

ФОТОИОНИЗАЦИЯ АТОМОВ БЛАГОРОДНЫХ ГАЗОВ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

В. А. Астапенко, С. Ю. Свита*

*Московский физико-технический институт (государственный университет)
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 28 мая 2014 г.

Проводится теоретическое исследование фотоионизации атомов благородных газов (Ar, Kr, Xe) ультракороткими электромагнитными импульсами скорректированной гауссовой формы. Вычисления проведены в рамках теории возмущений с помощью простой формулы для полной вероятности фотоионизации атома электромагнитными импульсами. Установлены и проанализированы особенности рассматриваемого процесса в различных областях изменения параметров задачи.

DOI: 10.7868/S0044451014110042

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие технологии генерации ультракоротких электромагнитных импульсов (УКИ) с контролируемой формой и длительностью вплоть до нескольких десятков аттосекунд [1] обуславливает актуальность рассмотрения особенностей их взаимодействия с веществом: атомами, кластерами, наночастицами и т. д.

Настоящая работа посвящена теоретическому анализу характерных черт фотоионизации УКИ атомов благородных газов (Ar, Kr, Xe) в первом порядке теории возмущений. Благородные газы являются важным объектом исследования в аттосекундной физике. В частности, они используются для генерации высоких гармоник и УКИ [2].

Фотоионизация атома ксенона как функция длительности УКИ различной формы рассчитывалась в статье [3]. Были рассмотрены синус- и косинус-вейвлет-импульсы, а также их ступенчатые модификации. В результате проведенного анализа было показано, что ионизация атомов одноцикловыми аттосекундными импульсами существенно зависит от профиля импульса. В частности, вероятность ионизации гладкими косинус-импульсами выше, чем в случае синус-импульсов.

Особенностью рассмотренных в работе [3] импульсов является их однопараметрический характер: в качестве единственного параметра выступает длительность импульса (мы здесь не учитываем амплитуду импульса, которая в линейном по полю приближении является множителем в выражении для вероятности фотоионизации). Параметр, отвечающий несущей частоте, отсутствует. В результате максимум спектра вейвлет-импульсов однозначно связан с их длительностью (во всем диапазоне длительностей), что при анализе вероятности фотоионизации не позволяет проследить переход к пределу более длинных импульсов (например, двух- или трехцикловых), а также к квазимонохроматическому пределу. Данное обстоятельство ограничивает область применимости исследования, проведенного в работе [3].

Импульсы «традиционной» гауссовой формы являются трехпараметрическими, зависящими от длительности, несущей частоты и фазы несущей по отношению к огибающей (СЕ-фазы). Их использование позволяет проследить переход от коротких импульсов к квазимонохроматическому пределу при исследовании фотопроцессов. Это было сделано на примере фотоионизации атома в модели Ленца–Йенсена в работе [4]. В цитируемой статье было, в частности, показано, что зависимость полной вероятности фотоионизации статистического атома от длительности традиционного гауссова импульса содержит максимум, величина которого зависит от

*E-mail: astval@mail.ru

несущей частоты импульса и СЕ-фазы. Однако существенным недостатком импульсов традиционной гауссовой формы, использовавшихся в работе [4], является наличие постоянной составляющей в их спектре, что в пределе малой длительности приводит к искажению зависимости вероятности фотопроецесса от параметров УКИ.

В работе [5] на основании точного решения уравнений Максвелла была предложена «скорректированная» форма гауссова импульса, которая не содержит постоянной составляющей в спектре и позволяет рассчитывать вероятность фотопроецесса как для одно- и субцикловых, так и для более длинных импульсов.

Целью настоящей статьи является исследование ионизации атомов благородных газов скорректированными гауссовыми импульсами для различных длительностей и несущих частот УКИ.

