03

Взаимодействие интенсивных предельно коротких импульсов с квантовыми объектами

© Н.Н. Розанов

Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова,
199053 Санкт-Петербург, Россия
Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия
Физико-технический институт имени А.Ф.Иоффе,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: nnrosanov@mail.ru

Поступила в редакцию 02.08.2017 г.

Предложено простое описание воздействия предельно интенсивного и короткого импульса излучения на квантовый объект. Общее приближенное решение нестационарного уравнения Шредингера конкретизируется для случая электродипольных переходов в атоме водорода.

DOI: 10.21883/OS.2018.01.45361.174-17

1. Введение

Наиболее высокая концентрация энергии излучения достигается при использовании импульсов с предельно высокой пиковой интенсивностью [1] и предельно короткой длительностью [2–4]. Два этих направления принадлежат к числу наиболее стремительно развивающихся в современной лазерной физике и технике. В лазерных импульсах достигается электрическая напряженность поля $\mathbf{E}$, значительно превосходящая внутриатомную, а длительность импульсов, генерируемых сложением гармоник лазерного излучения, доходит до аттосекундного диапазона [5], что позволяет диагностировать сверхбыстрые процессы, ускорять заряженные частицы и т. д. Значительный интерес вызывает возможность формирования импульсов с высокой степенью униполярности [6].

$$\xi = \frac{\left|\int \mathbf{E}\, dt\right|}{\int |\mathbf{E}|\, dt} \sim 1. \tag{1}$$

Отметим, что в числителе дроби в (1) фигурирует электрическая площадь импульса

$$\mathbf{S}_E = \int \mathbf{E}\, dt, \tag{2}$$

обладающая интересными свойствами сохранения [7,8]. Поскольку в униполярных импульсах достигается однонаправленное воздействие поля на заряд, они обеспечивают более эффективное управление его динамикой по сравнению с биполярными импульсами.

Поскольку спектр предельно коротких импульсов весьма широк и может захватывать большое число даже электронных переходов, простые двухуровневые или малоуровневые модели взаимодействующих с излучением объектов оказываются недостаточными. С другой стороны, понятие резонансных переходов также оказывается неприменимым ввиду краткости импульса и соответственно малого времени раскачки отвечающих объекту осцилляторов. В этих условиях лучшее описание взаимодействия реализуется при численном решении нестационарного уравнения Шредингера для волновой функции объекта [9]. Задачей данного сообщения служит анализ простой модели взаимодействия квантового объекта (для определенности атома) с предельно интенсивным и коротким импульсом излучения, в которой не используется ограничение числа уровней. В определенном смысле здесь имеется аналогия с резким „встряхиванием“ атома под действием кратковременного возмущения [10,11]. Далее мы приводим приближенное решение нестационарного уравнения Шредингера, при выводе которого используются обе особенности обсуждаемых импульсов (высокие интенсивности и малая длительность). Затем это решение конкретизируется применительно к атому водорода. Общее обсуждение результатов содержится в Заключении.

2. Динамика волновой функции

Используя атомные единицы, исходим из нерелятивистского уравнения Шредингера для волновой функции Ψ

$$i\,\frac{\partial \Psi}{\partial t} = H_0\Psi + V(\mathbf{r}, t)\Psi. \tag{3}$$

Здесь t и $\mathbf{r}$ — безразмерные время и радиус-вектор, H_0 — гамильтониан атомной системы и $V(\mathbf{r}, t)$ — потенциал взаимодействия атома с электромагнитным излучением. В отсутствие излучения волновая функция разлагается по собственным функциям энергетического спектра

$$\Psi = \sum_n a_n \psi_n(r) \exp(-iE_n t), \tag{4}$$

причем

$$H_0\psi_n = E_n\psi_n, \quad a_n = \mathrm{const}, \quad \sum_n |a_n|^2 = 1. \tag{5}$$

В (4) и (5) подразумевается суммирование по дискретному спектру и интегрирование по сплошному.

