

# РАССЕЯНИЕ АТТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ С УЧЕТОМ ЕГО МАГНИТНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ НА АТОМАРНЫХ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ АНИОНАХ

*А. А. Гошев\**, *М. К. Есеев*, *Д. Н. Макаров*

*Северный (Арктический) федеральный университет им. М. В. Ломоносова  
163002, Архангельск, Россия*

Поступила в редакцию 9 мая 2019 г.,  
после переработки 17 июня 2019 г.  
Принята к публикации 19 июня 2019 г.

В рамках приближения внезапных возмущений рассматривается рассеяние аттосекундного импульса электромагнитного поля на атомарных и молекулярных анионах. При взаимодействии с анионами учитывается влияние магнитного поля налетающего импульса. Учет магнитной составляющей ультракороткого импульса приводит к новым результатам в спектрах рассеяния для атомарных и молекулярных анионов. Получены аналитические зависимости парциального спектра от частоты. Показано, что при рассеянии происходит генерация второй гармоники, которая позволяет судить о типе анионов и ориентации молекулярных анионов в пространстве.

DOI: 10.31857/S0044451020010046

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Аттосекундная наука [1] изучает движение электронов в их естественном масштабе времени, который обычно порядка аттосекунд ( $1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ с}$ ). В последние два десятилетия генерация изолированных аттосекундных импульсов посредством генерации высоких гармоник обеспечила мощный инструмент для исследования многих важных физических процессов в аттосекундном масштабе времени. Это привлекает внимание научного сообщества возможностью более глубокого понимания фундаментальных процессов, происходящих в атомах и молекулах, открывает путь для отслеживания динамики электронов в атомной, молекулярной физике, физике твердого тела, дает возможность проследить этапы протекания химической реакции. Эта область обновляется рядом оригинальных экспериментальных и теоретических работ включая измерение оже-распада [2], автоионизацию [3], время задержки в фотоионизации [4, 5], повторное столкновение электронов [6], электронные суперпозиции [7].

Также аттосекундные импульсы используются для определения времени выхода электрона из туннельного барьера [8], наблюдения движения валентных электронов [9], изучения структуры и динамики наноразмерных объектов (вирусов) [10], управления простой химической реакцией в молекуле [11].

Для этих целей исследователи используют технику возбуждающего и стробирующего импульсов (pump-probe technique) [12, 13] на фемтосекундной временной шкале. Мишень облучают импульсом ультракороткой накачки, инициирующим переход, затем динамика мишени отслеживается с помощью зондирующего импульса по истечении переменного времени задержки.

Теоретические модели описания взаимодействия ультракороткого импульса (УКИ) с различными системами можно отследить по следующим работам. В статье [14] представлено рассмотрение рассеяния УКИ на атоме в рамках классического описания рассеянного импульса. В работах [15, 16] изучалось рассеяние УКИ на многоэлектронном атоме с учетом возбуждения мишени и недипольности электромагнитного взаимодействия, где рассеянный импульс описывался в рамках квантовомеханического подхода, основанного на теории возмущений. Также путем численного решения двумерного нестационарного уравнения Шредингера

\* E-mail: agoshev@hotmail.com

онарного уравнения в работе [17] исследовали молекулярное, фотоэлектронное импульсное и угловое распределения ориентированной молекулы  $\text{H}_2^+$  в приближении замороженных ядер, управляемых эллиптически поляризованным лазером. Стоит отметить работы [18, 19] по резонансному и комптоновскому рассеянию пико- и аттосекундных импульсов. Для импульсов аттосекундной и меньшей длительности возможен точный учет поля УКИ в рамках теории внезапных возмущений [20], что позволяет проще описать процессы рассеяния и распространить теорию на случаи простейших систем [21, 22], наноструктур [23], в том числе с учетом их дефектов [24] и тепловых характеристик [25]. Кроме того, все чаще появляются работы, где внешнее электромагнитное поле и процессы рассеяния описываются в рамках квантовой механики [26–31].

Заметим, что практическая реализация таких задач стала возможна благодаря совершенствованию техники генерации УКИ и перехода длительности такого импульса от фемто- в аттосекундную область [32–34]. На сегодняшний день наилучшим результатом является импульс длительностью 43 ас [35]. Таким образом, уменьшение длительности импульса до характерного атомного времени делает перспективным возможность использования теории внезапных возмущений [36] для вычисления спектров рассеяния и экспериментальной проверки на различных структурах. Известно, что при воздействии мощных УКИ происходит разрушение мишени. Для изучения рассеяния УКИ на мишени ее сначала подготавливают (см., например, [37]). Это позволяет рассчитывать в приближении внезапных возмущений процессы взаимодействия отрицательных ионов с УКИ при уже достигнутых продолжительностях и мощностях импульсов.

