ЖЭТФ, 2022, том 162, вып. 1 (7), стр. 5–13

ВРЕМЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ РЕЗОНАНСНЫХ ФОТОПРОЦЕССОВ, ИНДУЦИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ РАЗЛИЧНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

В. А. Астапенко*

Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет)
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 14 декабря 2021 г.,
после переработки 21 декабря 2021 г.
Принята к публикации 21 декабря 2021 г.

В рамках теории возмущений исследуется временная зависимость (от длительности импульса и текущего времени) резонансных фотопроцессов, индуцированных электромагнитными импульсами различной длительности, включая ультракороткие и квазимонохроматические. Рассмотрены импульсы с гауссовской и экспоненциальной огибающими, а также лоренцевский и гауссовский спектральные профили сечения фотопроцесса. Получены простые аналитические выражения для вероятности в пределе больших времен. Временная зависимость при заданной длительности импульса исследована аналитически в монохроматическом и ультракоротких пределах и численно для промежуточных значений параметров. Установлены специфические черты временной динамики, общие для резонансных фотопроцессов и зависящие от формы импульса и спектрального профиля сечения.

DOI: 10.31857/S0044451022060000
EDN: DRLUJU

1. ВВЕДЕНИЕ

Современное развитие технологии генерации электромагнитных импульсов (ЭМИ) различной длительности, включая ультракороткие [1–5], и спектроскопии высокого временного разрешения [6–9] требуют развития адекватных, эффективных и надежных способов описания временной зависимости фотопроцессов в поле таких импульсов.

Экспериментально временная зависимость фотоионизации атомов ультракороткими ЭМИ в настоящее время исследуется методами аттосекундной хроноскопии [10]. В их основе лежит аттосекундный стрикинг [11, 12]. Это метод накачки–зондирования, в котором аттосекундный XUV-импульс служит накачкой, создающей электронный волновой пакет, в то время как малоцикловой ИК-импульс его зондирует при различных временных задержках между импульсами. Таким образом, в частности, была измерена временная задержка при фотоионизации $2s$- и $2p$-уровней атома неона, которая составила 21 ас [13].

Аттосекундная хроноскопия применяется также для изучения временной динамики фотоионизации твердых тел, фуллеренов и наноструктур [14], рассеяния электронов в диэлектрических наночастицах [15], аттосекудной динамики в жидкости [16] и ряда других фотоиндуцированных процессов. Существующие методы описания этих явлений реализованы, как правило, для конкретных процессов и мишеней, а также для заданных параметров ЭМИ. Можно отметить численные расчеты отклика мишени на электромагнитное воздействие, опирающиеся, например, на прямое интегрирование временного уравнения Шредингера [17, 18], и аналитическое рассмотрение, широко представленное работами по резонансу Фано [19–24].

Здесь уместно выделить взаимодействие ЭМИ с квантовым осциллятором, поскольку в этом случае имеется аналитическое решение для любых параметров внешнего воздействия [25, 26]. Временная динамика возбуждения квантового осциллятора в поле ЭМИ детально исследовалась в работе [27]. Отме-

* E-mail: astval@mail.ru

тим также, что в статье [28] этот вопрос рассматривался в приближении внезапных возмущений для униполярных ультракоротких импульсов. В работе [29] временная зависимость среднего числа квантов квантового осциллятора, возбужденного чирпированными гауссовскими импульсами, рассчитывалась с помощью решения уравнения Гейзенберга для операторов рождения и уничтожения.

При экстенсивных численных расчетах, требующих больших вычислительных ресурсов и времени, затруднена физическая интерпретация полученных результатов и выявление характерных особенностей исследуемого процесса. Поэтому представляется полезным аналитическое рассмотрение, применимое для широкого круга задач, которое позволяет выявить общие закономерности и специфические черты фотопроцессов, обусловленных конечной длительностью и формой огибающей ЭМИ.

Так, в статье [30] приведены формулы, описывающие вероятность фотоионизации атома под действием мало- и субцикловых ЭМИ различной формы, которые получены в рамках адиабатического подхода, использованного ранее в классической работе [31] для расчета ионизации атома в поле интенсивной электромагнитной волны. В цитированной статье, в частности, отмечается важность аналитических решений, которые могут оказаться полезными для представления общей картины процесса.

Взаимодействие ультракоротких импульсов с квантовыми объектами рассматривалось в [32] в приближении внезапных возмущений. В этой статье было получено выражение для амплитуды перехода через «электрическую площадь импульса», которое может использоваться для различных квантовых систем в случае предельно коротких импульсов с длительностями, меньшими обратных собственных частот системы. В том же приближении в работе [33] вероятность возбуждения квантового перехода под действием субциклового униполярного импульса с различными огибающими исследовалась как функция длительности импульса и текущего времени.

Простой способ расчета вероятности фотопроцессов в рамках теории возмущений, предложенный в статье [34] и дополненный в [35], позволяет разделить задачу на две части. Первая часть относится к внутренней динамике электронов мишени, которая описывается сечением, а вторая зависит только от напряженности электрического поля в импульсе. Существенно, что для сечения можно использовать как теоретические, так и экспериментальные данные, что важно в случае сложных систем, для которых точный расчет сечения представляет собой значительную проблему. Таким образом, данный метод является «гибридным» и применимым для широкого круга радиационных процессов с участием разных мишеней от атомов до наночастиц [36–41].

В настоящей статье подход, предложенный в работах [34, 35], используется для универсального описания резонансных фотопроцессов, индуцированных ЭМИ произвольной длительности с различными огибающими, с целью выявления общих закономерностей и специфических черт их временной зависимости.

