

02

Ионизация динамических мишеней в поле ультракороткого импульса

© Д.Н. Макаров, В.И. Матвеев, К.А. Макарова

Северный (Арктический) федеральный университет
им. М.В. Ломоносова, Архангельск
E-mail: makarovd0608@yandex.ru

Поступило в Редакцию 14 апреля 2014 г.

Рассмотрены процессы ионизации при взаимодействии ультракороткого импульса электромагнитного поля с атомами, находящимися в нестационарных состояниях. В качестве примера рассчитана вероятность ионизации водородоподобного атома при распаде квазистационарного состояния. Развитая методика допускает распространение на более сложные мишени, в том числе находящиеся в состоянии столкновения, и разного рода химические реакции.

Одной из важных перспектив быстроразвивающейся аттосекундной физики [1] является возможность наблюдения атомных явлений в реальном масштабе времени. Значительное количество работ посвящено процессам ионизации и возбуждения мишеней (см., например, обзоры [1–5]). Как правило, процессы взаимодействия ультракоротких импульсов электромагнитного поля с атомными системами рассматривают, предполагая мишени находящимися в стационарных состояниях. Хотя именно на мишенях, находящихся в нестационарных состояниях, возможны исследования динамики электронных переходов с высоким временным разрешением [5,6]. В предлагаемой работе рассмотрены процессы ионизации при взаимодействии аттосекундных и более коротких импульсов с системами, находящимися в нестационарных состояниях. В качестве примеров рассчитаны вероятности и сечения ионизации находящегося в квазистационарном состоянии водородоподобного атома при взаимодействии с ультракоротким импульсом электромагнитного поля и при столкновении с релятивистским ионом. Развитая методика допускает естественное распространение на случаи выбора более сложных мишеней, в том числе на случаи выбора мишеней, находящихся в состоянии столкновения, и разного рода химические реакции. Отметим, что до настоящего времени процессы ионизации при взаимодействии

ультракоротких импульсов аттосекундной и меньшей длительности с системами, находящимися в нестационарных состояниях, никем ранее не рассматривались.

Пусть на систему, находящуюся в нестационарном состоянии $\Psi(t)$, падает импульс электромагнитного поля длительностью τ , много меньшего τ_ψ — характерного времени изменения функции $\Psi(t)$ невозмущенной системы, описываемой гамильтонианом $H_0(t)$. Обозначим как τ_c время взаимодействия импульса с системой (мишенью), причем из-за конечных размеров мишени очевидно $\tau_c \geq \tau$. Введем некоторое время t_0 , при котором импульс начинает взаимодействовать с системой. Другими словами, импульс застаёт систему в состоянии $\Psi(t_0)$. Обозначим через $V(t)$ взаимодействие поля электромагнитного импульса с системой. Нас будут интересовать процессы, происходящие с системой в промежутке времени от t_0 до $t_0 + \tau_c$, в течение которого $V(t) \neq 0$, вне этого промежутка $V(t)$ считается равным нулю. Будем считать, что время взаимодействия импульса с мишенью много меньше τ_ψ — характерного времени изменения функции $\Psi(t)$, т.е. $\tau_c = \tau_\psi$. Другими словами, пусть длительность импульса и размеры мишени такие, что время взаимодействия импульса с мишенью τ_c много меньше характерных периодов времени невозмущенной мишени, описываемой гамильтонианом $H_0(t)$. Тогда в течение времени действия возмущения можно пренебречь эволюцией под действием гамильтониана $H_0(t)$ и учитывать только эволюцию под действием внезапного возмущения. Поэтому амплитуда перехода мишени из состояния $\Psi(t_0)$ в какое-либо возбужденное состояние $\Phi_n(t_0)$ будет иметь стандартный [7] для приближения внезапных возмущений вид (здесь и везде ниже используются атомные единицы) [6]:

$$a_n = \left\langle \Phi_n(t_0) \left| \exp\left(-i \int_{-\infty}^{+\infty} V(t) dt\right) \right| \Psi(t_0) \right\rangle. \quad (1)$$