Отрицательные анионы представляют исследовательский интерес по нескольким причинам. Во-первых, такие системы могут выступать в роли ловушек, связывающих электроны. Во-вторых, заряженность этих комплексов позволяет достаточно легко ими управлять, а слабая связь с избыточным электроном дает возможность быстрого его высвобождения. С учетом слабой связи электрона в анионе характерное время его движения существенно превышает атомное — сотни аттосекунд, что делает возможным применение метода внезапного возмущения при уже достигнутых длительностях УКИ. Процессы с участием отрицательных ионов имеют важное значение в донорно-акцепторных взаимодействиях, окислительно-восстановительных реакциях [38, 39].

Как показано в настоящей работе, диаграммы направленности рассеяния таких импульсов (с учетом магнитной составляющей поля) имеют характерные количественные и качественные особенности. Практически это означает, что, детектируя спектр рассеяния, можно определить конечные состояния, вид и ориентацию анионов. В качестве объекта исследования выбраны водородоподобные атомы и молекулярные анионы галогенов. Выводы имеют общий характер и могут быть расширены на многоэлектронные системы.

## 2. ОБЩАЯ ЧАСТЬ

Рассмотрим рассеяние аттосекундного импульса электромагнитного поля на атомарных анионах. Здесь и ниже используются атомные единицы:  $|e| = m_e = \hbar = 1$ , где  $e$  — заряд электрона,  $m_e$  — масса электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка. В атомных единицах скорость света  $c \approx 137$ . В рассматриваемом нами случае считается, что длительность аттосекундного импульса  $\tau$  значительно меньше характерного атомного времени  $\tau_a$ . Далее будем использовать подход, описанный в [31, 40, 41], где проведено общее рассмотрение процессов рассеяния на основе приближения внезапных возмущений. В результате вероятность испускания фотона заданной частоты в единицу телесного угла  $d\Omega_k$  с одновременным переходом одноэлектронной системы из основного состояния  $|\varphi_0\rangle$  во все возможные конечные состояния будет равна

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega_k} = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{c^3\omega} |\langle \varphi_0 | \mathbf{f}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{f}^*(\mathbf{r}) | \varphi_0 \rangle|, \quad (1)$$

где  $\mathbf{f}(\mathbf{r}) = \tilde{\mathbf{E}}(\omega) \times \mathbf{n}$  — фурье-образ силы, действующей со стороны электромагнитного поля на атомные электроны,  $\omega$  — частота фотона. С учетом магнитной составляющей поля [35] фурье-образ примет вид

$$\tilde{\mathbf{E}}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \left( \mathbf{E}(\mathbf{r}_a, t) - \frac{1}{2} \nabla \left( \frac{\mathbf{E}(\mathbf{r}_a, t)}{c} \right)^2 \right) e^{i\omega t} dt, \quad (2)$$

где  $\mathbf{r}_a$  — радиус-вектор атомного электрона с номером  $a$ .

В качестве примера рассмотрим неупругие процессы в спектре рассеяния при взаимодействии атомарных анионов с УКИ гауссовой формы:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \exp \left( -\alpha^2 \left( t - \frac{\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}}{\omega_0} \right)^2 \right) \times \cos(\omega_0 t - \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}). \quad (3)$$

Здесь  $\mathbf{E}_0$  — амплитуда,  $\mathbf{k}_0 = (\omega_0/c)\mathbf{n}_0$ ,  $\mathbf{n}_0$  — единичный вектор направления распространения УКИ, длительность импульса  $\tau \sim 1/\alpha$ ,  $\alpha$  — параметр затухания в гауссовом импульсе. Отметим, что поле (3) может считаться действующим внезапно при условии внезапности действия на какой-либо атом мишени,  $\tau \sim 1/\alpha \ll \tau_a$ . Длительность импульса  $\tau$  будем считать значительно меньшей характерного атомного времени для обеспечения применимости приближения внезапных возмущений. Ранее в работах [20–23, 42] рассматривались вопросы рассеяния УКИ в приближении потенциала взаимодействия электрона с электромагнитным полем в виде

$$V(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{c} (\dot{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{A}' + \mathbf{A}' \cdot \dot{\mathbf{p}}) + \frac{1}{c^2} (\mathbf{A}')^2 + \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (4)$$

где из очевидных соображений (малости) пренебрегалось первыми двумя членами в правой части. И взаимодействие с полем сводилось к простому виду  $V(\mathbf{r}, t) = \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ . Учет же магнитной составляющей, проведенный в работе [40], позволяет получить волновую функцию взаимодействия электрона с учетом магнитной составляющей УКИ в следующем виде:

$$\psi(t) = \varphi_0 \left( x, y, z + \int_{-\infty}^t \frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{r}}{c} \frac{1}{1 + \frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{r}}{c^2}} dt \right) \times \frac{1}{\sqrt{\left| 1 + \frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{r}}{c^2} \right|}} \exp \left\{ -i \int_{-\infty}^t \mathbf{E} \cdot \mathbf{r} \frac{1 + \frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{r}}{2c^2}}{1 + \frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{r}}{c^2}} dt \right\}. \quad (5)$$