2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Рассмотрим возбуждение квантовой системы (мишени) под действием ЭМИ в рамках применимости теории возмущений и дипольного приближения. Вероятность данного процесса как функция времени в первом порядке теории возмущений после усреднения по начальному состоянию мишени дается следующим выражением:

$$W(t) = \frac{1}{\hbar^2} \int_{-\infty}^{t} dt' \times \int_{-\infty}^{t} dt'' \left\langle \hat{d}(t')\, \hat{d}(t'') \right\rangle E(t')\, E(t''). \quad (1)$$

Здесь $\hat{d}(t)$ — зависящий от времени оператор дипольного момента системы, угловые скобки означают усреднение по начальному состоянию, $E(t)$ — напряженность электрического поля в ЭМИ. Предполагаем в дальнейшем, что $E(t \to \pm\infty) \to 0$.

В статье [35] было показано, что равенство (1) можно преобразовать к виду

$$W(t, \tau) = \frac{c}{4\pi^2} \int_0^{\infty} d\omega \frac{\sigma(\omega)}{\hbar\,\omega}\, D(t, \tau, \omega). \quad (2)$$

Здесь $\sigma(\omega)$ — сечение фотовозбуждения мишени, c — скорость света,

$$D(t, \tau, \omega) = \left| \int_{-\infty}^{t} dt' \exp(i\,\omega\, t')\; E(t', \tau) \right|^2 \quad (3)$$

— квадрат модуля неполного фурье-образа напряженности электрического поля в ЭМИ (D-функция), τ — длительность импульса.

Рассмотрим далее два типа импульсов: с гауссовской огибающей

$$E_G(t,\tau) = E_0 \exp\left(-t^2/2\tau^2\right)\cos(\omega_c t) \qquad (4)$$

и экспоненциальный импульс

$$E_{EP}(t,\tau) = \theta(t)\ E_0 \exp(-t/\tau)\cos(\omega_c t)\,. \qquad (5)$$

Здесь E_0 и ω_c — амплитуда и несущая частота ЭМИ, $\theta(t)$ — ступенчатая функция Хевисайда.

Далее предполагаем, что ЭМИ являются мультицикловыми, так что выполняется неравенство $\omega_c\tau \gg 1$ и можно пренебречь наличием постоянной составляющей поля в импульсах.

В приближении вращающейся волны для D-функции импульсов (4) и (5) имеем

$$D_G(t,\,\tau,\omega) \cong \frac{\pi}{8}E_0^2\tau^2\exp\left(-(\omega-\omega_c)^2\tau^2\right)\times \\ \times\left|\operatorname{erfc}\left(-\frac{t/\tau + i\,|\omega-\omega_c|\,\tau}{\sqrt{2}}\right)\right|^2, \qquad (6)$$

$$D_{EP}(t,\tau,\omega) \cong \frac{1}{4}\theta(t)\ E_0^2\tau^2\times \\ \times\frac{1+\exp(-2t/\tau)-2\exp(-t/\tau)\cos[(\omega-\omega_c)\,t]}{1+\tau^2(\omega-\omega_c)^2}, \qquad (7)$$

где $\operatorname{erfc}(z)$ — дополнительная функция ошибок.

3. ВЕРОЯТНОСТЬ ФОТОПРОЦЕССА ЗА ВСЕ ВРЕМЯ ДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА

При больших временах, $t \gg \tau$, когда ЭМИ уже практически закончился, формула (2) принимает вид [34]

$$W(\tau) = \frac{c}{4\pi^2}\int_0^\infty d\omega\frac{\sigma(\omega)}{\hbar\omega}\left|E(\omega,\tau)\right|^2, \qquad (8)$$

где $E(\omega,\tau)$ — фурье-образ напряженности электрического поля. Очевидно, что в рассматриваемом случае введенные выше D-функции равны квадрату модуля фурье-образа напряженности поля.

Как было показано в статье [34] в рамках феноменологического подхода, выражение (8) обобщается на произвольный фотопроцесс, который в монохроматическом пределе ($\tau\to\infty$) описывается сечением $\sigma(\omega)$ по стандартной формуле:

$$w = \sigma(\omega)\ \frac{I_0}{\hbar\omega},$$

где w — вероятность в единицу времени, $I_0 = cE_0^2/8\pi$.

Отметим, что выражение, аналогичное (8), для спектрально-угловой вероятности рассеяния ЭМИ на атоме вне рамок дипольного приближения можно получить и с помощью квантовомеханического рассмотрения [42].

Формулу (8) полезно представить в виде [43]

$$W(\tau) = \int_0^\infty \sigma(\omega)\ \frac{J_{phot}(\omega,\tau)}{\hbar\omega}\,d\omega, \qquad (8a)$$

где

$$J_{phot}(\omega,\tau) = \frac{c}{4\pi^2}\left|E(\omega,\tau)\right|^2 \qquad (9)$$

— энергия излучения на частоте ω, прошедшая за все время действия импульса через единичную площадь. Выражение (8a) обнаруживает связь рассматриваемого подхода с методом эквивалентных фотонов Ферми [44].

