09

Генерация полуцикловых световых импульсов при отражении от плазменного зеркала: сравнительный анализ моделей ионизации

© Р.М. Архипов, М.В. Архипов, Н.Н. Розанов

ФТИ им. А.Ф. Иоффе,
Санкт-Петербург, Россия

e-mail: arkhipovrostislav@gmail.com, mikhail.v.arkhipov@gmail.com, nnrosanov@mail.ru

Поступила в редакцию 21.10.2025 г.
В окончательной редакции 21.10.2025 г.
Принята к публикации 21.11.2025 г.

Теоретически исследована генерация полуцикловых униполярных импульсов при отражении фемтосекундного лазерного импульса от плазменного зеркала. Методом численного моделирования сравниваются квазистатическая модель и модель АДК (Ammosov–Delone–Krainov). Показано, что передний фронт импульса ионизирует среду, формируя плазменный слой, тогда как задний фронт отражается от него, генерируя квазиуниполярный полуцикловый импульс. Обнаружено качественное согласие форм импульсов при незначительных отличиях в амплитудах. Результаты важны для разработки методов субциклового управления светом и исследования нелинейных процессов в плазме.

Ключевые слова: нелинейная ионизация атомов в сильном световом поле, туннельная ионизация, плазменные зеркала, полуцикловые импульсы, униполярные импульсы, аттосекундная физика, предельно короткие импульсы.

DOI: 10.61011/OS.2026.01.62615.8681-25

Введение

Униполярные световые импульсы, характеризующиеся ненулевой площадью электрического поля, $\mathbf{S_E} = \int \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)dt \neq 0$ [1] ($\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ — напряженность электрического поля, $\mathbf{r}$ — радиус-вектор выбранной точки пространства, t — время), представляют собой перспективный инструмент для управления движением заряженных частиц на аттосекундных временных масштабах. В отличие от симметричных по времени обычных оптических импульсов такие волны способны передавать направленный механический импульс электронам, что открывает новые возможности для сверхбыстрого контроля квантовых состояний [2–8] и управления оптическими свойствами среды [9,10].

Традиционные методы генерации униполярных импульсов, основанные на нелинейно-оптических процессах [1–3,11] или излучении ускоренных зарядов [12–14], сталкиваются с ограничениями, связанными со сложностью реализации и недостаточной гибкостью управления формой импульса. Альтернативный подход предполагает использование плазменного зеркала [15–17], формируемого непосредственно в процессе взаимодействия интенсивного фемтосекундного импульса со средой. В случае одноциклового падающего импульса отражение от такого зеркала может приводить к генерации полуциклового квазиуниполярного импульса [18]. При этом передняя полуволна ионизирует вещество, создавая плазменный слой с резким градиентом концентрации электронов, который действует как зеркало для задней полуволны поля, что приводит к генерации субфемтосекундного импульса.

Ключевым фактором, определяющим эффективность преобразования, является динамика ионизации. В предыдущем исследовании [18] использовалась квазистатическая модель ионизации [19–22]. В настоящей работе применяется более общая модель АДК (Аммосов–Делоне–Крайнов) [22–24] и проводится сравнительный анализ двух подходов. Численное моделирование выполнено на основе уравнений для концентрации и скорости ионизованных электронов в плазме с учетом нестационарных процессов.

Модель и результаты численного моделирования

Рассматриваемая система, как и в работе [18], представляет собой плоский слой первоначально неионизованных атомов (газ), расположенный между точками $x = x_1$ и $x = x_2$. На среду падает нормально одноцикловый импульс:

$$E(t) = E_0\, e^{-t^2/\tau^2} \sin \omega t. \tag{1}$$

Концентрация электронов $n_e(x, t)$ в каждой точке x вдоль слоя описывается скоростным уравнением

$$\frac{\partial}{\partial t} n_e(x, t) = W_{\mathrm{ST,ADK}}\big[E(x, t)\big]\big(n_0(x) - n_e(x, t)\big) - \frac{n_e(x, t)}{\tau_{\mathrm{rec}}}, \tag{2}$$

где τ_{rec} — время рекомбинация. Скорость ионизации в случае квазистатической модели дается соотношени-

ем [19–22]

$$W_{\mathrm{ST}}\big[E(t)\big] = 4\omega_a r_{\mathrm{H}}^{5/2}\left(\frac{E_a}{|E(x,t)|}\right)\exp\left(-\frac{2}{3}\,r_{\mathrm{H}}^{3/2}\,\frac{E_a}{|E(x,t)|}\right), \tag{3}$$

где $\omega_a = m_e e^4/\hbar^3$ — атомная частота, m_e — масса электрона, e — элементарный заряд, $r_{\mathrm{H}} = U_i/U_{\mathrm{H}}$ — отношение потенциала ионизации исследуемого газа $U_i = 15.76\,\mathrm{eV}$ (Ar) к потенциалу ионизации водорода U_{H} (13.6 eV), $E_a = 5.17\cdot 10^{11}$ V/m — внутриатомное поле.