Тогда, как было показано в работе [40], ограничиваясь первыми членами разложения волновой функции в ряд по малым параметрам, можно представить поле в виде суммы

$$\tilde{\mathbf{E}}(\omega) = \tilde{\mathbf{E}}_1(\omega) + \tilde{\mathbf{E}}_2(\omega), \quad (6)$$

где вектор

$$\tilde{\mathbf{E}}_1(\omega) = \frac{\sqrt{\pi}}{2\alpha} \exp \left\{ -\left( \frac{\omega - \omega_0}{4\alpha} \right)^2 \right\} \times \exp \left( i \frac{\omega}{\omega_0} \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} \right) \mathbf{E}_0 \quad (7)$$

характеризует вклад электрической составляющей электромагнитного поля, а вектор

$$\tilde{\mathbf{E}}_2(\omega) = \frac{\sqrt{\pi}}{4\sqrt{2}\alpha} \left( \exp \left\{ -\frac{1}{8} \left( \frac{\omega}{\alpha} \right)^2 \right\} + \frac{1}{2} \exp \left\{ -\frac{1}{8} \left( \frac{\omega - 2\omega_0}{\alpha} \right)^2 \right\} \right) \times \nabla \left\{ \exp \left( i \frac{\omega}{\omega_0} \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} \right) \left( \frac{\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{r}}{c} \right)^2 \right\} \quad (8)$$

включает магнитную компоненту УКИ.

Представление поля импульса в таком виде позволяет вычислить спектр (1). Подставив (6) в (1), с учетом того, что  $\omega_0/\alpha$  достаточно велико  $\omega_0/\alpha \geq 4$  (условие для равенства нулю интеграла по полю см. [40]), получим полный спектр излучения:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega_k} = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{c^3\omega} \langle \varphi_0 | A^2(\omega) [\mathbf{E}_0 \times \mathbf{n}]^2 + 4A(\omega)B(\omega) \frac{\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{r}}{c^2} [\mathbf{E}_0 \times \mathbf{n}]^2 + 4B^2(\omega) \left( \frac{\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{r}}{c^2} \right)^2 [\mathbf{E}_0 \times \mathbf{n}]^2 + B^2(\omega) \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \times \left( \frac{\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{r}}{c^2} \right)^4 [\mathbf{k}_0 \times \mathbf{n}]^2 | \varphi_0 \rangle, \quad (9)$$

где  $A(\omega)$  и  $B(\omega)$  — функции частоты, имеющие вид

$$A(\omega) = \frac{\sqrt{\pi}}{2a} \exp \left\{ -\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\alpha^2} \right\}, \quad (10)$$

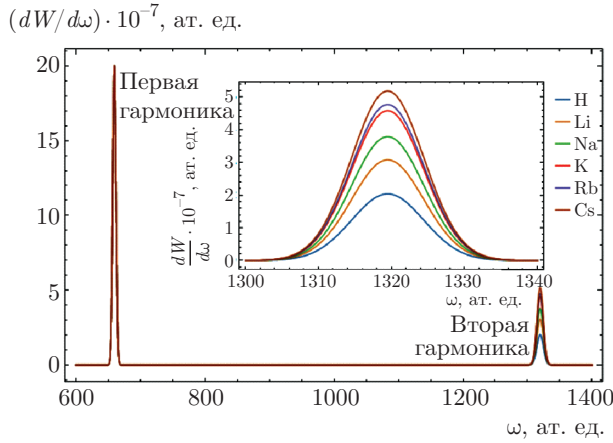
$$B(\omega) = -\frac{\sqrt{\pi}}{4\sqrt{2}a} \left( \exp \left\{ -\frac{1}{8} \left( \frac{\omega}{\alpha} \right)^2 \right\} + \frac{1}{2} \exp \left\{ -\frac{1}{8} \left( \frac{\omega - 2\omega_0}{\alpha} \right)^2 \right\} \right). \quad (11)$$

Полученное выражение (9) является общим, в приближении теории внезапного возмущения для налетающего импульса с учетом магнитной составляющей УКИ, для нерелятивистского случая  $\omega_0 \ll c^2$ .

