описывающих распад промежуточного $|s_k\rangle$ -состояния в p -континуум, наряду с квантовыми числами J_p, Λ_p, M включен также индекс k изменения числа фотонов в системе. Эти амплитуды обычным образом связаны с полной шириной уровня

$$\Gamma_{s_k} = 2\gamma_{s_k} = 2 \sum_p |t_{s_k, p}|^2, \quad (8)$$

которая включает, соответственно, и естественные ширины, обусловленные преддиссоциацией молекулы XY.

3. ПОЛЕВОЕ ЗАСЕЛЕНИЕ ВЫСОКИХ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ИОНОВ ПРИ МНОГОФОТОННОЙ ИОНИЗАЦИИ

Обратимся к анализу возможности заселения высоких вращательных состояний в процессе многофотонной ионизации. Для этого достаточно ограничиться простой семиуровневой схемой трехфотонного $\Omega + 2\omega_f$ поглощения, которая изображена на рис. 1б. Тогда переход молекулы XY из вращательно-невозбужденного состояния ($J_i = 0$) происходит в условиях, когда на промежуточной стадии за счет полевого смешивания образуются группы вращательных подуровней $J_0 = 1, 3, 5$ и $J_1 = 0, 2, 4, 6$ состояний «0» и «1», соответствующих двум электронно-колебательным (вибронным) уровням $E_{\rho_0 v_0}$ и $E_{\rho_1 v_1}$ ($E_{\rho_0 v_0} \approx E_{\rho_1 v_1} - \omega_f$). Следует отметить, что при напряженностях $f \sim 10^{-4}$ вклад состояний с более высокими значениями J оказывается незначительным вследствие малости соответствующих элементов V_{01} по сравнению с расстоянием до ближайшего неучитываемого уровня. В рассматриваемой схеме рабочим (т. е. предварительно заселяемым за счет слабого поля с частотой Ω из основного состояния молекулы XY) является вибронный уровень ($\rho_0 v_0 J_0 = 1$). Полевое взаимодействие групп вращательных состояний «0» и «1» обозначено на рис. 1б сплошными стрелками, а обмен квантами поля состояний «1» с континуумом — штриховыми. При этом, как отмечалось выше, вращательные подуровни групп «0» и «1», отвечающие различным значениям J , в общем случае могут быть преддиссоционными с естественными ширинами $\Gamma_e = 2|t_{s_k, d}|^2$.

Исследуем прежде всего возможность образования и выделения ионных состояний с высокими значениями вращательного момента J^+ . С этой целью исключим из рассмотрения эффекты неадиабатической вибронной связи, которые не оказывают влияния на качественный характер явления и сказываются только на положении резонансных уровней в результирующей картине ионизационного спектра. Соответствующие расчеты проведем на примере молекулы CO, оптические и электронные спектры которой изучены достаточно подробно [22–24]. При выборе промежуточных состояний «0» и «1» мы рассмотрим две достаточно простые и наглядные физические ситуации, где в первой этим состояниям отвечают нижние члены ридберговских p - и s -серий (с эффективными главными квантовыми числами $\nu_0 = 3.321$ и $\nu_1 = 5.123$). Вторая относится к противоположному случаю, когда при многофотонном поглощении заселяются s - и p -серии с числами $\nu_0 = 4.099$ ($\sigma\sigma$ -серия) $\nu_1 = 6.337$ ($p\sigma$ -серия), соответственно. Для определенности проанализируем следующие две схемы оптических переходов, предпо-

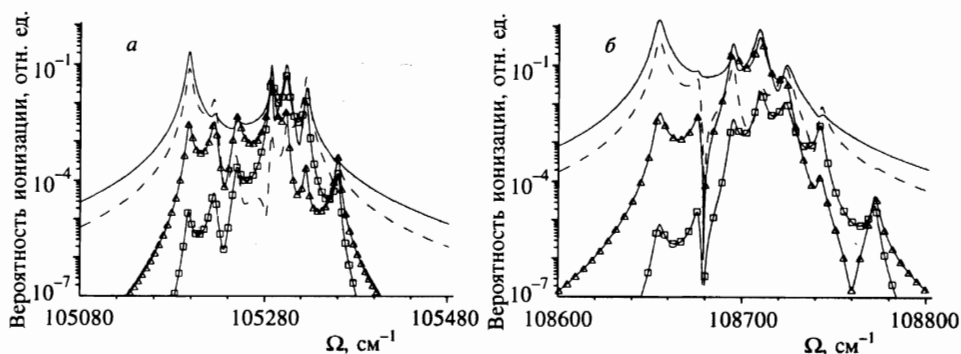


Рис. 2. Фотоэлектронные спектры молекулы CO для непрерывных состояний $J_p = 1, 3, 5, 7$; сплошная линия отвечает состояниям $J_p = 1$, штриховая — $J_p = 3$, Δ — $J_p = 5$, \square — $J_p = 7$ (ионизирующиеся состояния: а — $s\sigma$ -серии (схема (9)), б — $p\sigma$ -серии (схема (10))