Полагаем, что электромагнитное излучение представляет импульс, интенсивный (по сравнению с кулоновским полем ядра, возможно, экранированным внутренней электронной оболочкой) и короткий по сравнению с обратными частотами $1/E_n$. Тогда во время действия импульса основным в правой части (3) является последний член, и волновая функция после окончания импульса $\Psi_{t=+0}$ выражается через волновую функцию до начала импульса $\Psi_{t=-0}$ следующим образом:

$$\Psi_{t=+0} = \exp\left(-i\int V dt\right)\Psi_{t=-0}. \tag{6}$$

Интегрирование в (6) выполняется по всей длительности импульса. Если пространственно-временная зависимость потенциала взаимодействия факторизуется, $V(\mathbf{r}, t) = V_r(\mathbf{r})V_t(t)$, как это имеет место для электродипольных переходов, то

$$\Psi_{t=+0} = \exp\left(-iV_r(\mathbf{r})\int V_t(t)dt\right)\Psi_{t=-0}. \tag{7}$$

Поэтому атом сохраняет свое состояние, $\Psi_{t=+0} = \Psi_{t=-0}$, после взаимодействия с импульсом, у которого

$$\int V_t(t)dt = 0. \tag{8}$$

После окончания импульса волновая функция имеет вид (4) [6 с амплитудами состояний

$$a_n = \langle\psi_n|\Psi_{t=+0}\rangle = \int \psi_n^*\Psi_{t=+0}\, d\mathbf{r}$$
$$= \int \psi_n^*(\mathbf{r})\exp\left(-\frac{i}{\hbar}\int V(\mathbf{r}, t)dt\right)\Psi_{t=-0}(\mathbf{r})d\mathbf{r}. \tag{9}$$

3. Атом водорода

Для атомов водорода или водородоподобных атомов спектр и волновые функции в отсутствие излучения находятся как точные решения стационарного уравнения Шредингера (5) для единственного электрона в кулоновском поле [10]. Будем считать, что до воздействия импульса атом находился в основном состоянии:

$$\psi_0 = \frac{1}{\sqrt{\pi}}e^{-r}. \tag{10}$$

Здесь $r = |\mathbf{r}|$. Потенциал взаимодействия электрона с излучением в электродипольном приближении (размеры атома много меньше характерных длин волн излучения) $V = \mathbf{E}\mathbf{r}$, где $\mathbf{E}$ — электрическая напряженность поля. Соответственно

$$\int V(\mathbf{r}, t)dt = \int \mathbf{E}(t)\mathbf{r}\, dt = \mathbf{S}_E\mathbf{r} = S_E z, \tag{11}$$

где $\mathbf{S}_E$ — электрическая площадь импульса (2) и ось z направлена вдоль вектора $\mathbf{S}_E$. Теперь амплитуда основного состояния после окончания импульса

$$a_0 = \int \exp(-iS_E z)\psi_0^2(r)d\mathbf{r} = \frac{1}{\pi}\int \exp(-iS_E z)e^{-2r}d\,\mathbf{r}. \tag{12}$$

Интеграл вычисляется при использовании параболических координат, в которых [10]

$$r = \frac{1}{2}(\xi + \eta), \quad z = \frac{1}{2}(\xi - \eta), \quad 0 < \xi, \quad \eta < \infty. \tag{13}$$

В результате находим

$$a_0 = \frac{1}{\left(1 + \frac{S_E^2}{4}\right)^2}. \tag{14}$$

Соответственно вероятность сохранения основного состояния атома после действия одиночного импульса

$$w_0 = a_0^2 = \frac{1}{\left(1 + \frac{S_E^2}{4}\right)^2}. \tag{15}$$

Вероятность w_0 монотонно убывает с ростом электрической площади импульса S_E от 1 при $S_E = 0$, принимая значения $w_0 = 0.41$ при $S_E = 1$, 0.063 при $S_E = 2$ и 0.009 при $S_E = 3$. Для импульсов с малой по сравнению с единицей электрической площадью $w_0 = 1 - S_E^2$, а при большой площади $w_0 = (2/S_E)^8$. Аналогичным образом вычисляются вероятности возбуждения и ионизации атома.

