

01;02

Электронные переходы и излучение атома при взаимодействии с ультракоротким импульсом электромагнитного поля

© В.И. Матвеев

Поморский государственный университет им. М.В. Ломоносова
Архангельский государственный технический университет
E-mail: matveev.victor@pomorsu.ru

Поступило в Редакцию 15 мая 2002 г.

На основе приближения внезапных возмущений рассмотрены возбуждение и ионизация атома при его взаимодействии с ультракоротким импульсом электромагнитного поля, получены вероятности возбуждения и ионизации, а также спектры и сечения переизлучения атомом такого импульса. Делается вывод о когерентном характере процесса переизлучения ультракоротких импульсов электромагнитного поля многоэлектронными атомами.

Недавно появилось сообщение [1] о возможности генерации импульсов электромагнитного поля длительностью $\tau \sim 10^{-21} - 10^{-22}$ с. Что может открыть новые перспективы для исследования взаимодействия ультракоротких импульсов электромагнитного поля с веществом. В частности, становятся актуальными исследования процессов, сопровождающих взаимодействие атомов с ультракороткими импульсами сильного электромагнитного поля. Следует отметить, что непретурбативный учет взаимодействия атомов с импульсами сильного электромагнитного поля длительностью, сравнимой или превышающей характерные атомные периоды времени, затруднен и требует применения численных методов. В качестве примера приведем работу [2], в которой рассматривается возбуждение и ионизация атомов короткими импульсами сильного электромагнитного поля длительностью $\sim 3.8 - 15.2$ fs (см. также работы [3-6] и приведенные в них ссылки). В рассматриваемых нами ниже случаях характерное атомное время $\tau_\alpha \sim 10^{-17}$ s оказывается значительно больше длительности ультракоротких импульсов. Потому общей основой для решения может служить приближение внезапных возмуще-

ний [7], не ограничивающее возмущение по величине и требующее для своей применимости лишь выполнение неравенства $\tau/\tau_a \ll 1$. Известно много примеров, когда происходит возбуждение или ионизация атома под действием внезапного возмущения. Во многих практически важных случаях возмущение не является достаточно малым для применения теории возмущений, однако часто [7–17] встречаются ситуации, когда время действия возмущения значительно меньше характерных атомных периодов времени, что позволяет решать задачу, не ограничивая величину возмущения, и выполнить все расчеты аналитически.

В настоящей работе на основе приближения внезапных возмущений рассмотрены возбуждение и ионизация атома при его взаимодействии с ультракоротким импульсом электромагнитного поля, получены вероятности возбуждения и ионизации, а также спектры и сечения переизлучения атомом такого импульса.

Взаимодействие атомных электронов с импульсом электромагнитного поля гауссовой формы

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\{-\alpha^2 t^2\} \cos(\omega_0 t) \quad (1)$$

запишем в виде (здесь и везде ниже используются атомные единицы)

$$V(t) \equiv V(\mathbf{r}_a, t) = \mathbf{E}(t) \sum_{a=1}^{a=N} \mathbf{r}_a, \quad (2)$$

где \mathbf{r}_a — координаты атомных электронов ($a = 1, 2, \dots, N$), N — число атомных электронов. $V(t)$ отличается от нуля только в течение времени $\tau \sim \alpha^{-1}$, много меньшего характерных периодов невозмущенного атома, описываемого гамильтонианом H_0 . Тогда при решении уравнения Шредингера в течение времени действия возмущения τ эволюцией волновой функции под действием невозмущенного гамильтониана H_0 можно пренебречь. Поэтому амплитуда перехода атома из начального состояния φ_0 в какое-либо конечное состояние φ_n в результате действия внезапного возмущения $V(t)$ будет иметь вид [7]:

$$a_{0n} = \left\langle \varphi_n \left| \exp\left\{-i \int_{-\infty}^{+\infty} V(t) dt\right\} \right| \varphi_0 \right\rangle, \quad (3)$$

где φ_0 и φ_n принадлежат полной ортонормированной системе собственных функций невозмущенного гамильтониана H_0 , т.е. $H_0 \varphi_n = \varepsilon_n \varphi_n$.

