Письма в ЖЭТФ, том 111, вып. 9, с. 586 – 590 © 2020 г. 10 мая

О возможности голографической записи в отсутствие взаимной когерентности опорного и предметного пучков

Р. М. Архипов[+*×1)], *М. В. Архипов*[+1)], *Н. Н. Розанов*[*×1)]

[+] *Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 С.-Петербург, Россия*

[*] *Университет ИТМО, 197101 С.-Петербург, Россия*

[×] *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 2 апреля 2020 г.
После переработки 10 апреля 2020 г.
Принята к публикации 10 апреля 2020 г.

Для голографической записи волнового поля объекта используется интерференционная картина, создаваемая опорной волной и волной, рассеянной объектом. Необходимым в традиционной голографии является требование взаимной когерентности опорного и предметного пучков. Однако, как показано в данной заметке, осуществить голографическую запись информации об объекте можно и без когерентности между ними, даже воспользовавшись излучением от разных источников. Подобная запись может быть осуществлена с применением импульсов субциклового или униполярного излучения, когда в качестве записывающей среды используется резонансная среда с большим временем фазовой памяти T_2. В таком случае в среде регистрируется картина интерференции отраженного от объекта субциклового или униполярного импульса с волной поляризации среды, созданной таким же коротким импульсом. Когерентность обеспечивается волной поляризации, которая при взаимодействии с отраженным от объекта излучением наведет в среде решетку заселенностей. Эта решетка будет повторять картину интерференции в аналогичном голографическом процессе с монохроматическим источником с длиной волны, равной длине волны резонансного перехода в среде.

DOI: 10.31857/S1234567820090025

Регистрация информации об объекте оптическими методами возможна разными способами. В обычном фотоаппарате регистрируется лишь пространственное распределение интенсивности света в изображении. В середине прошлого века Габором [1] был предложен двухступенчатый метод получения оптического изображения, названный голографией. Согласно [1], в среде записывается картина интерференции рассеянного объектом излучения с когерентной ей опорной волной. Поскольку в интерференционной картине присутствует информация не только об интенсивности, но и о фазе рассеянной волны, голограмма позволяет при ее освещении исходной опорной волной получить копию волны, рассеянной объектом. Для данной концепции голографии существенна взаимная когерентность опорной волны с волной, рассеянной объектом в месте регистрации голограммы. Поэтому первые качественные голограммы появились лишь после появления лазеров, обладающих большой длиной когерентности излучения (эксперименты Лейта и Упатниекса в наклонных пучках [2], схема Денисюка во встречных пучках [3]). С тех пор были разработаны схемы записи не только стационарных объектов, но и быстро изменяющих свои параметры [4–6], предложены различные среды для регистрации голограмм [6]. Голограммы могут быть как стационарные, получаемые, например, в фотографическом процессе, так и нестационарные, которые возникают в результате нелинейного воздействия света на вещество, а затем исчезают после окончания воздействия света [7].

Во всех вариантах современной голографии используется интерференция света, для которой необходима взаимная когерентность опорного и предметного пучков. Еще раз отметим, что монохроматическое и импульсное квазимонохроматическое лазерное излучение используется для создания в различных веществах пространственных решеток поглощения и преломления в средах при интерференции двух и более пучков света.

Так ли необходима когерентность опорного и предметного пучков и их одномоментное перекрытие в регистрирующей среде?