2. МЕТОД РАСЧЕТА

В основе метода расчета полной (за все время действия УКИ) вероятности фотоионизации атомов W_{ph} лежит выражение, полученное в работе [6]:

$$W_{ph} = \frac{c}{4\pi^2} \int_{I_{th}/\hbar}^{\infty} \sigma_{ph}(\omega') \frac{|E(\omega')|^2}{\hbar\omega'} d\omega', \quad (1)$$

где I_{th} — потенциал фотоионизации атома, $\sigma_{ph}(\omega')$ — сечение фотоионизации, $E(\omega')$ — фурье-образ УКИ, c — скорость света в вакууме. Очевидно, что выражение (1) имеет смысл только для $W_{ph} < 1$, в рамках применимости теории возмущений.

Временная зависимость напряженности электрического поля в скорректированном гауссовом импульсе (СГИ), предложенном в статье [5], имеет вид

$$E_{cor}(t) = \text{Re} \left[-iE_0 \frac{(1 + it/\omega\tau^2)^2 + 1/(\omega\tau)^2}{1 + 1/(\omega\tau)^2} \times \exp(-t^2/2\tau^2) \exp(i\omega t + i\varphi) \right]. \quad (2)$$

От традиционного гауссова импульса СГИ отличается наличием множителя перед экспонентами в правой части равенства (2). Поскольку в этот множитель входит частота ω , умноженная на мнимую единицу, спектральный максимум СГИ оказывается сдвинутым в область больших частот по отношению к величине ω («голубой» сдвиг). Данный сдвиг проявляется только в ультракоротком пределе $\omega\tau < 1$.

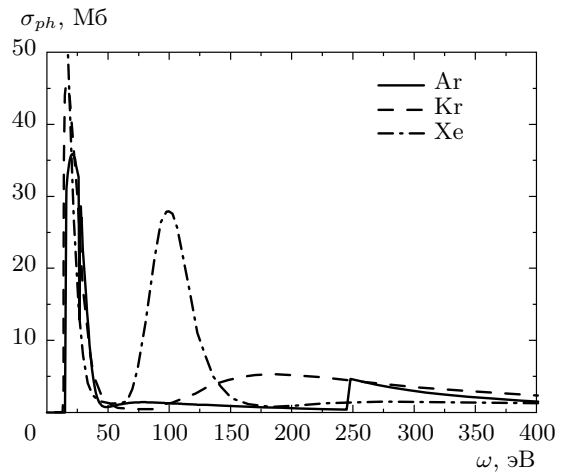


Рис. 1. Сечения фотоионизации атомов трех благородных газов [7]

Несмотря на указанное обстоятельство, в дальнейшем будем называть частоту ω несущей, как в случае традиционного гауссова импульса. Фурье-образ СГИ равен

$$E_{cor}(\omega', \omega, \tau, \varphi) = iE_0\tau \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega'^2\tau^2}{1 + \omega'^2\tau^2} \times \left\{ \exp\left(-i\varphi - \frac{(\omega - \omega')^2\tau^2}{2}\right) - \exp\left(i\varphi - \frac{(\omega + \omega')^2\tau^2}{2}\right) \right\}. \quad (3)$$

Из формулы (3), в частности, вытекает, что в СГИ отсутствует постоянная составляющая напряженности электрического поля: $E_{cor}(\omega' = 0) = 0$, как об этом уже говорилось ранее.

Как следует из основной формулы (1), для вычисления вероятности фотопроецесса за все время действия УКИ необходимо знать частотную зависимость сечения рассматриваемого процесса. На рис. 1 приведены экспериментальные данные для сечений фотоионизации атомов Ar, Kr и Xe из статьи [7].

Приведем выражение для полной вероятности фотоионизации под действием СГИ в квазимонохроматическом пределе $\omega\tau \gg 1$:

$$W_{ph}^{qm} = \frac{c}{8\sqrt{\pi}} \frac{\sigma_{ph}(\omega)}{\hbar\omega} E_0^2\tau. \quad (4)$$

Отсюда следует, что вероятность фотоионизации в случае квазимонохроматического излучения линейно возрастает с увеличением длительности импульса, как это и следует из описания процесса с помощью вероятности в единицу времени.