лагая, что векторы напряженности f_Ω и f слабого и сильного полей параллельны друг другу:

$$X^1\Sigma^+(J_i = 0, v_i = 0) \xrightarrow{\Omega} {}^1\Sigma^+(4p\sigma, J_0, v_0 = 1) \xrightleftharpoons{\omega_f} {}^1\Sigma^+(6s\sigma, J_1, v_1 = 1) \xrightarrow{\omega_f} \text{continuum } (J_p, v_p = 1), \quad (9)$$

$$X^1\Sigma^+(J_i = 0, v_i = 0) \xrightarrow{\Omega} {}^1\Sigma^+(5s\sigma, J_0, v_0 = 1) \xrightleftharpoons{\omega_f} {}^1\Sigma^+(7p\sigma, J_1, v_1 = 1) \xrightarrow{\omega_f} \text{continuum } (J_p, v_p = 1), \quad (10)$$

где начальному состоянию « i » соответствует основное $X^1\Sigma$ состояние молекулы CO с квантовыми числами $J_i = M = 0$. Тогда состояние «0» будет представлять собой совокупность вращательных подуровней с нечетными $J_0 = 1, 3, 5$, а состояние «1» — с $J_1 = 0, 2, 4, 6$. В соответствии с правилами отбора дипольные переходы для $M = 0$ (когда $\Delta J = \pm 1$, $\Delta L = 0, \pm 1$) будут приводить к образованию непрерывных состояний $J_p = 1, 3, 5, 7$. Причем преддиссоционными здесь являются состояния s -серии, для которых естественные ширины уровней $n_1 = 6, v = 1$ (схема (9)) и $n_0 = 5, v = 1$ (схема (10)) составляют $\Gamma_e = 2.4 \text{ см}^{-1}$ и $\Gamma_e = 1.9 \text{ см}^{-1}$ [23]. Зависимости вероятностей переходов в конечные состояния с различными J_p представлены на рис. 2.

На рис. 2а изображена первая ситуация, когда с ионизационным континуумом взаимодействует s -серия промежуточной группы «1». Аналогичные зависимости для второй ситуации (с заселением p -серии) приведены на рис. 2б. Расчеты спектров многофотонной ионизации выполнены с исходными данными [23] и частотами сильного электромагнитного поля ω_f , которые выбраны близкими к разности энергии невозмущенных внешним полем уровней $\rho_0 v_0$ и $\rho_1 v_1$ с отстройкой $\Delta = \omega_f - (E_{\rho_1 v_1} - E_{\rho_0 v_0})$. Этот выбор обеспечивает наиболее оптимальные условия для реализации состояний с большими J^+ . Например, в первой ситуации $l = 1$ (схема (9)) эти условия выполняются при следующих значениях параметров: $\Omega = 105287.1 \text{ см}^{-1}$, $\omega_f = 5793.0 \text{ см}^{-1}$ (что соответствует отстройке $\Delta = 12.0B$, где B — вращательная постоянная иона CO^+) и $f = 7.2 \cdot 10^{-5}$. Во второй ситуации $l = 0, 2$ (схема (10)) они реализуются при

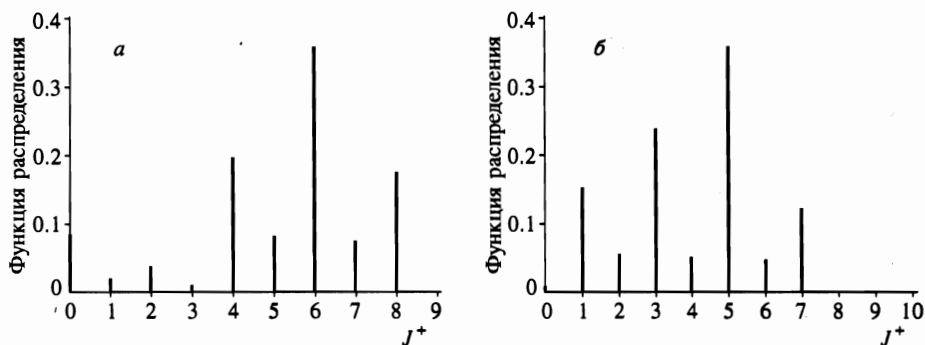


Рис. 3. Нормированная на единицу функция распределения ионов по значениям углового момента J^+ (а — угловой момент вылетающего электрона $l = 1$; б — $l = 0, 2$)

