

09

## Решетки населенностей, создаваемые парой униполярных аттосекундных импульсов в трехуровневой атомарной среде

© Р.М. Архипов

Санкт-Петербургский государственный университет,  
199034 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: arkhipovrostislav@gmail.com

Поступила в редакцию 08.07.2020 г.

В окончательной редакции 08.07.2020 г.

Принята к публикации 20.07.2020 г.

Теоретически изучена возможность наведения решеток населенностей в трехуровневой резонансной среде с помощью пары униполярных аттосекундных импульсов, не перекрывающихся в среде. Показано, что результаты приближенного решения уравнения Шредингера согласуются с результатами численного решения системы уравнений для матрицы плотности трехуровневой среды, параметры которой близки к параметрам атомных паров рубидия.

**Ключевые слова:** аттосекундные импульсы, светоиндуцированные решетки.

DOI: 10.21883/OS.2020.11.50177.186-20

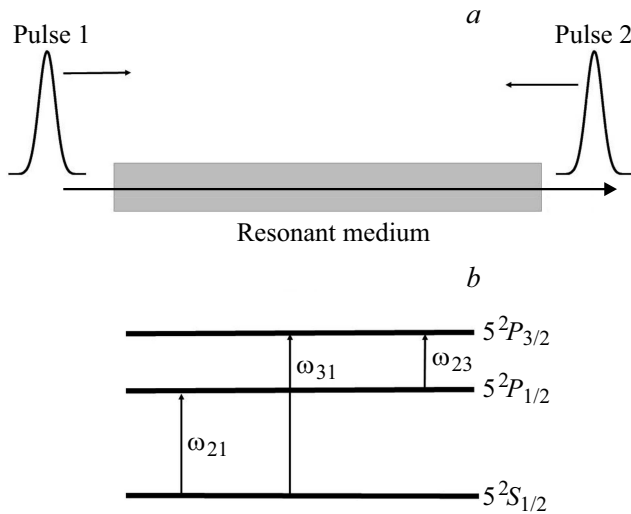
### Введение

В настоящее время экспериментально получены электромагнитные импульсы аттосекундной длительности ( $1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$ ) в экстремально ультрафиолетовом [1,2], оптическом [3–5] и рентгеновском спектральном диапазонах [6]. Они уже стали важной частью современной физики, так как с их помощью удается изучать движения электронов в атомах, молекулах и твердых телах, а также управлять этим движением [4,7]. Например, они используются для изучения динамики связанных электронов в атомах [4], в нанобъектах [8] и в туннельной микроскопии [9]. Параллельно обсуждается возможность получения униполярных субцикловых импульсов в оптике [10–12] и их применение для эффективного управления динамикой квантовых систем [13–15], ускорения заряженных частиц [16] и голографической записи [17].

Длительность аттосекундных импульсов может быть существенно меньше времен релаксации инверсии  $T_1$  и поляризации  $T_2$  среды, т.е. возможно когерентное взаимодействие импульсов с веществом [18]. При когерентном взаимодействии предельно коротких импульсов со средой они могут быстро менять населенности атомных уровней за времена порядка длительности импульса. При этом, как показано ранее, последовательность аттосекундных импульсов, не перекрывающихся в среде, может наводить в среде решетки населенностей, а в случае действия на среду трех и более импульсов появляется возможность стирания решеток и мультиплицирования их пространственной частоты [19–22]. В традиционном же подходе создание светоиндуцированных решеток происходит при интерференции двух длинных квазимонохроматических пучков, перекрывающихся в среде [23]. Такие решетки находят многочисленные применения в спектроскопии, так как дифракция пробного излучения

на них используется, например, для изучения свойств веществ и измерения их оптических характеристик [23]. Возможность создания решеток в среде с помощью пары импульсов, которые не встречаются в среде, была продемонстрирована экспериментально довольно-таки давно в случае длинных наносекундных импульсов, см. работы [24,25] и обзор [26] и цитируемую литературу. Впоследствии данная возможность была изучена теоретически в двухуровневой среде в случае биполярных одноцикловых [19–20] и униполярных субцикловых аттосекундных импульсов [21–22]. В работе [27] с помощью приближенного решения уравнения Шредингера на основе теории возмущений данный результат был обобщен на случай многоуровневых сред, возбуждаемых субцикловыми импульсами. В последующих работах [28,29] была показана возможность селективного воздействия на населенности квантовых систем с помощью последовательности униполярных аттосекундных импульсов за счет изменения задержки между ними. Данное обстоятельство открывает новые возможности в оптике, так как дает возможность управления динамикой атомных систем с помощью униполярных аттосекундных импульсов.

