ЖЭТФ, 2001, том 120, вып. 2 (8), стр. 333–339

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ФРАГМЕНТОВ КУЛОНОВСКОГО ВЗРЫВА ДВУХАТОМНОЙ МОЛЕКУЛЫ В СИЛЬНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

В. В. Гридчин, А. М. Попов, О. В. Смирнова*

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 февраля 2001 г.

В рамках классической механики рассмотрены особенности угловых распределений фрагментов кулоновского взрыва двухатомной гетероядерной молекулы в процессе многоэлектронной диссоциативной ионизации в сверхсильном поле. Показано, что картина угловых распределений фрагментов кулоновского взрыва различна в разных диапазонах параметров лазерного импульса. В частности, существуют два существенно разных режима разлета фрагментов: разлет в кулоновском поле и разлет в поле эффективного потенциала «фрагмент + поле». Эффективный потенциал учитывает как силу кулоновского отталкивания ядер, так и среднюю за период силу, действующую со стороны поля на систему, и может быть получен в рамках метода Крамерса–Хеннебергера. Обсуждаются границы применимости метода Крамерса–Хеннебергера для данной задачи, определяющие диапазон параметров поля, в котором наблюдается разлет фрагментов в направлении, перпендикулярном полю при изначально произвольной ориентации оси молекулы относительно поля.

PACS: 33.80.-b, 33.90.+h

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее эффективных методов теоретического описания динамики атомных систем в сверхсильных полях является метод Крамерса–Хеннебергера [1, 2].

Идея метода Крамерса–Хеннебергера заключается в применении к исходному гамильтониану атома в лазерном поле:

$$\hat{H} = \frac{1}{2}\left(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)^2 + V(\mathbf{r}), \qquad (1)$$

где

$$\mathbf{A} = A_0 \mathbf{e}_x \sin\omega t, \quad A_0 = -Ec/\omega,$$

преобразования [1]

$$S_{KH} = \exp\left(\frac{i}{c}\mathbf{p}\int_0^t \mathbf{A}(t')dt'\right) \times \exp\left(-\frac{i}{2c^2}\int_0^t A^2(t')dt'\right),$$

приводящего гамильтониан (1) к следующему виду:

$$\hat{H}_{KH} = \frac{p^2}{2} + V(\mathbf{r} + \mathbf{e}_x a_e \cos\omega t), \qquad (2)$$

$a_e = E/\omega^2$ — амплитуда осцилляций свободного электрона в лазерном поле, E, ω — напряженность и частота поля. Здесь и далее используется атомная система единиц $m_e = \hbar = e = 1$. В приближении Крамерса–Хеннебергера в гамильтониане (2) зависящий от времени потенциал заменяется средним за период значением $V_{KH}(\mathbf{r}, a_e)$ — потенциалом Крамерса–Хеннебергера. Это приближение Крамерса–Хеннебергера справедливо, если влияние поправок

*E-mail: smirnova@mics.msu.su

$$\delta V = V(\mathbf{r} + \mathbf{e}_x a_e \cos\omega t) - V_{KH}(\mathbf{r}, a_e)$$

несущественно. В этом случае некоторые величины, например, скорости ионизации, поляризуемости, могут быть вычислены по теории возмущений, а точные квазиэнергии системы хорошо аппроксимируются энергиями стационарных состояний.

В настоящее время хорошо изучены свойства потенциала Крамерса–Хеннебергера, свойства собственных функций и собственных состояний Крамерса–Хеннебергера [3–7]. Потенциал Крамерса–Хеннебергера практически не отличается от исходного атомного потенциала при $a/a_e \gg 1$, где a — характерный размер атомного потенциала. С увеличением амплитуды осцилляций, $a_e > a$, потенциал Крамерса–Хеннебергера приобретает двухъямную структуру и вытягивается в направлении вектора электрического поля электромагнитной волны. Поскольку потенциал Крамерса–Хеннебергера — центральный объект формализма Крамерса–Хеннебергера, который характеризует перестройку атомных состояний в слабом высокочастотном и в сильном полях и используется для описания эффекта адиабатической стабилизации, значительный интерес представляет изучение этого объекта в реальном эксперименте. Результаты компьютерных экспериментов, позволяющих определить структуру потенциала Крамерса–Хеннебергера, обсуждаются в работах [8, 9].