Уже сравнительно давно был осознан тот факт, что создание решеток заселенностей, получение мо-

[1)] e-mail: arkhipovrostislav@gmail.com; m.arkhipov@spbu.ru; nnrosanov@mail.ru

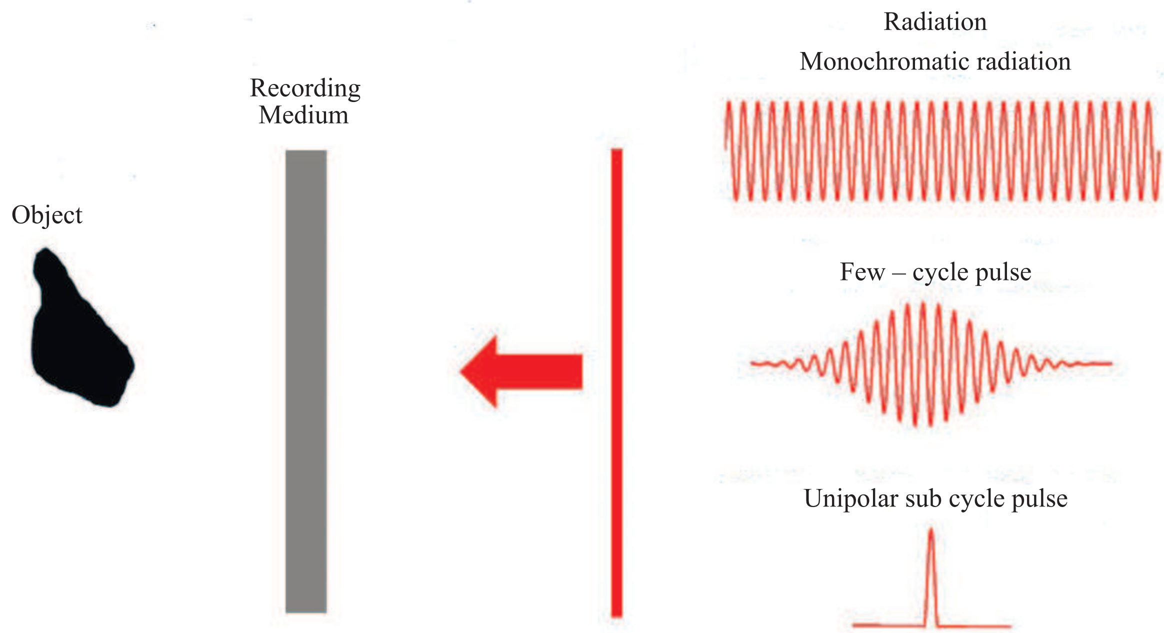

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема записи голограммы

дуляции поглощения и преломления в веществе может происходить и *без одномоментного перекрытия лазерных пучков в среде.* Этот эффект был продемонстрирован в экспериментах по наблюдению фотонного эха [8, 9]. Также этот способ создания решеток был предложен для так называемой эхоголографии – методе записи и восстановления волновых фронтов, когда объектный, опорный и сигнальный лучи проходят через среду, но одномоментно не перекрываются в ней, который предложен Штырковым и Самарцевым в [10] и развит в дальнейших работах [11–16]. Детальный обзор достигнутых в этом направлении результатов представлен в [17] и цитируемой литературе. В эхо-голографии необходимо, чтобы взаимодействие импульсов со средой было когерентным, т.е. длительность импульсов и промежуток времени между приходом их в область регистрации был бы значительно меньше времени релаксации поляризации T_2 среды. Однако в упомянутых работах требовалась когерентность между опорной и предметной волной, хотя они и были разнесены настолько, что не могли непосредственно интерферировать друг с другом.

Рассмотрим физический механизм создания решеток без непосредственной интерференции волн [8, 9]. Он связан с взаимодействием падающего импульса с волной макроскопической поляризации среды, наведенной в среде предыдущим импульсом. Наведение когерентности в многоуровневой среде широкополосными предельно короткими импульсами при исследовании разновидностей фотонного эха обсуждалось в работах [18–23]. А возможность наведения решеток с помощью последовательности аттосекундных импульсов, как биполярных одноцикловых, так и униполярных субцикловых изучалась как в двухуровневых средах [24–27], так и в многоуровневых средах [28, 29]. Такой подход открывает новые возможности получения информации с предельным временным разрешением в интерферометрических и голографических экспериментах и, как покажем ниже, не требует когерентности опорного и предметного пучков в обычном понимании.

