

Интегрирование оптических импульсов резонансными дифракционными решетками

Д. А. Быков¹⁾, Л. Л. Досколович, В. А. Сойфер

Институт систем обработки изображений РАН, 443001 Самара, Россия

Самарский государственный аэрокосмический университет им. Королева, 443086 Самара, Россия

Поступила в редакцию 3 ноября 2011 г.

Рассмотрена возможность интегрирования оптических импульсов с помощью резонансных дифракционных решеток. Показано, что в окрестностях частот квазиволноводных резонансов дифракционная решетка позволяет выполнить интегрирование огибающей импульса. Интегрирование осуществляется с экспоненциальной весовой функцией, скорость затухания которой определяется добротностью резонанса. Рассчитаны металлические дифракционные решетки для интегрирования пикосекундных импульсов. На основе расчета собственных мод решеток по методу матрицы рассеяния показано, что интегрирование выполняется в окрестности резонансов, соответствующих возбуждению поверхностных плазмон-поляритонов на границе решетки. Представленные результаты численного моделирования показывают высокое качество интегрирования.

Оптические элементы для интегрирования [1–4] и дифференцирования [5–7] оптических импульсов представляют большой интерес для широкого спектра приложений, включающих сверхбыструю оптическую обработку информации, оптические вычисления, оптическое распознавание и кодирование, формирование временных импульсов заданной формы [5]. Под интегрированием (дифференцированием) оптического импульса понимается интегрирование (дифференцирование) его огибающей. В настоящее время для оптического интегрирования и дифференцирования импульсов используются различные варианты брэгговских решеток [1–5]. Продольные размеры брэгговских решеток для интегрирования пикосекундных импульсов составляют от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров.

В работах [6, 7] показано, что резонансные дифракционные решетки позволяют дифференцировать оптические импульсы. Дифференцирование осуществляется в окрестности частот резонансов, связанных с возбуждением в решетке собственных квазиволноводных мод. В настоящей работе впервые продемонстрирована способность резонансных дифракционных решеток интегрировать оптические импульсы. С практической точки зрения важно, что резонансные дифракционные решетки имеют по сравнению с брэгговскими структурами значительно меньший продольный размер (от долей микрона до нескольких микрон).

Рассмотрим оптический импульс с центральной частотой ω_0 и огибающей $P_{\text{inc}}(t)$, распространяющийся вдоль оси Oz . Поле импульса имеет вид

$$E(z, t) = \exp[ik(\omega_0)z - i\omega_0 t] P_{\text{inc}}(t - z/v_g) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega - \omega_0) \exp[ik(\omega)z - i\omega t] d\omega, \quad (1)$$

где функция $E(z, t)$ представляет в зависимости от поляризации x - или y -компоненту электрического поля, $k(\omega) = \sqrt{\varepsilon}\omega/c$ – волновое число, $v_g = c/\sqrt{\varepsilon}$ – групповая скорость, ε – диэлектрическая проницаемость среды, $G(\omega)$ – спектр огибающей импульса.

Пусть импульс нормально падает на дифракционную решетку (рис. 1). Огибающая прошедшего импульса в нулевом порядке дифракции имеет вид

$$P_{tr}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} T(\omega + \omega_0) G(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega, \quad (2)$$

где $T(\omega)$ – комплексный коэффициент пропускания (комплексная амплитуда нулевого прошедшего порядка дифракции) как функция частоты. Согласно (2) преобразование огибающей падающего импульса дифракционной решеткой в нулевом порядке дифракции соответствует прохождению сигнала $P(t)$ через линейную систему с передаточной функцией (ПФ) $H(\omega) = T(\omega + \omega_0)$. Если

$$H(\omega) = T(\omega + \omega_0) \sim H_{\text{int}}(\omega) = -1/(i\omega), \quad |\omega| < \Omega, \quad (3)$$

где Ω – спектральная ширина импульса, то решетка будет выполнять интегрирование огибающей импульса, т.е. $P_{tr}(t) \sim \int_{-\infty}^t P_{\text{inc}}(T) dT$.