В данной работе показано, что картина угловых распределений фрагментов кулоновского взрыва двухатомных гетероядерных молекул в процессе диссоциативной ионизации в сильном лазерном поле определяется структурой потенциала Крамерса–Хеннебергера.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДИССОЦИАТИВНОЙ ИОНИЗАЦИИ. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Процесс диссоциативной ионизации молекул в сильном лазерном поле широко изучается как экспериментально [10–22], так и теоретически [23–32]. Для того чтобы упростить картину диссоциативной ионизации, при теоретическом рассмотрении обычно используется модель, в которой все многообразие событий, составляющих картину этого процесса, сводится к следующим двум последовательным событиям: (1) удаление электронов и (2) кулоновский взрыв образовавшегося в результате удаления электронов молекулярного иона. Таким образом, эволюция процесса диссоциативной ионизации определяется конкуренцией указанных эффектов, которые дают различный вклад в этот процесс в разных диапазонах параметров лазерного излучения.

Важнейшей характеристикой диссоциативной ионизации является угловое распределение фрагментов кулоновского взрыва. Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что угловые распределения фрагментов диссоциации молекул в сильном линейно поляризованном поле имеют резкий пик в направлении оси поляризации поля (см., например, [12, 13, 15, 17, 19]). Резкая анизотропия угловых распределений интерпретируется как результат динамического выстраивания молекулы в поле [12, 33] или существенного увеличения сечений диссоциации с ростом степени ориентации молекулы по полю [15]. Эти процессы, очевидно, происходят на первой стадии процесса диссоциативной ионизации.

В данной работе рассматривается диссоциация гетероядерной молекулы типа HA (H — атом водорода, A — атом некоторого другого элемента, например, дейтерия, хлора, брома и т. п.) импульсом поля оптического диапазона частот, интенсивностью $P \geq 10^{19}$ Вт/см^2 и длительностью 100 фс. Можно ожидать, что в полях столь высокой интенсивности двухэлектронная ($q+1$-электронная) ионизация молекулы происходит практически мгновенно, поэтому представляется разумным уделить основное внимание изучению второй стадии процесса диссоциативной ионизации — кулоновского взрыва молекулярного иона $\mathrm{HA}^{(q+1)+}$, $q \geq 1$. Таким образом, в данной работе рассматриваются процессы, способные повлиять на формирование картины угловых распределений на стадии кулоновского взрыва.

Будем рассматривать задачу диссоциации в рамках классической механики. В предположении о внезапном удалении электронов в момент времени $t = 0$ динамика ионов, H^+, $\mathrm{A}^{(q+1)+}$ определяется уравнениями

$$\mu\frac{d\rho}{dt} = p_\rho, \quad \frac{dp_\rho}{dt} = -\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\frac{1}{\sqrt{\rho^2+z^2}} + \frac{L_z^2}{2\mu\rho^2}\right),$$

$$\mu\frac{dz}{dt} = p_z, \quad \frac{dp_z}{dt} = -\frac{\partial}{\partial z}\frac{1}{\sqrt{\rho^2+z^2}} + \gamma E(t)$$

с начальными условиями

$$\rho(0) = R_0\sin\theta_0, \quad z(0) = R_0\cos\theta_0,$$

$$p_\rho = 0, \quad p_z = 0,$$

где

$$E(t) = \begin{cases} E_0 \cos(\omega t) \sin^2\left(\dfrac{\omega t}{20}\right), & 0 \le t \le 5T_\omega, \\ E_0 \cos \omega t, & 5T_\omega < t \le 85T_\omega, \\ E_0 \cos(\omega t) \sin^2\left(\dfrac{\omega t}{20}\right), & 85T_\omega < t \le 90T_\omega, \\ 0, & t > 90T_\omega, \end{cases} \tag{3}$$

$$\gamma = \left(\frac{1}{M_1} - \frac{q}{M_2}\right)\mu, \tag{4}$$

L_z — проекция момента импульса на ось z, $T_\omega = 2\pi/\omega$, M_1 — масса протона, M_2 — масса иона A^{q+}, μ — приведенная масса ионов, ρ, z — компоненты вектора, описывающего относительное движение ядер, p_ρ, p_z — компоненты вектора импульса относительного движения, R_0 — равновесное межъядерное расстояние, θ_0 — угол между осью молекулы и вектором поляризации поля. Здесь использована цилиндрическая система координат.