В качестве примера разберем схему записи волнового поля во встречных пучках. На рисунке 1 показаны отражающий излучение объект, среда, где будет фиксироваться картина интерференции опорного и предметного импульса, и три варианта плоской волны. В первом случае традиционной голографии объект освещается монохроматической волной, он должен быть неподвижен, иначе произойдет размывание интерференционной картины, и двойное расстояние от объекта до среды, где происходит запись, должно быть меньше длины когерентности в излучении.

Если объект освещается коротким световым импульсом, содержащим много циклов колебаний, то требование перекрытия импульсов в среде накладывает дополнительное ограничение на удаленность объекта и "глубину сцены" объекта. Для коротких импульсов, как мы уже отмечали, можно избежать ограничений на длительность импульса, если обойтись без перекрытия лазерных пучков в среде – без одномоментного присутствия опорного и предметного пучка в регистрирующей среде, если воспользоваться волной поляризации в среде, которую создаст падающий импульс. Но при этом останется требование на неподвижность объекта – его смещение за время экспозиции не должно сильно смещать частоту излучения и положение полос интерференции. Решить эту проблему может радикальное сокращение длительности вплоть до одноцикловых, субцикловых и униполярных импульсов. В настоящий момент уже доступны субцикловые аттосекундные импульсы в оптическом диапазоне частот [30–32], а также субцикловые импульсы в ТГц диапазоне частот [33–37]. Проблема получения униполярного света и его применение для эффективного воздействия на микрообъекты активно обсуждается в литературе, см. обзоры [38, 39] и цитируемую литературу. Используя униполярные субцикловые импульсы, мы разрешим противоречие, существующее в обычной интерферометрии и голографии, где для высокого контраста полос и большой глубины сцены необходимо иметь монохроматический свет, а для разрешения во времени нам нужны в пределе практически немонохроматические импульсы, которые обладают широким спектром и малой длительностью. Мы уходим от прямой интерференции световых пучков, они не перекрываются одномоментно в среде, поэтому длительность импульса не важна. При этом высокая монохроматичность у нас фактически остается и передается в волну поляризации материи, ибо она свободно осциллирует на собственной частоте в течение времени T_2. И с ней уже может взаимодействовать очень короткий импульс. Причем чем он короче, тем "точнее" будет его действие.

В предельном случае униполярного импульса пропадают ограничения, связанные со скоростью движения отражающей поверхности объекта, так как отраженный униполярный импульс лишь изменит свою полярность, а эффект Доплера сократит или увеличит его длительность. В свою очередь, зафиксированная в среде картина останется стационарной в течение времени фазовой памяти T_2 среды (отметим, ее можно будет скопировать на стационарный носитель). Отметим, что идея применения интерференции волн поляризации с субцикловыми и униполярными импульсами позволяет, по нашему мнению, достичь предельного временного разрешения в интерферометрических и голографических схемах. Понятно, что для субцикловых и униполярных импульсов такие понятия, как взаимная когерентность, длина когерентности, по существу, не вполне применимы и лишены того смысла, который они имеют для многоцикловых световых полей. Так, если у нас есть два источника униполярных импульсов, их излучение можно использовать независимо для создания опорного и предметного пучка. В обычной голографии использование двух разных лазеров в таких целях практически невозможно.

Создание стационарных решеток двумя униполярными короткими импульсами вытекает из рассмотрения их действия на двухуровневую [24–27] и многоуровневую среду, которое было сделано в работах [28, 29]. Так, согласно [40], вероятность перехода системы из основного состояния в k-е возбужденные в первом порядке теории возмущений вычисляется по формуле:

$$w_{1k} = \frac{1}{\hbar^2}\left|\int V_{1k}e^{i\omega_{1k}t}dt\right|^2. \tag{1}$$

Здесь ω_{1k} – частота перехода, d_{1k} – дипольный момент перехода, $V_{1k} = -d_{1k}E(t)$, $E(t)$ – электрическое поле импульсов, $\hbar$ – приведенная постоянная Планка.

