Эффект Тальбота на основе индуцированной рамановской решетки

В.Г. Архипкин, С.А. Мысливец, П.С. Панкин, И.В. Тимофеев
Институт Физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН,
ФГАОУ ВПО «Сибирский федеральный университет»
avg@iph.krasn.ru

Теоретически изучается эффект Тальбота (ЭТ) на индуцированной рамановской решетке, основанной на пространственной модуляции рамановского усиления в среде. Обсуждаются особенности целого и дробного ЭТ. Показано, что интенсивность дифракционных изображений может возрастать за счет рамановского усиления в решетке. Установлено, что вблизи плоскостей Тальбота существуют плоскости, в которых дифракционные картины пространственно локализуются сильнее, а их интенсивность становится больше. Результаты расширяют возможности применения ЭТ в различных приложениях.

Под эффектом Тальбота понимают многообразие проявлений полного или частичного воспроизведения изображений периодических решеток без использования линз [1] (изображения Тальбота). Самоизображения наблюдаются при дифракции Френеля в ближнем поле и повторяются вдоль направления освещения в плоскостях $z_m = mZ_T$ с периодом $Z_T = 2\Lambda^2/\lambda$, который называют длиной Тальбота (m – целое положительное число, Λ – период решетки, λ – длина волны). На расстояниях $z=(p/q)Z_T$, где (p/q – рациональная дробь) дифракционная картина подобна исходной решетке, но ее период отличается от периода решетки (дробный ЭТ). Соответствующие изображения также называют Френелевскими изображениями [2]. Все эти проявления имеют единую природу и возникают в результате интерференции дифрагированных волн в ближнем поле.

Эффект Тальбота известен более 180 лет [3], однако до сих пор представляет большой интерес в различных областях физики и играет важную роль в научных и практических приложениях. Например, при обработке и синтезе изображений, для фотолитографии, оптической метрологии и спектрометрии [1], в электронной оптике и микроскопии [4], рентгеновской фазовой томографии [5] и др. Недавно продемонстрирован нелинейный ЭТ на основе нелинейных фотонных кристаллов [6], где самоизображение формируется генерируемыми волнами второй гармоники вместо основного входного пучка. Обзор, посвященный последним достижениям в области исследования ЭТ и его применениям, приведен в работе [7].

В большинстве существующих работ решетка обычно является реальной (материальной). Недавно предложен ЭТ с использованием электромагнитно-индуцированной решетки (ЕИР) [8–10], основанной на явлении электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [11] Такая индуцированная решетка приводит к самоизображениям, которые называют электромагнитно-индуцированным ЭТ (ЭИЭТ). В отличие от обычных решеток, в такой структуре можно просто контролировать и управлять различными экспериментальными параметрами, чтобы получить оптимальную конфигурацию для желаемых применений. В работе [12] предложена схема атомной визуализации, основанная на двухфотонном ЭИЭТ второго порядка. Схема формирования изображения без линз на основе на электромагнитной индуцированной голографической визуализации, предлагается в [13].

В данной работе рассматривается другой тип ЭИР на основе индуцированной рамановской решетки (ИРР) в атомной среде [14-16]. Такая решетка возникает при рамановском взаимодействии пробного (рамановского) поля со стоячей волной накачки в атомной среде. В отличие от ЭИР на основе ЭИП, где пространственно модулируется поглощение, ИРР основана на пространственной модуляции рамановского (комбинационного) усиления пробной волны в поле стоячей волны накачки. ИРР может работать как дифракционная решетка, когда пробное поле распространяется перпендикулярно стоячей волне, и здесь интенсивность дифрагированного поля в дальней зоне усиливается при определенных условиях [17]. Мы демонстрируем особенности целочисленного и дробного ЭТ на одномерной ИРР. Показано, что интенсивность поля в плоскостях Тальбота может существенно превышать таковую на входе решетки. Полученные результаты расширяют возможности различных приложений ЭТ и могут представлять интерес для фотолитографии.