Угловые распределения фрагментов кулоновского взрыва молекулы HD ($M_2 = 2M_1$, $q = 1$, $R_0 = 1.5$) для разных значений параметров поля представлены на рис. 1. Угол

$$\theta_{out} = \lim_{t\to\infty} \theta(t),$$

$$\theta(t) = \begin{cases} \operatorname{arctg}\left(\rho(t)/z(t)\right), & z \ge 0, \\ \pi + \operatorname{arctg}\left(\rho(t)/z(t)\right), & z < 0, \end{cases}$$

характеризующий направление разлета ионов по окончании импульса поля, отсчитывается от оси z. Наличие центробежного потенциала существенно не влияет на картину угловых распределений по крайней мере при значениях $0 \le L_z^2 \le L_{max}^2$. Для L_{max} использована оценка

$$\frac{L_{max}(L_{max}+1)}{2\mu R_0^2} \approx kT,$$

$kT \approx 0.025$ эВ. Картина угловых распределений существенным образом зависит от параметров поля и может быть описана в рамках приближения Крамерса–Хеннебергера.

Действительно, функция Гамильтона данной задачи в системе центра масс, описывающая относительное движение фрагментов кулоновского взрыва, имеет следующий вид:

$$H = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2}\right)p^2 - \frac{\mathbf{pA}}{c}\left(\frac{1}{M_1} - \frac{q}{M_2}\right) + \frac{q}{r} + \frac{A^2}{2c^2}\left(\frac{1}{M_1} + \frac{q^2}{M_2}\right). \tag{5}$$

После преобразования Крамерса–Хеннебергера (оно определено и в классической механике [34–39]) функция Гамильтона (5) принимает вид:

$$H = \frac{p_\rho^2 + p_z^2}{2\mu} + \frac{L_z^2}{2\mu\rho^2} + V_{KH}(\rho, z, a_e) + \sum_n V_n(\rho, z, a_e) e^{in\omega t}. \tag{6}$$

В выражении (6) функция Гамильтона записана в цилиндрических координатах, и

$$V_{KH}(\rho, z, a_e) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \frac{q}{\sqrt{\rho^2 + (z + a_e\cos\varphi)^2}}\, d\varphi, \tag{7}$$

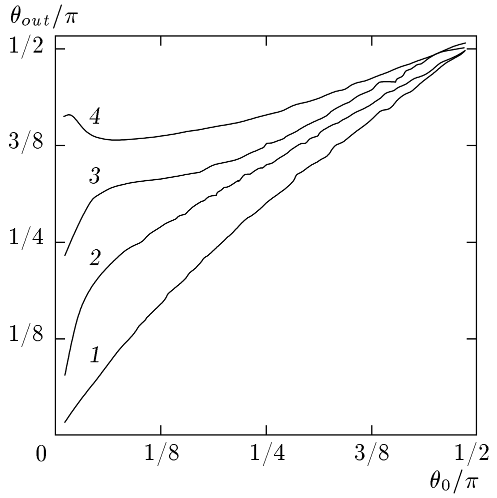

Рис. 1. Молекула HD. Изменения в картине угловых распределений при переходе от кулоновского режима разлета ионов к режиму Крамерса–Хеннебергера. θ_{out} — угол между направлением движения фрагментов кулоновского взрыва по окончании импульса поля и осью поляризации поля, θ_0 — угол между осью молекулы и вектором поляризации поля. $P = 10^{19}$ Вт/см^2, $\omega = 1$ эВ (*1*), $P = 2 \cdot 10^{20}$ Вт/см^2, $\omega = 1$ эВ (*2*), $P = 2 \cdot 10^{21}$ Вт/см^2, $\omega = 1$ эВ (*3*), $P = 9 \cdot 10^{22}$ Вт/см^2, $\omega = 9$ эВ (*4*)

$$V_n(\rho, z, a_e) = \frac{1}{2\pi} \int\limits_0^{2\pi} \frac{q}{\sqrt{\rho^2 + (z + a_e \cos\varphi)^2}}\, e^{-in\varphi} d\varphi,$$