¹⁾ e-mail: bykovd@gmail.com

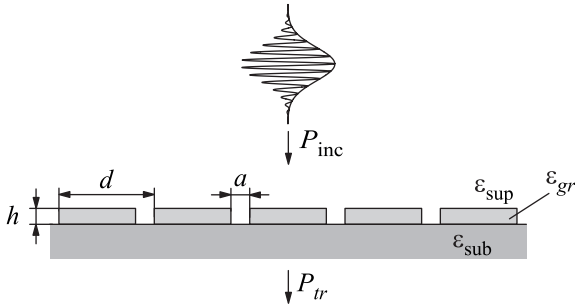


Рис. 1. Геометрия решетки. Параметры решетки при $\epsilon_{\text{sub}} = 1$: период $d = 1540$ нм, высота $h = 90$ нм, ширина щелей $a = 185$ нм. Параметры решетки при $\epsilon_{\text{sub}} = 2.09$: $d = 1070$ нм, $h = 110$ нм, $a = 20$ нм

Передаточная функция идеального интегратора $H_{\text{int}}(\omega)$ в (3) имеет полюс при $\omega = 0$. Такая ПФ физически не реализуема, поскольку требует бесконечного усиления входного сигнала на частоте ω_0 . Соответственно дифракционная решетка из неактивного материала может выполнить операцию интегрирования лишь с некоторой погрешностью. На практике идеальная ПФ $H_{\text{int}}(\omega)$ может быть аппроксимирована следующей физически реализуемой ПФ:

$$H_{\text{appr}}(\omega) = \frac{b}{\omega + i/\tau}. \quad (4)$$

В частности, функция (4) совпадает с ПФ интегрирующей RC-цепи, где $\tau \geq 0$ – постоянная времени, определяющая точность интегрирования. Система с ПФ (4) осуществляет интегрирование входного сигнала с экспоненциальным весом $\exp(-t/\tau)$ [8]:

$$\begin{aligned} P_{tr}(t) &= -ib \int_0^{+\infty} P_{inc}(t-T) \exp(-T/\tau) dT = \\ &= -ib \int_{-\infty}^t P_{inc}(T) \exp[-(t-T)/\tau] dT. \end{aligned} \quad (5)$$

Дифракционная решетка может иметь ПФ вида (4) в окрестности частот, соответствующих квази-волноводным резонансам. Действительно, в окрестности резонансов для комплексного коэффициента пропускания справедливо следующее приближенное представление [9, 10]:

$$T(\omega) \approx a + \frac{b}{\omega - \omega_p}, \quad (6)$$

где a, b – некоторые константы, ω_p – комплексная частота собственной моды решетки. В случае $a = 0$ и при $\omega_0 = \text{Re}(\omega_p)$ ПФ решетки принимает вид (4). Соответственно огибающая импульса, прошедшего через дифракционную решетку, принимает вид (5), где

постоянная времени выражается через комплексную частоту моды решетки в виде

$$\tau = \frac{i}{\omega_0 - \omega_p} = \frac{1}{-\text{Im}\omega_p} \in \mathbb{R}. \quad (7)$$

Отметим, что согласно условиям причинности $\text{Im}\omega_p \leq 0$. Поэтому τ в (6) является неотрицательной. Постоянная времени τ описывает точность интегрирования (идеальное интегрирование получается при $\tau \rightarrow \infty$), а величина b характеризует амплитуду прошедшего сигнала и определяет энергетическую эффективность интегратора. Определим связь между параметрами τ и b . Без ограничения общности будем считать, что коэффициент пропускания $T(\omega)$ является нормированным, так что $I_0(\omega) = |T(\omega)|^2$, где $I_0(\omega)$ – интенсивность нулевого прошедшего порядка дифракции. Согласно закону сохранения энергии $I_0(\omega) \leq 1$. Тогда из (6) при $a = 0$ и $\omega_0 = \text{Re}\omega_p$ получим