Рассмотрим взаимодействие мишени с импульсом электромагнитного поля гауссовой формы:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{-\alpha^2(t - \mathbf{n}_0 \mathbf{r}/c)^2} \cos(\omega_0 t - \mathbf{k}_0 \mathbf{r}), \quad (2)$$

где $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ — напряженность электрического поля; E_0 — амплитуда; $\mathbf{k}_0 = (\omega_0/c)\mathbf{n}_0$, а \mathbf{n}_0 — единичный вектор, направленный вдоль распространения импульса; \mathbf{r} — координаты точки наблюдения; c — скорость

света; длительность импульса $\tau \sim 1/\alpha$. Согласно [8] взаимодействие электронов мишени с импульсом электромагнитного поля запишем в виде

$$V(t) \equiv V(\{r_e\}, t) = \sum_{e=1}^{e=N_e} \mathbf{E}(\mathbf{r}_e, t) \mathbf{r}_e, \quad (3)$$

где $\{\mathbf{r}_e\}$ — совокупность координат электронов ($e = 1, \dots, N_e$), N_e — число электронов мишени. В этом случае входящий в (1) интеграл равен

$$\int_{-\infty}^{+\infty} V(t) dt = \mathbf{q} \sum_{e=1}^{e=N_e} \mathbf{r}_e, \quad (4)$$

где \mathbf{q} — преданный каждому из электронов импульс

$$\mathbf{q} = \int_{-\infty}^{+\infty} dt \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{\sqrt{\pi}}{\alpha} \mathbf{E}_0 \exp\left(-\frac{\omega_0^2}{4\alpha^2}\right). \quad (5)$$

Рассмотрим процесс ионизации при взаимодействии ультракороткого импульса электромагнитного поля с водородоподобным атомом, находящимся в состоянии релаксации. Пусть одноэлектронный атом в момент времени $t = 0$ находится в возбужденном состоянии φ_1 с энергией ε_1 , которое может релаксировать путем перехода электрона в основное состояние φ_2 (с энергией ε_2) и излучения фотона частотой ω . Состояние фотонного вакуума обозначим $|0\rangle$, состояние с одним фотоном $|\omega\rangle$. Если ограничиться только этим процессом, то согласно [9] волновая функция атомного электрона и фотонного поля имеет вид

$$\Psi(t) = a_1 \varphi_1(\mathbf{r}) e^{-i\varepsilon_1 t} |0\rangle + \varphi_2(\mathbf{r}) e^{-i\varepsilon_2 t} \sum a_{\omega 2} |\omega\rangle e^{-i\omega t}, \quad (6)$$

где \mathbf{r} — координаты атомного электрона, a_1 и $a_{\omega 2}$ — зависящие от времени t коэффициенты разложения, причем $a_1(t) = e^{-\Gamma t/2}$, где Γ — радиационная ширина атомного уровня состояния φ_1 , суммирование в (6) проводится по частоте, направлению вылета и поляризации фотона. Пусть на эту систему в момент времени $t_0 > 0$ падает ультракороткий импульс, взаимодействующий с атомным электроном. Поле импульса не действует на фотонную часть волновой функции (6). Поэтому конечное состояние, соответствующее электрону с импульсом \mathbf{p} и энергией

$\varepsilon_p = p^2/2$ в континууме атома водорода и неизменившейся фотонной части волновой функции (6), имеет вид

$$\Psi_p(t) = |\mathbf{p}\rangle e^{-i\varepsilon_p t} e^{-i\omega t} |n_\omega\rangle, \quad (7)$$

где $|n_\omega\rangle$ — состояние с n фотонами частотой ω .