$$a_e = \frac{E}{\omega^2} \left(\frac{1}{M_1} - \frac{q}{M_2} \right).$$

В приближении Крамерса–Хеннебергера зависящим от времени членом в гамильтониане (6) можно пренебречь. Таким образом, динамика разлета фрагментов кулоновского взрыва определяется структурой потенциала Крамерса–Хеннебергера и, следовательно, существенным образом зависит от параметров поля. Потенциал (7) имеет следующий вид [40]:

$$V_{KH}(\rho, z, a_e) = \frac{2q}{\pi} \times$$
$$\times \frac{K\left\{ \dfrac{1}{\sqrt{2}} \left[1 - \dfrac{\rho^2 + z^2 - a_e^2}{\left[(\rho^2 + (z+a_e)^2)\,(\rho^2 + (z-a_e)^2) \right]^{1/2}} \right]^{1/2} \right\}}{\left[(\rho^2 + (z+a_e)^2)\,(\rho^2 + (z-a_e)^2) \right]^{1/4}},$$

где K — полный эллиптический интеграл первого рода. В случае $a_e \ll 1$

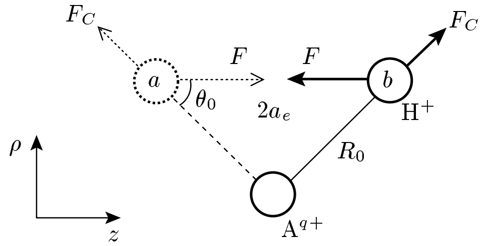

Рис. 2. К обсуждению динамики разлета ионов в поле потенциала Крамерса–Хеннебергера. F_C — сила кулоновского отталкивания ионов H^+ и A^{q+}, F — сила лазерного поля, действующая на ион H^+

$$V_{KH} = \frac{1}{r} + O\left(\left(\frac{1}{a_e} \right)^2 \right),$$

и разлет фрагментов происходит в кулоновском поле, при этом $\theta_{out} = \theta_0$ (рис. 1, кривая *1*). Будем называть такой режим разлета ионов кулоновским. Разлет ионов в поле потенциала Крамерса–Хеннебергера в случае

$$a_e > 1, \quad R_0/a_e < 1 \tag{8}$$

происходит в направлении, перпендикулярном полю ($\theta_{out} = \pi/2$) при любых значениях θ_0. Этот результат на качественном уровне поясняет рис. 2. Для простоты рассмотрен случай $M_1 \ll M_2$. Колебания иона H^+ за счет поля происходят по прямой ab. Очевидно, что в случае $R_0 \cos\theta_0 \le a_e$ z-компонента суммарной силы, действующей на H^+, в среднем по периоду равна нулю, а ρ-компонента отлична от нуля. Таким образом, в условиях справедливости процедуры усреднения, лежащей в основе метода Крамерса–Хеннебергера, разлет фрагментов будет происходить перпендикулярно направлению поляризации поля. Будем называть такой режим разлета ионов режимом Крамерса–Хеннебергера. Заметим, что с учетом конечной длительности фронта лазерного импульса для реализации режима Крамерса–Хеннебергера недостаточно выполнения условий (8). Третье условие, ограничивающее область допустимых полей и частот снизу, связано с тем, что при уменьшении интенсивности поля и понижении его частоты возрастает длительность τ той части импульса, на которой $a_e < 1$, и потенциал Крамерса–Хеннебергера близок к кулоновскому. Если за время τ ионы разлетаются на расстояние a_τ, большее a_e, то формирование двугорбой структуры потенциала Крамерса–Хеннебергера на временах $t > \tau$ уже не повлияет существенным образом на режим