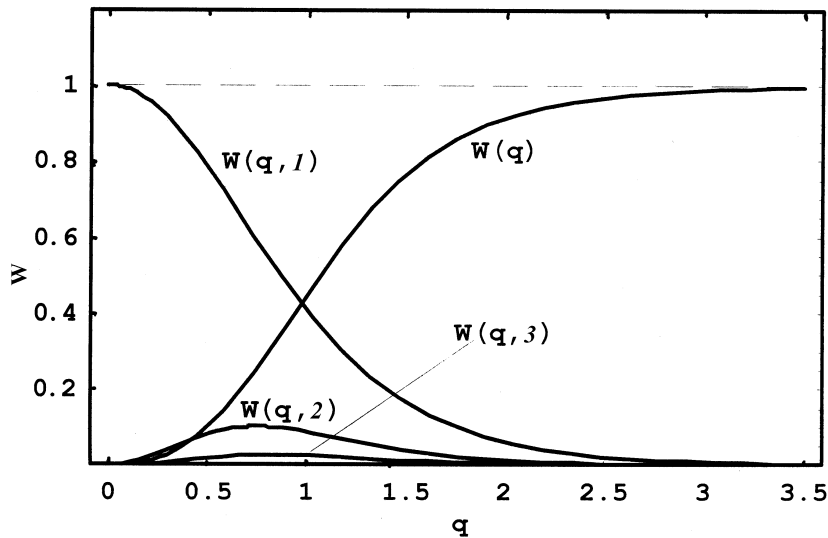


Рис. 1. Результаты расчетов: $W(q, 1)$ — вероятность остаться в основном состоянии, $W(q, 2)$ — вероятность возбуждения состояний с главным квантовым числом $n = 2$, $W(q, 3)$ — вероятность возбуждения состояний с главным квантовым числом $n = 3$, $W(q)$ — вероятность полной ионизации атома водорода.

Приведенная формула, очевидно, позволяет рассчитать вероятности $w_{0n} = |a_{0n}|^2$ возбуждения или ионизации атома. Причем выбор возмущения в виде (2) позволяет выразить w_{0n} через хорошо известные [9] неупругие атомные формфакторы

$$w_{0n} = \left| \langle \varphi_n | \exp \left\{ -i \mathbf{q} \sum_a \mathbf{r}_a \right\} | \varphi_0 \rangle \right|^2, \quad (4)$$

где

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

На рис. 1 изображены результаты расчетов вероятностей возбуждения нескольких первых уровней атома водорода в зависимости от величины переданного импульса \mathbf{q} , а также приведена вероятность полной

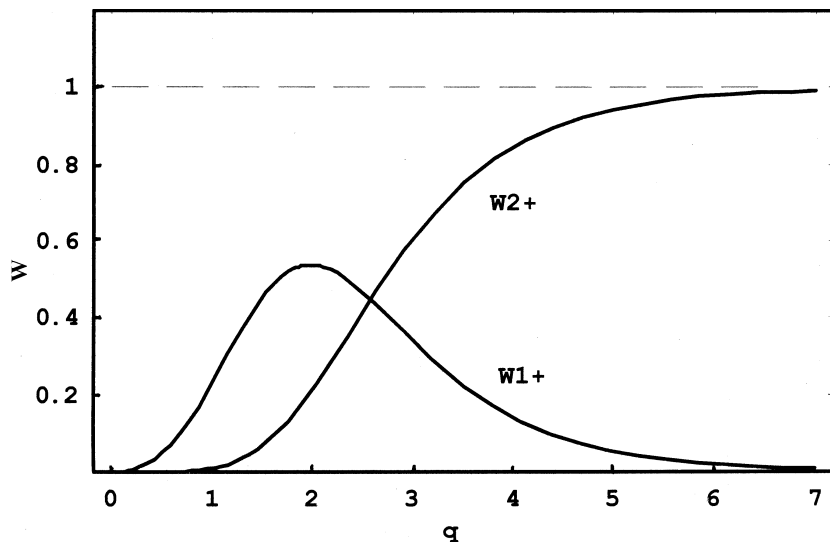


Рис. 2. Вероятности однократной ($W1+$) двойной ионизации ($W2+$) атома гелия.

ионизации атома водорода. На рис. 2 приведены рассчитанные нами вероятности однократной и двойной ионизации атома гелия. Рис. 1 и 2 служат также иллюстрацией следующей из (4) унитарности подхода ($\sum_n = 1$, где \sum_n означает суммирование по всем возможным конечным состояниям атома).