Заметим, что равенство (4) может быть переписано в виде

$$W_{ph}^{qm} = \sigma_{ph}(\omega) j_{ph}(\omega) \Delta t_p, \quad (5)$$

где $j_{ph}(\omega) = cE_0^2/8\pi\hbar\omega$ — плотность потока фотонов, $\Delta t_p = \sqrt{\pi} \tau$ — эффективная длительность импульса. Выразим длительность импульса в количестве периодов на несущей частоте ω , уместающихся на эффективной длительности импульса, как

$$n = \frac{\Delta t_p}{T} = \frac{\omega\tau}{2\sqrt{\pi}}. \quad (6)$$

Таким образом, мерой длительности импульса наряду со временем τ может служить безразмерный параметр n , равный числу циклов в импульсе.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Используем приведенные выше выражения и экспериментальные сечения фотоионизации (рис. 1) для расчета зависимости полной вероятности фотоионизации атомов аргона, криптона и ксенона под действием СГИ (2) от длительности импульса и несущей частоты ω . Предполагаем, что амплитуда напряженности электрического поля в импульсе равна одной атомной единице:

$$E_0 = E_a = \frac{m_e^2 e^5}{\hbar^4} \approx 5.14 \cdot 10^9 \frac{\text{В}}{\text{см}}.$$

Поскольку известный из литературы [1] наиболее короткий импульс длительностью 67 ас (по интенсивности) был сформирован из излучения, спектр которого охватывает диапазон от 55 до 130 эВ, рассмотрим сначала несущие частоты СГИ, отвечающие энергиям фотонов в несколько десятков электронвольт, так что $\hbar\omega \gg I_{th}$.

Зависимости полной вероятности фотоионизации атома ксенона от длительности импульса τ для различных частот ω , существенно превышающих пороговую частоту, приведены на рис. 2. Видно, что в области малых длительностей $\tau < 50$ ас имеет место значительное отличие зависимости $W_{ph}(\tau)$ от линейной: вместо прямой линии функция $W_{ph}(\tau)$ описывается кривой с максимумом, который вырождается в плечо с ростом частоты ω . Интервал $50 \text{ ас} < \tau < 150 \text{ ас}$ отвечает переходной области. Наконец, при $\tau > 150$ ас реализуется квазимонохроматический предел. Отметим, что длительность импульса в «точке перегиба» кривых τ^* возрастает с увеличением частоты ω .

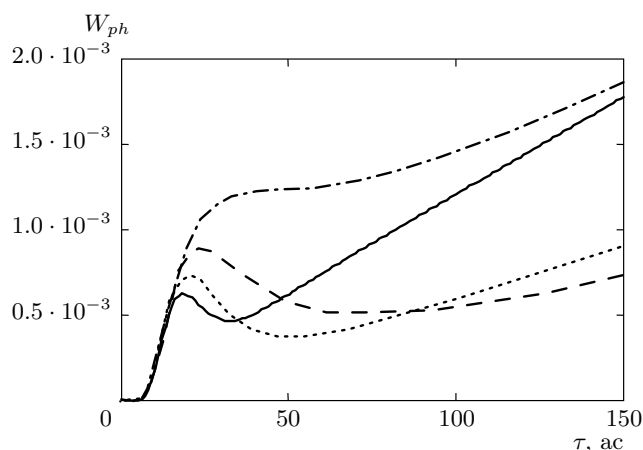


Рис. 2. Зависимости полной вероятности фотоионизации атома ксенона от длительности импульса τ для различных частот ω : $\hbar\omega = 40$ эВ (сплошная кривая), 50 эВ (пунктирная), 60 эВ (штриховая), 70 эВ (штрихпунктирная)