Вероятность ионизации описывается квадратом модуля амплитуды (1), в которую надо подставить $\Psi(t_0)$ из (6) и $\Psi_p(t_0)$ из (7). В результате с учетом ортогональности состояний фотонов и формулы (4) получим

$$|a_{\mathbf{p},0}|^2 d^3 p = \left(|a_1(t_0)|^2 |\langle \mathbf{p} | e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} | \varphi_1(\mathbf{r}) \rangle|^2 + |\langle \mathbf{p} | e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} | \varphi_2(\mathbf{r}) \rangle|^2 \sum |a_{\omega 2}|^2 \right) d^3 p, \quad (8)$$

Далее, используя выражение для $a_{\omega 2}$, приведенное в [9, с. 279], получим

$$\sum |a_{\omega 2}|^2 = \sum' |\langle \omega 2 | V | 1 \rangle|^2 \times \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \frac{|1 + e^{-\Gamma t} - e^{-\Gamma t/2} 2 \cos[(\omega - \omega_{1,2})t]|}{(\omega - \omega_{1,2})^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (9)$$

где $\omega_{1,2} = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$ и $\Gamma = 1$, так что матричный элемент $\langle \omega 2 | V | 1 \rangle$ вычисляется при $\omega = \omega_{1,2}$, а \sum' означает суммирование только по поляризациям и направлениям вылета фотона, так что $2\pi \sum' |\langle \omega 2 | V | 1 \rangle|^2 = \Gamma$. В результате после элементарного интегрирования по частоте в (9) получаем

$$\sum |a_{\omega 2}|^2 = 1 - e^{-\Gamma t_0}. \quad (10)$$

Для определенности будем считать, что $\varphi_1(r)$ — это $2p$ -состояние атома водорода, а $\varphi_2(r)$ есть $1s$ -состояние атома водорода. Полная вероятность ионизации получается интегрированием квадрата модуля амплитуды ионизации по всем значениям импульса вылетевшего электрона и равна

$$w_{ion} = \int d^3 p |a_{\mathbf{p},0}|^2 = w^{2p} e^{-\Gamma t_0} + w^{1s} (1 - e^{-\Gamma t_0}), \quad (11)$$

где w^{2p} и w^{1s} представляют собой вероятности ионизации изолированного атома водорода (полем ультракороткого импульса) из состояний $2p$ и $1s$ соответственно и равны (см. также [8])

$$w^{2p} = \int d^3 p |\langle \mathbf{p} | e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} | 2p \rangle|^2, \quad w^{1s} = \int d^3 p |\langle \mathbf{p} | e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} | 1s \rangle|^2. \quad (12)$$

Отметим, что эти вероятности выражаются через хорошо известные [10] неупругие атомные форм-факторы атома водорода. На рис. 1 приведен график зависимости вероятности ионизации при разных q от времени t_0 — времени, прошедшего с момента образования квазистационарного состояния до момента взаимодействия с ультракоротким импульсом электромагнитного поля. Для удобства на рис. 1 по горизонтальной оси отложено безразмерное время, т.е. произведение Γt_0 . Из рисунка видно, что вероятность существенно зависит от того, в какой момент времени t_0 идет ионизация.

Рост интереса к физике ультракоротких импульсов связан не только с современными тенденциями на создание более мощных лазеров и методов генерации ультракоротких импульсов, но и с прогрессом в технике ускорителей тяжелых ионов, поскольку поля, создаваемые релятивистскими и ультрарелятивистскими заряженными частицами, близки по своим свойствам к полю световой волны. Например, в экспериментах [11] поле иона урана U^{92+} с энергией 1 GeV/nucleon интерпретировалось как сверхинтенсивный импульс ($I > 10^{19}$ W/cm) длительностью $\tau \sim 10^{-18}$ s. При больших зарядах иона сечения неупругих процессов при столкновениях с атомами, как правило, довольно велики и существенно превышают атомные размеры. Поэтому основной вклад в сечения ионизации вносит область параметров удара b , в пределах которой результат столкновения сводится [12,13] к мгновенной передаче атомным электронам импульса $\mathbf{q} = 2Z\mathbf{b}/(vb^2)$, где v — скорость столкновения, Z — заряд иона. Причем поле релятивистского иона действует в основном в момент наибольшего сближения с мишенью, в течение времени столкновения $\tau_c \sim b\sqrt{1-v^2/c^2}/v$. Таким образом, если $\tau_c = 1$, то задача ионизации атома водорода, находящегося до столкновения в состоянии (6), ударом релятивистского иона формально совпадает с рассмотренной нами выше. Кроме того, для поля иона можно рассчитать и сечение ионизации, проинтегрировав вероятность ионизации по параметру удара и используя метод „сшивки“ [13]. В результате получим сечения ионизации атома водорода, находящегося

