

## Сравнение воздействия униполярных полуволновых и резонансных многоцикловых электромагнитных импульсов на квантовые системы

© Р.М. Архипов<sup>1,2</sup>, М.В. Архипов<sup>1</sup>, Н.Н. Розанов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный университет,  
199034 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> ФТИ имени А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: arkhipovrostislav@gmail.com, m.arkhipov@spbu.ru, nnrosanov@mail.ru

Поступила в редакцию 25.02.2022 г.

В окончательной редакции 25.02.2022 г.

Принята к публикации 11.03.2022 г.

Показано, что не только многоцикловые резонансные импульсы с нулевой электрической площадью, но и нерезонансные униполярные импульсы могут быть использованы для эффективного возбуждения квантовых переходов в среде. Приведены аргументы в пользу преимуществ униполярных импульсов для возбуждения квантовых систем по сравнению с резонансным излучением. Найдено простое соотношение, показывающее, что для сравнения воздействия униполярных полуволновых и резонансных многоцикловых импульсов на атомные системы необходимо сравнивать электрическую площадь униполярного импульса и площадь огибающей биполярного импульса, а не их энергии.

**Ключевые слова:** униполярные импульсы, электрическая площадь импульса, площадь импульса, предельно короткие импульсы, аттосекундные импульсы.

DOI: 10.21883/OS.2022.07.52727.3318-22

### Введение

Получаемые на практике сверхкороткие фемтосекундные и аттосекундные электромагнитные импульсы содержат несколько циклов колебания поля и являются биполярными [1–3]. Электрическая площадь таких импульсов, определяемая в каждой точке пространства как [4]

$$S_E = \int_{t=-\infty}^{+\infty} E(t) dt \quad (1)$$

(где  $E$  — напряженность электрического поля и  $t$  — время), всегда близка к 0.

Пределом сокращения длительности световых импульсов является переход к униполярным импульсам, содержащим выраженную полуволну поля одной полярности, см. обзоры [5–7]. Для таких импульсов электрическая площадь может быть отлична от нуля. В литературе долгое время ставился и подвергался сомнению вопрос о возможности самого существования таких импульсов и их распространения в пространстве.

Однако существование униполярных импульсов не противоречит уравнениям Максвелла и возможно их распространение в коаксиальных волноводах. Данные вопросы подробно описаны в обзорах [4,5,7] и приведенной литературе.

Более того, в последнее время предлагаются различные практические схемы, в которых возможно получение аттосекундных и фемтосекундных электромагнитных импульсов, форма которых близка к униполярной

(содержащих выраженную полуволну поля одной полярности и задний фронт противоположной полярности) [8–13]. Изучаются также и солитонные решения уравнений нелинейной оптики в виде униполярных импульсов [14,15].

Интерес к униполярным импульсам связан с возможностью быстрого и однонаправленного воздействия на заряды [5]. Это открывает возможности использования таких импульсов для сверхбыстрого управления динамикой микрообъектов [16–18], ускорения зарядов [19], голографии со сверхвысоким временным разрешением [20] и др. приложений [5].

Для возбуждения квантовых переходов в резонансной среде традиционно в оптике используется резонансное излучение в виде длинных многоцикловых импульсов, резонансных заданному переходу среды [21]. Резонансное взаимодействие оптического излучения с двухуровневыми средами хорошо изучено на сегодняшний день [21,22].

Униполярные импульсы обладают широким спектром от нулевой частоты и далее. Ввиду их малой длительности и нерезонансного характера воздействия на квантовые системы ставится под сомнение возможность использования таких импульсов для эффективного возбуждения резонансных переходов в среде по сравнению с длинными резонансными многоцикловыми импульсами.