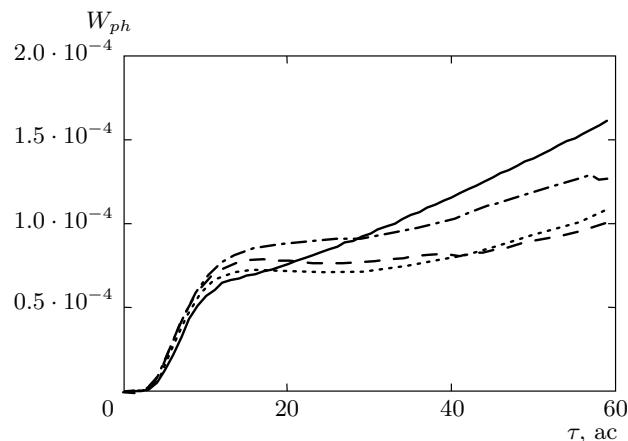


Рис. 3. Зависимости полной вероятности фотоионизации атома криптона от длительности импульса τ для различных частот ω : $\omega = 60$ эВ (сплошная кривая), 70 эВ (пунктирная), 80 эВ (штриховая), 90 эВ (штрихпунктирная)

Аналогичные графики для вероятности фотоионизации атома криптона под действием СГИ приведены на рис. 3.

Из сравнения рис. 2 и 3 следует, что в случае атома криптона нелинейность функции $W_{ph}(\tau)$ имеет место для меньших длительностей $\tau < 30$ ас, а выход на линейный режим происходит при $\tau > 60$ ас. Максимумы функции $W_{ph}(\tau)$ слабо выражены, причем имеется область частот вблизи значения $\hbar\omega = 80$ эВ, где максимум еще проявляется, в то время

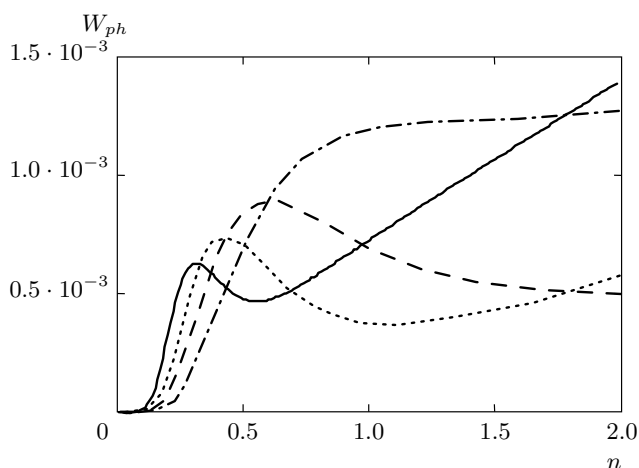


Рис. 4. Зависимости полной вероятности фотоионизации атома ксенона от числа циклов n в импульсе: $\hbar\omega = 40$ эВ (сплошная кривая), 50 эВ (пунктирная), 60 эВ (штриховая), 70 эВ (штрихпунктирная)

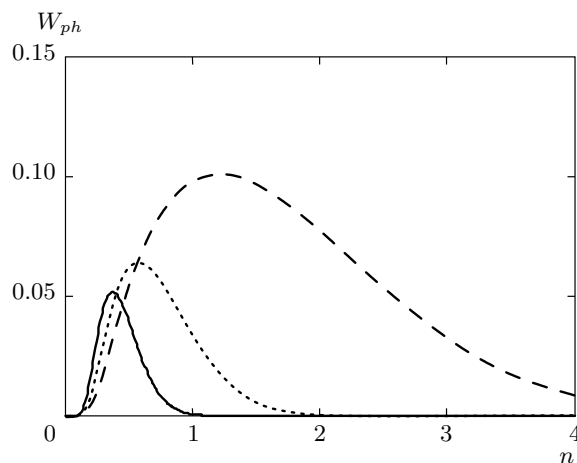


Рис. 5. Зависимости вероятности фотоионизации атома ксенона СГИ от числа циклов в импульсе в допороговой области несущих частот: $\hbar\omega = 8$ эВ (сплошная кривая), 10 эВ (пунктирная), 12 эВ (штриховая)

как на частоте $\hbar\omega = 60$ эВ он вырождается в плечо.

Расчеты показывают, что, в отличие от ксенона и криптона, в случае атома аргона максимумы в зависимости $W_{ph}(\tau)$ вообще отсутствуют для $\hbar\omega > I_{th}$.

