

ИОНИЗАЦИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ИОНА ВОДОРОДА СИЛЬНЫМ НИЗКОЧАСТОТНЫМ ПОЛЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

М. Б. Смирнов, В. П. Крайнов

*Московский физико-технический институт
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 15 июня 1997 г.

Получены простые аналитические выражения для энергетических и угловых распределений вылетающих электронов при ионизации иона молекулы водорода сильным низкочастотным электромагнитным полем, а также для вероятностей ионизации в единицу времени. Рассмотрены случаи линейной и циркулярной поляризации лазерного излучения. Показано, что в отличие от случая ионизации атомов, возникают осцилляции в энергетических спектрах фотоэлектронов в зависимости от их кинетической энергии. В случае больших межъядерных расстояний получены хорошо известные пределы для туннельных вероятностей ионизации атома водорода сильным низкочастотным переменным полем.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы появился ряд теоретических и экспериментальных работ, посвященных ионизации простых молекулярных систем сильным полем низкочастотного лазерного излучения [1–5]. В этом случае ионизация носит туннельный характер и отсутствуют какие-либо резонансные эффекты. В частности, в работе [6] численными методами решалась задача об одномерной динамике иона молекулы водорода при фиксированном межъядерном расстоянии. Трехмерные расчеты проводились как при фиксированном, так и при изменяющемся в процессе диссоциации межъядерном расстоянии [7]. Целесообразным упрощением расчетов является двухуровневое приближение, когда учитываются только наинизшие четное и нечетное состояния иона молекулы водорода. Упрощает задачу также и то обстоятельство, что ось молекулярного иона выстраивается вдоль направления поля за времена, гораздо меньшие по сравнению с длительностью лазерного импульса. Это было подтверждено как теоретически [8], так и в эксперименте [5].

В данной работе мы провели аналитическое рассмотрение ионизации молекулярного иона водорода низкочастотным полем лазерного излучения в рамках подхода Келдыша–Файсала–Риса [9]. В рамках известного приближения [10] учитывалась также и кулоновская поправка к волковской волновой функции конечного состояния непрерывного спектра. Рассматривались поля как линейной, так и циркулярной поляризации. Найдены энергетические и угловые распределения вылетающих фотоэлектронов в туннельном режиме, а также вероятности ионизации в единицу времени.

2. КУЛОНОВСКАЯ ПОПРАВКА

В рамках подхода Келдыша–Файсала–Риса [9] волновой функции конечного состояния в непрерывном спектре соответствует так называемая волковская волновая функция, описывающая движение электрона в поле только электромагнитной волны. Потенциал остова учитывается в рамках полуклассической теории возмущений. Такой учет сводится к дополнительному фактору перед волковской волновой функцией вида

$$I = \exp \left\{ -i \int U dt \right\}. \quad (1)$$

Здесь U — потенциальная энергия электрона в поле двух ядер иона молекулы водорода

$$U = -\frac{1}{r_a} - \frac{1}{r_b}, \quad (2)$$

представляющая собой совокупность двух потенциальных ям. Величины r_a, r_b — расстояния от электрона до протонов a и b , соответственно. Здесь и далее всюду используется атомная система единиц $e = \hbar = m_e = 1$.

Вычислим сначала один из двух интегралов в (1) путем замены переменной интегрирования времени на координату:

$$\int \frac{dt}{r_b} = \int_{r_b}^{E_i/F} \frac{dr_b}{r_b \sqrt{2(-E_i + Fr_b)}} = -in \ln \frac{2}{n^2 Fr_b}. \quad (3)$$

Здесь интеграл вычисляется в подбарьерной области, $E_i > 0$ — энергия связи исходного электронного уровня иона молекулы водорода, F — амплитуда напряженности поля лазерного излучения, а $n = 1/\sqrt{2E_i}$ — эффективное квантовое число в потенциальной яме, ближней по отношению к вылету электрона. Мы предполагаем, что ось молекулы направлена вдоль вектора напряженности электрического поля, так как при этом вероятность ионизации значительно выше, чем при других ориентациях молекулярной оси.