В настоящей работе, которая является продолжением предыдущих исследований, на основе численного решения системы уравнений для матрицы плотности рассматривается возможность наведения решеток в трехуровневой резонансной среде с помощью пары аттосекундных униполярных импульсов, не перекрывающихся в среде. Параметры трехуровневой среды близки по значениям к резонансным переходам в парах рубидия  $^{87}\text{Rb}$ . Показано, что результаты численных расчетов качественно согласуются с результатами аналитических расчетов, проведенных на основе приближенных аналитических вы-



**Рис. 1.** (а) Схема создания решеток населенностей в трехуровневой среде с помощью пары субцикловых аттосекундных импульсов, (б) схема рабочих уровней среды (в качестве примера для простоты указаны термы рубидия).

ражений, полученных ранее в [27–29] на основе теории возмущений.

### Наведение решеток населенностей с помощью пары униполярных аттосекундных импульсов в трехуровневой среде

Схема создания решеток в трехуровневой среде и конфигурация уровней среды представлены на рис. 1. Данная схема создания решеток была рассмотрена ранее в [19–22,27]. Разреженная среда из атомных паров возбуждается парой аттосекундных импульсов. Излучение считаем линейно поляризованным, с плоским волновым фронтом, распространяющимся вдоль оси  $z$ . При этом первый импульс распространяется в среде слева направо. А второй импульс распространяется в среде справа налево, спустя интервал времени короче времен релаксации в среде, и после того как первый импульс покинул среду. В такой схеме опыта импульсы не встречаются в среде и взаимодействуют со средой когерентно. Плотность атомных паров считаем малой, чтобы изменением формы импульсов при распространении можно было пренебречь.

В данной схеме опыта первый импульс оставляет после себя квантовую систему в суперпозиционном состоянии. Когерентность среды (поляризация и недиагональные элементы матрицы плотности) осциллирует на частотах резонансных переходов, причем фаза этих осцилляций зависит от координаты  $z$ . Затем второй импульс взаимодействует с наведенной поляризацией среды. Так как фаза ее осцилляций зависит от координаты  $z$ , то результат взаимодействия со вторым импульсом

будет зависеть от задержки между импульсами, т. е. в среде возникнет гармоническая решетка населенностей на каждом резонансном переходе среды [19–22,27–29].

Среда моделируется в трехуровневом приближении (рис. 1, б). Будем рассматривать D-линии рубидия с длинами волн переходов 794.766 и 780.032 nm [30]. Переход 23 считаем слабым и для простоты его дипольный момент положим равным 0.

Пусть на среду воздействует пара субцикловых униполярных импульсов гауссовой формы, имеющих в общем виде разные амплитуды и длительности  $\tau_1$  и  $\tau_2$ :

$$E(t) = E_1 \exp[-t^2/\tau_1^2] + E_2 \exp[-(t - \Delta)^2/\tau_2^2] \quad (1)$$

( $\Delta$  — задержка между импульсами). Получаемые на практике субцикловые аттосекундные импульсы содержат мощную полуволну поля одной полярности и длинный затухающий хвост противоположной полярности с малой амплитудой [3–5]. Как показывают результаты исследований [28,29], влиянием хвоста можно пренебречь, если его длина намного превосходит длину основного импульса, а амплитуда существенно меньше амплитуды униполярной полуволны. Поэтому в дальнейшем для простоты мы будем рассматривать действие на систему двух униполярных импульсов (1), а влиянием хвостов пренебрежем.