Полная вероятность фотоионизации атома ксенона как функция числа циклов в импульсе (6) для различных частот ω представлена на рис. 4. Из приведенного рисунка следует, что максимумы в зависимости $W_{ph}(n)$ имеют место для субцикловых импульсов. С ростом частоты ω данные максимумы становятся менее выраженными, в то же время переход к линейной зависимости происходит для больших значений n . Так, для $\hbar\omega = 40$ эВ линейный режим реализуется при $n > 0.6$, а для $\hbar\omega = 70$ эВ — при $n > 3$.

Расчеты показывают, что для меньших несущих частот в диапазоне $I_{th} < \hbar\omega < 30$ эВ переход к линейному режиму вероятности фотоионизации атомов благородных газов под действием СГИ как функции длительности импульса происходит для субцикловых импульсов с $n < 0.15$.

На рис. 5 представлены зависимости вероятности фотоионизации атома ксенона СГИ от числа циклов n в импульсе в допороговой области несущих частот $\omega < I_{th}/\hbar$. Видно, что соответствующие зависимости представляют собой кривые с максимумом, обращаемые в нуль в квазимонохроматическом пределе ($n \gg 1$). С ростом несущей частоты положение максимума смещается в область больших значений параметра n , а величина вероятности в максимуме

возрастает. Такое поведение вероятности фотоионизации объясняется уменьшением ширины спектра СГИ с ростом длительности импульса и смещением частоты спектрального максимума в область низких частот.

Максимуму на сплошной кривой рис. 5 соответствует значение временного параметра $\tau = 110$ фс, а максимуму на штриховой кривой — $\tau = 220$ фс.

На рис. 6 представлены частотные зависимости фотоионизации атома ксенона под действием СГИ и в монохроматическом пределе для различных длительностей: $n = 0.5, 1, 2$ и энергий фотона, больших 40 эВ. Видно, что для полуциклового импульса спектр фотоионизации атома криптона сильно отличается от своего монохроматического предела: на частоте $\hbar\omega = 60$ эВ минимум в монохроматическом случае сменяется максимумом. С ростом длительности импульса спектральная кривая фотоионизации смещается в область больших значений частоты, так что при $n = 2$ она практически совпадает со своим монохроматическим аналогом.

Спектр фотоионизации атома криптона для энергий фотона, меньших 40 эВ, представлен на рис. 7 для различных длительностей СГИ. Из приведенного рисунка видно, что в случае длинных импульсов $\tau > 1$ фс порог вероятности фотоионизации близок к своему монохроматическому пределу (14 эВ). С уменьшением длительности УКИ порог фотоионизации смещается в область меньших энергий, так что для $\tau < 100$ ас величина порога становится рав-