Верхний предел интегрирования в (3) отвечает классической точке поворота $r_b = E_i/F$. Большие расстояния вносят лишь фазовый множитель в кулоновскую поправку. Существенный вклад определяется лишь подбарьерной областью расстояний.

Аналогично вычисляется вклад от потенциала дальней потенциальной ямы

$$\int \frac{dt}{r_a} = -in^* \ln \frac{2}{n^{*2} Fr_a}, \quad (4)$$

где эффективное главное квантовое число для дальней ямы имеет вид

$$n^* = \frac{1}{\sqrt{2(E_i + FR)}},$$

причем R — межъядерное расстояние, а величина FR представляет собой сдвиг между уровнями в левой и правой потенциальной ямах.

Следовательно, кулоновская поправка равна

$$I(\text{H}_2^+) = \left(\frac{2}{n^{*2} Fr_a} \right)^{n^*} \left(\frac{2}{n^2 Fr_b} \right)^n \gg 1. \quad (5)$$

Если $R \rightarrow \infty$, то $n^* \rightarrow 0$, $n \rightarrow 1$ и фактор (5), как и должно быть, переходит в известную кулоновскую поправку для атома водорода [10]

$$I(H) = \frac{2}{Fr}. \quad (6)$$

В противоположном предельном случае $R \rightarrow 0$ из (5) получим кулоновскую поправку для водородоподобного иона атома гелия.

3. МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ

Амплитуда перехода из начального состояния i иона молекулы водорода в конечное состояние непрерывного спектра с импульсом электрона \mathbf{p} в рамках модели Келдыша–Файсала–Риса [11] с учетом кулоновской поправки [12] имеет вид

$$A_{i\mathbf{p}} = -i \int \langle \Psi_{\mathbf{p}}^{(V)} | I | \hat{V} | \Psi_i^{(0)} \rangle dt. \quad (7)$$

Здесь кулоновская поправка I дается соотношением (5), а конечное состояние непрерывного спектра описывается волковской волновой функцией

$$\Psi_{\mathbf{p}}^{(V)} = \exp \left\{ i\mathbf{p}\mathbf{r} - \frac{i}{2} \int^t \left(\mathbf{p} + \frac{1}{c}\mathbf{A} \right)^2 dt' \right\}, \quad (8)$$

где \mathbf{A} — векторный потенциал электромагнитного поля, и

$$\hat{V} = \frac{1}{c}\mathbf{p}\mathbf{A} + \frac{1}{2}\mathbf{A}^2 \quad (9)$$

— потенциал взаимодействия электрона с электромагнитным полем. Наконец, $\Psi_i^{(0)}$ — невозмущенная волновая функция исходного электронного состояния иона молекулы водорода с энергией связи E_i .

Интегрирование по частям согласно [13] упрощает выражение для амплитуды перехода (7):

$$A_{i\mathbf{p}} = \left(\frac{1}{2}p^2 + E_i \right) \int \langle \Psi_{\mathbf{p}}^{(V)} | I | \Psi_i^{(0)} \rangle dt. \quad (10)$$

В этом разделе мы обратимся к вычислению матричного элемента, входящего в выражение (10) для амплитуды перехода. Для этого сначала рассмотрим вид невозмущенной волновой функции начального электронного состояния иона молекулы водорода. Имеются два близких состояния: основное четное состояние g и первое возбужденное нечетное состояние u . Они сильно смешиваются постоянной частью внешнего электромагнитного поля вследствие приближенного вырождения. Таким образом,

$$\Psi_i^{(0)} = (\cos \beta \cdot \varphi_g + \sin \beta \cdot \varphi_u) \exp(iE_g t). \quad (11)$$

Величина угла смешивания β и возмущенной энергии основного состояния E_g легко находятся в рамках двухуровневого приближения [14].