Рассмотрим среду, состоящую из ансамбля трехуровневых атомов с двумя метастабильными нижними состояниями $|0\rangle$ и $|2\rangle$ (Рис. 1a). Атомы исходно приготовлены в состоянии $|0\rangle$. Слабое пробное поле с угловой частотой ω_2 взаимодействует со стоячей волной накачки с угловой частотой ω_1. В случае одномерной решетки поле накачки формируется двумя лазерными пучками, которые распространяются под углом 2θ симметрично относительно направления *z*. В области пересечения в результате интерференции создается стоячая волна вдоль направления x с пространственным периодом $\Lambda=\lambda_1/[2\sin\theta]$, зависящим от угла θ (рис. 1b). Пробное поле распространяется вдоль направления *z* нормально к стоячей волне.

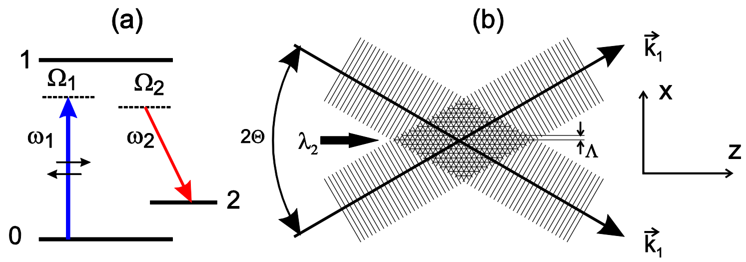

Рис.1. *a*) Энергетические уровни атомной среды, в которой наводится решетка. *b*) Конфигурация лазерных пучков, формирующих стоячую волну накачки.

В приближении тонкой решетки [18] пробное поле на выходной грани атомной среды z=L можно представить в виде

$$E_2(x,L)=E_2(L=0)\exp(-k_2\chi_2^{''}L/2)\exp(ik_2\chi_2^{'}L/2) \tag{1}$$

Здесь L – длина среды, $k_2=\omega_2/c$, $\chi_2'=\mathrm{Re}(\chi_2)$, $\chi_2''=\mathrm{Im}(\chi_2)$.

$$\chi_2(\omega_2)=\alpha_r\frac{\gamma_{12}}{\Omega_1^2}\frac{G_1^2\sin^2(\pi x/\Lambda)}{\Omega_{20}+\mathrm{i}\gamma_{20}+G_1^2\sin^2(\pi x/\Lambda)/\Omega_1} \tag{2}$$

линейная макроскопическая рамановская восприимчивость $\chi_2(\omega_2)$ атомной среды на частоте пробной волны ω_2 [17], $\alpha_r=|d_{12}|^2N/2\hbar\gamma_{12}$, G_1 – частота Раби поля накачки в пучности стоячей волны, $\Omega_{1,2}$ – однофотонные отстройки, $\Omega_{20}=\Omega_1-\Omega_2$ – рамановская отстройка, γ_{mn} и d_{mn} – частота, полуширина и матричный дипольный момент соответствующих переходов, $\hbar$ – постоянная Планка.

Из (2) видно, что когда $|G_1|^2/|\Omega_1|>\gamma_{20}$ возникает штарковский сдвиг частоты рамановского резонанса Ω_{20} на величину $\Omega_S=|G_1|^2\sin(\pi x/\Lambda)/\Omega_1$, зависящей от поперечной координаты x. Сдвиг максимален в пучностях стоячей волны и уменьшается до нуля в узлах. Поскольку штарковский сдвиг пропорционален G_1, то амплитуда возмущенного резонанса значительно возрастает по сравнению с невозмущенным. Подчеркнем, что восприимчивость $\chi_2(\omega_2)$ можно эффективно контролировать, варьируя интенсивность и отстройку поля накачки. Из уравнения (2) также следует, что рамановская восприимчивость пространственно периодически модулируются стоячей волной накачки с периодом Λ вдоль направления x, т.е. возникает оптически индуцированная решетка. Это приводит к пространственной модуляции рамановского усиления и показателя преломления для пробного поля.