В случае модели ADK скорость ионизации дается выражением [22–24]

$$W_{\mathrm{ADK}}[E(t)]=\alpha_{\mathrm{ADK}}\left(\frac{E_a}{|E(x,t)|}\right)^{2n-1}\exp\left(-\beta_{\mathrm{ADK}}\,\frac{E_a}{|E(x,t)|}\right). \tag{4}$$

Здесь $\alpha_{\mathrm{ADK}}, \beta_{\mathrm{ADK}}$ — постоянные коэффициенты, значение которых дается выражениями [22]:

$$\alpha_{\mathrm{ADK}} = \omega_{\mathrm{ion}}|C_n|^2\big(4\sqrt{2}r_a^{3/2}\big)^{2n-1},$$

$$\beta_{\mathrm{ADK}} = 4\sqrt{2}/3\,r_a^{3/2}, \quad \omega_{\mathrm{ion}} = \frac{U_{\mathrm{ion}}}{\hbar},$$

$$n = r_{\mathrm{H}}^{-1/2}, \quad r_{\mathrm{H}} = U_{\mathrm{ion}}U_H,$$

$$|C_n^2| = 2^{2n}\big[n\Gamma(n)\Gamma(n+1)\big]^{-1}, \quad r_a = \frac{U_{\mathrm{ion}}}{U_a},$$

$$U_a \approx 27.2\,\text{эВ}, \quad U_{\mathrm{ion}} \approx 15.76\,\text{эВ}$$

— потенциал ионизации атомов мишени (для аргона), $U_H = 13.6\,\text{эВ}$ — потенциал ионизации атома водорода, $n = r_{\mathrm{H}}^{-0.5}$ — эффективное квантовое число.

Скорость вылетевших электронов $V_e(x,t)$ рассчитывается по второму закону Ньютона на основании модели Друде с затуханием τ_e:

$$\frac{\partial}{\partial t}V_e(x,t) = -\frac{e}{m_e}V_e(x,t) - \frac{V_e(x,t)}{\tau_e},$$

$$V_e(x,0) = 0, \quad t < t_i, \tag{5}$$

где t_i — момент начала ионизации. На основании рассчитанной скорости и концентрации электронов вычисляется ток $J(x,t) = en_e(x,t)V_e(x,t)$, который является источником электрического поля в правой части 1D волнового уравнения для напряженности электрического поля $E(x,t)$:

$$\frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\,\frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\,\frac{\partial}{\partial t}J(x,t). \tag{6}$$

Отметим, что волновое уравнение (6) имеет простое аналитическое решение для напряженности отраженного поля вблизи слоя (ближняя зона) [25]:

$$E_r(x,t) = -\frac{2\pi}{c}\int\limits_{x_1}^{x_2} J\left(x', t - \frac{x-x'}{c}\right)dx'. \tag{7}$$

Параметры,используемые в расчете

Параметр	Его значение
E_0	10^{11} V/m
τ	667 as
$\lambda = 2\pi c/\omega$	800 nm
n_0	$10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$
τ_{rec}	1 ps
τ_e	100 fs

Как и в [18], проводилось численное решение системы уравнений (2)-(6) с полем падающего импульса (1) с использованием двух разных моделей для расчета скорости ионизации (3) и (4). Параметры расчета указаны в таблице.