$$|b| \frac{1}{|\text{Im}\omega_p|} = |b|\tau \leq 1. \quad (8)$$

Формула (8) описывает связь между параметром τ , определяющим качество интегрирования, и амплитудой $|b|$ прошедшего сигнала. В частности, из (5), (8) следует, что идеальное интегрирование ($\tau \rightarrow \infty$) невозможно, так как ему соответствует нулевая амплитуда прошедшего сигнала.

Условие $a = 0$ в (6) соответствует резонансам, у которых зависимость интенсивности прошедшего света от частоты падающего света имеет лоренцев профиль:

$$|T(\omega)|^2 = \frac{|b|^2}{(\omega - \text{Re}\omega_p)^2 + (\text{Im}\omega_p)^2}. \quad (9)$$

В частности, такой вид функции пропускания характерен для металлических дифракционных решеток, обладающих эффектом экстраординарного оптического пропускания (*extraordinary optical transmission*) [11, 12]. Данный эффект состоит в появлении на определенных частотах в спектре пропускания решетки резких пиков и связан с возбуждением в решетке мод плазмонного типа. Вид функции $T(\omega)$ и параметры a, b, ω_p в (6) зависят от геометрических параметров решетки (период, ширина и высота щелей и т.д.). За счет выбора данных параметров можно управлять соотношением между качеством интегрирования и энергией прошедшего сигнала. Определение конфигурации дифракционной решетки и расчет ее параметров из условия получения заданной функции $H(\omega)$ являются сложной задачей, которая не может быть решена аналитически.

В качестве примера была рассчитана дифракционная решетка, соответствующая периодической системе щелей в пленке серебра (рис. 1), для интегрирования ТМ-поляризованных импульсов с центральной частотой $\omega_0 = 1.2153 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ ($\lambda_0 \approx 1550 \text{ нм}$). Для диэлектрической проницаемости серебра была использована модель Друде, $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - \omega_{pl}^2 / (\omega^2 + i\omega\Gamma)$, с параметрами $\omega_{pl} = 1.3695 \times 10^{16} \text{ c}^{-1}$, $\varepsilon_0 = 3$, $\Gamma = 3 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$. В качестве диэлектрических проницаемостей материалов над решеткой и в щелях решетки использовалось значение $\varepsilon_{sup} = 1$. Для диэлектрической проницаемости материала подложки использовались значения $\varepsilon_{sub} = 1$ и $\varepsilon_{sub} = 2.09$. Значение $\varepsilon_{sub} = 2.09$ соответствует кварцевому стеклу. Параметры решеток указаны в подписи к рис. 1. Значения указанных параметров были получены в результате оптимизации по критериям $b \rightarrow \max$, $\tau \rightarrow \max$ при условиях $a = 0$, $\text{Re}\omega_p = \omega_0$. Для вычисления критериев b , τ на каждой итерации строилась аппроксимация Паде порядка [1/1] функции $T(\omega)$ в окрестности частоты ω_0 . Для расчета функции $T(\omega)$ использовался метод Фурье-мод [13–15].

На рис. 2 представлены спектры пропускания решеток, рассчитанных для случаев $\varepsilon_{sub} = 1$ и $\varepsilon_{sub} = 2.09$. Для объяснения резонансных пиков на