В работах [28,29] на основании приближенного решения уравнения Шредингера в первом порядке теории возмущений было получено следующее выражение для вероятности переходов под действием пары гауссовых импульсов (1):

$$W_{1k} = \frac{d_{1k}^2}{\hbar^2} S_{E_1}^2 \exp\left[-\frac{\omega_{1k}^2 \tau_1^2}{2}\right] + \frac{d_{1k}^2}{\hbar^2} S_{E_2}^2 \exp\left[-\frac{\omega_{1k}^2 \tau_2^2}{2}\right] + 2 \frac{d_{1k}^2}{\hbar^2} S_{E_1} S_{E_2} \exp[-\omega_{1k}^2 (\tau_1^2 + \tau_2^2)/4] \cos(\omega_{1k} \Delta) \quad (2)$$

( $S_{E_1}$  и  $S_{E_2}$  — электрические площади импульсов,  $S_E \equiv \int E(t) dt$ ). В случае действия на систему двух одинаковых импульсов ( $S_{E_1} = S_{E_2} = S_E$ ,  $\tau_1 = \tau_2 = \tau$ ) выражение (2) упрощается

$$w_{1k} = 2 \frac{d_{1k}^2}{\hbar^2} S_E^2 \exp\left[-\frac{\omega_{1k}^2 \tau^2}{2}\right] (1 + \cos(\omega_{1k} \Delta)). \quad (3)$$

Из (2),(3) видна периодическая зависимость вероятности переходов от задержки между импульсами. Таким образом, в случае протяженной среды пара субцикловых импульсов создает на резонансных переходах среды гармоническую решетку населенностей, глубина модуляции которой зависит от электрической площади импульса. А в случае тонкого слоя среды (единичного атома) формулы (2),(3) иллюстрируют возможности селективного воздействия на резонансные переходы в среде с помощью пары импульсов путем изменения задержки между импульсами [28,29].

Параметры модели, используемые в расчетах

|   |   |
|---|---|
| Амплитуда аттосекундных импульсов возбуждения | $E_0 = 10^7$ V/cm   |
| Длительность импульсов возбуждения            | $\tau = 500$ as   |
| Частота перехода 12<br>(длина волны перехода) | $\omega_{21} = 2.4 \cdot 10^{15}$ rad/s<br>( $\lambda_{21} = 794.766$ nm) |
| Дипольный момент перехода 12                  | $d_{12} = 7.6$ D  |
| Частота перехода 13<br>(длина волны перехода) | $\omega_{31} = 2.4 \cdot 10^{15}$ rad/s<br>( $\lambda_{31} = 780.032$ nm) |
| Дипольный момент перехода 13                  | $d_{13} = 10.7$ D   |
| Частота перехода 23                           | $\omega_{23} = 4.48 \cdot 10^{13}$ rad/s                                  |
| Дипольный момент перехода 23                  | $d_{23} = 0$ D  |

Для проверки формулы (3) нами проведены численные расчеты для трехуровневой среды, взаимодействующей с парой гауссовых импульсов (1). Взаимодействие трехуровневой среды с электрическим полем субциклоновых импульсов подчиняется следующей системе уравнений для элементов матрицы плотности, записанной без приближения меняющихся амплитуд и вращающейся волны [31]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{21} = & -i\omega_{21}\rho_{21} - i\frac{d_{12}}{\hbar} E(\rho_{22} - \rho_{11}) \\ & - i\frac{d_{13}}{\hbar} E\rho_{23} + i\frac{d_{23}}{\hbar} E\rho_{31}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{32} = & -i\omega_{23}\rho_{32} - i\frac{d_{23}}{\hbar} E(\rho_{33} - \rho_{22}) \\ & - i\frac{d_{12}}{\hbar} E\rho_{31} + i\frac{d_{13}}{\hbar} E\rho_{21}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_{31} = & -i\omega_{31}\rho_{31} - i\frac{d_{13}}{\hbar} E(\rho_{33} - \rho_{11}) \\ & - i\frac{d_{12}}{\hbar} E\rho_{32} + i\frac{d_{23}}{\hbar} E\rho_{21}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{11} = i\frac{d_{12}}{\hbar} E(\rho_{21} - \rho_{21}^*) - i\frac{d_{13}}{\hbar} E(\rho_{13} - \rho_{13}^*), \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{22} = -i\frac{d_{12}}{\hbar} E(\rho_{21} - \rho_{21}^*) - i\frac{d_{23}}{\hbar} E(\rho_{23} - \rho_{23}^*), \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_{33} = i\frac{d_{13}}{\hbar} E(\rho_{13} - \rho_{13}^*) + i\frac{d_{23}}{\hbar} E(\rho_{23} - \rho_{23}^*), \quad (9)$$