Пусть на систему воздействует пара униполярных импульсов гауссовой формы, имеющих в общем виде разные амплитуды и длительности τ_1 и τ_2:

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

(Δ – задержка между импульсами). Тогда из (1) имеем [29]:

$$w_{1k} = \frac{d_{1k}^2}{\hbar^2}S_{E1}^2\exp\left[-\frac{\omega_{1k}^2\tau_1^2}{2}\right] + \frac{d_{1k}^2}{\hbar^2}S_{E2}^2\exp\left[-\frac{\omega_{1k}^2\tau_2^2}{2}\right] +$$

$$+ 2\frac{d_{1k}^2}{\hbar^2}S_{E1}S_{E2}\exp[-\omega_{1k}^2(\tau_1^2+\tau_2^2)/4]\cos(\omega_{1k}\Delta) \tag{3}$$

(S_{E1} и S_{E2} – электрические площади импульсов, $S_E \equiv \int E(t)dt$). Если длительность импульса короче периода резонасного перехода среды ($\omega_{1k}\tau_{1,2} \ll 1$), то экспоненты в (3) можно считать равными 1. Тогда для вероятности перехода имеем

$$w_{1k} = \frac{d_{1k}^2}{\hbar^2}(S_{E1}^2 + S_{E2}^2 + 2S_{E1}S_{E2}\cos\omega_{1k}\Delta). \tag{4}$$

В указанном приближении формула (4) представляет собой выражение для вероятности перехода системы под действием пары дельтаобразных импульсов. Отметим, что вывод данных выражений (3)–(4) основан на теории возмущения, когда амплитуда падающего поля считается слабой, что позволяет не учитывать ионизацию. Из (3)–(4) видно, что и в случае возбуждения системы парой униполярных импульсов результат воздействия определяется электрической площадью импульсов и задержкой между ними. Если импульсы распространяются навстречу друг другу в протяженной среде с малой концентрацией частиц, то данная формула может быть интерпретирована как наведение гармонической решетки заселенностей в резонансной среде, которая будет совпадать с интерференционной картиной, создаваемой двумя когерентными монохроматическими источниками с частотой ω_{1k} и разностью хода Δ. Численные оценки по формуле (3) дают максимальное значение вероятности $w_{1k} \sim 0.1$ при $\tau_1 = \tau_2 = 100$ ас, $E_1 = E_2 = 2 \cdot 10^7$ В/см, $\omega_{1k} = 1.9 \cdot 10^{15}$ рад/с, $d_{1k} = 15$ Д.

Таким образом, разности заселенностей в системе резонансных уровней повторяют картину интерференции, которая возникла бы в аналогичной стационарной голографической схеме с использованием соответствующего когерентного монохроматического источника. А в ситуации с субцикловыми униполярными импульсами для ее получения не требуется когерентность между опорным и предметным пучком.

Отметим, что, если в традиционной голографии не требуется высокая когерентность среды, а требуется высокая когерентность излучения, то в рассмотренной нами ситуации все наоборот. Для среды необходима когерентность (большое значение времени релаксации поляризации T_2 резонансных переходов), при отсутствии когерентности у излучения в привычном понимании этого термина.

Таким образом, в работе показано, что при использовании униполярных субцикловых импульсов и резонансных сред с большим временем релаксации T_2, возможна реализация голографии со сверхвысоким временным разрешением при отсутствии когерентности между опорным и предметным пучками. Сокращение длительности вплоть до субцикловой не является чисто инженерно-техническим решением, позволяющим автоматически получить высокое временное разрешение в голографической записи, а подразумевает совсем иную физику процесса записи информации.