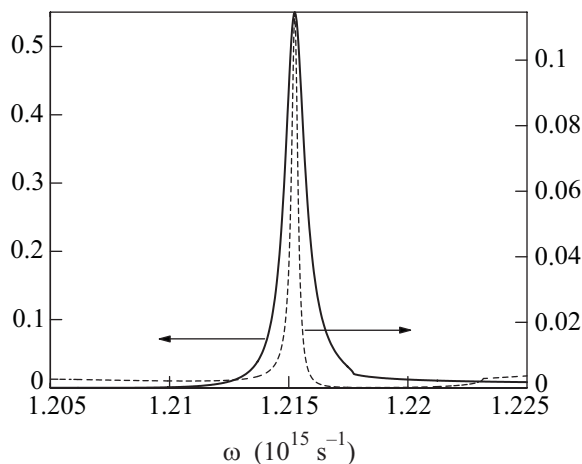


Рис. 2. Спектр пропускания (интенсивность прошедшего света) металлической решетки (штриховая линия, правая ось) и металлической решетки на диэлектрической подложке (сплошная линия, левая ось)

рис. 2 были рассчитаны комплексные частоты собственных мод решеток по методу матрицы рассеяния. Данный метод заключается в вычислении полюсов аналитического продолжения матрицы рассеяния дифракционной решетки как функции частоты [16–18]. При этом матрица рассеяния решетки

вычислялась с использованием устойчивого метода, рассмотренного в [16, 14]. При $\varepsilon_{sub} = 1$ было получено значение комплексной частоты моды $\omega_p = 1.2153 \cdot 10^{15} - 1.5535 \cdot 10^{11}i \text{ c}^{-1}$, соответствующей резонансу на рис. 2. Указанное значение позволяет оценить добротность моды, $Q = \text{Re}\omega_p / (-2\text{Im}\omega_p) = 3911$, ширину резонанса по полуспаду интенсивности, $\Delta\omega = 3.11 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ ($\Delta\lambda = 0.40 \text{ нм}$), и постоянную времени, $\tau = 6.44 \text{ пс}$. Для решетки на подложке ($\varepsilon_{sub} = 2.09$) были получены следующие значения: $\omega_p = 1.2152 \cdot 10^{15} - 5.1155 \cdot 10^{11}i \text{ c}^{-1}$, $Q = 1188$, $\Delta\omega = 1.02 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ ($\Delta\lambda = 1.31 \text{ нм}$), $\tau = 1.95 \text{ пс}$. Отметим, что толщины рассчитанных дифракционных решеток составляют 90 и 110 нм. Для сравнения укажем, что характерный размер брэгговской решетки, осуществляющей интегрирование импульса с длительностью в несколько пикосекунд, составляет единицы миллиметров [2].

Полученные значения комплексных частот ω_p мод решетки близки к частотам поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), распространяющихся вдоль границы серебро-диэлектрик. Комплексные частоты ППП могут быть вычислены из условия равенства константы распространения ППП и константы распространения ± 1 -го дифракционного порядка решетки:

$$\frac{\omega_{spp}}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_{sub}\varepsilon_m(\omega_{spp})}{\varepsilon_{sub} + \varepsilon_m(\omega_{spp})}} = \frac{2\pi}{d}. \quad (10)$$

Решая уравнение (10), получим $\omega_{spp} = 1.2182 \cdot 10^{15} - 1.2460 \cdot 10^{11}i \text{ c}^{-1}$ при $\varepsilon_{sub} = 1$ и $\omega_{spp} = 1.2075 \cdot 10^{15} - 2.5550 \cdot 10^{11}i \text{ c}^{-1}$ при $\varepsilon_{sub} = 2.09$. Плазмонная мода, распространяющаяся в решетке, обладает меньшей добротностью (большей мнимой частью) по сравнению с ППП. Это объясняется дополнительным рассеянием плазмонной моды на щелях решетки. Поэтому на основе уравнения (10) можно записать оценку сверху для постоянной времени:

$$\tau \leq \hat{\tau} = \frac{1}{-\text{Im}\omega_{spp}} = \omega_0^{-1} \text{Re} \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_{sub}}{\varepsilon_m + \varepsilon_{sub}}} \left(\text{Im} \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_{sub}}{\varepsilon_m + \varepsilon_{sub}}} \right)^{-1}. \quad (11)$$