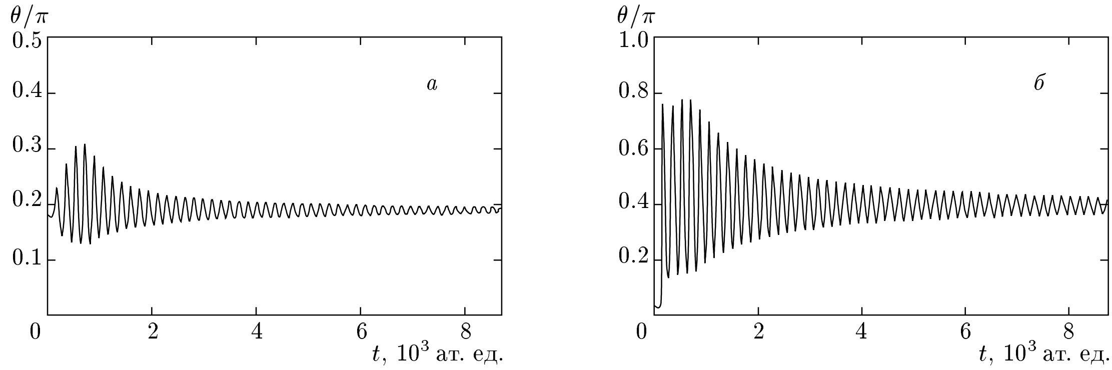

Рис. 3. Изменение угла θ со временем: *а* — в кулоновском режиме разлета ионов, $P = 9 \cdot 10^{19}$ Вт/см^2, $\omega = 1$ эВ; *б* — в режиме разлета Крамерса–Хеннебергера, $P = 3.5 \cdot 10^{21}$ Вт/см^2, $\omega = 1$ эВ

разлета ионов, который по-прежнему останется кулоновским. Условие $a_\tau < a_e$, в отличие от условий (8), зависит от формы огибающей импульса. В нашем случае (см. соотношение (3)), очевидно,

$$\tau = \frac{20}{\omega} \arcsin a_e^{-1/2} \approx \frac{20}{\omega} a_e^{-1/2}, \quad a_\tau \approx \frac{1}{2} \frac{\tau^2}{R_0^2 \mu}.$$

Таким образом, отклонения от кулоновского режима разлета ядер (кривые *2–4* на рис. 1) связаны с формированием двугорбой структуры потенциала Крамерса–Хеннебергера. Рисунок 1 позволяет проследить изменения в картине угловых распределений при переходе от кулоновского режима разлета ионов (кривая *1*) к режиму Крамерса–Хеннебергера (кривая *4*). Изменение угла θ со временем в кулоновском режиме разлета ионов и в режиме Крамерса–Хеннебергера представлено на рис. 3.

Рассмотрим вопрос о справедливости процедуры усреднения или о границах применимости приближения Крамерса–Хеннебергера для данной задачи. Применимость приближения Крамерса–Хеннебергера для случая финитного движения частицы в поле потенциала притяжения рассматривалась в работах [39, 41]. Однако эти результаты не могут быть распространены на случай инфинитного движения частицы в поле потенциала отталкивания. Заметим, что возможность рассмотрения динамики частицы в поле потенциала отталкивания в рамках приближения Крамерса–Хеннебергера отмечена в работе [39]. Для справедливости процедуры усреднения в данной задаче существенно выполнение следующих двух условий. Во-первых, изменение относительной координаты ρ за половину периода должно быть мало по сравнению с межъядерным расстоянием,

$$\Delta\rho \approx \frac{1}{2R_0^2\mu} \frac{\pi^2}{\omega^2}.$$

Во-вторых, сила, действующая на ион H^+ со стороны поля, должна быть больше силы кулоновского отталкивания, иначе невозможно обеспечить режим осцилляций иона H^+ около силового центра A^{q+} (см. рис. 3*а*).

Таким образом, область параметров поля, в которой разлет ионов происходит в режиме Крамерса–Хеннебергера, определяется следующими соотношениями:

$$a_e > 1, \quad P > \frac{137}{8\pi} \xi^{-2} \left(1 - \frac{q}{m}\right)^{-2} \omega^4, \tag{9}$$

$$\frac{R_0}{a_e} < 1, \quad P > \frac{137}{8\pi} \xi^{-2} \left(1 - \frac{q}{m}\right)^{-2} R_0^2 \omega^4, \tag{10}$$

$$a_\tau < a_e, \quad P > 20^2 \frac{137}{8\pi} \xi^{-1} \left(1 + \frac{1}{m}\right) \times \\ \times \left(1 - \frac{q}{m}\right)^{-2} R_0^{-2} \omega^2, \tag{11}$$

$$\Delta\rho < R_0, \quad \omega > \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{1}{m}\right)^{1/2} \pi \xi^{1/2} R_0^{-3/2}, \tag{12}$$

$$E_0 > \frac{1}{R_0^2}, \quad P > \frac{137}{8\pi} R_0^{-4}. \tag{13}$$

Здесь $\xi = 5.44 \cdot 10^{-4}$ — отношение массы электрона к массе протона, $m = M_2/M_1$. Выполнение условий (9)–(11) необходимо для обеспечения двугорбой структуры потенциала Крамерса–Хеннебергера в процессе разлета ионов, выполнение условий (12), (13) — для справедливости процедуры усреднения. Область параметров поля, в которой устанавливается режим Крамерса–Хеннебергера, представлена на