Приведенный подход можно рассматривать как низшее приближение теории возмущений для уравнения (3), причем в качестве возмущения выступает член с „невозмущенным“ гамильтонианом H_0. Полагая $\Psi = \Psi^{(0)} + \Psi^{(1)} + \ldots$, решение (3) в низшем приближении записываем, согласно (6), в виде (опускаем аргумент $\mathbf{r}$)

$$\Psi^{(0)}(t) = \exp\left(-i\int_0^t V dt\right)\Psi(t = 0). \tag{16}$$

Первое приближение определяется уравнением

$$i\frac{\partial\Psi^{(1)}}{\partial t} - V(t)\Psi^{(1)} = H_0\Psi^{(0)}(t). \tag{17}$$

Решение (17)

$$\Psi^{(1)}(t) = -i\exp\left(-i\int_0^t V dt'\right)$$
$$\times\int_0^t \exp\left(i\int_0^{t'} V dt''\right)H_0\Psi^{(0)}(t')dt' \tag{18}$$

уже учитывает, в отличие от низшего приближения, искажения пространственного распределения вероятности нахождения электрона под действием импульса излучения.

4. Заключение

Таким образом, удается получить простое выражение, описывающее вероятность возбуждения (и ионизации) квантового объекта (атома) под действием предельно коротких и интенсивных импульсов излучения. Существенно, что эта вероятность определяется в низшем приближении исключительно электрической площадью импульса — интегралом от напряженности электрического поля по всей длительности импульса. Естественно, что рассмотрение на основе уравнения Шредингера ограничено временами жизни возбужденных уровней. Отметим также, что использование предельно коротких — аттосекундных — импульсов могло бы позволить наблюдение динамики волновых пакетов (электронного облака) не только в молекулах, но и в атомах.

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-02-00762_а.

Список литературы

[1] Электронный ресурс. Режим доступа: https://eli-laser.eu/
[2] *Krausz F., Ivanov M.* // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81. N 1. P. 163–234.
[3] *Calegari F., Sansone G., Stagira S., Vozzi C., Nisoli M.* // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2016. V. 49. N 6. P. 062001.
[4] *Manzoni C., Mucke O.D., Cirmi G., Fang S., Moses J., Huang S.-W., Hong K.-H., Cerullo G., Kartner F.X.* // Laser Photonics Rev. 2015. V. 9. N 2. P. 129–171.
[5] *Ramasesha K., Leone S.R., Neumark D.M.* // Annu. Rev. Phys. Chem. 2016. V. 67. P. 41–63.
[6] *Архипов Р.М., Пахомов А.В., Архипов М.В., Бабушкин И., Толмачев Ю.А., Розанов Н.Н.* // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. № 6. С. 388; *Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Arkhipov M.V., Babushkin I., Tolmachev Yu.A., Rosanov N.N.* // JETP Letters. 2017. V. 105. N 6. P. 408.
[7] *Розанов Н.Н.* // Опт. и спектр. 2009. Т. 107. № 5. С. 761–765; Rosanov N.N. Opt. Spectrosc. 2009. V. 107. N 5. P. 721–725.
[8] *Розанов Н.Н.* Диссипативные оптические солитоны. От микро- к нано- и атто-. М.: Физматлит, 2011. 536 с.
[9] *Calvert J.E., Han Xu, Palmer A.J., Glover R.D., Laban D.E., Tong X.M., Kheifets A.S., Bartschat K., Litvinyuk I.V., Kielpinski D., Sang R.T.* // Sci. Rep. 2016. V. 6. P. 34101.
[10] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М.: Наука, 1974. 752 с.
[11] *Мигдал А.Б., Крайнов В.П.* Приближенные методы квантовой механики. М.: Наука, 1966. 152 с.