Оценка (11) позволяет вычислить максимально достижимую постоянную времени для заданных материалов решетки. Оценки (11) в рассматриваемых случаях составляют $\hat{\tau} = 8.03 \text{ пс}$ при $\varepsilon_{sub} = 1$ и $\hat{\tau} = 3.91 \text{ пс}$ при $\varepsilon_{sub} = 2.09$. Отметим, что для других металлов, используемых в плазмонике, оценка постоянной времени (11) принимает меньшие значения. В частности, при $\varepsilon_{sub} = 1$ соответствующие оценки

для золота и алюминия составляют $\hat{\tau}_{Au} = 1.38$ пс и $\hat{\tau}_{Al} = 2.37$ пс.

Для получения больших значений постоянной времени необходимо использовать дифракционные решетки с более сложной геометрией, позволяющей получить резонансы с большей добротностью.

На рис. 3а представлена огибающая падающего импульса, представляющая собой два последовательных гауссовских импульса различной

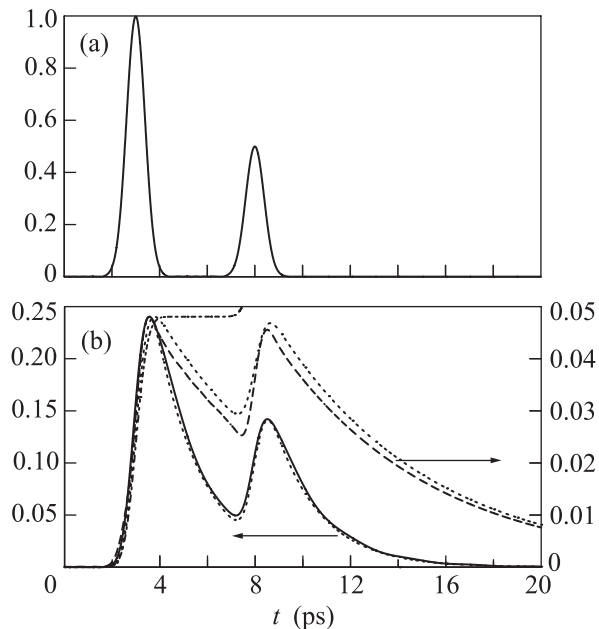


Рис. 3. (а) – Огибающая падающего импульса (два гауссовских импульса). (б) – Огибающая импульса, прошедшего через структуру (штриховая линия, правая ось – металлическая решетка; сплошная линия, левая ось – металлическая решетка на диэлектрической подложке; штрихпунктир – аналитически рассчитанный интеграл; пунктирные линии – интегралы, рассчитанные по формуле (5))

амплитуды с шириной по полуспаду $2\sigma = 0.912$ пс. Общая длительность двойного импульса составляет $\sigma_{tot} \approx 8$ пс. Согласно (5) интегрирование импульса с единичным весом возможно только при $\sigma_{tot} \ll \tau$. Таким образом, рассчитанные решетки могут выполнить интегрирование двойного импульса только с экспоненциальным весом. В то же время, поскольку ширина σ каждого импульса на рис. 3а в несколько раз меньше постоянных времени τ , можно ожидать, что рассчитанные решетки позволят вычислить интеграл от первого импульса с единичным весом.

На рис. 3б представлены рассчитанные огибающие импульса, прошедшего через дифракционные решетки, при $\varepsilon_{sub} = 1$ (штриховая) и $\varepsilon_{sub} = 2.09$ (непре-