$\Omega = 108696.1 \text{ см}^{-1}$, $\omega_f = 3797.2 \text{ см}^{-1}$ ($\Delta = -0.4B$) и $f = 1.1 \cdot 10^{-4}$.

Обсудим теперь характерные особенности образующихся ионизационных спектров. Заметим, что эти спектры обладают типичной резонансной структурой, положения пиков которой соответствуют группам вращательных подуровней промежуточных состояний «0» и «1», возмущенных взаимодействием с внешним полем. Причем пики, отвечающие большим J_p и образующиеся в результате многофотонного процесса, локализованы в окрестности этих групп состояний. На крыльях спектра имеет место обычное трехфотонное ($\Omega + 2\omega_f$) поглощение с образованием $J_p = 1, 3$. Основной интерес для нас представляют области, где доминируют переходы в состояния с большими значениями J_p . В первом случае (см. рис. 2а) эти области расположены вблизи значений частот пробного поля $\Omega = 105287.0 \text{ см}^{-1}$ и $\Omega = 105357.5 \text{ см}^{-1}$, во втором, изображенном на рис. 2б, — вблизи $\Omega = 108719.0 \text{ см}^{-1}$.

Видно, что при небольших напряженностях внешнего поля $f \approx 10^{-5}$ резонансы, отвечающие промежуточным состояниям $J_0 = 5$, $J_1 = 6$ и конечным $J_p = 1, 3, 5$, практически неразличимы. Для состояний $J_p = 7$ резонансная картина отчетливо проявляется. При этом отношение вероятностей перехода в состояние $J_p = 5$ к суммарной вероятности переходов с образованием $J_p = 1, 3$ достигает 4. Дополнительной характеристикой спектра многофотонной ионизации является также функция распределения образующихся ионов по вращательным состояниям с угловыми моментами J^+ , которая дается выражением

$$F(E) \sim \sum_{l, m, \Lambda, J_p} |(lJ^+ m M^+ | J_p M) (lJ^+ \Lambda 0 | J_p \Lambda) M_{ip}|^2, \quad (11)$$

где $(lJ^+ m M^+ | J_p M)$ — коэффициенты векторного сложения. Соответствующие гistogramмы распределения образующихся ионов по J^+ приведены на рис. 3¹⁾. В первом случае, когда угловой момент вылетающего электрона равен $l = 1$, вращательный момент иона J^+ может изменяться от 0 до 6. Во втором случае угловой момент электрона l может принимать значения 0 и 2, поэтому вращательный момент иона J^+ в соответствии с правилами сложения моментов $|J_p - l| \leq J^+ \leq |J_p + l|$ будет изменяться от 0 до

¹⁾ Нормировка функции на единицу соответствует обращению в единицу суммы ее значений по всем возможным J^+ .

7. Причем для $l = 1$ вблизи указанных областей спектра, в которых конечные состояния с полным моментом $J_p = 5, 7$ доминируют, с наибольшей вероятностью образуются вращательно-возбужденные ионы с $J^+ = 4, 6$ (так как $J^+ = J_p \pm 1$). В случае $l = 0, 2$ это будет иметь место для $J^+ = 5, 7$ (здесь $J^+ = J_p, J_p \pm 2$).