### 3. РАССЕЯНИЕ НА АТОМАРНЫХ АНИОНАХ

Рассмотрим спектр рассеяния атомарного аниона. Для расчета спектра воспользуемся выражением (9), волновую функцию  $\varphi_0$  для атомарного аниона выберем в приближении потенциала нулевого радиуса (ПНР):

$$\varphi_0 = \sqrt{\frac{q}{2\pi}} \frac{\exp(-q|\mathbf{r}|)}{|\mathbf{r}|}, \quad (12)$$



**Рис. 1.** (В цвете онлайн) Спектральная плотность излучения анионов щелочных металлов и водорода. Вставка — увеличенная вторая гармоника

где  $q = \sqrt{2I}$ ,  $I$  — энергия электронного сродства соответствующего аниона [38, 39]. После интегрирования (9) спектральная плотность для атомарного аниона примет вид

$$\begin{aligned} \frac{d^2W}{d\omega d\Omega_k} = & \frac{1}{(2\pi)^2 c^3 \omega} \left( A^2(\omega) [\mathbf{E}_0 \times \mathbf{n}]^2 + \right. \\ & + \frac{2}{3} \left( \frac{E_0 B(\omega)}{c^2 q} \right)^2 [\mathbf{E}_0 \times \mathbf{n}]^2 + \\ & \left. + \frac{3}{10} \left( \frac{\omega B(\omega)}{c} \right)^2 \left( \frac{E_0}{cq} \right)^4 [\mathbf{n}_0 \times \mathbf{n}]^2 \right). \end{aligned} \quad (13)$$

Проинтегрировав по углам вылета фотона, получим выражение

$$\begin{aligned} \frac{dW}{d\omega} = & \frac{2}{3\pi} \frac{E_0^2}{c^3 \omega} \times \\ & \times \left( A^2(\omega) + \left( \frac{E_0 B(\omega)}{c^2 q} \right)^2 \left[ \frac{2}{3} + \frac{3}{10} \left( \frac{\omega}{cq} \right)^2 \right] \right). \end{aligned} \quad (14)$$

Приведем результаты расчета диаграмм направленностей при рассеянии УКИ электромагнитного поля (рис. 1). Расчет проводился для импульса длительностью 43 ас, числа гармонических осцилляций в цуге  $N = 30$ , несущей частоты  $\omega_0 = 2\pi N\alpha \approx 660$  ат. ед., амплитуды поля  $E_0 = 500$  ат. ед.

На рис. 1 представлен спектр рассеяния для аниона водорода и щелочных металлов. Зависимость имеет два выраженных пика (гармоники), причем, чувствительность к типу аниона мишени наблюдается в спектре рассеяния лишь на второй гармонике. Присутствие ее в спектре рассеяния связано с учетом магнитной составляющей падающего импульса.

Полученный результат является новым и перспективным для детектирования анионов по спектрам рассеяния.

Диаграмма направленности, представленная на рис. 2, показывает вероятность вылета фотона для различных атомарных анионов при несущей частоте УКИ  $\omega_0 \approx 660$  ат. ед. и длительности импульса  $\tau = 43 \cdot 10^{-18}$  с. Отметим, что форма диаграммы направленности для атомарного аниона чувствительна к несущей частоте  $\omega_0$  и при изменении ее в разы качественно изменяется.

Анализ результатов позволяет заключить, что учет в (4) магнитной составляющей поля приведет к формированию второй гармоники в спектре излучения. Именно она позволяет различать спектры рассеяния поэлементно в зависимости от потенциала ионизации атомарных анионов. Так, из вставки на рис. 1 видно, что с уменьшением потенциала ионизации электрона (от водорода 0.75 ат. ед. до цезия 0.47 ат. ед.) интенсивность спектра рассеяния увеличивается. Это связано с тем, что слабосвязанный электрон испытывает большие ускорения в поле налетающего импульса, что приводит к увеличению интенсивности рассеяния УКИ.