Теоретический анализ показывает, что если длительность полуволнового импульса короче характерного времени, связанного с энергией основного состояния

$T_g$  ( $T_g = 2\pi\hbar/E_1$ ,  $E_1$  — энергия частицы в основном состоянии) то воздействие такого импульса на населенности уровней, а также вероятность ионизации системы определяется электрической площадью импульса, отнесенной к его атомной мере, а не энергией импульса или его пиковой амплитуды [23,24]. В этом смысле униполярный импульс с ненулевой площадью способен оказать заметное воздействие на квантовые переходы среды в отличие от биполярного импульса с нулевой площадью. Однако данное утверждение справедливо для длительности импульсов заметно короче периода осцилляций электрона в основном состоянии.

В связи с этим встает вопрос о сравнении действия униполярного нерезонансного импульса, длительность которого короче характерного периода осцилляций электрона в квантовой системе, с воздействием биполярного резонансного многоциклового импульса на квантовые переходы в среде.

В данной работе на основании приближенного решения уравнения Шредингера, в первом порядке теории возмущений, найдено простое соотношение, показывающее, что униполярный импульс при определенных параметрах способен также эффективно возбуждать населенности уровней среды, как и резонансный многоцикловый импульс.

Данное соотношение также показывает, что для сравнения эффективности воздействия униполярных и многоцикловых биполярных импульсов необходимо сравнивать электрическую площадь униполярного импульса с площадью огибающей многоциклового импульса, а не энергии импульсов.

## Сравнение воздействия униполярного полциклового импульса и резонансного многоциклового импульса на квантовую систему

В работе [25] рассматривались особенности воздействия сверхкоротких импульсов на населенности связанных состояний в среде. Показано, что когда длительность импульса короче периода перехода в среде, населенности связанных состояний определяются электрической площадью импульса (1).

В случае же длинных многоцикловых импульсов с длительностью, превышающей периоды резонансных переходов в среде, их воздействие определяется площадью огибающей,

$$\Theta \equiv \frac{d_{1n}}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(t) dt, \quad (2)$$

где  $\varepsilon(t)$  — медленная огибающая импульса,  $d_{1n}$  — дипольный момент перехода,  $\hbar$  — приведенная постоянная Планка.

Данный результат хорошо известен в оптике когерентного резонансного взаимодействия коротких лазерных

импульсов с резонансными средами [21,22]. Площадь огибающей импульса (pulse area) впервые была введена для длинных многоцикловых лазерных импульсов в теории эффекта самоиндуцированной прозрачности МакКолом и Ханом [26].

**Поставим вопрос:** какими должны быть параметры (амплитуда, длительность и пр.) униполярного полциклового импульса (длительность которого короче периода резонансного перехода среды) и резонансного многоциклового импульса (длительность длиннее периода перехода среды), чтобы результат их воздействия на связанное состояние квантовой системы был одинаков?

Пусть система возбуждается импульсом с огибающей, которая имеет гауссову форму:

$$E_e(t) = E_0 e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} \cos(\Omega t + \phi). \quad (3)$$

Здесь  $\Omega$  имеет смысл частоты,  $\phi$  — фаза (carrier envelope phase, CEP).

На основании приближенного решения временного уравнения Шредингера в первом порядке теории возмущений можно получить следующее приближенное выражение для населенности  $n$ -го возбужденного состояния после импульса [25,27]:

$$w_n = 0.5\pi \frac{d_{1n}^2}{\hbar^2} E_0^2 \tau^2 \exp\left[-\frac{(\omega_{1n}^2 + \Omega^2)\tau^2}{2}\right] \times [\cosh(\omega_{1n}\Omega\tau^2) + \cos 2\phi]. \quad (4)$$

Далее, в формулах используем индекс  $u$  (unipolar pulse) для униполярных импульсов, и индекс  $b$  (bipolar pulse) для биполярных импульсов.

*Случай 1, униполярный импульс:*  $\Omega = 0$ ,  $\phi = 0$ , длительность импульса предполагается короче периода перехода,  $\omega_{1n}\tau \ll 1$ .