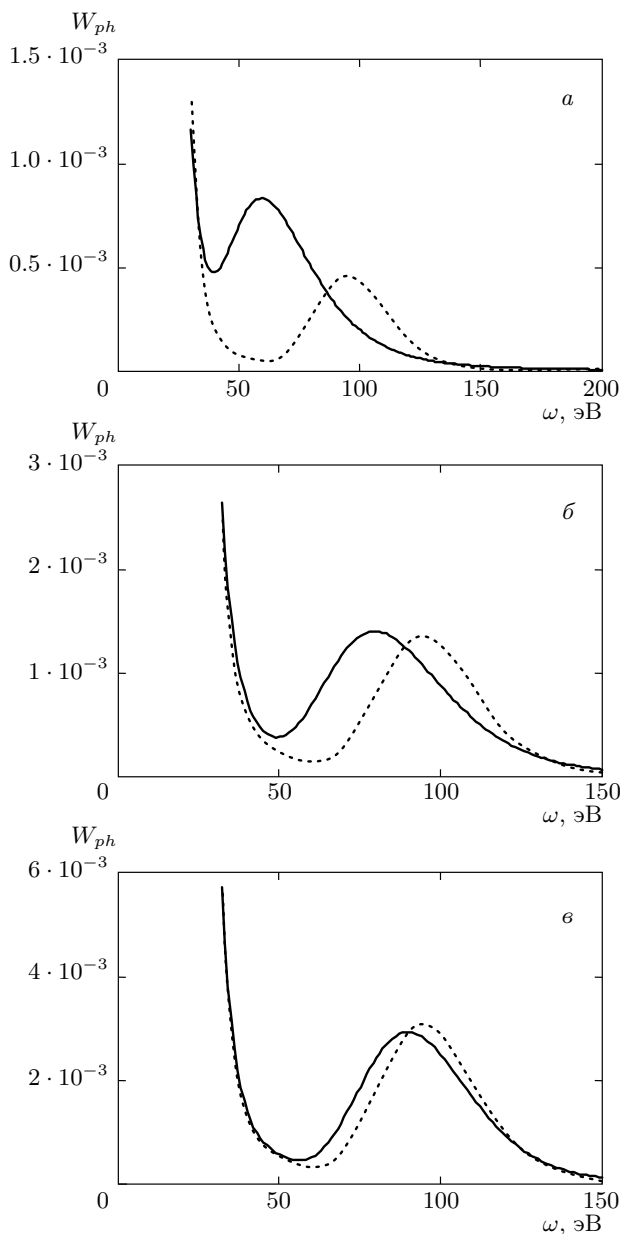


Рис. 6. Спектр фотоионизации атома ксенона под действием СГИ (сплошные кривые) и его монохроматический предел (пунктирные): полуцикловый импульс (а), одноцикловый импульс (б), двухцикловый импульс (в)

ной нулю. Данное обстоятельство объясняется уширением спектра СГИ с уменьшением длительности субфемтосекундного импульса, а также «голубым» сдвигом в спектре СГИ, о котором говорилось выше. Влияние этого сдвига демонстрируется рис. 8, на котором представлены спектры фотоионизации атома криптона под действием скорректированного и тра-

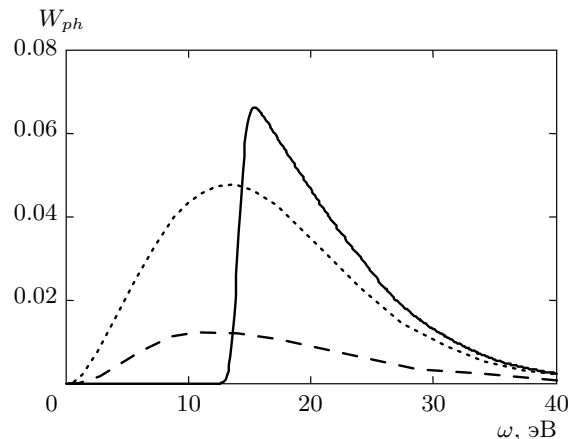


Рис. 7. Спектр фотоионизации атома криптона для различных длительностей СГИ: $\tau = 1$ фс (сплошная кривая (ордината уменьшена в 10 раз)), 100 ас (пунктирная), 50 ас (штриховая)

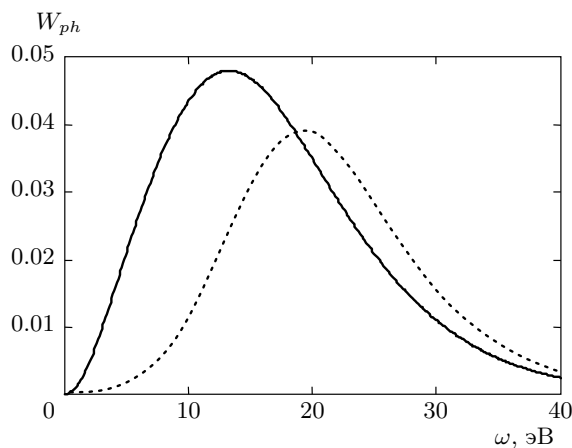


Рис. 8. Спектр фотоионизации атома криптона под действием скорректированного (сплошная кривая) и традиционного (пунктирная) гауссовых импульсов для $\tau = 100$ ас

диционного гауссовых импульсов для $\tau = 100$ ас. Видно, что максимум вероятности фотоионизации атома под действием СГИ отвечает меньшим энергиям фотона по сравнению со случаем традиционного гауссова импульса, а амплитуда вероятности в спектральном максимуме несколько выше.