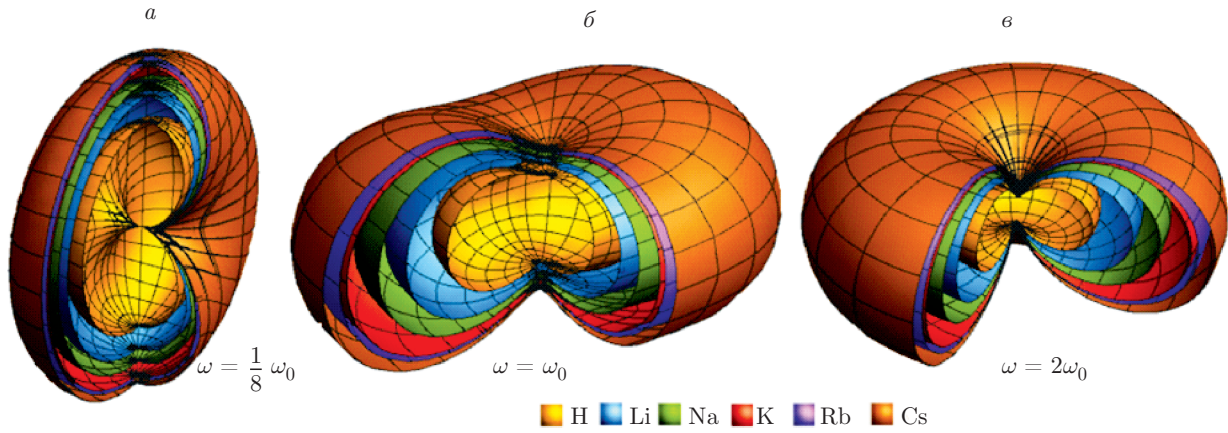
Также отметим частотную дисперсию диаграммы направленности рассеяния в зависимости от несущей частоты УКИ. При низких частотах УКИ основной вклад дает второе слагаемое выражения (14), этому соответствует изображение на рис. 2а. При  $\omega > cq$  третье слагаемое начинает быстро расти и спектр рассеяния переориентируется в горизонтальный тор, проходя промежуточную стадию.

#### 4. РАССЕЯНИЕ НА МОЛЕКУЛЯРНЫХ АНИОНАХ

Для описания взаимодействия УКИ с молекулярными анионами в формуле (1) в качестве  $\varphi_0$  мы используем волновую функцию двухцентрковой системы в приближении ПНР:

$$\begin{aligned} \Psi(\mathbf{r}) = C \left[ \frac{\exp\left(-q \left| \mathbf{r} + \frac{\mathbf{R}}{2} \right| \right)}{\left| \mathbf{r} + \frac{\mathbf{R}}{2} \right|} + \right. \\ \left. + \frac{\exp\left(-q \left| \mathbf{r} - \frac{\mathbf{R}}{2} \right| \right)}{\left| \mathbf{r} - \frac{\mathbf{R}}{2} \right|} \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь радиус-вектор  $\mathbf{r}$  определяет положение слабосвязанного электрона относительно центра масс сис-



**Рис. 2.** (В цвете онлайн) Трехмерная эволюция диаграммы направленности рассеяния УКИ различных атомарных анионов на второй гармонике в зависимости от несущей частоты от  $\omega_0/8$  до  $2\omega_0$  при  $\omega_0 \approx 660$  ат. ед. (ось  $z$  по направлению падающего импульса)

темы, вектор  $\mathbf{R}$  — положение одного центра двухатомного аниона относительно другого;  $q = \sqrt{2I}$ ,  $I$  — энергия электронного сродства соответствующего молекулярного аниона;  $C$  — нормировочная константа, определяемая из следующего уравнения:

$$C = \sqrt{\frac{q}{4\pi(1 + e^{-qR})}}. \quad (16)$$

Используя (9) и волновую функцию (15), опуская промежуточные расчеты, приведем энергетический спектр рассеяния молекулярного аниона, проинтегрированный по углам вылета фотона при фиксированной ориентации оси иона:

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{2E_0^2}{4\pi c^3 \omega} \left\{ A^2(\omega) + 2\pi \frac{B^2(\omega)}{c^4 q^3} C^2 E_0^2 \times \right. \\ \left. \times \left[ \frac{4}{3} \left( 1 + \frac{I_1(q, R)}{2} \cos^2 \phi \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{5} \left( \frac{\omega}{cq} \right)^2 \left( 1 + \frac{I_2(q, R)}{8} \cos^4 \phi \right) \right] \right\}, \quad (17)$$

где  $A(\omega)$ ,  $B(\omega)$ , — как и прежде, функции частоты (см. разд. 2);  $\phi$  — угол между направлением межъядерной оси молекулы  $\mathbf{R}$  и направлением поля  $\mathbf{E}_0$ ,  $I_1$ ,  $I_2$  — интегралы перекрытия, вычисленные в эллиптических координатах:

$$I_1 = e^{-qR} (6 + qR(6 + qR)), \quad (18)$$

$$I_2 = e^{-qR} \times \\ \times (216 + qR(216 + qR(84 + qR(12 + qR)))). \quad (19)$$

Отметим, что в предельном случае (при  $R \rightarrow \infty$ )  $C^2 \rightarrow q/4\pi$ ,  $I_1 = I_2 = 0$  и соотношение (17) переходит в формулу (14) для атомарного аниона, что физически является очевидным фактом. Ниже приведем результаты расчета спектра при рассеянии УКИ электромагнитного поля на различных молекулярных анионах. Расчет проводился для импульса длительностью 43 ас, числа гармонических осцилляций в пути  $N = 30$ , несущей частоты  $\omega_0 = 2\pi N\alpha \approx 660$  ат. ед., амплитуды поля  $E_0 = 500$  ат. ед.