Для практической реализации необходимо использование сред с большими значениями времен фазовой памяти T_2. К ним относятся различные газы и пары щелочных металлов (натрий, рубидий и т.д.), в которых значение времени T_2 лежит в наносекундном диапазоне. Именно в них когерентные явления хорошо изучены [41]. Также следует отметить и квантовые точки, значения времен релаксации в которых может достигать десятков – сотен наносекунд при низких температурах [42]. Следует также отметить кристаллы, содержащие примесные редкоземельные ионы, в которых время фазовой релаксации при низких температурах может достигать рекордных величин – от нескольких секунд до нескольких часов [43].

Исследование Р. М. Архипова в части применения униполярных импульсов для сверхбыстого управления решетками населенностей в резонансной среде выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект # 19-72-00012). Проблема получения и применения униполярных импульсов света в голографии поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 20-32-70049). Исследования М. В. Архипова поддержаны грантом Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 20-02-00872 А).

1. D. Gabor, Nature **161**, 777 (1948).
2. E. N. Leith and J. Upatnieks, J. Opt. Soc. Amer. **52**, 1123 (1962).
3. Ю. Н. Денисюк, Оптика и спектроскопия **15**, 522 (1963).
4. Ю. И. Островский, *Голография*, Наука, Л. (1970).
5. Ю. И. Островский, М. М. Бутусов, Г. В. Островская, *Голографическая интерферометрия*, Наука, М. (1977).
6. R. Collier, C. Burckhardt, and L. Lin, *Optical holography*, Academic Press, N.Y. (1971).
7. H. J. Eichler, P. Günter, and D. W. Pohl, *Laser-Induced Dynamic Gratings*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, N.Y., Tokyo (1981).
8. I. D. Abella, N. A. Kurnit, and S. R. Hartmann, Phys. Rev. **141**, 391 (1966).
9. Е. И. Штырков, В. С. Лобков, Н. Г. Ярмухаметов, Письма в ЖЭТФ **27**, 685 (1978) [E. I. Shtyrkov, V. S. Lobkov, N. G. Yarmukhametov, JETP Lett. **27**, 648 (1978)].
10. Е. И. Штырков, В. В. Самарцев, *Резонансная динамическая голография и оптическое сверхизлучение*, в кн. *Электромагнитное сверхизлучение*, КФ АН СССР, Казань (1975), с. 398.
11. В. В. Самарцев, Е. И. Штырков, ФТТ **18**, 3140 (1976).
12. Е. И. Штырков, В. В. Самарцев, Оптика и спектроскопия **40**, 392 (1976).
13. E. I. Shtyrkov and V. V. Samartsev, Physics Status Solidi (a) **45**, 647 (1978).
14. L. A. Nefediev and V. V. Samartsev, Physics Status Solidi (a) **88**, 631 (1985).
15. Л. А. Нефедьев, Изв. АН СССР. Сер. Физ. **50**, 1551 (1986).
16. Л. А. Нефедьев, В. В. Самарцев, Оптика и спектроскопия **62**, 701 (1987).