Следует отметить, что рассмотренная схема является критичной к выбору основных параметров теории, т. е. напряженности внешнего поля f и величине отстройки Δ . Так, при $f \sim 10^{-3}$ происходит сильное полевое уширение уровней и спектр ионизации становится диффузным, причем соотношение величин $|M_{ip}|^2$ оказывается таким же, как и на крыльях распределения. Аналогичная картина наблюдается и при увеличении величины отстройки. Тем не менее, предложенная схема позволяет для каждой конкретной молекулы определить наиболее оптимальное сочетание частот Ω , ω_f и напряженности f .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вследствие взаимодействия возбужденных молекул с интенсивным монохроматическим излучением возникают лазерно-индуцированные состояния, представляющие собой когерентные суперпозиции тех групп связанных полем вращательных состояний, для которых расстояния Δ_r между уровнями порядка величины полевого расщепления: $\Delta_r \sim V_{if}^{J_0 J_1}$. Их количество совпадает с общим числом вовлекаемых в процесс ровибронных состояний $\Psi_n = \sum_s C_s(f, \omega_f) \Phi_s$, которые являются автоионизационными (или преддиссоционными) и обладают временами жизни по отношению к радиационному распаду большими, чем время жизни по отношению к наиболее эффективному оптическому переходу. Благодаря миграции заселенностей по угловым моментам при переизлучении квантов сильного поля возможна целенаправленная оптимизация условий, необходимых для получения молекулярных ионов с достаточно большими значениями $J^+ \sim 5-7$. По существу это открывает принципиально новую возможность создания медленных поляризованных ионных пучков с контролируемым вращательным распределением при многофотонной ионизации вращательно-невозбужденных молекул (в состояниях с нулевой проекцией углового момента M на направление вектора поляризации излучения). Создание таких пучков представляет несомненный интерес для решения практически важной задачи экспериментального изучения роли вращения в элементарных процессах с участием молекулярных ионов (реакции диссоциативной рекомбинации электронов и молекулярных ионов [25], околороговой фотодиссоциации молекул и т. д.).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-03-34113).

Литература

1. Г. В. Голубков, Г. К. Иванов, Изв. РАН, сер. хим. 3, 367 (1994).
2. E. Charron, A. Giusti-Suzor, and F. H. Mies, Phys. Rev. A **49**, R641 (1994).
3. O. Atabek, M. Chrysos, and R. Lefebvre, Phys. Rev. A **49**, R8 (1994).
4. P. Brumer and H. Shapiro, Sci. Am. **272**(3), 34 (1995).

5. A. Giusti-Suzor, X. He, O. Atabek, and F. H. Mies, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 515 (1990).
6. G. Jolicard and O. Atabek, *Phys. Rev. A* **46**, 5845 (1992).
7. A. Zavriyev, P. H. Bucksbaum, G. H. Muller, and D. W. Schumacher, *Phys. Rev. A* **42**, 5500 (1990).
8. P. Agostini, F. Fabre, G. Mainfray, G. Petite, and N. K. Rahman, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1127 (1979).
9. G. Yao and S.-I. Chu, *Phys. Rev. A* **48**, 485 (1993).
10. G. Yao and S.-I. Chu, *Chem. Phys. Lett.* **197**, 413 (1992).
11. A. Zavriyev, P. H. Bucksbaum, J. Scuiet, and F. Saline, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1077 (1993).
12. J. F. McCann and A. D. Bandrauk, *J. Chem. Phys.* **96**, 903 (1992).
13. A. Giusti-Suzor, F. H. Mies, L. F. DiMauro, E. Charron, and B. Yang, *J. Phys. B* **28**, 309 (1995).
14. S. Banerjee, S. S. Bhattacharyya, and S. Saha, *Phys. Rev. A* **49**, 1836 (1994).
15. E. Charron, A. Giusti-Suzor, and F. H. Mies, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2815 (1995).
16. E. E. Aubanel, J. M. Gauthier, and A. D. Bandrauk, *Phys. Rev. A* **48**, 2145 (1993).
17. В. С. Легохов, *Лазерная фотоионизационная спектроскопия*, Наука, Москва (1987).
18. Б. Н. Делоне, В. П. Крайнов, *Атом в сильном световом поле*, Энергоиздат, Москва (1984).
19. Г. К. Иванов, *ХВЭ* **23**, 172 (1989).
20. Г. К. Иванов, Г. В. Голубков, *ЖЭТФ* **99**, 1404 (1991).
21. Г. К. Иванов, Г. В. Голубков, С. В. Дрыгин, *ЖЭТФ* **107**, 1503 (1995).
22. C. Letzelter, M. Eidelsberg, F. Rostus, J. Breton, and B. Thieblemont, *Chem. Phys.* **114**, 273 (1987).
23. M. Komatsu, T. Ebata, T. Maeyama, and N. Mikami, *J. Chem. Phys.* **103**, 2420 (1995).
24. G. Sha, D. Proch, Ch. Rose, and K. L. Kompa, *J. Chem. Phys.* **99**, 4334 (1993).
25. M. Larsson, *Phys. Scr.* **59**, 270 (1995).