Как и для атомарного аниона, спектр рассеяния молекулярного аниона имеет два выраженных пика на несущей частоте и на удвоенной, который появляется при учете магнитной составляющей импульса. Вторая гармоника чувствительна к энергии электронного сродства с молекулярным анионом, что видно из вставки на рис. 3. Однако амплитуда рассеяния на второй гармонике для молекулярных анионов (рис. 3) значительно меньше, чем для атомарных (рис. 1), это связано с увеличением энергии электронного сродства. Так, например, для аниона лития  $I_{Li} = 2.2 \cdot 10^{-2}$  ат. ед., а для молекулярного аниона хлора  $I_{Cl-Cl} = 8.8 \cdot 10^{-2}$  ат. ед.

Отметим, что спектр (17) зависит от расстояния  $\mathbf{R}$  между центрами двухатомного аниона и ориентации межъядерной оси относительно напряженности поля  $\mathbf{E}_0$ , описываемой углом  $\phi$  между векторами  $\mathbf{E}_0$  и  $\mathbf{R}$ .

На рис. 4 изображены зависимости спектра рассеяния от угла  $\phi$ . Рассеяние максимально в случае коллинеарности  $\mathbf{E}_0 \updownarrow \mathbf{R}$  векторов напряженности внешнего электрического поля  $\mathbf{E}_0$  и межъядерной оси  $\mathbf{R}$ . Диаграмма направленности и ее частотная

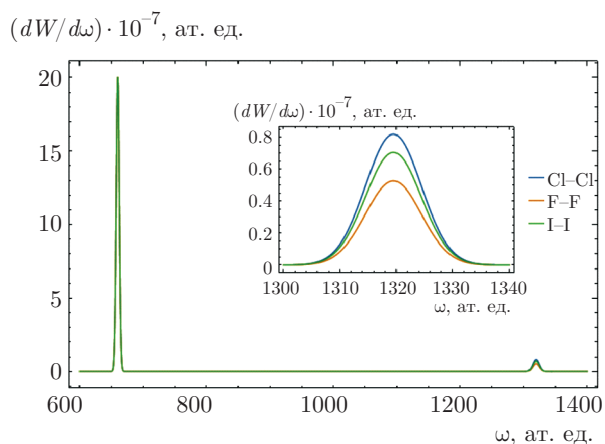


Рис. 3. (В цвете онлайн) Спектральная плотность излучения молекулярных анионов хлора, фтора и йода

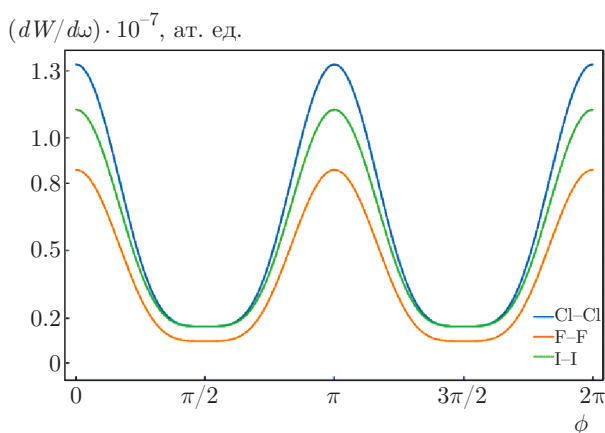


Рис. 4. (В цвете онлайн) Зависимости спектральной плотности излучения молекулярных анионов хлора, фтора и йода от угла падения φ (угол между  $\mathbf{E}_0$  и  $\mathbf{R}$ ) фотона

эволюция для молекулярного аниона (рис. 5) качественно та же, что и для атомарного аниона (качественные изменения формы происходят медленнее). Отметим, однако, различие на несущей частоте  $\omega_0 \approx 660$  ат. ед. второй гармоники: «чечевица» для атомарного аниона, тор — для молекулярного.

### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами получены выражения для расчета спектра УКИ с учетом магнитной составляющей такого импульса в рамках теории внезапных возмущений для систем молекулярных и атомарных анионов. Показано, что в этом случае спектр рассеяния имеет две гармоники. Наличие второй гармоники связано с учетом вклада магнитной составляющей УКИ в спектр рассеяния. Это позволяет