Уравнения (4)–(6) описывают эволюцию недиагональных элементов матрицы плотности  $\rho_{21}$ ,  $\rho_{32}$ ,  $\rho_{31}$ , определяющих динамику поляризации среды. Уравнения (7), (8) описывают эволюцию диагональных элементов матрицы плотности  $\rho_{11}$ ,  $\rho_{22}$ ,  $\rho_{33}$ , имеющих смысл населенностей 1-го, 2-го и 3-го состояний среды соответственно. Остальные параметры:  $d_{12}$ ,  $d_{13}$ ,  $d_{23}$  — дипольные моменты переходов,  $\omega_{21}$ ,  $\omega_{23}$ ,  $\omega_{31}$  — частоты переходов  $\hbar$  — приведенная постоянная Планка.

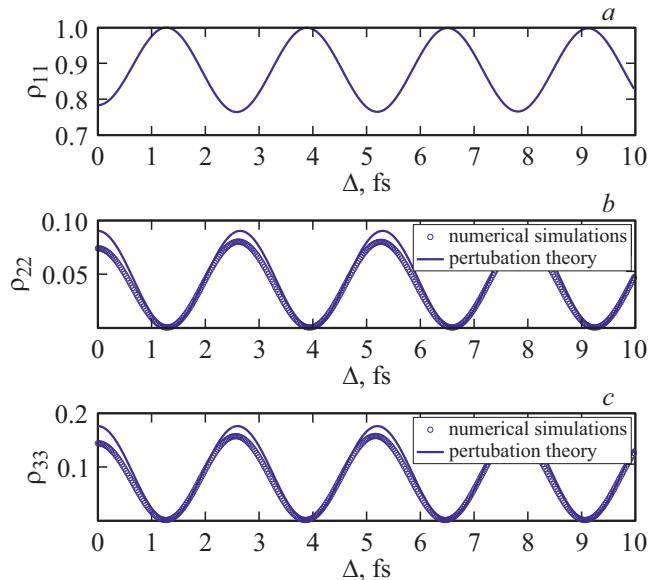
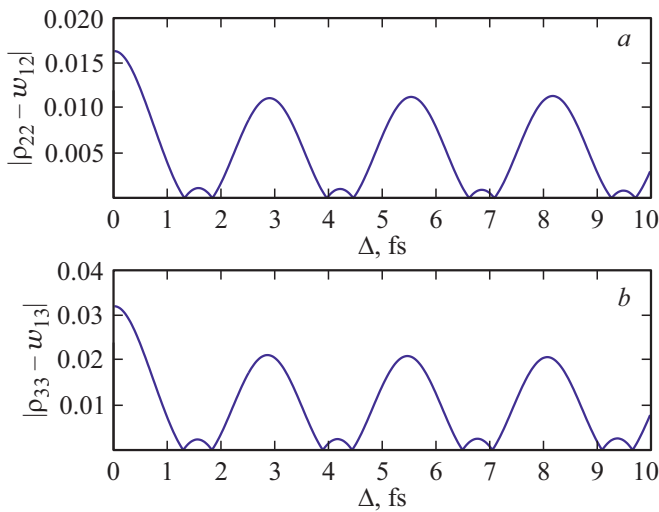


Рис. 2. Зависимости населенности уровней  $\rho_{11}$ ,  $\rho_{22}$ ,  $\rho_{33}$  от задержки между импульсами  $\Delta$ . Кружками показаны результаты, полученные на основании численного решения системы уравнений (4)–(9), сплошная линия иллюстрирует значения, рассчитанные аналитически с помощью теории возмущений по формуле (2).

Релаксационными членами пренебрегаем ввиду малой длительности импульсов.

Для каждого значения задержки  $\Delta$  между импульсами из заданного интервала система уравнений (4)–(9) интегрировалась численно при значениях параметров задачи, приведенных в таблице, и запоминалось значение населенностей каждого уровня после окончания действия импульсов. Длительность импульсов возбуждения принималась равной 500 as, что близко к экспериментально достижимым значениям [4].

Рис. 2 иллюстрирует зависимости населенностей уровней  $\rho_{11}$ ,  $\rho_{22}$ ,  $\rho_{33}$  как функции задержки  $\Delta$ , рассчитанные с помощью численного решения системы уравнений (4)–



**Рис. 3.** Зависимости абсолютной величины разницы между значениями населенности 2-го  $|\rho_{22} - w_{12}|$  (a) и 3-го уровня  $|\rho_{33} - w_{13}|$  (b) от задержки между импульсами  $\Delta$ , рассчитанные численно и аналитически по формуле (2).