Используя вариационное приближение для водородных орбиталей, запишем невозмущенные волновые функции четного и нечетного состояний в виде [15]

$$\varphi_g = \frac{\alpha^{3/2}}{\sqrt{2\pi(1+S)}} \{ \exp(-\alpha r_a) + \exp(-\alpha r_b) \} \quad (12)$$

и

$$\varphi_u = \frac{\alpha^{3/2}}{\sqrt{2\pi(1-S)}} \{ \exp(-\alpha r_a) - \exp(-\alpha r_b) \}. \quad (13)$$

Здесь α — вариационный параметр ($\alpha \approx 1$ при $R \geq 3-4$ а.е.), а S — интеграл перекрытия орбиталей, т.е.

$$S = \langle \exp(-\alpha r_a) | \exp(-\alpha r_b) \rangle.$$

Отметим, что $S \rightarrow 0$ при $R \gg 1$.

Следует сказать, что вариационная волновая функция (13) нечетного состояния неудовлетворительна при малых значениях межъядерного расстояния. Однако в действительности нам не потребуются малые межъядерные расстояния, так как в процессе диссоциации молекулярного иона водорода они больше равновесного межъядерного расстояния, равного 2 а.е.

Итак, фактически требуется вычислить интегралы вида

$$K_{a,b} = \int \exp \{ -\alpha r_{a,b} - i\mathbf{p}\mathbf{r} \} I d\mathbf{r}. \quad (14)$$

Проще всего это сделать в эллиптических координатах

$$r_a = \frac{1}{2} R(\xi + \eta), \quad r_b = \frac{1}{2} R(\xi - \eta), \quad 1 < \xi < \infty, \quad -1 < \eta < 1. \quad (15)$$

Элемент объема дается соотношением

$$d\mathbf{r} = \pi R r_a r_b d\xi d\eta.$$

Далее имеем

$$-i\mathbf{p}\mathbf{r} = -i\mathbf{p}(\mathbf{r}_a - \mathbf{R}/2) = -ip(\xi\eta + 1)R/2 + ip_{\parallel}R/2.$$

Здесь p_{\parallel} — проекция импульса электрона на ось молекулярного иона.

При вычислении интеграла (14) сделаем разложение по малому параметру $\eta/\xi \ll 1$, соответствующее вылету электрона в направлениях, близких к оси иона. Тогда получим

$$K_a = Z \iint \exp(-i\mathbf{p}\mathbf{r} - \alpha r_a) \xi^x d\xi d\eta, \quad (16)$$

где обозначено

$$Z = 2\pi R \left(\frac{R}{2} \right)^x \left(\frac{2}{n^2 F} \right)^n \left(\frac{2}{n^*2 F} \right)^{n^*} \quad (17)$$

и

$$\chi = 2 - n - n^*. \quad (18)$$

Из (16) находим

$$K_a = \frac{2\pi}{ip} Z \exp(ip_{\parallel}R/2) L\left(x, \frac{i\alpha}{p}\right). \quad (19)$$

Здесь введены обозначения

$$L(x, y) \equiv \int_1^{\infty} \frac{\exp[-x^*(\xi - 1)] - \exp[-x(\xi + 1)]}{\xi - y} \xi^x d\xi \quad (20)$$

и

$$x = \frac{1}{2}(\alpha + ip)R.$$

Аналогично

$$K_b = -\frac{2\pi}{ip} Z \exp(-ip_{\parallel}R/2) L\left(x^*, -\frac{i\alpha}{p}\right). \quad (21)$$

Легко видеть, что интеграл

$$\int \exp(-i\mathbf{pr})\varphi_g d\mathbf{r}$$

является вещественным, в то время как интеграл

$$\int \exp(-i\mathbf{pr})\varphi_u d\mathbf{r}$$

является мнимым.

Вероятность ионизации смешанного состояния, описываемого волновой функцией (11), в единицу времени дается соотношением

$$w_{ip} = \cos^2 \beta \cdot w_{gp} + \sin^2 \beta \cdot w_{up}. \quad (22)$$

Здесь величина w_{gp} есть вероятность ионизации четного состояния, а w_{up} — вероятность ионизации нечетного состояния.