Предположим, что сечение фотопроцесса представимо в виде

$$\sigma(\omega) = \sigma_{tot}\,G(\omega)\,, \\ \sigma_{tot} = \int\sigma(\omega)\ d\omega, \\ \int G(\omega)\ d\omega = 1, \qquad (10)$$

где $G(\omega)$ — спектральный профиль сечения. Далее полагаем, что профиль имеет максимум на собственной частоте ω_0 и спектральную ширину γ, причем $\omega_0 \gg \gamma$. Тогда равенство (8) можно переписать приближенно как

$$W(\tau) \cong \frac{c\,\sigma_{tot}}{4\pi^2\hbar\omega_0}\int_0^\infty d\omega\,G(\omega)\left|E(\omega,\tau)\right|^2. \qquad (11)$$

Введем безразмерную функцию F от безразмерных длительности импульса y и отстройки несущей частоты от собственной ρ:

$$F(y,\rho) = \frac{\gamma^2}{E_0^2}\int_0^\infty d\omega\,G(\omega)\ \left|E(\omega,\tau=y/\gamma)\right|^2, \qquad (12)$$

$$y = \gamma\tau, \quad \rho = (\omega_0-\omega_c)/\gamma. \qquad (13)$$

Данная функция описывает зависимость вероятности фотопроцесса от длительности импульса в пределе больших времен, когда импульс практически закончился, для разных частотных отстроек. Ее можно получить в аналитическом виде для гауссовского и экспоненциального импульсов и гауссовского и лоренцевского спектральных профилей. После интегрирования по частоте в формуле (12) находим следующие выражения для F-функции в различных случаях:

а) гауссовский профиль и гауссовский импульс:

$$F_{G,GP}(y,\rho) = \frac{y^2}{\sqrt{1+y^2}} \exp\left(-\frac{\rho^2 y^2}{1+y^2}\right), \qquad (14)$$

б) лоренцевский профиль и гауссовский импульс:

$$F_{L,GP}(y,\rho) = y^2 \,\mathrm{Re}\,\{w\,[y\,(i+\rho)]\}, \qquad (15)$$

в) гауссовский профиль и экспоненциальный импульс:

$$F_{G,EP}(y,\rho) = y\,\mathrm{Re}\left[w\left(\rho + \frac{i}{y}\right)\right], \qquad (16)$$

г) лоренцевский профиль и экспоненциальный импульс:

$$F_{L,EP}(y,\rho) = \frac{y^2\,(1+y)}{(1+y)^2 + \rho^2 y^2}. \qquad (17)$$

В формулах (15) и (16) введена комплексная функция ошибки

$$w(z) = \exp\left(-z^2\right)\mathrm{erfc}\,(-i\,z). \qquad (18)$$

Выражение (14) было получено в работе [45] при расчете временной зависимости поглощения энергии ЭМИ на неоднородно уширенном радиационном переходе.

В монохроматическом пределе, когда $y \gg 1$ ($\tau \gg 1/\gamma$), формулы (14)–(17) дают линейную зависимость от длительности импульса, что согласуется с результатом стандартного подхода к описанию фотопроцессов с помощью вероятности в единицу времени (золотое правило Ферми).

Для коротких импульсов, $y \ll 1$, из полученных выражений следует квадратичная зависимость вероятности от длительности импульса.

Важным принципиальным свойством функций (14)–(17) является их нелинейная зависимость от длительности импульса, возникающая в линейном режиме по интенсивности электромагнитного поля, в контрасте с традиционным подходом, использующим вероятность в единицу времени, что подразумевает линейную зависимость от длительности ЭМИ.

На рис. 1–4 приведены графики F-функций (14)–(17) для различных значений безразмерной отстройки ρ.

Существенно, что функции длительности импульса (14), (15) для гауссовского ЭМИ являются

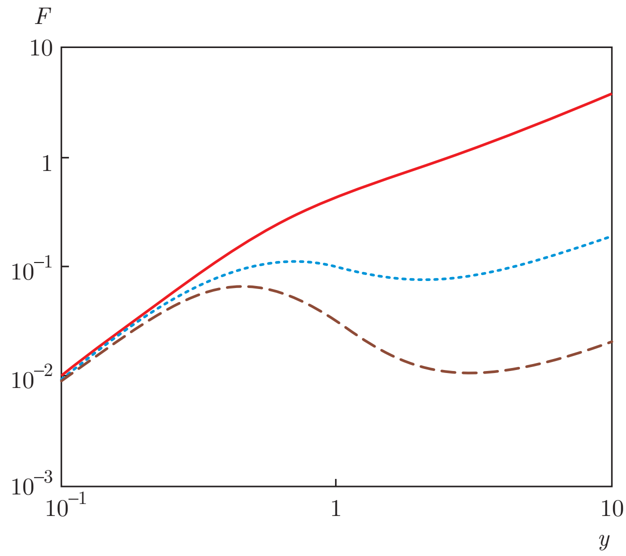

Рис. 1. Функции F для гауссовского импульса и гауссовского профиля для различных отстроек ρ: сплошная кривая — $\rho = 1$, пунктирная кривая — $\rho = 2$, штриховая кривая — $\rho = 2.5$

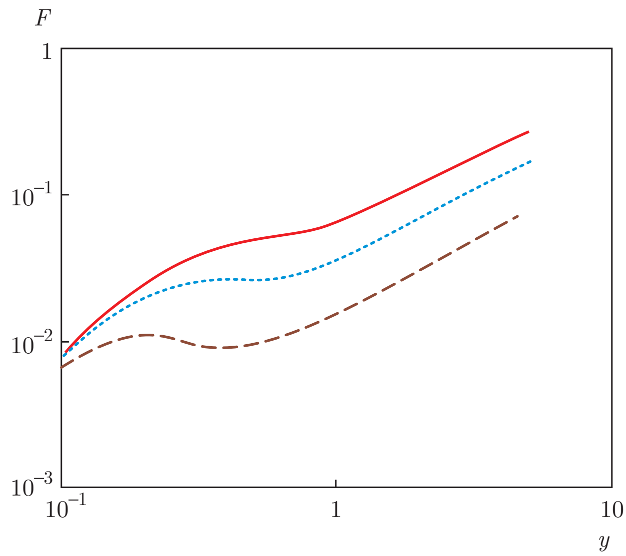

Рис. 2. Функции F для гауссовского импульса и лоренцевского профиля для различных отстроек ρ: сплошная кривая — $\rho = 3$, пунктирная кривая — $\rho = 4$, штриховая кривая — $\rho = 6$