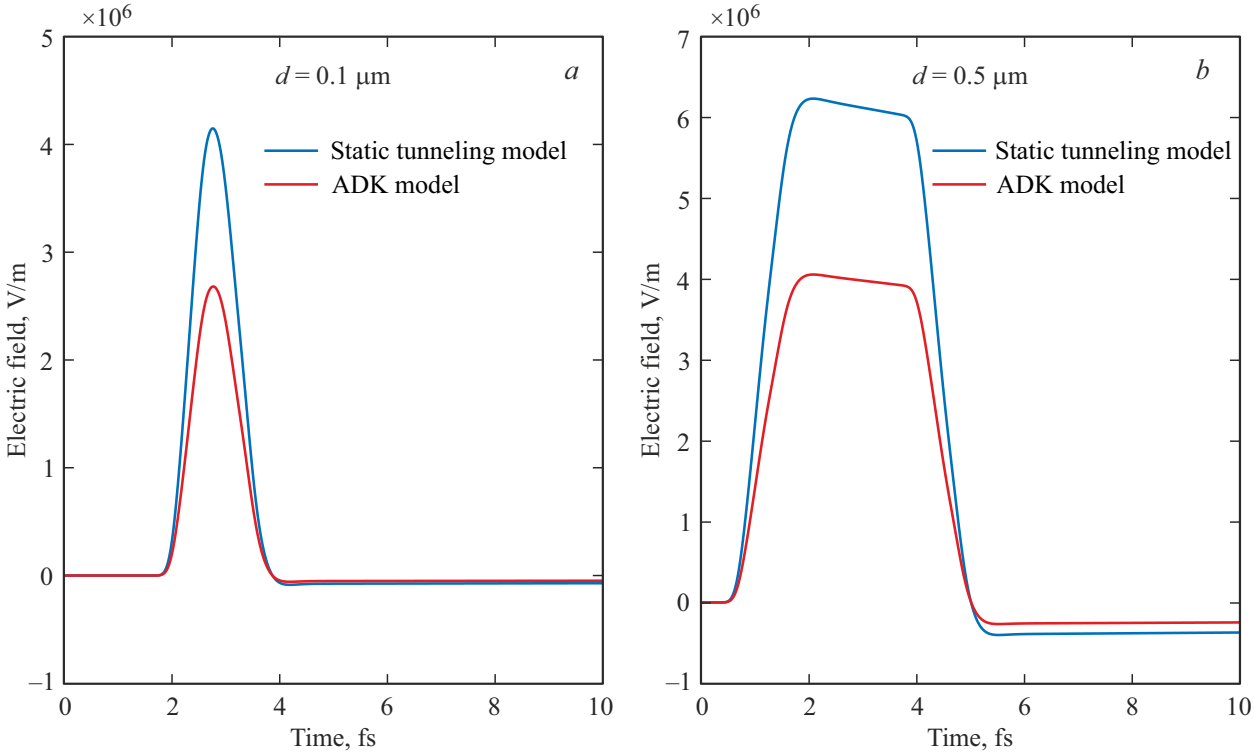
На рисунке представлены результаты расчета напряженности отраженного поля для сред толщиной $d = 0.1\,\mu$m (a) и $d = 0.5\,\mu$m (b). Скорость ионизации рассчитывалась с помощью квазистатической модели (красные кривые) и модели АДК (синие кривые).

В случае тонкой среды (рисунок, a) наблюдается генерация полуциклового импульса из-за отражения второй полуволны поля от плазменного зеркала, сформированного первой полуволной. С увеличением толщины среды вклады отдельных слоев, генерирующих полуволны поля, суммируются с временной задержкой, что приводит к формированию квазиуниполярного импульса, близкого к прямоугольной форме [18]. Подобные импульсы представляют собой петагерцовые импульсы поля (пропорциональные току электронов в ближней зоне, согласно выражению (7)), перспективные для применения в сверхбыстрой петагерцовой электронике [26].

Качественно временные профили импульсов, полученные по обеим моделям, демонстрируют схожую форму. Количественные различия проявляются преимущественно в амплитуде генерируемых импульсов.

Обсуждение результатов

Наблюдаемые различия в амплитудах генерируемых импульсов, полученных по квазистатической модели и модели АДК, могут быть обусловлены следующими физическими причинами. Квазистатическая модель (3) предполагает, что поле меняется достаточно медленно, и скорость ионизации в каждый момент зависит только от мгновенного значения поля $E(t)$. Она не учитывает инерционность процесса туннелирования и может завышать значение скорости ионизации на быстро меняющихся фронтах импульса. Модель АДК (4), будучи также квазистатической по своей природе, но более строго обоснованной для сложных атомов, может давать количественно другую зависимость скорости ионизации $W(E)$ из-за учета квантовых чисел основного состояния атома и инерционности электронов при фотоионизации.



Напряженность отраженного поля при толщине среды $d = 0.1\,\mu$m (a) и $d = 0.5\,\mu$m (b). Скорость ионизации рассчитывается с помощью статической модели ионизации (3) (красные линии) и модели ADK (4) (синие линии).

Это приводит к разной динамике накопления плазмы, т.е. разной скорости нарастания концентрации электронов. Поскольку ток $J(x,t) = en_e(x,t)V_e(x,t)$ является источником поля, даже небольшое различие в рассчитанной скорости ионизации $W(E)$ приводит к тому, что концентрация электронов $n_e(x,t)$, рассчитанная по двум моделям, достигает критического значения (необходимого для формирования „зеркала") в несколько разные моменты времени. В результате коэффициент отражения заднего фронта импульса и его длительность могут незначительно отличаться, что напрямую влияет на амплитуду отраженного униполярного импульса.

