04

Смешение лазерных пучков с использованием одной объемной решетки

© Н.Д. Ворзобова, П.П. Соколов

Университет ИТМО,
Санкт-Петербург, Россия

e-mail: vorzobova@mail.ifmo.ru

Поступила в редакцию 24.11.2025 г.
В окончательной редакции 24.11.2025 г.
Принята к публикации 23.12.2025 г.

Предложен и экспериментально подтвержден подход к совмещению пучков с различными длинами волн при использовании одной объемной голографической решетки, основанный на ее дифракционных свойствах при падении излучения в широком угловом диапазоне в трехмерном пространстве.

Ключевые слова: объемная голографическая решетка, смешение лазерных пучков с различными длинами волн.

DOI: 10.61011/OS.2026.01.62612.8817-25

Введение

Актуальность проблемы смешения лазерных пучков для решения различных практических задач подтверждается большим числом публикаций. Одной из таких задач является задача сведения нескольких пучков с одной длиной волны в одно направление с целью увеличения выходной мощности лазерных систем [1–6]. Разрабатываются принципы когерентного и спектрального смешения. Спектральное объединение пучков в ряде задач имеет преимущество, поскольку не предъявляет требований к взаимной когерентности, фазовой синхронизации пучков и поляризации, что упрощает технические решения. Другой важной практической задачей является обеспечение требуемой направленности пучков с различными длинами волн. Особое место занимают RGB-смесители, в том числе применительно к системам дополненной реальности [7–21].

Для реализации принципов смешения используются различные методы и материалы. Традиционным методом является использование в оптических схемах [7] дихроичных зеркал, однако они требуют точного позиционирования и большого пространства при совмещении в плоскости. Из нетрадиционных методов можно отметить смешение в волноводах [8]. Более широко рассматриваются методы с использованием дифракционных решеток различных типов — отражательных, пропускающих, их сочетания [1–5,9–12,15,16,18,20,21]. Однако ряд предлагаемых методов получения решеток, в частности методы литографии [4,9–12], технически сложны. Более простыми в реализации являются голографические методы.

Большой интерес проявляется к объемным брэгговским решеткам [1–5,9,12,15,18–21]. Так как для эффективной работы смесителей требуется высокая дифракционная эффективность, рассматриваются материалы на основе бихромированного желатина [15] и фототерморефрактивные (ФТР) материалы [1–3,16,17]. ФТР стекла применительно к системам дополненной реальности имеют преимущество сочетания решеток ввода и вывода и волновода в одном элементе, однако материалы и элементы сложны в изготовлении. В последние годы усилился интерес к фотополимерным материалам [18–21], обеспечивающим высокую дифракционную эффективность при простоте процесса записи голографических решеток.

В большинстве работ принципы совмещения базируются на использовании нескольких решеток и мультиплексной записи [1–6,9–12,15,16,18,19]. Однако такие подходы сталкиваются с проблемами учета и устранения влияния составляющих решеток и перекрестных помех, особенно при падении совмещаемых пучков на решетку в одной плоскости. Решение проблем достигается обеспечением высоких селективных свойств составляющих решеток.

В данной работе рассмотрен другой подход, исключающий необходимость нескольких решеток, основанный на использовании одной объемной голографической решетки в фотополимерном материале и совмещении пучков, падающих на решетку в трехмерном пространстве.

1. Свойства объемной решетки

Принцип совмещения основан на дифракционных свойствах объемной решетки при падении излучения в широком угловом диапазоне в трехмерном пространстве, которые частично были рассмотрены в [22,23]. Рассмотрим эти свойства применительно к проблеме совмещения лазерных пучков с различными длинами волн.

Пропускающие ненаклонные голографические решетки записывались в материале Bayfol HX с толщиной слоя $16\,\mu$m излучением с длиной волны 633 nm при