Для численных расчетов использовались параметры атома натрия для D1 линии, нижние уровни соответствуют сверхтонким подуровням основного состояния $S_{1/2}$, $\gamma_{10}/2\pi=10$ МГц, $\gamma_{10}=\gamma_{21}$, $\gamma_{20}=10^{-3}\gamma_{10}$. Частота Раби и однофотонная отстройка Ω_1 в приводятся единицах γ_{10}, а Ω_{20} – единицах γ_{20}, Ω_1 =–100, длина среды L=10 в единицах длины линейного поглощения пробного поля, период решетки $\Lambda=20\lambda_1$. Типичные зависимости нормированной амплитуды $|T(x,L)|=|E_2(x,y)|/|E_2(L=0)|$ и фазы $\Phi(x,L)$ пробного поля на выходной грани решетки как функция координаты x приведены на Рис.2. Видно, что на выходе атомной среды индуцируется оптическая решетка, на которой дифрагирует пробное поле. Решетка является гибридной, т.е. представляет комбинацию амплитудной и фазовой решеток. Отметим, что нули поля локализованы на краях периода, а пучности в центре. Профиль $|T(x,L)|$ обусловлен штарковским сдвигом рамановского резонанса под действием поля накачки, зависящее от координаты x. Фаза также имеет неоднородное распределение на периоде зависит от G_1 (Рис.2b).

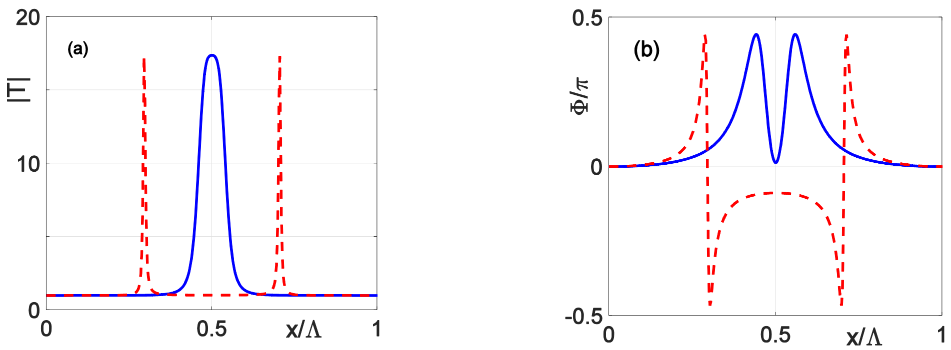

Рис. 2. Распределение нормированной амплитуды $|T(x,L)|$ (a) и фазы $\Phi(x,L)$ (b) пробного поля на выходной грани решетки на одном пространственном периоде при значениях параметров G_1=2 (*a*) и G_2=2.5 (*b*), Ω_{20}=40.

Согласно теории дифракции Френеля-Кирхгофа [19] в параксиальном приближении амплитуда дифрагированного поля в плоскости наблюдения определяется соотношением

$$E_2(X,z)\propto\int_{-\infty}^{\infty}E_2(x,L)\exp\left[-\frac{ik_2}{2z}(x-X)^2\right]dx, \tag{3}$$

где x и X – координаты в плоскостях объекта и наблюдения, соответственно. С учетом разложения $E_2(x,L)$ в пространственный ряд Фурье (3) существенно упрощается и принимает вид

$$E_2(X,z) \propto \sum\nolimits_m C_m \exp\left(i2\pi mX/\Lambda - i\pi m^2 z/Z_T\right), \tag{4}$$

где C_m – коэффициенты ряда Фурье функции $E_2(x,L)$.

На Рис.3а показаны типичные поперечные профили дифрагированной волны на различных расстояниях z от решетки в единицах Z_T. Видно, что их интенсивность может быть существенно больше интенсивности падающего на среду излучения, что обусловлено рамановским усилением на решетке. Численный анализ показывает, что существуют плоскости, в которых дифракционные картины пространственно локализуются сильнее, а их интенсивность примерно в два раза больше, чем в плоскостях Тальбота (Рис.3b) - плоскости максимальной интенсивности.