немонотонными для достаточно больших отстроек несущей частоты от резонансной. В первой из них возникают экстремумы при отстройках $\rho > 1.707$ [45], во второй — при $\rho > 3.85$. В случае гауссовского профиля минимум более глубокий, чем для лоренцевского, и лежит в области больших длительностей. С ростом отстройки ρ положение экстремумов

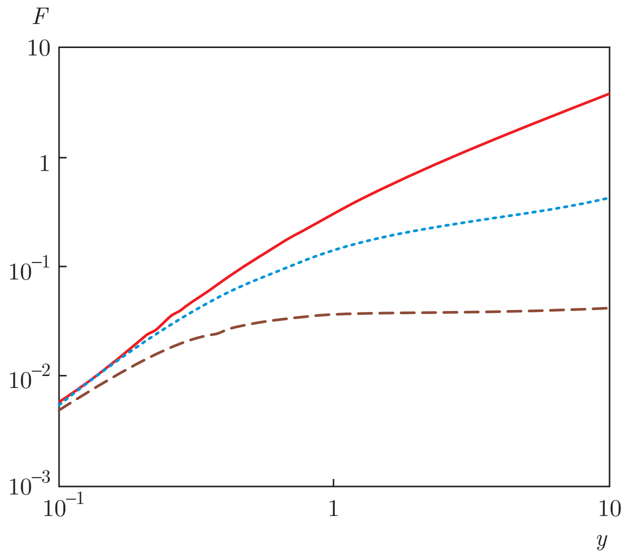

Рис. 3. Функции F для экспоненциального импульса и гауссовского профиля для различных отстроек ρ: сплошная кривая — $\rho = 1$, пунктирная кривая — $\rho = 2$, штриховая кривая — $\rho = 4$

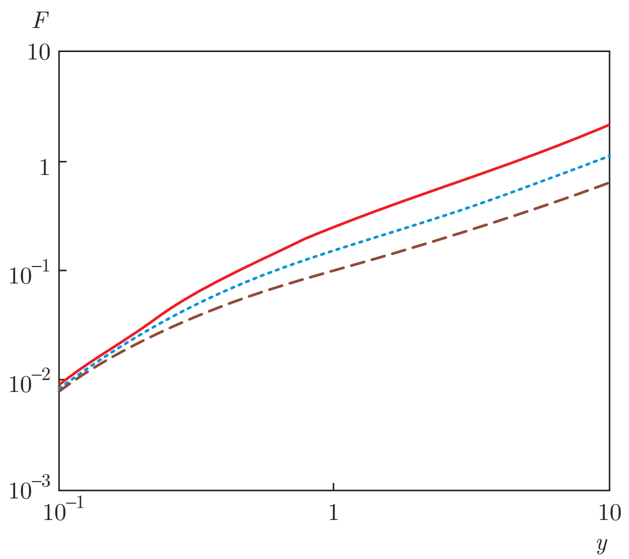

Рис. 4. Функции F для экспоненциального импульса и лоренцевского профиля для различных отстроек ρ: сплошная кривая — $\rho = 2$, пунктирная кривая — $\rho = 3$, штриховая кривая — $\rho = 4$

в случае лоренцевского профиля смещается в область меньших длительностей, а в случае гауссовского — y_{max} уменьшается, а y_{min} растет.

Функции (16), (17), описывающие фотопроцесс, индуцированный экспоненциальным ЭМИ, монотонно возрастают для всех значений параметра ρ с точкой перегиба, разделяющей области квадратичного и линейного роста. В случае гауссовского профиля, как это видно из рис. 3, при больших отстройках зависимость от длительности импульса становится слабой. Угол наклона соответствующей прямой пропорционален $\exp\left(-\rho^2\right)$.

Из формул (14)–(17) также следует, что спектральная ширина вероятности фотопроцесса $\Delta\omega$ определяется не только спектральной шириной сечения γ, но и длительностью ЭМИ. Так, в случае (а) спектральный профиль вероятности является гауссовским с шириной $\Delta\omega = \sqrt{\gamma^2 + 1/\tau^2}$; в случае (б) профиль описывается контуром Фойгта с $\Delta\omega_G = 1/\tau$, $\Delta\omega_L = \gamma$; в случае (в) — контуром Фойгта с $\Delta\omega_G = \gamma$, $\Delta\omega_L = 1/\tau$; в случае (г) профиль является лоренцевским, $\Delta\omega = \gamma + 1/\tau$.