(9) (кружки), и значения населенностей, полученные аналитически (сплошная линия) по теории возмущений с помощью формулы (2). Видна гармоническая зависимость населенностей уровней от задержки между импульсами, что говорит о создании периодических решеток населенностей в случае протяженной среды. В случае тонкого слоя среды (единичного атома) данный результат показывает возможность селективного воздействия (возбуждения–девозбуждения) квантовых переходов среды с помощью изменения задержки между импульсами [28,29]. Данная ситуация имеет аналогию в классической механике, когда колебаниями качающихся качелей (маятника) можно управлять с помощью короткого толчка (в зависимости от фазы их колебаний толчком можно, например, либо остановить качели, либо, наоборот, раскачать их сильнее). В нашем случае первый субцикловый импульс оставляет после себя систему в суперпозиционном состоянии, и когерентность среды осциллирует на частотах переходов. А второй импульс в зависимости от задержки может управлять осцилляциями этой когерентности, тем самым управляя населенностями квантовых переходов среды.

Также из рис. 2 видно, что результаты численного расчета неплохо согласуются с результатами вычислений, полученными на основе приближенной аналитической формулы (2).

Рис. 3 иллюстрирует разницу между значениями  $|\rho_{22} - w_{12}|$  и  $|\rho_{33} - w_{13}|$ , полученными на основе численного расчета и с помощью аналитического выражения (2). Видно, что разница между результатами, полученными аналитически и численно, составляет порядка 1–2%.

## Заключение

В работе на основании численного решения системы уравнений для матрицы плотности трехуровневой системы показана возможность создания гармонических решеток населенностей с помощью пары субцикловых аттосекундных импульсов, не перекрывающихся в протяженной среде. Частоты переходов и дипольные моменты трехуровневой среды близки по значениям к параметрам паров рубидия  $^{87}\text{Rb}$ . Показано, что результаты численного расчета неплохо согласуются с результатами, полученными аналитически на основе приближенного решения уравнения Шредингера в первом порядке теории возмущений. Отклонения в значении населенностей, полученные численно и аналитически, составляют порядка 1%.

В случае тонкого слоя среды (единичного атома) данные результаты показывают возможность селективного воздействия на квантовые переходы в среде с помощью изменения задержки между импульсами.

Исследованный эффект может использоваться для сверхбыстрого управления свойствами сред с помощью аттосекундных импульсов [19–22,27–29]. Дифракция пробного излучения на индуцированных решетках населенностей может быть использована для измерения времени релаксации поляризации среды [25]. Также изученные решетки могут найти применение в голографии с помощью субцикловых импульсов без взаимной когерентности между опорным и предметным пучками [17].

## Благодарности

Автор выражает благодарность своим коллегам М.В. Архипову и Н.Н. Розанову за полезные обсуждения и ценные замечания, способствовавшие улучшению данной работы.

## Финансирование работы

Исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-72-00012.

## Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Krausz F., Ivanov M. // Rev. Mod. Phys. 2009. V. 81. P. 163.
- [2] Calegari F. et al. // J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Physics. 2016. V. 49. N 6. P. 062001.
- [3] Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J. // Nature Photon. 2012. V. 6. P. 304.
- [4] Hassan M.T., Luu T.T., Moulet A., Raskazovskaya O. et al. // Nature. 2016. V. 530. P. 66.
- [5] Xu J., Shen B., Zhang X. et al. // Sci. Rep. 2018. V. 8. P. 2669.