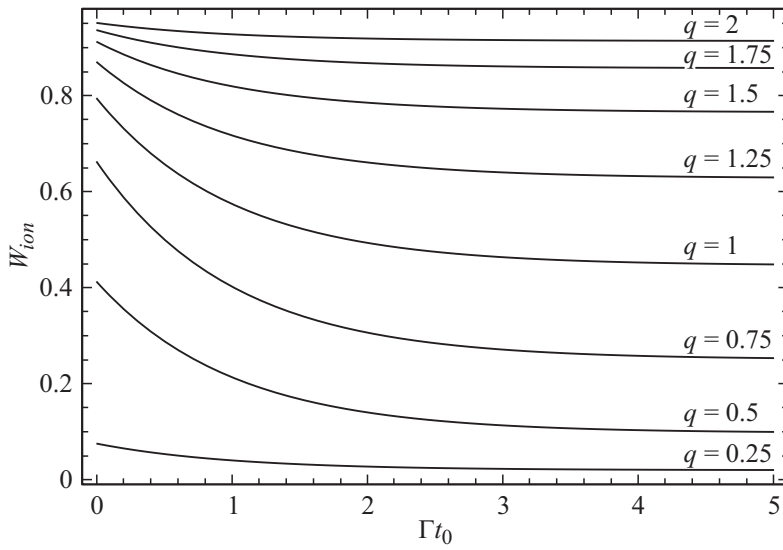


Рис. 1. Зависимость вероятности ионизации релаксирующего водородоподобного атома из $2p$ -состояния в $1s$ -состояние как функция от безразмерного времени Γt_0 при различных значениях переданного импульса q .

в состоянии радиационного распада (6), ударом релятивистского иона

$$\sigma_{ion} = \sigma_{2p} e^{-\Gamma t_0} + \sigma_{1s} (1 - e^{-\Gamma t_0}), \quad (13)$$

где

$$\sigma_{nl} = 8\pi \left(\frac{Z}{v}\right)^2 \lambda_{nl} \left(\ln \frac{2\alpha_{nl} v^2 \gamma}{\eta Z \Omega_{nl}} - \frac{\beta^2}{2} \right) \quad (14)$$

и для $1s$ -ионизации — $\lambda_{1s} = 0.2834$, $\alpha_{1s} = 3.264$, $\Omega_{1s} = 0.7113$, для $2p$ -ионизации — $\lambda_{2p} = 0.5312$, $\alpha_{2p} = 41.38$, $\Omega_{2p} = 0.1699$, γ и β^2 — соответственно релятивистские гамма- и бета-факторы.

На рис. 2 приведена зависимость относительного сечения σ_{ion}/σ_{2p} от безразмерного времени Γt_0 для заряда иона $Z = 20$ и скорости иона $v/c = 0.9$. Видно, что ионизация из такого распадающегося состояния сильно зависит от Γt_0 , так как параметры λ , α , Ω значительно отличаются для разных состояний. Отметим также, что отношение σ_{ion}/σ_{2p}