4. ЗАВИСИМОСТЬ ВЕРОЯТНОСТИ ФОТОПРОЦЕССА ОТ ВРЕМЕНИ ПРИ ЗАДАННОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСА

4.1. Монохроматический предел

В монохроматическом пределе, $\tau \gg 1/\gamma$, D-функции ЭМИ (6), (31) имеют резкий максимум на частоте $\omega = \omega_c$, так что остальные множители в подынтегральном выражении (2) можно вынести за знак интеграла на несущей частоте. Тогда формула (2) принимает вид

$$W(t,\tau) \cong \frac{c}{4\pi^2}\,\frac{\sigma(\omega_c)}{\hbar\omega_c}\int\limits_0^\infty D(t,\tau,\omega)\,d\omega. \tag{19}$$

Для экспоненциального импульса подстановка (31) в (19) дает

$$W_{EP}(t,\tau \gg 1/\gamma) \approx \frac{c}{16\pi}\,\frac{\sigma(\omega_c)}{\hbar\,\omega_c} \times \\ \times \theta(t)\;E_0^2\tau\left(1 - e^{-2t/\tau}\right). \tag{20}$$

Из (20) следует, что линейный по времени рост вероятности имеет место при малых временах $t \ll \tau$, а линейный по длительности импульса — в противоположном пределе $t \gg \tau$.

Для гауссовского импульса, подставляя (6) в (19), получаем в нулевом приближении:

$$W_{GP}(t,\tau \gg 1/\gamma) \approx \frac{c}{32\sqrt{\pi}}\,\frac{\sigma(\omega_c)}{\hbar\,\omega_c} \times \\ \times E_0^2\tau\left|\operatorname{erfc}\left(-\frac{t}{\sqrt{2}\tau}\right)\right|^2. \tag{21}$$

Для малых времен $t \ll \tau$ вероятность (21) растет линейно со временем, поскольку тогда

$$\left|\operatorname{erfc}\left(-\frac{t}{\sqrt{2}\,\tau}\right)\right|^2 \approx 1 + 2\sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{t}{\tau}.$$

4.2. Предел ультракоротких импульсов

Предел ультракоротких импульсов отвечает неравенству $\tau \ll 1/\gamma$. Тогда в выражении для вероятности фотопроцесса (2) профиль спектрального сечения (10) можно положить равным дельта-функции:

$$G(\omega) \approx \delta(\omega - \omega_0)\,. \tag{22}$$

В результате имеем

$$W(t, \tau \ll 1/\gamma) = \frac{c}{4\pi^2}\,\frac{\sigma_{tot}}{\hbar\,\omega_0}\,D(t, \tau, \omega_0)\,. \tag{23}$$

Таким образом, зависимость вероятности фотопроцесса от времени и длительности импульса полностью определяется D-функцией на собственной частоте спектрального сечения. Для вероятности возбуждения связанно-связанного перехода в атоме водорода выражение (23) было получено в работе [35].

В случае экспоненциального импульса, подставляя (31) в (22), получаем

$$W_{EP}(t, \tau \ll 1/\gamma) \cong \frac{c}{16\pi^2}\,\frac{\sigma_{tot}}{\hbar\omega_0}\,\frac{\theta(t)\;E_0^2\,\tau^2}{1 + \tau^2(\omega_0 - \omega_c)^2} \times \\ \times \left\{\left(1 - e^{-t/\tau}\right)^2 + 4e^{-t/\tau}\sin^2\left(\frac{(\omega_0 - \omega_c)\,t}{2}\right)\right\}. \tag{24}$$

Выражение (24) демонстрирует колебания во времени вероятности фотопроцесса для $t < \tau$. Период этих колебаний обратно пропорционален модулю отстройки несущей частоты от собственной частоты сечения фотопроцесса. Колебания спектральной вероятности резонансного рассеяния ультракоротких импульсов на частоте $|\omega_0 - \omega'|$ (ω' — частота рассеянного излучения) были получены в работе [46] для времен $t > 2\tau$ и произвольной формы импульса.

В резонансе, $\omega_c = \omega_0$, из (24) следует, что

$$W_{EP}(t, \omega_0 = \omega_c) = \frac{c}{16\pi^2}\,\frac{\sigma_{tot}}{\hbar\omega_0}\,\theta(t) \times \\ \times E_0^2\,\tau^2\left(1 - e^{-t/\tau}\right)^2, \tag{25}$$

значит, для $t < \tau$ вероятность квадратично возрастает со временем в отличие от монохроматического случая (20).

Для гауссовского импульса в пределе ультракоротких ЭМИ имеем

$$W_{GP}(t, \tau \ll 1/\gamma) \cong \frac{c}{32\,\pi}\,\frac{\sigma_{tot}}{\hbar\omega_0}\,E_0^2\tau^2 \times \\ \times \exp\left(-(\omega_0 - \omega_c)^2\,\tau^2\right) \times \\ \times \left|\operatorname{erfc}\left(-\frac{t/\tau + i\,|\omega_0 - \omega_c|\,\tau}{\sqrt{2}}\right)\right|^2. \tag{26}$$

Подчеркнем, что в отличие от случая экспоненциального импульса (24) вероятность фотопроцесса, индуцированного ультракоротким гауссовским ЭМИ (26), не имеет временных осцилляций на разностной частоте $|\omega_0 - \omega_c|$. Для «двойного экспоненциального импульса» с огибающей $\propto \exp(-|t|/\tau)$ эти осцилляции тоже имеют место.

При рассмотрении дифференциальной по энергии фотоэлектрона вероятности ионизации атома под действием ЭМИ справедливо соотношение (22), в котором нужно положить $\omega_0 = (I_P + \varepsilon)/\hbar$ (I_P — потенциал ионизации, ε — энергия фотоэлектрона), и, соответственно, применимы формулы (23)–(26). Тогда представляется возможным использовать методы аттосекундной хронометрии [10–12], о которой говорилось во Введении, для наблюдения временной зависимости вероятности процесса, описываемой приведенными выше выражениями.