Спектры фотоионизации атомов ксенона и аргона для энергий фотона, меньших 40 эВ, и тех же длительностей СГИ имеют вид, аналогичный спектрам фотоионизации атома криптона, представленным на рис. 7.

Расчеты показывают, что влияние СЕ-фазы на вероятность ионизации атомов благородных газов

СГИ пренебрежимо мало в отличие от рассмотренного в работе [4] случая ионизации атома Ленца–Йенсена традиционными гауссовыми импульсами.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках применимости теории возмущений рассчитана и проанализирована вероятность фотоионизации атомов благородных газов (аргона, криптона и ксенона) под действием УКИ скорректированной гауссовой формы для различных длительностей импульсов и несущих частот.

Показано, что характер зависимости вероятности фотоионизации атомов в поле СГИ от длительности импульса существенно зависит от несущей частоты. Так, для частот, значительно (в два и более раз) превышающих пороговую частоту, функция $W_{ph}(\tau)$ носит нелинейный характер в диапазоне значений параметра $\tau < \tau^*$, где «точка перегиба» τ^* возрастает для атома ксенона с ростом несущей частоты в пределах от 30 до 100 ас при изменении энергии $\hbar\omega$ от 40 до 70 эВ. При этом на меньших частотах кривая $W_{ph}(\tau)$ имеет явно выраженный максимум, который вырождается в «плечо» с ростом несущей частоты ω . При переходе к более легким атомам (криптон и аргон) область нелинейности зависимости вероятности фотоионизации от длительности СГИ смещается в область меньших значений параметра τ , а максимум становится менее выраженным. Немонотонная зависимость $W_{ph}(\tau)$ характерна для субцикловых СГИ ($n < 1$). Для атома ксенона переход к линейному режиму происходит при значениях n , возрастающих от 0.5 до 2, при изменении энергии фотона на несущей частоте $\hbar\omega$ от 40 до 70 эВ.

Для несущих частот СГИ, лишь незначительно превышающих пороговую частоту фотоионизации атомов, линейная зависимость $W_{ph}(\tau)$ имеет место для всех актуальных значений параметра τ .

В области допороговых несущих частот зависимость вероятности фотоионизации от длительности импульса имеет вид кривой с максимумом, обращаемой в нуль в пределе больших τ . С ростом несущей частоты положение максимума смещается в об-

ласть больших длительностей, величина вероятности фотоионизации в максимуме увеличивается.

Исследование зависимости спектра вероятности фотоионизации от длительности СГИ на примере атома ксенона показало, что в диапазоне $\hbar\omega > 40$ эВ функция $W_{ph}(\omega)$ существенно изменяется при переходе от полумонохроматических к двухцикловым импульсам. Так, спектральный максимум вероятности фотоионизации для $n = 0.5$ приходится на спектральный минимум вероятности в монохроматическом пределе. Напротив, для двухциклового СГИ спектр фотоионизации в рассматриваемом диапазоне частот практически совпадает со своим монохроматическим пределом.

В низкочастотном диапазоне спектр фотоионизации, как это следует из представленных на рис. 7 расчетов для атома криптона, имеет пороговую зависимость при $\tau > 1$ фс. С уменьшением длительности СГИ функция $W_{ph}(\omega)$ теряет пороговый характер и описывается плавной кривой с максимумом вблизи пороговой частоты фотоионизации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Госзаказа (НИР № 1940).

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Zhao, Q. Zhang, M. Chini, Y. Wu, X. Wang, and Z. Chang, *Opt. Lett.* **37**, 3891 (2012).
2. C. Altucci, J. W. G. Tisch, and R. Velotta, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 1585 (2011).
3. A. V. Gets and V. P. Krainov, *Contrib. Plasma Phys.* **53**, 140 (2013).
4. V. Astapenko, *J. Phys.: Conf. Ser.* **397**, 012002 (2012).
5. Q. Lin, J. Zheng, and W. Becker, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 253902 (2006).
6. V. A. Astapenko, *Phys. Lett. A* **374**, 1585 (2010).
7. J. A. R. Samson and W. C. Stolte, *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **123**, 265 (2002).