Найдем приближенное простое выражение для интеграла (20), используя неравенства $pR \gg \alpha R \gg 1$, реализуемые при энергиях конечного состояния электрона более ридберговской энергии. Интегрируя по частям, находим

$$L\left(x, \frac{i\alpha}{p}\right) \approx \frac{2}{ipR}. \quad (23)$$

Тогда получаем для матричных элементов простые выражения:

$$\langle \exp(i\mathbf{pr}) | I | \varphi_g \rangle = \frac{8\pi\alpha^{3/2}Z}{\sqrt{2\pi(1+S)}} \frac{\cos p_{\parallel}R}{p^2R}. \quad (24)$$

Аналогично

$$\langle \exp(i\mathbf{pr}) | I | \varphi_u \rangle = -i \frac{8\pi\alpha^{3/2}Z}{\sqrt{2\pi(1-S)}} \frac{\sin p_{\parallel}R}{p^2R}. \quad (25)$$

4. ЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ

Вероятность перехода за время t из электронного состояния i дискретного спектра молекулярного иона в состояние непрерывного спектра с импульсом \mathbf{p} дается квадратом модуля амплитуды перехода:

$$W_{i\mathbf{p}} = \left(E_i + \frac{1}{2}p^2 \right)^2 |\langle \exp(i\mathbf{p}\mathbf{r}) | I | \varphi_i \rangle|^2 \left| \int_0^t \exp [ig_L(t')dt'] \right|^2. \quad (26)$$

Здесь функция $g_L(t)$ определена соотношением

$$g_L(t) \equiv \left(E_i + \frac{1}{2}p^2 + \frac{F^2}{4\omega^2} \right) t + \frac{p_{\parallel}F}{\omega^2} \cos \omega t - \frac{F^2}{8\omega^3} \sin 2\omega t. \quad (27)$$

Проекция импульса на направление поляризации лазерного поля имеет вид

$$p_{\parallel} = p \cos \theta \approx p(1 - \theta^2/2).$$

Предполагается, что длительность лазерного импульса велика по сравнению с периодом колебаний $T = 2\pi/\omega$.

Для вычисления интеграла по времени отметим, что

$$\exp [ig_L(t)] = \exp(-iS_0) \exp [ig_L(t + 2\pi/\omega)], \quad (28)$$

где

$$S_0 = \frac{2\pi}{\omega} \left[\frac{1}{2}p^2 + E_i + \frac{F^2}{4\omega^2} \right]. \quad (29)$$

Таким образом, для момента времени $t = 2\pi K/\omega$ (K — целое число периодов поля) находим следующее выражение для интеграла по времени в (26):

$$J \equiv \left| \int_0^t \exp [g_L(t')] dt' \right|^2 = \left| \int_0^{2\pi/\omega} \exp [g_L(t)] dt \right|^2 \frac{\sin^2(KS_0/2)}{\sin^2(S_0/2)}. \quad (30)$$

Заменяя $S_0 \rightarrow S_0 - 2\pi N$, где N — целое число (число поглощенных фотонов лазерного поля), переходим к пределу при $K \rightarrow \infty$:

$$J = \left| \int_0^{2\pi/\omega} \exp [ig_L(t)dt] dt \right|^2 \frac{\omega^2 t}{2\pi} \delta \left\{ \frac{1}{2}p^2 + E_i + \frac{F^2}{4\omega^2} - N\omega \right\}. \quad (31)$$

Умножая на плотность конечных состояний $d\mathbf{p}/(2\pi)^3$, деля на время t и интегрируя по модулю импульса, получим вероятность вылета электрона в единицу времени в заданный телесный угол $d\Omega$ с поглощением N фотонов и с фиксированным конечным импульсом электрона:

$$\frac{dw_{i\mathbf{p}}}{d\Omega} = \frac{\omega^2 p}{2\pi} \left(E_i + \frac{1}{2}p^2 \right)^2 |\langle \exp(i\mathbf{p}\mathbf{r}) | I | \varphi_i \rangle|^2 \left| \int_0^{2\pi/\omega} \exp [ig_L(t)dt] dt \right|^2. \quad (32)$$