4.3. Общий случай

Для произвольных значений параметров зависимость вероятности фотопроцесса от времени, длительности ЭМИ и его несущей частоты определяется интегралом:

$$J(t, \tau, \omega_c) = \frac{1}{E_0^2}\int\limits_0^\infty d\omega\,\frac{G(\omega, \gamma)}{\omega}\,D(t, \omega, \tau, \omega_c). \tag{27}$$

Результаты расчетов временной зависимости вероятности фотопроцесса с помощью формулы (27) для экспоненциального импульса и лоренцевского профиля сечения для «промежуточных» длительностей $\tau \sim 1/\gamma$ приведены на рис. 5, 6 для собственной частоты $\omega_0 = 0.4$ отн. ед.

Величины параметров даны в относительных единицах.

Как видно из рис. 5, 6, осцилляции временной зависимости вероятности фотопроцесса, индуцированного экспоненциальным импульсом, на частоте $\omega_{osc} = |\omega_0 - \omega_c|$ возникают при ненулевой отстройке несущей частоты от собственной частоты сечения и

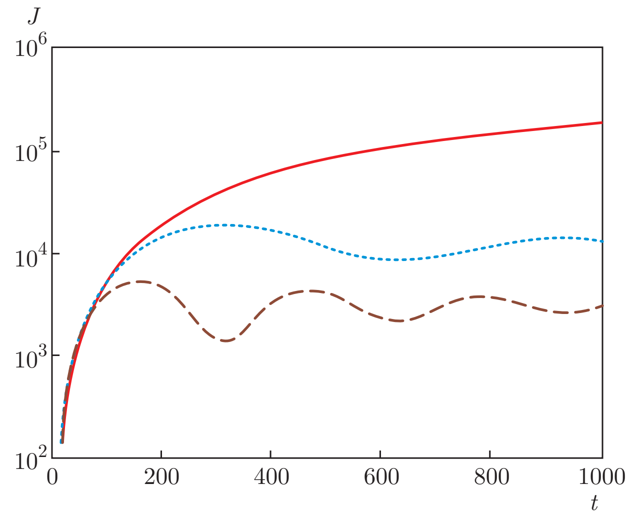

Рис. 5. Зависимости вероятности фотопроцесса от времени для различных несущих частот экспоненциального импульса: сплошная кривая — $\omega_c = 0.4$, пунктирная кривая — $\omega_c = 0.41$, штриховая кривая — $\omega_c = 0.42$; $\tau = 10^3$, $\gamma = 10^{-3}$

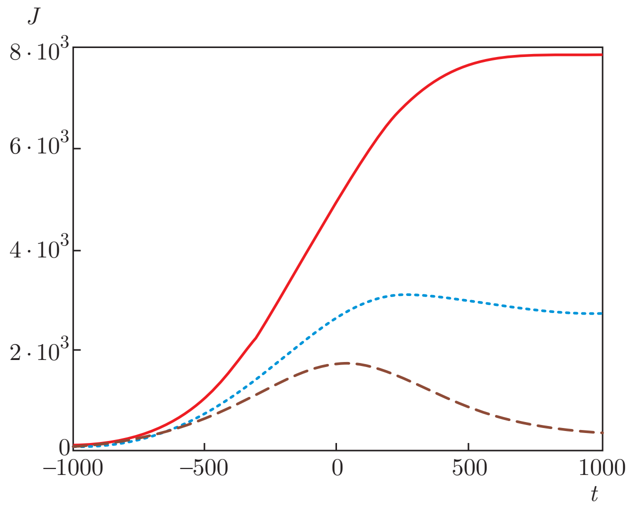

Рис. 7. Зависимости вероятности фотопроцесса от времени для гауссовского импульса и разных спектральных ширин лоренцевского профиля: сплошная кривая — $\gamma = 3 \cdot 10^{-3}$, пунктирная кривая — $\gamma = 10^{-3}$, штриховая кривая — $\gamma = 10^{-4}$; $\tau = 500$, $\omega_c = 0.42$

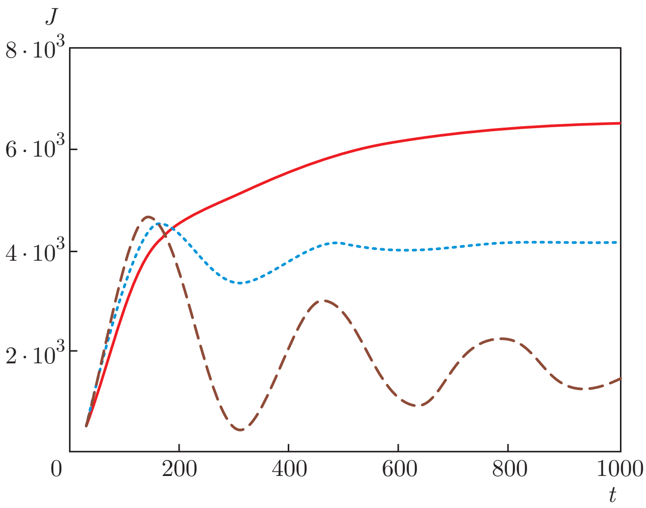

Рис. 6. Зависимости вероятности фотопроцесса от времени для экспоненциального импульса и разных спектральных ширин лоренцевского профиля: сплошная кривая — $\gamma = 10^{-2}$, пунктирная кривая — $\gamma = 4 \cdot 10^{-3}$, штриховая кривая — $\gamma = 10^{-4}$; $\tau = 500$, $\omega_c = 0.42$