Для расчета же сечений переизлучения внезапно действующего импульса сильного электромагнитного поля необходимо проделать следующее. В приближении внезапных возмущений эволюция начального состояния имеет вид

$$\Psi_0(t) = \exp\left\{-i \int_{-\infty}^t V(t') dt'\right\} \varphi_0, \quad (5)$$

где $\Psi_0(t)$ удовлетворяет уравнению

$$i \frac{\partial \Psi_0(t)}{\partial t} = V(t) \Psi_0(t), \quad (6)$$

причем $\Psi_0(t) \rightarrow \varphi_0$ при $t \rightarrow -\infty$. Введем полную ортонормированную систему функций

$$\Phi_n(t) = \exp\left\{i \int_t^{+\infty} V(t') dt'\right\} \varphi_n, \quad (7)$$

удовлетворяющих уравнению (6), причем $\Phi_n(t) \rightarrow \varphi_n$ при $t \rightarrow +\infty$. Очевидно, что амплитуду (3) можно переписать в виде $a_{0n} = \langle \Phi_n(t) | \Psi_0(t) \rangle$. Поэтому амплитуду излучения фотона будем вычислять в первом порядке теории возмущений (как поправки к состояниям (5) и (7)) по взаимодействию U атомных электронов с электромагнитным полем [18] (внезапное же возмущение $V(t)$ учтено в функциях $\Phi_n(t)$ и $\Psi_0(t)$ без ограничений на величину $V(t)$)

$$U = - \sum_{a, \mathbf{k}, \sigma} \left(\frac{2\pi}{\omega}\right)^{1/2} \mathbf{u}_{\mathbf{k}, \sigma} (a_{\mathbf{k}, \sigma}^+ \exp\{-i\mathbf{k}\mathbf{r}_a\} + a_{\mathbf{k}, \sigma} \exp\{i\mathbf{k}\mathbf{r}_a\}) \cdot \hat{\mathbf{p}}_a, \quad (8)$$

где $a_{\mathbf{k}, \sigma}^+$ и $a_{\mathbf{k}, \sigma}$ — операторы рождения и уничтожения фотона с частотой ω , импульсом \mathbf{k} и поляризацией σ ($\sigma = 1, 2$), $\mathbf{u}_{\mathbf{k}, \sigma}$ — единичные векторы поляризации, \mathbf{r}_a — координаты атомных электронов, $\hat{\mathbf{p}}_a$ — операторы импульса атомных электронов. Тогда в дипольном приближении амплитуда испускания фотона с одновременным переходом атома из состояния φ_0 в состояние φ_n имеет вид

$$b_{0n}(\omega) = \left(\frac{2\pi}{\omega}\right)^{1/2} \mathbf{u}_{\mathbf{k}, \sigma} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \cdot \frac{\exp(it\omega)}{\omega} \times \left\langle \varphi_n \left| \sum_a \frac{\partial V(t)}{\partial \mathbf{r}_a} \cdot \exp\left\{-i \int_{-\infty}^{+\infty} V(t') dt'\right\} \right| \varphi_0 \right\rangle. \quad (9)$$

После суммирования $|b_{0n}(\omega)|^2$ по поляризациям и интегрирования по углам вылета фотона, а также — суммирования по всем конечным состояниям атома φ_n находим полный спектр излучения

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{2}{3\pi} \frac{1}{c^3 \omega} \left\langle \varphi_0 \left| \sum_a \frac{\partial \tilde{V}^*(\omega)}{\partial \mathbf{r}_a} \sum_{a'} \frac{\partial \tilde{V}(\omega)}{\partial \mathbf{r}_{a'}} \right| \varphi_0 \right\rangle, \quad (10)$$

где $c = 137u$ — скорость света,

$$\tilde{V}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} V(t) \cdot e^{i\omega t} dt. \quad (11)$$

Таким образом, нами получен полный спектр излучения атома в течение времени действия внезапного возмущения $V(t)$. Полный спектр излучения (10) в случае, когда $V(t)$ выражается формулой (2), имеет вид

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{2}{3\pi} \frac{1}{c^3\omega} \left| \tilde{\mathbf{E}}(\omega) \right|^2 N^2, \quad (12)$$