Тогда из (4) имеем:

$$w_{u,n} = \pi \frac{d_{1n}^2}{\hbar^2} E_0^2 \tau^2. \quad (5)$$

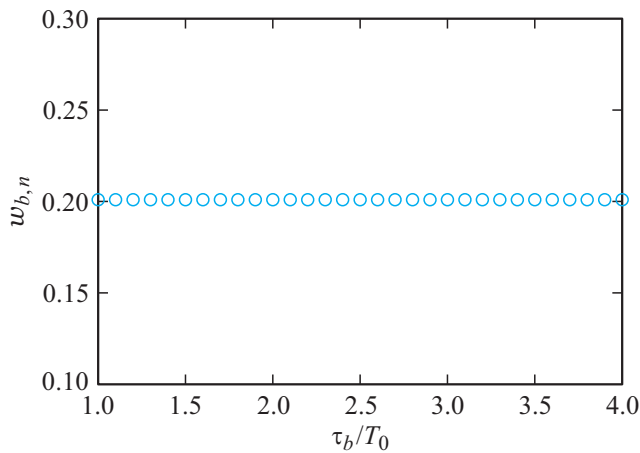
*Случай 2, биполярный многоцикловый резонансный импульс:*  $\Omega = \omega_{1n} \equiv \omega_0$ ,  $\phi = 0$ , длительность импульса считаем длиннее периода перехода,  $\omega_0\tau \gg 1$ .

Тогда из (4) имеем:

$$w_{b,n} = \frac{d_{1n}^2}{\hbar^2} \pi E_0^2 \tau^2 \exp[-\omega_0^2 \tau^2] \cosh(\omega_0^2 \tau^2) = 0.5 \frac{d_{1n}^2}{\hbar^2} \pi E_0^2 \tau^2 \exp[-\omega_0^2 \tau^2] \frac{\exp[\omega_0^2 \tau^2] + \exp[-\omega_0^2 \tau^2]}{2}.$$

Считая  $\omega_0\tau \gg 1$ , 2-й экспонентой в скобках можно пренебречь, по сравнению с первой. Тогда

$$w_{b,n} \simeq 0.25 \frac{d_{1n}^2}{\hbar^2} \pi E_0^2 \tau^2 = 0.25\Theta^2. \quad (6)$$



Населенность связанного состояния  $w_{b,n}$  как функция длительности биполярного импульса  $\tau_b$  (в единицах периода перехода  $T_0 = 2\pi/\omega_0$ ).

Приравняем  $w_{u,n} = w_{b,n}$  и получим условие на параметры импульсов

$$\frac{d_{1n}^2}{\hbar^2} \pi S_E^2 = 0.5 \Theta^2, \quad (7)$$

где  $S_E = \int E(t) dt$  — электрическая площадь униполярного импульса (1),  $\Theta \equiv \frac{d_{1n}^2}{\hbar^2} \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(t) dt = \frac{d_{1n}^2}{\hbar^2} E_{b,0} \tau \sqrt{\pi}$  — площадь огибающей резонансного биполярного импульса (2).

Или в упрощенной форме:

$$E_{u,0}^2 \tau_u^2 = 0.25 E_{b,0}^2 \tau_b^2. \quad (8)$$

Из этих соотношений следует, что для того, чтобы униполярный импульс (с длительностью короче периода перехода) оказывал такое же воздействие на квантовый переход среды, как и резонансный многоцикловый импульс, квадрат электрической площади униполярного импульса (с точностью до постоянного множителя) должен быть равен квадрату площади огибающей многоциклового импульса.

Численный расчет по общей формуле (4) подтверждает сказанное. В расчете зафиксируем амплитуду и длительность униполярного импульса,  $E_{0u} = 8 \cdot 10^5$  V/cm,  $\tau_u = 10$  fs. Считаем частоту резонансного перехода среды  $\omega_0/2\pi = 1$  THz (что соответствует колебательным переходам в различных молекулах), дип. момент перехода  $d_{1n} = 10$  D. Вычисляем населенность связанного состояния  $w_{b,n}$  в зависимости от длительности биполярного импульса  $\tau_b$ . При этом амплитуду биполярного импульса  $E_{b,0}$  находим из условия (8) при каждом значении  $\tau_b$ .