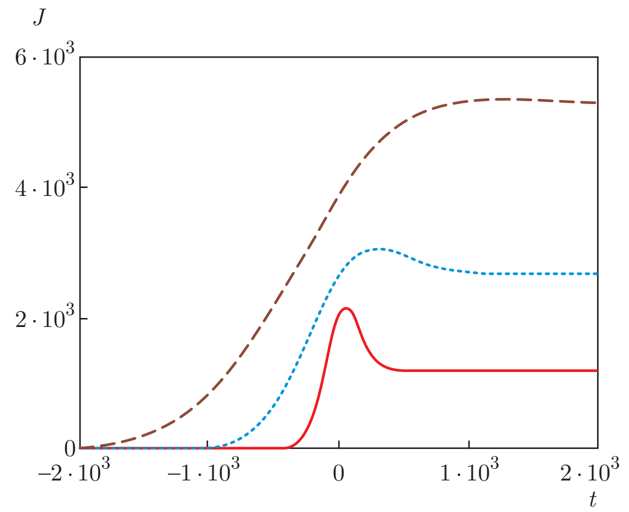

Рис. 8. Зависимости вероятности фотопроцесса от времени для различных длительностей гауссовского импульса ($\gamma\tau \sim 1$): сплошная кривая — $\tau = 200$, пунктирная кривая — $\tau = 500$, штриховая кривая — $\tau = 1000$; $\omega_c = 0.42$, $\gamma = 10^{-3}$

при достаточно малых ширинах спектрального профиля $\gamma < |\omega_c - \omega_0|$. Кроме того, длительность импульса должна быть больше периода осцилляций.

Результаты расчетов по формуле (27) для гауссовских импульсов «промежуточной» длительности ($\tau \sim 1/\gamma$) и $\omega_0 = 0.4$ отн. ед. представлены на рис. 7–9.

Из рис. 7–30 видно, что для гауссовского импульса временные осцилляции вероятности на частоте $\omega_{osc} = |\omega_0 - \omega_c|$ отсутствуют.

Максимум функции $J_{GP}(t)$ появляется при выполнении неравенства $\gamma < |\omega_0 - \omega_c|$. Для длинных импульсов максимум в зависимости $J_{GP}(t)$ возникает с уменьшением длительности (рис. 8), а для коротких — с увеличением τ (рис. 9). Этот вывод

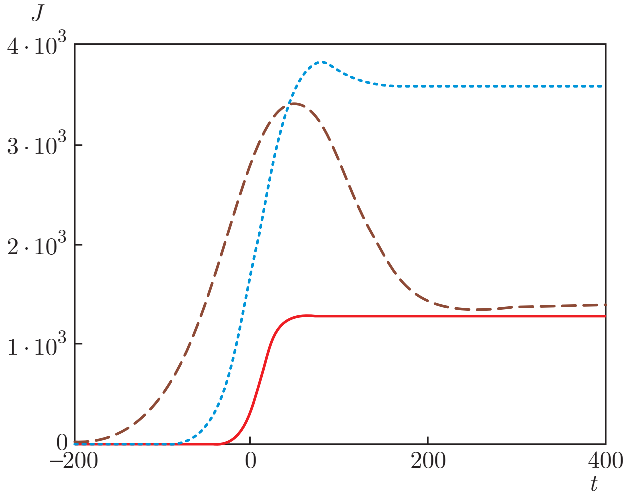

Рис. 9. То же, что на рис. 8, для меньших длительностей импульса ($\gamma\tau < 1$): сплошная кривая — $\tau = 20$, пунктирная кривая — $\tau = 50$, штриховая кривая — $\tau = 100$; $\omega_c = 0.42$, $\gamma = 10^{-3}$

был сделан в [35] при рассмотрении ультракороткого предела возбуждения атома аттосекундным импульсом.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе в рамках теории возмущений прослежена зависимость вероятности резонансного фотопроцесса от времени, длительности и формы ЭМИ, а также от профиля спектрального сечения.

Для больших времен, когда ЭМИ уже практически закончился, получены простые формулы, описывающие вероятность фотопроцесса как функцию безразмерных параметров импульса для нескольких сочетаний огибающей импульса и профиля сечения. Показано, что общим для выведенных выражений является их квадратичная зависимость от длительности импульса в ультракоротком пределе и линейная для квазимонохроматических ЭМИ. Последнее согласуется с результатом стандартного подхода, использующего вероятность в единицу времени. В случае гауссовской огибающей зависимость вероятности фотопроцесса от длительности импульса для достаточно больших отстроек несущей частоты от собственной является немонотонной функцией, имеющей максимум и минимум. Указанные экстремумы сильнее проявляются в случае гауссовского профиля сечения, чем в случае лоренцевского. Спектральная ширина вероятности за все время действия импульса определяется как спектральной шириной сечения, так и длительностью ЭМИ в соответствии с полученными формулами.

В предельных случаях длинных и коротких импульсов экспоненциальной и гауссовской формы получены аналитические выражения для вероятности фотопроцесса как функции времени $W(t)$.

В монохроматическом пределе $\gamma\tau \gg 1$ на малых временах $t \ll \tau$ вероятность $W(t)$ линейно возрастает со временем. При этом для всех времен данная функция не содержит экстремумов.

Для ультракороткого экспоненциального импульса вероятность при определенных условиях может иметь временные осцилляции на разностной частоте $\omega_{osc} = |\omega_0 - \omega_c|$, в то время как для гауссовского импульса эти осцилляции отсутствуют. Данные осцилляции не являются осцилляциями Раби: их частота не зависит от амплитуды поля.