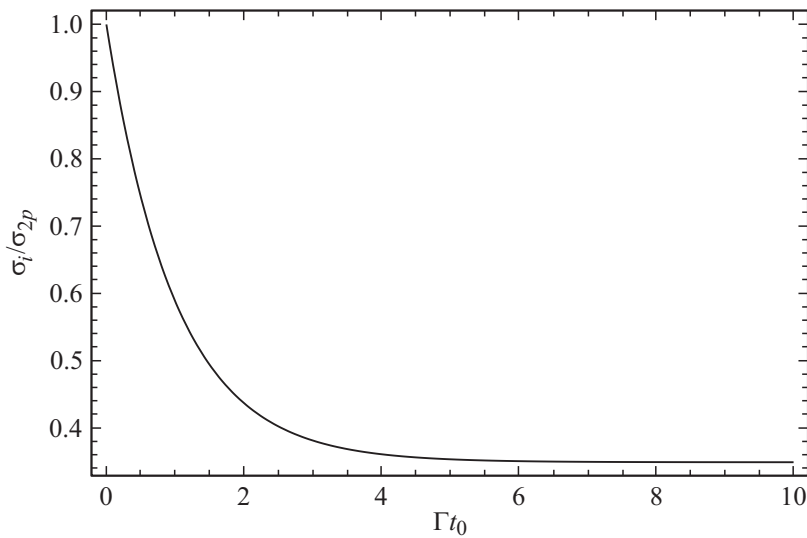


Рис. 2. Зависимость относительного сечения σ_{ion}/σ_{2p} от безразмерного времени Γt_0 для заряда иона $Z = 20$ и скорости иона $v/c = 0.9$.

слабо (логарифмически) зависит от скорости и заряда иона, поэтому мы привели на рис. 2 только одну кривую, качественно иллюстрирующую эффекты распада.

Таким образом, если время взаимодействия аттосекундного импульса электромагнитного поля с мишенью много меньше характерных промежутков времени, за которые происходит заметное изменение состояния изолированной мишени, то можно считать, что импульс „застает“ мишень в определенный момент времени t_0 . В случае выбора мишеней, находящихся в состояниях релаксации, вероятности ионизации существенно зависят от времени попадания мишени в возбужденное состояние, что позволяет при известной скорости релаксации (времени жизни в возбужденном состоянии) определить с точностью до длительности аттосекундного импульса момент образования возбужденной мишени. Для мишеней, находящихся в состоянии столкновения или реакции, сечения ионизации существенно зависят от конфигурации партнеров по столкновению, соответствующей моменту времени взаимодействия с аттосекундным импульсом.

Работа выполнена при поддержке программы развития САФУ.

Список литературы

- [1] *Krausz F, Ivanov M.* // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81. P. 163.
- [2] *Brabec T, Krausz F.* // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 545.
- [3] *Corkitt P.B., Krausz F.* // Nature Phys. 2007. V. 3. P. 381.
- [4] *Astapenko V.* // Interaction of Ultrashort Electromagnetic Pulses with Matter. Springer Briefs in Physics, Springer-Verlag Berlin and Heidelberg GmbH and Co. KG. 2013. 102 p.
- [5] *Желтиков А.М.* // УФН. 2011. Т. 181. В. 1. С. 33–58.
- [6] *Матвеев В.И., Макаров Д.Н.* // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. В. 5. С. 299–306.
- [7] *Дыхне А.М., Юдин Г.Л.* // УФН. 1978. Т. 125. В. 7. С. 377–407.
- [8] *Матвеев В.И.* // ЖЭТФ. 2003. Т. 124. В. 5. С. 1023–1029.
- [9] *Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* // Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1989. 723 с.
- [10] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. М.: Наука, 1989. 768 с.
- [11] *Moshhammer R., Schmitt W., Ulrich J.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 3621.
- [12] *Матвеев В.И.* // ЭЧАЯ. 1995. Т. 26. В. 3. С. 780–820.
- [13] *Гусаревич Е.С., Матвеев В.И.* // ЖЭТФ. 2008. Т. 134. В. 6. С. 1093–1102.