различать тип анионов, а также направление межъядерной оси, что делает метод ориентационно чувствительным. Выявлено, что рассеяние максимально в случае коллинеарности векторов напряженности внешнего электрического поля и межъядерной оси молекулярного аниона, а также возрастает с уменьшением энергии электронного сродства. Это связано с тем, что слабосвязанный электрон испытывает большие ускорения в поле УКИ. Диаграммы направленности рассеяния на второй гармонике существенно зависят от несущей частоты налетающего импульса. Заметим, что амплитуда поля импульса не является жестко фиксированной и может быть уменьшена без качественного изменения полученных результатов в зависимости от экспериментальных требований. Величина  $E_0 = 500$  ат. ед. выбрана из соображений наглядности между первой и второй гармоникой. Отметим, что расчет спектров проводился для нерелятивистского случая, с использованием приближения  $\tau \ll \tau_a$ , что справедливо для анионов ( $\tau_a \sim 1/I$ ,  $I$  — энергия электронного сродства соответствующего аниона, согласно [38,39]  $\tau_a < 0.1$  ат. ед., следовательно,  $\tau \ll 2 \cdot 10^{-16}$  с). Реально достижимые на сегодняшний день времена УКИ  $\tau = 43$  ас, что дает возможность экспериментальной проверки представленных здесь результатов.

Также интересно привести качественный анализ для понимания причин возникновения второй гармоники за счет магнитной составляющей УКИ. Известно, что сила, действующая на заряженную частицу со стороны магнитной составляющей электромагнитного поля, примерно в  $c = 137$  (ат. ед.) раз меньше его электрической составляющей. С другой стороны, известно, что интенсивность рассеяния пропорциональна квадрату фурье-образа от ускорения, т. е.  $I' \sim |\int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{a} e^{i\omega t} dt|^2$ . На качественном уровне можно считать, что ускорение

$$\mathbf{a} = \frac{e}{m} \mathbf{E} + \frac{e}{mc} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}],$$

т. е. электрон в поле УКИ слабо связан с атомом. При этом скорость  $\mathbf{v} \sim \mathbf{E}$  (поскольку в ускорении электрона основную роль играет  $\mathbf{E}$ ), а магнитное поле  $|\mathbf{H}| = |\mathbf{E}|$ , это приводит к тому, что второй член в ускорении пропорционален  $|\mathbf{E}|^2$ . Например, если мы рассматриваем УКИ с малым интегралом по полю, т. е.  $\int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E} dt \rightarrow 0$ , то очевидно, что второй член в

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{e}{m} \mathbf{E} + \frac{e}{mc} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}] \right) e^{i\omega t} dt$$

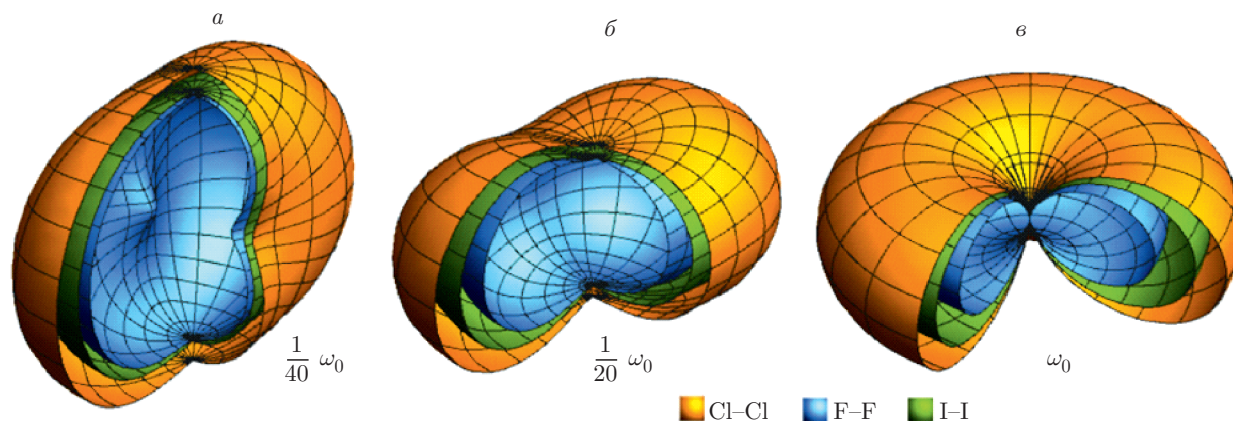


Рис. 5. (В цвете онлайн) Эволюция диаграммы направленности рассеяния ультракороткого импульса электромагнитного поля анионов (хлора, фтора, йода) на второй гармонике в зависимости от несущей частоты падающего УКИ при  $\omega_0 \approx 660$  ат.ед. (ось  $z$  по направлению падающего импульса)

при определенных параметрах поля УКИ может доминировать над первым. Кроме того, это второе слагаемое пропорционально  $|\mathbf{E}|^2$ , что означает нелинейное взаимодействие УКИ с рассеивающей системой, а это, как известно, является причиной возникновения второй гармоники. Хотя интерпретация является лишь качественной, однако она наглядно объясняет физику изучаемого рассеяния. Следует добавить, что аналогичный качественный анализ применим к работе [40], где в процессе рассеяния УКИ на атоме водорода было выявлено наличие второй гармоники.