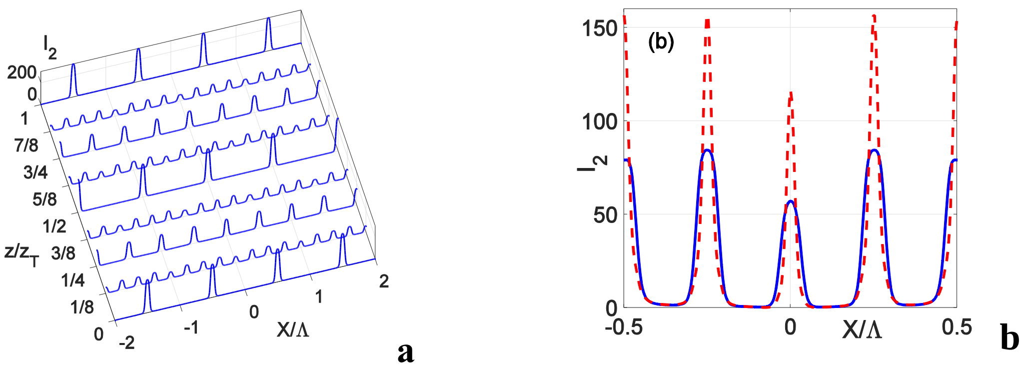

Рис.3. *a*) Распределение нормированной интенсивности пробного поля $I_2(X)$ на различных расстояниях z от решетки при G_1=2 и Ω_{20}=40. *b*) Распределение интенсивности $I_2(X)$ в плоскости максимальной амплитуды, отстоящей от плоскости $z=0.25Z_T$ на расстоянии $a=-10^{-3}Z_T$, (штриховая). Для сравнения показан профиль интенсивности в плоскости $z=0.25Z_T$ (сплошная).

Предложена и изучена возможность наблюдения эффекта Тальбота на индуцированной рамановской решетке. В отличие от обычных решеток, здесь интенсивность дифракционных картин (изображения Тальбота) может усиливаться за счет рамановского усиления. Установлено, что вблизи плоскостей Тальбота существуют плоскости, в которых интенсивность больше, чем в плоскостях Тальбота, а степень их пространственной локализации больше.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №19-12-00203).

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Patorski // Progress in Optics. (North-Holland, Amsterdam). 1989. V.27. P.1.
2. J. Cowley and A. Moodie // Proc. Phys. Soc. London. 1960. V. 76. P. 378.
3. H. F.Talbot // Phil. Mag. 1836. V. 9. No. 56. P. 401.
4. J. M. Cowley "Diffraction Physics" North-Holland, Amsterdam, 1995.
5. F. Pfeiffer et al. // Nature Mater. 2008. V. 7. P. 134.
6. X. B. Song et al. // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. 033902.
7. J. Wen, Y. Zhan, M. Xiao // Adv. Opt. Photonics. 2013. V.5. P. 83.
8. J.M. Wen et al. // Appl.Phys.Lett. 2011. V. 98. 081108.
9. J. Sheng et al. // Optics Express. 2018. V. 23. P. 19777.

10. J. Yuan et al. // Optics Expess. 2019. V. 27, P. 92.
11. M. Fleischhauer et al. // Rev. Mod. Phys. 2005. V. **77**. V. 633–673.
12. Tianhui Qiu, Guojian Yang , Qing Bian // EPL. 2013. V. 101. P. 44004.
13. T.Qiu, et al. // Opt. Communs. 2016. V. 358. P. 20.
14. V. G. Arkhipkin, S. A. Myslivets // Opt. Lett. 2014. 39. 3223.
15. V. G. Arkhipkin, S. A. Myslivets // Phys. Rev. A. 2016. V. 93. 013810.
16. V. G. Arkhipkin, S. A. Myslivets // J. Opt. 2017. V. 19. 055501.
17. V. G. Arkhipkin, S. A. Myslivets // Phys. Rev. A. 2018. V. 98. 013838.
18. X.Ю. Ling, Y.Q.Li, M.Xiao // Phys. Rev. A. 1998. V. 57. 1338.
19. K.Iizuka "Engineering Optics", Springer series in optical sciences, v.35, 1987.