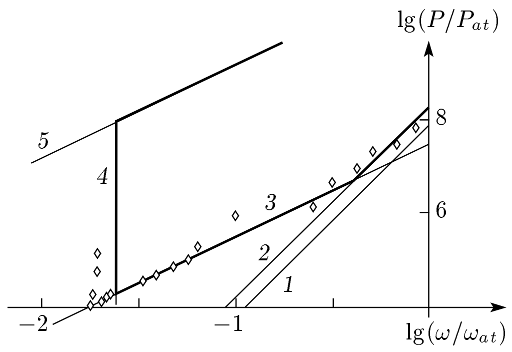

Рис. 4. Область параметров поля (ограничена жирными линиями), в которой устанавливается режим разлета ионов Крамерса–Хеннебергера для молекулы HD. Ромбиками помечена граница области, полученная в результате компьютерного моделирования кулоновского взрыва указанной молекулы. P_{at}, ω_{at} — атомные единицы интенсивности и частоты поля. $a_e = 1$ (*1*), $R_0/a_e = 1$ (*2*), $a_\tau = a_e$ (*3*), $\Delta\rho = R_0$ (*4*), $\nu = c$ (*5*)

рис. 4 для молекулы HD. Условие (13) не отражено на рис. 4, так как оно приводит к требованию $P > 1$, которое заведомо выполняется во всей указанной области. Прямая *5* на рис. 4 соответствует условию $\nu = c$, $\nu = E_0/\mu\omega$. В области, которая находится ниже этой прямой, динамика кулоновского взрыва может быть описана в рамках использованной в данной работе нерелятивистской модели. Ромбиками помечена граница области, полученная в результате компьютерного моделирования кулоновского взрыва указанной молекулы. Заметим, что в случае $M_1 \ll M_2$ (например, молекула HCl) интенсивности, необходимые для достижения режима Крамерса–Хеннебергера, на порядок ниже, чем для молекулы HD. Это связано с увеличением в этом случае параметра γ примерно в три раза (см. соотношение (3)).

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках классической механики рассмотрены особенности угловых распределений фрагментов кулоновского взрыва двухатомной гетероядерной молекулы в процессе диссоциативной ионизации в сверхсильном поле.

Показано, что картина угловых распределений фрагментов кулоновского взрыва различна в разных диапазонах параметров лазерного импульса. В частности, существуют два существенно разных режима разлета ионов: разлет в кулоновском поле ($\theta_{out} = \theta_0$) и разлет в поле эффективного потенциала «ион + поле» ($\theta_{out} = \pi/2$). На основе метода Крамерса–Хеннебергера определены границы указанных режимов. Результаты аналитических оценок хорошо согласуются с данными компьютерного расчета (см. рис. 4).

Рассмотрение указанной задачи в рамках классической механики подразумевает, во-первых, возможность реализации в реальном эксперименте начальных условий, близких к классическим, и, во-вторых, классическую динамику ионов. Для реализации в реальном эксперименте начальных условий, близких к классическим, по-видимому, может быть использован подготовительный импульс поля линейной поляризации интенсивности $P \approx 10^{13}$ Вт/см^2, осуществляющий выстраивание молекулы. Возможность классического рассмотрения динамики ионов обусловлена малостью параметра $\nu_s/\nu_d \approx \xi^{1/4}$, где ν_s — скорость расплывания и ν_d — скорость движения ионного волнового пакета.