В общем случае для гауссовских ЭМИ нет однозначной связи между появлением максимума функции $W(t)$, длительностью импульса и спектральной шириной сечения фотопроцесса.

Таким образом, в настоящей статье продемонстрировано, что учет конечной длительности и формы огибающей ЭМИ приводит к выявлению специфических свойств фотопроцессов, которые отсутствуют при их описании с помощью вероятности в единицу времени и золотого правила Ферми.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Hassan, A. Wirth, I. Grguras et al., Rev. Sci. Instrum. **83**, 111301 (2012).

2. F. Krausz and M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 163 (2009).

3. J. Xu, B. Shen, X. Zhang et al., Sci. Rep. **8**, 2669 (2018).

4. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. А. Шимко и др., Письма в ЖЭТФ **110**, 9 (2019).

5. М. К. Есеев, В. И. Матвеев, Д. Н. Макаров, Письма в ЖЭТФ **114**, 444 (2021).

6. K. Ramasesha, S. R. Leone, and D. M. Neumark, Ann. Rev. Phys. Chem. **67**, 41 (2016).

7. М. Ю. Рябикин, М. Ю. Емелин, В. В. Стрелков, УФН (2022).

8. P. B. Corkum and F. Krausz, Nature Phys. **3**, 381 (2007).

9. Д. В. Мещанкин, А. А. Воронин, Е. Е. Серебряков и др., Письма в ЖЭТФ **106**, 621 (2017).

10. R. Pazourek, S. Nagele, and J. Burgdorfer, Rev. Mod. Phys. **87**, 765 (2015).

11. J. Itatani, F. Quere, G. L. Yudin et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 173903 (2002).

12. R. Klenberger, E. Goulielmakis, M. Uiberacker et al., Nature **427**, 817 (2004).

13. M. Schultze, M. Fiess, N. Karpowicz et al., Science **328**, 1658 (2010).

14. U. Thumm, O. Liao, E. M. Bothschafter et al., in *Fundamentals of Photonics and Physics*, ed. by D. L. Andrew, Ch. 13, Wiley, New York (2015).

15. L. Seiffer, Q. Liu, S. Zherebtsov et al., Nature Phys. **13**, 766 (2017).

16. H. J. Worner, A. Schild, D. Jelovina et al., arXiv: 2009.04913v [cond-mat.other].

17. V. Prasad, B. Dahiya, and K. Yamashita, Phys. Scripta **82**, 055302 (2010).

18. A. C. Brown, G. Armstrong, J. Benda et al., Comput. Phys. Comm. **250**, 107062 (2020).

19. Th. Mercouris, Y. Komninos, and C. A. Nicolaides, Phys. Rev. A **75**, 013407 (2007).

20. C. A. Nicolaides, Th. Mercouris, and Y. Komninos, Phys. Rev. A **80**, 055402 (2009).

21. W.-C. Chu and C. D. Lin, Phys. Rev. A **82**, 053415 (2010).

22. L. Argenti, R. Pazourek, J. Feist et al., Phys. Rev. A **87**, 053405 (2013).

23. A. Desrier, A. Maquet, R. Taieb et al., Phys. Rev. A **98**, 053406 (2018).

24. M. Tribelsky and A. Miroshnichenko, Nanophotonics **0340** (2021).

25. J. Schwinger, Phys. Rev. **91**, 728 (1953).

26. K. Husimi, Prog. Theor. Phys. **9**, 381 (1953).

27. В. А. Астапенко, Ф. Б. Розми, Е. В. Сахно, ЖЭТФ **160**, 155 (2021).

28. R. M. Arkhipov, A. V. Pakhomov, M. V. Arkhipov et al., Opt. Lett. **44**, 1202 (2019).

29. S. S. Hassan, R. A. Alharbey, T. Jarad et al., Int. J. Appl. Math. **33**, 59 (2020).

30. Л. В. Келдыш, УФН **187**, 1280 (2017).

31. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1945 (1964).

32. Н. Н. Розанов, Опт. и спектр. **124**, 75 (2018).

33. R. Arkhipov, A. Pakhomov, M. Arkhipov et al., Opt. Express **28**, 17020 (2020).

34. V. A. Astapenko, Phys. Lett. A **374**, 1585 (2010).

35. В. А. Астапенко, ЖЭТФ **157**, 67 (2020).

36. F. B. Rosmej, V. A. Astapenko, and V. S. Lisitsa, Phys. Rev. A **90**, 043421 (2014).

37. В. А. Астапенко, С. Ю. Свита, ЖЭТФ **148**, 444 (2015).

38. В. А. Астапенко, С. В. Сахно, ЖЭТФ **150**, 1 (2016).

39. В. А. Астапенко, В. С. Лисица, А. В. Яковец, ЖЭТФ **154**, 1087 (2018).

40. V. A. Astapenko, O. J. Ilegbusi, S. V. Sakhno, and L. I. Trakhtenberg, J. Photochem. Photobiol. A: Chemistry **371**, 76 (2019).

41. V. A. Astapenko, F. B. Rosmej, and E. S. Khramov, Matter Rad. Extrem. **6**, 054404 (2021).

42. В. А. Астапенко, ЖЭТФ **139**, 228 (2011).

43. V. A. Astapenko, A. Calisti, and V. S. Lisitsa, High Energy Density Phys. **31**, 59 (2019).

44. E. Fermi, Z. Phys. **29**, 315 (1924).

45. В. А. Астапенко, С. Ю. Свита, Изв. вузов. Физика **57**, 46 (2014).

46. V. A. Astapenko, Appl. Phys. B **126**, 110 (2020).