где N — число атомных электронов, $\tilde{\mathbf{E}}(\omega)$ — Фурье-образ функции $\mathbf{E}(t)$, определяемый согласно (11),

$$\tilde{\mathbf{E}}(\omega) = \frac{\sqrt{\pi}}{2\alpha} \mathbf{E}_0 \left[\exp \left\{ -\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4\alpha^2} \right\} + \exp \left\{ -\frac{(\omega + \omega_0)^2}{4\alpha^2} \right\} \right].$$

Формула (9) позволяет получить также спектр фотонов с одновременным переходом атома из состояния φ_0 в какое-либо состояние φ_n под действием возмущения (2):

$$\frac{dW_{0n}}{d\omega} = \frac{dW}{d\omega} \left| \left\langle \varphi_n \left| \exp \left\{ -i\mathbf{q} \sum_a \mathbf{r}_a \right\} \right| \varphi_0 \right\rangle \right|^2. \quad (13)$$

Причем полный спектр (12) $dW/d\omega = \sum_n dW_{0n}/d\omega$, где \sum_n означает суммирование по полному набору атомных состояний. Как следует из (4), относительный вклад в полный спектр (12) переходов с возбуждением атома в произвольное состояние φ_n имеет вид $dW_{0n}/dW = w_{0n}$. Поэтому рис. 1 и 2 представляют также соответствующие относительные вклады в полный спектр переизлучения импульса переходов с одновременным возбуждением или ионизацией атома водорода или атома гелия.

Для получения сечений переизлучения импульса, очевидно, согласно [19], необходимо спектры (10), (12), (13) умножить на ω и разделить на поток энергии I , выражаемый через интеграл по времени от абсолютной величины вектора Пойнтинга $S(t) = c(4\pi)^{-1}\mathbf{E}^2(t)$

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} S(t) dt = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E}_0^2 \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2} \cdot \alpha} \left(\exp \left\{ -\frac{\omega_0^2}{2\alpha^2} \right\} + 1 \right).$$

Необходимо отметить важную особенность излучения при внезапном воздействии, а именно — интенсивность излучения для многоэлектронных атомов, согласно (12) и (13), пропорциональна квадрату числа атомных электронов, что соответствует когерентному процессу переизлучения ультракороткого импульса.

Автор благодарит Министерство образования Российской Федерации (грант Е00–3.1–390) и Российский фонд фундаментальных исследований (грант 01–02–17047) за финансовую поддержку работы.

Список литературы

- [1] *Kaplan A.E., Shkolnikov P.L.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 074801.
- [2] *Scrinzi A., Piraux B.* // Phys. Rev. A. 1997. V. 56. P. R13.
- [3] *Kondorskiy A.D., Presnyakov L.P.* // J. Phys. B. 2001. V. 34. P. L663.
- [4] *West J.B.* // J. Phys. B. 2001. V. 34. P. R45.
- [5] *Bauer J., Plucinski J., Piraux B. et al.* // J. Phys. B. 2001. V. 34. P. 2245.
- [6] *Lagmago Kamta G., Grosjes T., Piraux B. et al.* // J. Phys. B. 2001. V. 34. P. 857.
- [7] *Дыхне А.М., Юдин Г.Л.* // УФН. 1978. Т. 125. С. 377.
- [8] *Мигдал А.Б.* Качественные методы в квантовой теории. М.: Наука, 1975. 336 с.
- [9] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. М.: Наука, 1989. 667 с.
- [10] *Матвеев В.И., Парилис Э.С.* // УФН. 1982. Т. 138. С. 583–633.
- [11] *Eichler J.* // Phys. Rev. A. 1977. V. 15. P. 1856.
- [12] *Юдин Г.Л.* // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 1026.
- [13] *Матвеев В.И.* // ЭЧАЯ. 1995. Т. 26. С. 780–820.
- [14] *Персиваль И.С.* // Атомы в астрофизике. Под ред. Ф. Г. Берка, В.Б. Эйспера, Д.Г. Хаммера, И.С. Персиваля. М.: Мир, 1988. С. 87–113.
- [15] *Baltz A.J.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 1231.
- [16] *Baltz A.J.* // Phys. Rev. A. 2001. V. 64. P. 022718.
- [17] *Матвеев В.И.* // ЖЭТФ. 2002. Т. 121. С. 260.
- [18] *Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1989. 723 с.
- [19] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля. М.: Наука, 1973. 504 с.