Авторы с благодарностью отмечают поддержку данной работы грантами Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 00-02-16046, № 00-15-96554) и INTAS № 99-1495

ЛИТЕРАТУРА

1. H. A. Kramers, *Les Particles Elementaires, Report to the Eighth Solvay Conference*, Editions Stoops, Brussels (1950).
2. W. C. Henneberger, Phys. Rev. Lett. **21**, 838 (1968).
3. M. Pont, N. R. Walet, M. Gavrila, and C. W. McCrudy, Phys. Rev. Lett. **61**, 939 (1988).
4. M. Pont and M. Gavrila, Phys. Lett. A **123**, 469 (1987).
5. M. Pont, Phys. Rev. A **40**, 5659 (1989).
6. M. Pont, N. R. Walet, and M. Gavrila, Phys. Rev. A **41**, 417 (1990).
7. Q. Su and J. H. Eberly, Phys. Rev. A **43**, 2474 (1991).
8. R. Grobe and J. H. Eberly, Phys. Rev. A **47**, 719 (1993).
9. Е. А. Волкова, А. М. Попов, О. В. Тихонова, ЖЭТФ **109**, 1586 (1996).
10. L. Fransinski, K. Codling, P. Hatherly et al., Phys. Rev. Lett. **58**, 2424 (1987).

11. K. Boyer, T. S. Luk, J. S. Solem, S. K. Rhodes, Phys. Rev. A **39**, 1186 (1989).

12. P. A. Hatherly, L. J. Fransinski, K. Codling et al., J. Phys. B **23**, L291 (1990).

13. D. T. Strickland, Y. Beaudoin, P. Dietrich, P. B. Corkum, Phys. Rev. Lett. **68**, 2755 (1992).

14. W. T. Hill, J. Zhu, D. L. Hatten et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 2646 (1992).

15. K. Codling and L. J. Fransinski, J. Phys. B **26**, 783 (1993).

16. L. J. Fransinski, J. Phys. B **27**, L109 (1994).

17. P. A. Hatherly, M. Stankiewicz, K. Codling et al., J. Phys. B **28**, 2993 (1994).

18. C. Cornaggia, M. Schmidt, and D. Normand, J. Phys. B **27**, L123 (1994).

19. J. H. Posthumus, J. Plumridge, M. K. Thomas et al., J. Phys. B **31**, L553 (1998).

20. M. Schmidt, D. Normand, and C. Cornaggia, Phys. Rev. A **50**, 5037 (1994).

21. T. D. G. Walsh, F. A. Ilkov, S. L. Chin et al., Phys. Rev. A **58**, 3922 (1998).

22. Ph. Herring and C. Cornaggia, Phys. Rev. A **59**, 2836 (1999).

23. A. Giusti-Suzor and Ch. Jungen, J. Chem. Phys. **80**, 986 (1983).

24. E. Charron and A. Suzor-Weiner, J. Chem. Phys. **108**, 3922 (1998).

25. T. Seideman, M. Yu. Ivanov, and P. B. Corkum, Phys. Rev. Lett. **75**, 2819 (1995).

26. T. Zuo and A. Bandrauk, Phys. Rev. A **51**, R26 (1995).

27. S. Chelcowski and A. Bandrauk, J. Phys. B **28**, L723 (1995).

28. J. H. Posthumus, L. J. Fransinski, A. J. Giles, K. Codling, J. Phys. B **28**, L349 (1995).

29. T. Yu and A. Bandrauk, Phys. Rev. A **56**, 685 (1997).

30. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, Laser Phys. **7**, 108, (1997).

31. I. Last and J. Jortner, Phys. Rev. A **58**, 3826 (1998).

32. Y. Fyodorov and Y. Alhassid, Phys. Rev. A **58**, R3375 (1998).

33. J. H. Posthumus, J. Plumridge, L. J. Fransinski et al., J. Phys. B **31**, L985 (1998).

34. J. Grochmalicki, M. Lewenstein, and K. Rzazewski, Phys. Rev. Lett. **66**, 1038 (1991).

35. R. Grobe and C. K. Law, Phys. Rev. A **44**, R4114 (1991).

36. B. Sundaram and R. V. Jensen, Phys. Rev. A **47**, 1415 (1993).

37. F. Benvenuto, G. Casati, and D. L. Shepelyansky, Phys. Rev. A **47**, R786 (1993).

38. G. Casati, I. Guarneri, and G. Mantica, Phys. Rev. A **50**, 5018 (1994).

39. R. V. Karapetyan, Laser Phys. **10**, 160 (2000).

40. M. Gavrila and J. Z. Kaminski, Phys. Rev. Lett. **52**, 613 (1984).

41. О. В. Смирнова, ЖЭТФ **117**, 702 (2000).