Импульс конечного состояния определяется из закона сохранения энергии при поглощении N фотонов:

$$\frac{1}{2}p^2 + E_i + \frac{F^2}{4\omega^2} = N\omega. \quad (33)$$

Интеграл по одному периоду колебаний вычисляется методом перевала при условии туннельного режима ионизации:

$$\gamma = \frac{\omega\sqrt{2E_i}}{F} \ll 1.$$

Получаем

$$\left| \int_0^{2\pi/\omega} \exp[i g_L(t)] dt \right|^2 = \frac{\omega^2}{F\sqrt{2E_i}} \exp \left\{ -\frac{2(2E_i)^{3/2}}{3F} \left(1 - \frac{\gamma^2}{10} \right) - \frac{p_{\perp}^2\sqrt{2E_i}}{F} - \frac{p_{\parallel}^2\gamma^3}{3\omega} \right\} \quad (34)$$

(см. также [15]). Здесь $p_{\perp} = p \sin \theta \approx p\theta$ — проекция импульса электрона на плоскость, нормальную к вектору поляризации лазерного поля. Ось молекулярного иона предполагается направленной при этом вдоль вектора поляризации поля.

С учетом полученных выше выражений для матричного элемента находим распределение вылетевших электронов по энергиям и углам:

$$\frac{dw_{ip}}{d\Omega} = \frac{\omega^4 C_i^2}{2(2\pi)^4 p^3 F \sqrt{2E_i}} \{ 1 + \cos p_{\parallel} R \} \times \\ \times \exp \left\{ -\frac{2(2E_i)^{3/2}}{3F} \left(1 - \frac{\gamma^2}{10} \right) - \frac{p_{\perp}^2\sqrt{2E_i}}{F} - \frac{p_{\parallel}^2\gamma^3}{3\omega} \right\}. \quad (35)$$

Здесь обозначено

$$C_i = \frac{16\pi\alpha^{3/2} R^{x-1}}{\sqrt{2\pi(1 \pm S)}} \left(\frac{E_i + FR}{F} \right)^{n^*} \left(\frac{E_i}{F} \right)^n. \quad (36)$$

В зависимости от начального (возмущенного) состояния энергия E_i равна либо E_g , либо E_u (и, соответственно, выбирается знак $+$ или $-$ в формуле (36)).

Интегрируя по углу вылета электрона, получим энергетический спектр вылетающих фотоэлектронов:

$$w_{ip} = \frac{\omega^4 C_i^2}{(2\pi)^4 p^3 F \sqrt{2E_i}} \left(E_i + \frac{1}{2}p^2 \right)^2 (1 + \cos pR) \exp \left\{ -\frac{2(2E_i)^{3/2}}{3F} \left(1 - \frac{\gamma^2}{10} \right) - \frac{p^2\gamma^3}{3\omega} \right\}. \quad (37)$$

В этом выражении осциллирующий фактор интерференционного происхождения определяет наиболее существенное отличие туннельной ионизации молекулярного иона от туннельной ионизации атома.

Суммируя по всем числам N поглощенных фотонов, находим вероятность ионизации в единицу времени:

$$w_i = \sum_N w_{ip} = \int \frac{1}{\omega} w_{ip} d(N\omega) = \int_0^{\infty} w_{ip} \frac{p}{\omega} dp. \quad (38)$$

Здесь учтен закон сохранения энергии (33) при поглощении фотонов. Вычисление интеграла в (38) после подстановки в него выражения (37) приводит к окончательному результату:

$$w_i = \frac{\alpha^3 (2E_i)^{3/4}}{2(1 \pm S)} \sqrt{\frac{3}{\pi F}} \left(\frac{8E_i}{FR}\right)^{2-2\chi} \left(1 + \frac{FR}{E_i}\right)^{2n^*} \exp\left\{-\frac{2(2E_i)^{3/2}}{3F} \left(1 - \frac{\gamma^2}{10}\right)\right\}. \quad (39)$$

Отметим, что интерференционный осциллирующий фактор исчезает при интегрировании по энергии вылетающего фотоэлектрона. В пределе $R \rightarrow \infty$ выражение (39), как и должно быть, переходит в известное выражение для вероятности туннельной ионизации низкочастотным линейно поляризованным полем (см., например, [16]).

5. ЦИРКУЛЯРНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ

В случае поля циркулярной поляризации функция $g(t)$ имеет следующий вид:

$$g_C(t) = \left(E_i + \frac{1}{2}p^2 + \frac{F^2}{2\omega^2}\right)t + \frac{pF}{\omega^2} \cos\psi \cos\omega t. \quad (40)$$

Здесь ψ — малый угол между направлением вылета электрона и плоскостью поляризации лазерного излучения.

Вычисляем интеграл

$$J = \left| \int_0^t \exp[ig_C(t)] dt \right|^2$$

тем же методом, что и для случая линейной поляризации, детально изложенным в предыдущем разделе. Получаем

$$J = 2\pi t \sum_{N=N_0}^{\infty} J_N^2 \left(\frac{pF \cos\psi}{\omega^2}\right) \delta\left(\frac{1}{2}p^2 + E_i + \frac{F^2}{2\omega^2} - N\omega\right). \quad (41)$$

В туннельном режиме (параметр адиабатичности $\gamma \ll 1$) можно воспользоваться при вычислении (41) асимптотическим представлением Дебая для функции Бесселя при больших аргументе и индексе:

$$J_N \left(\frac{N}{\text{ch}\beta}\right) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi N\beta}} \exp\{-N(\text{th}\beta - \beta)\}. \quad (42)$$

Тогда находим:

$$J = \sum_{N=N_0}^{\infty} \frac{1}{N\gamma} \delta\left\{\frac{1}{2}p^2 + E_i + \frac{F^2}{2\omega^2} - N\omega\right\} \exp\left\{-\frac{2(2E_i)^{3/2}}{3F} \left(1 - \frac{\gamma^2}{15}\right)\right\} \times \\ \times \exp\left\{-\frac{F\sqrt{2E_i}}{\omega^2}\psi^2 - \frac{\omega^4\sqrt{2E_i}}{F^3}(\Delta N)^2\right\}. \quad (43)$$

Здесь обозначено

$$\Delta N \equiv N - \frac{F^2}{\omega^3} - \frac{4E_i}{3\omega}.$$

Подставляя (43) в (32), находим распределение вылетевших электронов по энергиям и углам вылета:

$$\frac{dw_{i\mathbf{p}}}{d\Omega} = \frac{\omega C_i^2}{8(2\pi)^3 \sqrt{2E_i}} \exp \left\{ -\frac{2(2E_i)^{3/2}}{3F} \left(1 - \frac{\gamma^2}{15} \right) - \frac{F\sqrt{2E_i}}{\omega^2} \psi^2 \right\} \times \\ \times \sum_{\Delta N} (1 + \cos p_{\parallel} R) |\langle \exp(i\mathbf{p}\mathbf{r}) | I | \varphi_i \rangle|^2 \exp \left\{ -\frac{\omega^4 \sqrt{2E_i}}{F^3} (\Delta N)^2 \right\}. \quad (44)$$

Здесь коэффициент C_i определяется выражением (36). Величина p_{\parallel} представляет собой проекцию импульса электрона на ось молекулярного иона.