Также процесс генерации отраженного импульса является существенно нелинейным: он определяется отражением от движущейся границы плазмы с быстро меняющейся плотностью. В такой системе даже малые различия в начальной динамике ионизации могут приводить к заметным отличиям в амплитуде результирующего отраженного поля.

Таким образом, наблюдаемое различие в амплитудах не является артефактом, а скорее отражает фундаментальные различия в подходе двух моделей к описанию ионизации в сильном лазерном поле. Качественное согласие результатов при этом подтверждает, что оба подхода правильно описывают основную физику явления — генерацию униполярного импульса за счет отражения от плазменного зеркала.

Еще один важный вопрос связан с поляризацией излучения. Это понятие строго определено для монохроматического излучения. Характеризацию векторной структуры малоцикловых и субцикловых электромагнитных импульсов логично основывать на свойствах годографа вектора электрической напряженности $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ — траекторией конца этого вектора с закрепленным началом при изменении времени t (см. [27] и цитируемую там литературу). В разных пространственных точках $\mathbf{r}$ тип годографа может быть различным. В общем случае это ориентированная в соответствии с возрастанием времени замкнутая трехмерная кривая, поскольку поле в фиксированной точке $\mathbf{r}$ обращается в нуль до и после импульса. Для монохроматического излучения годографы — плоские кривые и притом эллипсы, их вырожденными случаями являются чисто линейная и чисто круговая поляризации. Для малоцикловых импульсов в вакууме с движущимися зарядами годограф может быть узлом с конечной (например, трилистник) или бесконечной топологической сложностью. Примерами служат и плоские годографы, которые не обязательно являются эллипсами.

В связи с разнообразием поляризационной структуры электромагнитных импульсов актуален вопрос о том, какой тип поляризации обеспечивает их наиболее эффективное воздействие на микрообъекты. В рассматриваемом случае речь идет о процессах ионизации атомов и движении электронов. Ответ вытекает из того обстоятельства, что для достаточно коротких импульсов эффективность определяется квадратом модуля электрической площади импульса $\mathbf{S_E} = \int \mathbf{E}(\mathbf{r},t)dt$. При одной и

той же величине модуля электрической напряженности $|\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|$ модуль $\mathbf{S_E}$ будет максимален, если электрическая напряженность имеет одно и то же направление во все моменты времени. Тогда годограф представляет отрезок прямой, и поляризация является линейной. Это обстоятельство оправдывает выбор линейной поляризации излучения в настоящей работе (см. соотношение (1)).

Заключение

Численное моделирование генерации полуцикловых униполярных импульсов при отражении от плазменного зеркала показало качественное согласие результатов, полученных по квазистатической модели и модели АДК. Количественные различия в амплитудах импульсов обусловлены фундаментальными различиями в описании туннельной ионизации, однако не затрагивают общую физическую картину явления.

Установлено, что ключевым параметром, определяющим форму генерируемого импульса, является толщина ионизированного слоя. В случае тонких сред формируется классический полуцикловой импульс, тогда как с увеличением толщины слоя происходит пространственно-временное суммирование вкладов от последовательных слоев плазмы, приводящее к формированию квазипрямоугольных униполярных импульсов. Эти импульсы представляют собой петагерцовые импульсы тока, что открывает перспективы их применения в качестве компактных источников сверхвысокочастотного электромагнитного излучения для устройств петагерцовой электроники.

Полученные результаты подтверждают универсальность механизма генерации униполярного излучения при отражении от плазменного зеркала и демонстрируют возможность гибкого управления формой импульса через варьирование параметров мишени. Сравнительный анализ моделей ионизации показал, что для качественного описания динамики процесса может быть использована как квазистатическая модель, так и модель ADK, что расширяет методический арсенал исследований в области аттосекундной физики и физики плазмы.