17. Е. И. Штырков, Оптика и спектроскопия **114**, 105 (2013) [E. I. Shtyrkov, Optics and Spectroscopy **114**, 96 (2013)].
18. А. Ю. Пархоменко, С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **67,** 887 (1998) [A. Yu. Parkhomenko and S. V. Sazonov, JETP Lett. 6**7,** 934 (1998)].
19. А. Ю. Пархоменко, С. В. Сазонов, Оптика и спектроскопия **90**, 788 (2001) [A. Yu. Parkhomenko and S. V. Sazonov, Optics and Spectroscopy **90**, 707 (2001)].
20. С. В. Сазонов, Оптика и спектроскопия **94**, 453 (2003) [S. V. Sazonov, Optics and Spectroscopy **94**, 400 (2003)].
21. С. В. Сазонов, А. Ф. Соболевский, ЖЭТФ **123**, 919 (2003) [S. V. Sazonov and A. F. Sobolevskii, JETP **96**, 807 (2003)].
22. Н. В. Знаменский, С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **85**, 440 (2007) [N. V. Znamenskii and S. V. Sazonov, JETP Lett. **85**, 358 (2007)].
23. Н. В. Знаменский, С. В. Сазонов, Оптика и спектроскопия **104**, 415 (2008) [N. V. Znamenskii and S. V. Sazonov, Optics and Spectroscopy **104**, 378 (2008)].
24. R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, and N. N. Rosanov, Opt. Lett. **41**, 4983 (2016).
25. R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, and N. N. Rosanov, Sci. Rep. **7**, 12467 (2017).
26. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. В. Пахомов, И. Бабушкин, Н. Н. Розанов, Квантовая электроника **47**, 589 (2017) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, I. Babushkin, A. V. Pakhomov, and N. N. Rosanov, Quantum Electronics **47**, 589 (2017)].
27. R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. V. Pakhomov, I. Babushkin, and N. N. Rosanov, Las. Phys. Lett. **14**, 095402 (2017).
28. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов, Квантовая электоника **49**, 958 (2019) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. V. Pakhomov, and N. N. Rosanov, Quantum Electronics **49**, 958 (2019)].
29. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов, Оптика и спектроскопия **128**, 106 (2020) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. V. Pakhomov, and N. N. Rosanov, Optics and Spectroscopy **128**, 102 (2020)].
30. H.-C. Wu and J. Meyer-ter-Vehn, Nat. Photonics **6**, 304 (2012).
31. M. T. Hassan, T. T. Luu, A. Moulet, O. Raskazovskaya, P. Zhokhov, M. Garg, N. Karpowicz, A. M. Zheltikov, V. Pervak, F. Krausz, and E. Goulielmakis, Nature **530**, 66 (2016).
32. J. Xu, B. Shen, X. Zhang, P. Zhokhov, Y. Shi, L. Ji, L. Zhang, T. Xu, W. Wang, X. Zhao, and Z. Xu, Sci. Rep. **8**, 2669 (2018).
33. K. Reiman, Rep. Prog. Phys. **70**, 1597 (2007).
34. H. G. Roskos, M. D. Thomson, M. Kress, and T. Loeffler, Laser Photonics Rev. **1**, 349 (2007).
35. Y. Gao, T. Drake, Z. Chen, and M. F. DeCamp, Opt. Lett. **33**, 2776 (2008).
36. P. A. Obraztsov, T. Kaplas, S. V. Garnov, M. Kuwata-Gonokami, A. N. Obraztsov, and Y. P. Svirko, Sci. Rep. **4**, 4007 (2014).
37. E. A. Ponomareva, S. A. Stumpf, A. N. Tcypkin, and S. A. Kozlov, Opt. Lett. **44**, 5485 (2019).
38. Р. М. Архипов, А. В. Пахомов, М. В. Архипов, И. Бабушкин, Ю. А. Толмачев, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **105**, 388 (2017) [R. M. Arkhipov, A. V. Pakhomov, M. V. Arkhipov, I. Babushkin, and Yu. A. Tolmachev, JETP Lett. **105**, 408 (2017)].
39. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. А. Шимко, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **110**, 9 (2019) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. A. Shimko, and N. N. Rosanov, JETP Lett. **110**, 15 (2019)].
40. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Наука, М. (1989) [L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Quantum mechanics*, Pergamon, Oxford (1974)].
41. Л. Аллен, Дж. Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, Мир, М. (1978) [L. Allen and J. H. Eberly, *Optical resonance and two-level atoms*, Wiley, N.Y. (1975).
42. M. Bayer and A. Forchel, Phys. Rev. B **65**, 041308 (2002).
43. W. R. Babbit and T. Mossberg, Opt. Commun. **65**, 185 (1988).