Интегрируя по углам и импульсам вылетающего фотоэлектрона, находим вероятность ионизации в единицу времени:

$$w_i = \frac{2E_i \alpha^3}{\pi(1 \pm S)} \left(\frac{8E_i}{FR} \right)^{2-2\chi} \left(1 + \frac{FR}{E_i} \right)^{2n^*} \left\{ 1 + \sqrt{\frac{2\omega}{\pi FR}} \cos \left(\frac{\pi R}{\omega} - \frac{\pi}{4} \right) \right\}. \quad (45)$$

В пределе больших межъядерных расстояний $R \rightarrow \infty$ это выражение переходит в вероятность ионизации атома водорода постоянным электрическим полем [17], как и должно быть:

$$w_i = \frac{4}{F} \exp \left(-\frac{2}{3F} \right).$$

В отличие от случая линейной поляризации в (45) сохраняются небольшие осцилляции вероятности ионизации как функции интенсивности лазерного излучения.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе впервые получены аналитические выражения для вероятности ионизации иона молекулы водорода в единицу времени низкочастотным линейно и циркулярно поляризованным полем лазерного излучения (в туннельном режиме). Получены также соответствующие распределения вылетающих электронов по энергиям и углам вылета. Они являются функциями межъядерного расстояния и при больших расстояниях переходят в известные ранее выражения для вероятности туннельной ионизации атома водорода переменным низкочастотным полем. При умеренных значениях межъядерного расстояния обнаружена интерференционная зависимость вероятности ионизации от этого расстояния, связанная с когерентным сложением амплитуд перехода от полей различных ядер. Осциллирующая зависимость наблюдается только в энергетическом спектре вылетающих фотоэлектронов. После интегрирования по энергиям осцилляции исчезают полностью в случае поля линейной поляризации и сохраняются частично в случае поля циркулярной поляризации. Все расчеты проведены для случая, когда ось молекулярного иона ориентирована вдоль вектора поляризации линейно

поляризованного излучения и в плоскости поляризации циркулярно поляризованного излучения.

Авторы выражают глубокую благодарность С. П. Гореславскому, Н. Б. Делоне, А. М. Попову и М. В. Федорову за ценные советы по содержанию работы. Работа выполнена при частичной поддержке программы «Соросовский студент» и Российского Фонда фундаментальных исследований (гранты № 95-02-03657 и 96-02-18299).

Литература

1. A. Giusti-Suzor, F. H. Mies, L. F. DiMauro, E. Charron, and B. Yang, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **28**, 309 (1995).
2. S. L. Chin, A. Talebpour, T. D. G. Walsh, S. Larochele, F. A. Ilkov, and C. Y. Chien, in *Multiphoton Processes 1996*, Inst. Phys. Conf. Ser. № 154, IOP Publishing Ltd, Bristol (1997), p. 266.
3. S. Chelkowski, A. D. Bandrauk, and A. Conjusteau, *ibid*, p. 192.
4. P. Dietrich and M. Yu. Ivanov, *ibid*, p. 202.
5. D. Normand, S. Dobosz, M. Lezius, P. D'Oliveira, and M. Schmidt, *ibid*, p. 287.
6. M. E. Sukharev and V. P. Krainov, *Laser Physics* **7**(3), (1997).
7. Z. Mulyukov, M. Pont, and R. Shakeshaft, *Phys. Rev. A* **52**, 206 (1996).
8. М. Е. Сухарев, В. П. Крайнов, *ЖЭТФ* **113** (1997).
9. H. R. Reiss, *Progr. Quant. Electr.* **16**, 1 (1992).
10. В. П. Крайнов, Б. Шокри, *ЖЭТФ* **107**, 1180 (1995).
11. N. B. Delone and V. P. Krainov, *Multiphoton Processes in Atoms*, Springer, Berlin-Heidelberg (1992).
12. V. P. Krainov, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 425 (1997).
13. H. R. Reiss, *Phys. Rev. A* **22**, 1786 (1980).
14. P. Dietrich, and P. B. Corkum, *J. Chem. Phys.* **97**, 3187 (1992).
15. N. B. Delone and V. P. Krainov, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 1207 (1991).
16. N. B. Delone and V. P. Krainov, *Atoms in Strong Light Fields*, Springer, Berlin-Heidelberg (1985).
17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1989).