Результаты численного расчета приведены на рисунке. Видно, что населенность уровня не зависит от длительности биполярного импульса, если выполнено условие (8). Это значение населенности совпадает со значением, рассчитанным для униполярного импульса при указанных параметрах.

## Обсуждение результатов. Выводы

Таким образом, в работе получено простое соотношение (8), позволяющее сравнить действие униполярных полуволновых импульсов и биполярных многоцикловых на населенности уровней среды.

Соотношение (8) показывает очень важный результат. Из него следует, что для сравнения воздействия униполярных полуволновых импульсов (длительностью короче периода перехода в среде) и длинных резонансных многоцикловых импульсов на населенности квантовых переходов в среде необходимо сравнивать электрическую площадь первых с площадью огибающей последних, а не энергии импульсов.

Данное соотношение также имеет наглядную интерпретацию. Резонансный многоцикловый импульс можно представить как последовательность униполярных толчков (полуволн), расстояние между которыми равно периоду рассматриваемого квантового перехода. Каждая такая полуволна передает системе импульс, определяемый электрической площадью полуволны. А квадрат площади огибающей примерно равен квадрату суммы электрических площадей униполярных составляющих многоциклового импульса. Поэтому из (8) следует тривиальный результат: одна полуволна поля униполярного импульса оказывает идентичное воздействие на систему, что и последовательность полуволн (составляющих многоцикловый импульс), если электрическая площадь этой полуволны равна площади последовательности полуволн биполярного импульса, т.е. площади его огибающей.

Также стоящий в правой части (8) интеграл от площади огибающей имеет смысл частоты Раби импульса [21]. Из него следует, что короткий униполярный и длинный биполярный импульс воздействуют на систему одинаково, если частота Раби многоциклового импульса совпадает с ее „аналогом“ в случае полуволнового импульса.

В заключение отметим, что в униполярном импульсе содержится больше энергии, чем в биполярном при равенстве их электрической площади и площади огибающей соответственно согласно (7).

Однако имеется и преимущество в использовании униполярных импульсов для возбуждения переходов в квантовых системах по сравнению с резонансными биполярными импульсами. Униполярные импульсы не содержат несущей частоты и в этом смысле „универсальны“. Для них не требуется подгонять несущую частоту под резонанс объекта (атом, молекулы и т.п.). Они могут эффективно возбуждать любой квантовый объект за гораздо меньший временной интервал времени.

Последнее очень важно для применений полупериодных импульсов для сверхбыстрого управления динамикой волновых пакетов. Например, возможно наведение и сверхбыстрое управление решетками атомных населенностей в резонансной среде [6,27], осуществление голографической записи со сверхвысоким временным разрешением [20] и др.

## Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда 21-72-10028.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] F. Krausz, M. Ivanov. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 163 (2009).
- [2] F. Calegari, G. Sansone, S. Stagira, C. Vozzi, M. Nisoli. *J. Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, **49**, 062001 (2016).
- [3] J. Biegert, F. Calegari, N. Dudovich, F. Quéré, M. Vrakking. *J. Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, **54**, 070201 (2021).
- [4] Н.Н. Розанов, Р.М. Архипов, М.В. Архипов. *УФН*, **188**, 1347 (2018). [N.N. Rosanov, R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov. *Phys. Usp.*, **61**, 1227 (2018)].
- [5] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов. *Квант. Электрон.*, **50**, 801 (2020). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, N.N. Rosanov. *Quantum Electronics*, **50**, 801 (2020)].
- [6] Р.М. Архипов. *Письма в ЖЭТФ*, **113**, 636 (2021). [R.M. Arkhipov, *JETP Lett.*, **113**, 611 (2021)].
- [7] R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A. Pakhomov, I. Babushkin, N. Rosanov. *Las. Phys. Lett.*, **19** (4), 043001 (2022).
- [8] M.T. Hassan, T.T. Luu, A. Moulet, O. Raskazovskaya, P. Zhokhov, M. Garg, N. Karpowicz, A.M. Zheltikov, V. Pervak, F. Krausz, E. Goulielmakis. *Nature*, **530**, 66 (2016).
- [9] H.-C. Wu, J. Meyer-ter-Vehn. *Nat. Photonics*, **6**, 304 (2012).
- [10] J. Xu, B. Shen, X. Zhang, Y. Shi, L. Ji, L. Zhang, T. Xu, W. Wang, X. Zhao, Z. Xu. *Sci. Rep.*, **8**, 2669 (2018).
- [11] M.I. Bakunov, A.V. Maslov, M.V. Tsarev. *Phys. Rev. A*, **5**, 063817 (2017).
- [12] A.V. Bogatskaya, E.A. Volkova, A.M. Popov. *Phys. Rev. E*, **104**, 025202 (2021).
- [13] Y. Shou, R. Hu, Z. Gong, J. Yu, J. Chen, G. Mourou, X. Yan, W. Ma. *New J. Phys.*, **23**, 053003 (2021).
- [14] С.В. Сазонов, Н.В. Устинов. *Письма в ЖЭТФ*, **114**, 437 (2021). [S.V. Sazonov, N.V. Ustinov. *JETP Lett.* **114**, 380 (2021)].
- [15] S.V. Sazonov. *Laser Phys. Lett.*, **18** (10), 105401 (2021).
- [16] R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov. *Opt. Lett.*, **44**, 1202 (2019).
- [17] R. Arkhipov, A. Pakhomov, M. Arkhipov, A. Demircan, U. Morgner, N. Rosanov. *Opt. Express*, **28**, 17020 (2020).
- [18] I.A. Aleksandrov, D.A. Tumakov, A. Kudlis, V.M. Shabaev, N.N. Rosanov. *Phys. Rev. A*, **102**, 0231020 (2020).
- [19] Н.Н. Розанов, Н.В. Высотина. *ЖЭТФ*, **157**, 63 (2020). [N.N. Rosanov N.V. Vysotina. *JETP*, **130**, 52 (2020)].
- [20] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов. *Письма в ЖЭТФ*, **111**, 586 (2020). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, N.N. Rosanov. *JETP Lett.*, **111**, 484 (2020)].
- [21] Л. Аллен, Дж. Эберли. *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (Мир, М., 1978). [L. Allen, J.H. Eberly. *Optical resonance and two-level atoms* (Wiley, N.Y., 1975)].
- [22] П.Г. Крюков, В.С. Летохов. *УФН*, **99** (10), 169 (1969). [P.G. Kryukov, V.S. Letokhov. *Sov. Phys. Usp.*, **12**, 641 (1970)].
- [23] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов. *Письма в ЖЭТФ*, **114** (3), 156 (2021). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, N.N. Rosanov. *JETP Lett.*, **114** (3), 129 (2021)].
- [24] N. Rosanov, D. Tumakov, M. Arkhipov, R. Arkhipov. *Phys. Rev. A*, **104** (6), 063101 (2021).
- [25] Р.М. Архипов, М.В. Архипов, И. Бабушкин, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов. *Письма в ЖЭТФ*, **114** (5), 298 (2021). [R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, I. Babushkin, A.V. Pakhomov, N.N. Rosanov. *JETP Lett.*, **14** (5), 250 (2021)].
- [26] S.L. McCall, E.L. Hahn. *Phys. Rev.*, **183** (2), 457 (1969).
- [27] R. Arkhipov, A. Pakhomov, M. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N. Rosanov. *Sci. Rep.*, **11**, 1961 (2021).