Финансирование работы

Исследования выполнены при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта 23-12-00012 (численное моделирование отражения от плазменного зеркала) и Государственным заданием ФТИ им. А.Ф. Иоффе, тема 0040-2019-0017 (численные расчеты скорости ионизации по модели ADK и статической модели и поляризационная структура малоцикловых импульсов).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] N.N. Rosanov, M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov, A.V. Pakhomov. Contemporary Physics, **64** (3), 224 (2023).
[2] Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, Р.М. Архипов. УФН, **194** (11), 1196 (2024). [N.N. Rosanov, M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov. Phys. Usp., **67** (11), 1129 (2024)].
[3] Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, Р.М. Архипов. *Терагерцовая фотоника,* под ред. В.Я. Панченко, А.П. Шкуринов (РАН, М., 2023), с. 360–393.
[4] A. Wetzels, A. Gürtler, L.D. Noordam, F. Robicheaux, C. Dinu, H.G. Muller, M.J.J. Vrakking, W.J. van der Zande. Phys. Rev. Lett., **89**, 273003 (2002).
[5] 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).
[6] X. Chai, X. Ropagnol, S.M. Raeis-Zadeh, M. Reid, S. Safavi-Naeini, T. Ozaki. Phys. Rev. Lett., **121**, 143901 (2018).
[7] N. Rosanov, D. Tumakov, M. Arkhipov, R. Arkhipov. Phys. Rev. A, **104** (6), 063101 (2021).
[8] R. Arkhipov, P. Belov, A. Pakhomov, M. Arkhipov, N. Rosanov. JOSA B, **41**, 285 (2024).
[9] R. Arkhipov, M. Arkhipov, N. Rosanov. Opt. Lett., **50**, 4914 (2025).
[10] R. Arkhipov, M. Arkhipov, N. Rosanov. JOSA B, **42** (11), 2583 (2025).
[11] M. Glazov, N. Rosanov. Phys. Rev. A, **109**, 053523 (2024).
[12] L. Qin, Z. Chen, M. Sun, J. Yan, Y. Tian, Z. Chen, Y. Wang, X. Ma, X. Yan, Y. Wang. Phys. Rev. E, **112**, 045202 (2025).
[13] H. Dang, J. Gao, H. Wu, Y. Zhang, X. Guo, L. Tong. Phys. Rev. A, **112**, 013510 (2025).
[14] L. Qin, Z. Chen, M. Sun, J. Yan, Y. Tian, Z. Chen, Y. Wang, X. Ma, X. Yan, Y. Wang. Phys. Rev. E, **112**, 045202 (2025).
[15] Ch. Pan, X. Song, Y. Cao, L. Xiong, X. Lan, S. Wang, Y. Len, Y. Pan. Laser & Photonics Rev., **19** (22), e01986 (2025).
[16] С.В. Буланов, Т.Ж. Есиркепов, М. Кандо, А.С. Пирожков, Н.Н. Розанов. УФН, **183**, 449–486 (2013). [S.V. Bulanov, T.Zh. Esirkepov, M. Kando, A.S. Pirozhkov, N.N. Rosanov. Phys. Usp., **56**, 429–464 (2013)].
[17] S. Gorelov, A. Novokovskaya, S. Bodrov, M. Sarafanova, M. Bakunov. Appl. Phys. Lett., **126**, 011104 (2025).
[18] R. Arkhipov, A. Pakhomov, O. Diachkova, M.V. Arkhipov, N. Rosanov. Opt. Lett., **50**, 6181 (2025).
[19] Л.В. Келдыш. ЖЭТФ, **47**, 1945 (1964). [L.V. Keldysh. Sov. Phys. JETP, **20**, 1307 (1965)].
[20] W.P. Leemans, C.E. Clayton, W.B. Mori, K.A. Marsh, P.K. Kaw, A. Dyson, C. Joshi, J.M. Wallace. Phys. Rev. A, **46**, 1091 (1992).
[21] А.М. Желтиков. УФН, **187**, 1169 (2017). [A.M. Zheltikov. Phys. Usp., **60**, 1087 (2017)].
[22] H.G. Roskos, M.D. Thomson, M. Kreß, T. Löffler. Laser & Photonics Rev., **1**, 349–368 (2007).
[23] М.В. Аммосов, Н.Б. Делоне, В.П. Крайнов. ЖЭТФ, **91**, 2008 (1986). [M.V. Ammosov, N.B. Delone, V.P. Krainov. Sov. Phys. JETP, **64** (6), 1191 (1986)].
[24] Н.Б. Делоне, В.П. Крайнов. УФН, **168**, 531–549 (1998). [N.B. Delone, V.P. Krainov. Phys. Usp., **41**, 469–485 (1998)].
[25] M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov, A.V. Pakhomov, I.V. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, N.N. Rosanov. Opt. Lett., **42**, 2189 (2017).
[26] C. Heide, P.D. Keathley, M.F. Kling. Nat. Rev. Phys., **6**, 648 (2024).
[27] N.N. Rosanov, S.V. Fedorov. Phys. Rev. A, **112**, 063518 (2025).