**Финансирование.** Исследование поддержано грантом Президента Российской Федерации № МК-6289.2018.2.

### ЛИТЕРАТУРА

1. P. B. Corkum and F. Krausz, *Nat. Phys.* **3**, 381 (2007).
2. M. Drescher et al., *Nature* **419**, 803 (2002).
3. H. Wang et al., *Phys. Rev. Lett.* **105**, 143002 (2010).
4. E. Goulielmakis et al., *Nature* **466**, 739 (2010).
5. P. Eckle, A. N. Pfeiffer et al., *Science* **322**, 1525 (2008).
6. P. M. Kraus et al., *Science* **350**, 790 (2015).
7. A. R. Beck et al., *Chem. Phys. Lett.* **624**, 119 (2015).
8. D. Shafir, H. Soifer et al., *Nature* **485**, 343 (2012).
9. E. Goulielmakis, Z. H. Loh et al., *Nature* **466**, 739 (2010).
10. R. P. Kurta, J. J. Donatelli et al., *Phys. Rev. Lett.* **119**, 158102 (2017).
11. P. M. Kraus, B. Migolet et al., *Science* **350**, 790 (2015).
12. T. Brabec and F. Krausz, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 545 (2000).
13. E. Goulielmakis, Z. Loh, A. Wirth et al., *Nature* **466**, 739 (2010).
14. P. A. Golovinkii and E. M. Mikhailov, *Laser Phys. Lett.* **3**, 259 (2006).
15. В. А. Астапенко, *ЖЭТФ* **139**, 228 (2011) [V. A. Astapenko, *JETP* **112**, 193 (2011)].
16. V. A. Astapenko, *Phys. Lett. A* **374**, 1585 (2010).
17. H. Zhang, S. Ben et al., *Phys. Rev. A* **98**, 013422 (2018).
18. В. А. Астапенко, Н. Н. Мороз, *ЖЭТФ* **154**, 69 (2018) [V. A. Astapenko and N. N. Moroz, *JETP* **127**, 58 (2018)].
19. V. A. Astapenko, N. N. Moroz, and M. I. Mutafyan, *JETP Lett.* **108**, 165 (2018).
20. В. И. Матвеев, *ЖЭТФ* **124**, 1023 (2003) [V. I. Matveev, *JETP* **97**, 915 (2003)].
21. M. K. Eseev, V. I. Matveev, and V. M. Yulkova, *Optics and Spectr.* **111**, 330 (2011).
22. M. K. Eseev, V. I. Matveev, and V. M. Yulkova, *Techn. Phys.* **57**, 1593 (2012).

23. Д. Н. Макаров, В. И. Матвеев, ЖЭТФ **144**, 905 (2013) [D. N. Makarov and V. I. Matveev, JETP **117**, 784 (2013)].
24. V. I. Matveev and D. N. Makarov, JETP Lett. **103**, 286 (2016).
25. D. N. Makarov and V. I. Matveev, JETP Lett. **101**, 603 (2015).
26. D. N. Makarov, Ann. Phys. (Berlin) **529**, 1600408 (2017).
27. D. N. Makarov, Phys. Rev. A **99**, 033850 (2019).
28. D. N. Makarov, Sci. Rep. **8**, 8204 (2018).
29. I. A. Gonoskovet et al., Sci. Rep. **6**, 32821 (2016).
30. N. Tsatrafyllis et al., Nature Comm. **8**, 15170 (2017).
31. D. N. Makarov, M. K. Eseev et al., Opt. Lett. **44**, 3042 (2019).
32. G. A. Mourou, Ch. P. J. Barty, and M. D. Perry, Phys. Today **51**, 22 (1998).
33. T. Brabec and F. Krausz, Rev. Mod. Phys. **72**, 545 (2000).
34. N. Zhavoronkov and G. Korn, Phys. Rev. Lett. **88**, 203901 (2002).
35. T. Gaumnitz, A. Jain, Y. Pertot et al., Opt. Express **25**, 27506 (2017).
36. А. М. Дыхне, Г. Л. Юдин, УФН **125**, 377 (1978).
37. M. L. Grunbein, J. Bieleckiet et al., Nat. Comm. **9**, 3487 (2018).
38. Г. Месси, *Отрицательные ионы*, Мир, Москва (1979).
39. Б. М. Смирнов, *Отрицательные ионы*, Атомиздат, Москва (1978).
40. D. N. Makarov and V. I. Matveev, JETP Lett. **103**, 756 (2016).
41. D. N. Makarov and V. I. Matveev, JETP Lett. **103**, 415 (2016).
42. M. K. Eseev and V. I. Matveev, Optics and Spectr. **106**, 198 (2009).