- [6] Mak A., Shamuilov G., Sal ?en P., Dunning D., Hebling J., Kida Y., Kinjo R., McNeil B.W., Tanaka T., Thompson N. et al. // Reports on Progress in Physics. 2019. V. 82. P. 025901.
- [7] Ramasesh K., Leone S.R., Neumark D.M. // Annu. Rev. Phys. Chem. 2016. V. 67. P. 41.
- [8] Krüger M., Lemell C., Wachter G., Burgdörfer J., Hommelhoff P. // J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Physics. 2018. V. 51. N 17. P. 172001.
- [9] Garg M., Kern K. // Science. 2020. V. 367. N 6476. P. 411–415.
- [10] 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. 388–400; Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Babushkin I., Tolmachev Yu.A., Rosanov N.N. // JETP Lett. 2017. V. 105. N 6. P. 408–418.
- [11] Архипов Р.М., Архипов М.В., Шимко А.А., Пахомов А.В., Розанов Н.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. № 10. С. 9-20; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Shimko A.A., Pakhomov A.V., Rosanov N.N. // JETP Lett. 2019. V. 110. N 1. P. 15–24.
- [12] Архипов Р.М., Архипов М.В., Розанов Н.Н. // Квант. электрон. 2020, 50(9), С. 801–815; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Rosanov N.N. // Quantum Electron. 2020, 50(9), P. 801–815.
- [13] Chai X., Ropagnol X., Raeis-Zadeh S.M., Reid M., Safavi-Naeini S., Ozaki T. // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. N 14. P. 143901.
- [14] Розанов Н.Н. // Опт. и спектр. 2018. Т. 124. № 1. С. 75–77; Rosanov N.N. // Opt. Spectr. 2018. V. 124. № T1. P. 72–74.
- [15] Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N. // Opt. Lett. 2019. V. 44. N 5. P. 1202.
- [16] Розанов Н.Н., Высотина Н.В. // ЖЭТФ. 2020. Т. 157. № 1. С. 63–66; Rosanov N.N., Vysotin N.V. // JETP. 2020. V. 130. N 1. P. 52–55.
- [17] Архипов Р.М., Архипов М.В., Розанов Н.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. В. 9. С. 586 – 590; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Rosanov N.N. // JETP Lett. 2020. V. 111. N 9. P. 484–488.
- [18] Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1978; Allen L., Eberly J.H. Optical resonance and two-level atoms. NY.: Wiley, 1975.
- [19] Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I.V., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N. // Opt. Lett. 2016. V. 41. P. 4983.
- [20] Arkhipov R.M., Pakhomov A.V., Arkhipov M.V., Babushkin I., Demircan A., Morgner U., Rosanov N.N. // Sci. Rep. 2017. V. 7(1). P. 12467.
- [21] Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Бабушкин И., Розанов Н.Н. // Квант. электрон. 2017. Т. 47. № 7. С. 589; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushki I., Pakhomov A.V., Rosanov N.N. // Quantum Electronics. 2017. V 47. N 7. P. 589.
- [22] Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Pakhomov A.V., Babushkin I., Rosanov N.N. // Las. Phys. Lett. 2017. V. 14. N 9. P. 1.
- [23] Eichler H.J., Günter P., Pohl D.W. Laser-Induced Dynamic Gratings. Berlin, Heidelberg, NY., Tokyo: Springer-Verlag, 1981.
- [24] Abella I.D., Kurnit N.A., Hartmann S.R. // Phys. Rev. 1966. V. 141. P. 391.
- [25] Штырков Е.И., Лобков В.С., Ярмухаметов Н.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27. № 12. С. 685; Shtyrko E.I., Lobkov V.S., Yarmukhametov N.G. // JETP Lett. 1978. V. 27. N 12. P. 648 (1978).
- [26] Штырков Е.И. // Опт. и спектр. 2013. Т. 114. № 1. С. 105; Shtyrkov E.I. // Opt. Spectrosc. 2013. V. 114. N 1. P. 96.
- [27] Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Розанов Н.Н. // Квант. электрон. 2019. Т. 49. С. 958; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Pakhomov A.V., Rosanov N.N. // Quantum Electronics. 2019. V. 49. P. 958.
- [28] Архипов Р.М., Архипов М.В., Пахомов А.В., Розанов Н.Н. // Опт. и спектр. 2020. Т. 128. С. 106; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Pakhomov A.V., Rosanov N.N. // Opt. Spectrosc. 2020. V. 128. P. 102.
- [29] Arkhipov R., Pakhomov A., Arkhipov M., Demircan A., Morgner U., Rosanov N., Babushkin I. // Optics Express. 2020. V. 28. N 11. P. 17020–17034.
- [30] Steck D.A., <http://steck.us/alkalidata> (revision 2.1.1) (2009).
- [31] Розанов Н.Н. Диссипативные оптические солитоны от микро- к нано- и атто-. М.: Физматлит, 2011.