рывная линия). Огибающие прошедших импульсов хорошо совпадают с интегралами (5) от огибающей падающего импульса с экспоненциальными весовыми функциями $\exp(-t/\tau)$, где $\tau = 6.44$ пс при $\varepsilon_{sub} = 1$ и $\tau = 1.95$ пс при $\varepsilon_{sub} = 2.09$. Интегралы (5) показаны на рис. 3б пунктиром. Выборочные коэффициенты корреляции между расчетными и аналитическими интегралами на рис. 3б превышают 0.99. При $t < 3.8$ пс огибающие прошедших импульсов хорошо совпадают с функцией $\text{erfc}\left(\sqrt{\ln 2} \frac{t-t_0}{\sigma}\right)$, где $t_0 = 3$ пс, представляющей интеграл от огибающей первого импульса на рис. 3а с единичным весом. Интеграл с переменным верхним пределом от падающего импульса показан на рис. 3б штрихпунктиром. Следует отметить, что решетка с $\varepsilon_{sub} = 1$ обладает большим значением постоянной времени и поэтому интегрирует первый импульс с лучшим качеством. В то же время указанная решетка обладает меньшим значением энергетической эффективности (рис. 2).

Таким образом, показано, что резонансные дифракционные решетки позволяют выполнить операцию интегрирования оптических импульсов. Интегрирование импульсов в пропускании может быть выполнено с использованием металлической дифракционной решетки, обладающей эффектом экстраординарного оптического пропускания. Рассчитаны дифракционные решетки для интегрирования импульсов пикосекундной длительности. Расчеты с использованием метода матрицы рассеяния показывают, что интегрирование выполняется в окрестности частот резонансов, соответствующих возбуждению плазменных мод решетки. Получена оценка сверху для постоянной времени, определяемая на основе диэлектрических проницаемостей материалов решетки.

Работа выполнена при поддержке государственных контрактов # 07.514.11.4060, 07.514.11.4055, грантов РФФИ # 10-07-00553, 10-02-01391, 11-07-00153, 11-07-12036 и гранта Президента РФ # НШ-7414.2010.9.

1. J. Azaña, *Opt. Lett.* **33**, 4 (2008).
2. M. A. Preciado and M. A. Muriel, *Opt. Lett.* **33**, 1348 (2008).
3. M. H. Asghari and J. Azaña, *J. Lightw. Technol.* **27**, 3888 (2009).
4. M. H. Asghari, Y. Park, and J. Azaña, *Opt. Express* **19**, 425 (2011).
5. M. Kulishov and J. Azaña, *Opt. Express* **15**, 6152 (2007).
6. D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, and V. A. Soifer, *Opt. Lett.* **36**, 3509 (2011).

7. Д. А. Быков, Л. Л. Досколович, В. А. Сойфер, *ЖЭТФ* **141**, в печати (2012) [*JETP* **114**, in press (2012)].
8. A. Papoulis, *The Fourier integral and its applications*, N.Y.: McGraw-Hill, 1962.
9. В. И. Белотелов, Д. А. Быков, Л. Л. Досколович и др., *ЖЭТФ* **137**, 932 (2010) [*JETP* **110**, 816 (2010)].
10. M. Sarrazin, J.-P. Vigneron, and J.-M. Vigoureux, *Phys. Rev. B* **67**, 085415 (2003).
11. T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi et al., *Nature* **391**, 667 (1998).
12. H. F. Ghaemi, T. Thio, D. E. Grupp et al., *Phys. Rev. B* **58**, 6779 (1998).
13. M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet et al., *J. Opt. Soc. Am. A* **12**, 1068 (1995).
14. L. Li, *J. Opt. Soc. Am. A* **13**, 1024 (1996).
15. L. Li, *J. Opt. Soc. Am. A* **13**, 1870 (1996).
16. S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muļjarov et al., *Phys. Rev. B* **66**, 045102 (2002).
17. Н. А. Гиппиус, С. Г. Тиходеев, *УФН* **179**, 1027 (2009) [*Phys. Usp.* **52**, 967 (2009)].
18. А. В. Акимов, А. С. Vengurlekar, Т. Weiss et al., *Письма в ЖЭТФ* **90**, 398 (2009) [*JETP Letters* **90**, 355 (2009)].