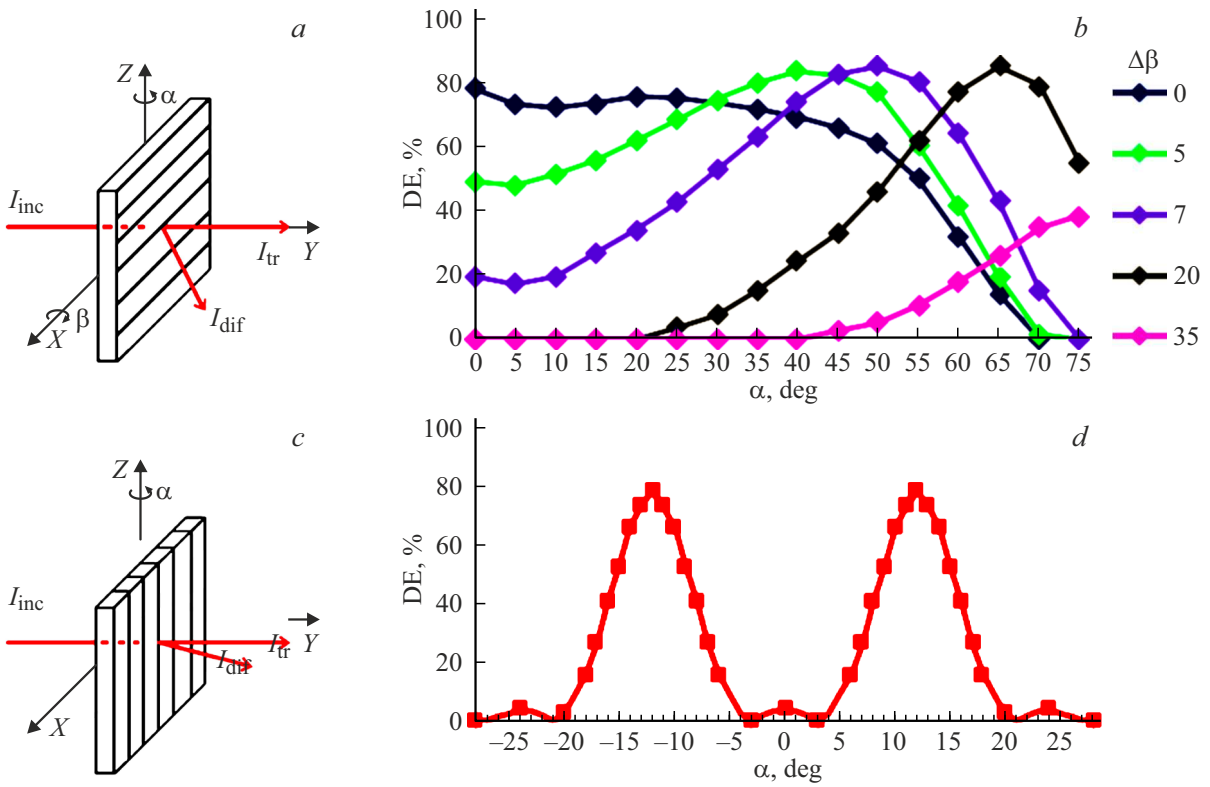

Рис. 1. Дифракционные свойства объемной решетки. Использованная схема измерений (*a*) и зависимость дифракционной эффективности от пространственной ориентации решетки (*b*). Традиционная схема (*c*) и контур угловой селективности (*d*).

оптимальных условиях [22]. Период решетки $1.6\,\mu$m. Параметр Клейна [24] для такой решетки при длине волны падающего излучения 650 nm $Q = 17$.

На рис. 1 приведены зависимости дифракционной эффективности от углов падения при их изменении в широком угловом диапазоне. Схема измерений показана на рис. 1, *a*. При проведении измерений решетка в исходном положении поворачивалась на 90° относительно положения, соответствующего ее записи. Изменялся угол α поворота решетки вокруг вертикальной оси Z и угол β поворота вокруг горизонтальной оси X, задающий пространственную ориентацию плоскости падения. Определялись зависимости дифракционной эффективности от α при заданных β. Следует заметить, что эта схема эквивалентна схеме, когда решетка устанавливается в положение, соответствующее записи, а изменяемые углы меняются местами.

Представляют интерес следующие закономерности. Если угол β равен углу Брэгга Θ_{Br}, а изменяется угол α, т.е. излучение падает на решетку в „брэгговской плоскости“ — плоскости, составляющей угол Брэгга с диэлектрическими плоскостями решетки, то дифракционная эффективность максимальна (около 80 %) в широком угловом диапазоне α — до 40°. Для исследуемой решетки $\Theta_{Br} = 12°$.

При $\beta = \Theta_{Br} + \Delta\beta$, т.е. увеличении угла β (до 30°), максимумы дифракционной эффективности сдвигаются в сторону больших значений α (до 70°). Сдвиг, в соответствии с имеющимися представлениями [25], может быть связан с тем, что в направлениях „косого прохождения“ увеличение периода решетки компенсируется увеличением оптического пути.

Максимальная дифракционная эффективность (брэгговская дифракция) обеспечивается для множества направлений в пространстве, определяемых сочетанием углов α и β. Важно отметить, что при „косых“ направлениях прохождения излучения через решетку контуры угловой селективности широкие, и их ширина превышает ширину, получаемую по традиционной схеме (рис. 1, *c, d*), т.е. в плоскости падения при записи решетки.

Приведенные результаты получены в красной области спектра для длины волны $\lambda_1 = 650$ nm. Для длин волн в зеленой и синей областях ($\lambda_2 = 530$ nm, $\lambda_3 = 405$ nm) наблюдаются аналогичные тенденции изменения дифракционной эффективности. Количественные различия определяются значениями β, связанными с различиями углов Брэгга, которые находятся как

$$\beta_{2,3} = \Theta_{Br\,2,3} + \Delta\beta, \tag{1}$$

$$\Theta_{Br\,2,3} = \arcsin[(\lambda_{2,3}/\lambda_1)\sin\Theta_{Br\,1}]. \tag{2}$$

Исследованные образцы решеток обладают малым поглощением, несколько увеличивающимся в коротковолновой области. Результаты, полученные на спектрофото-

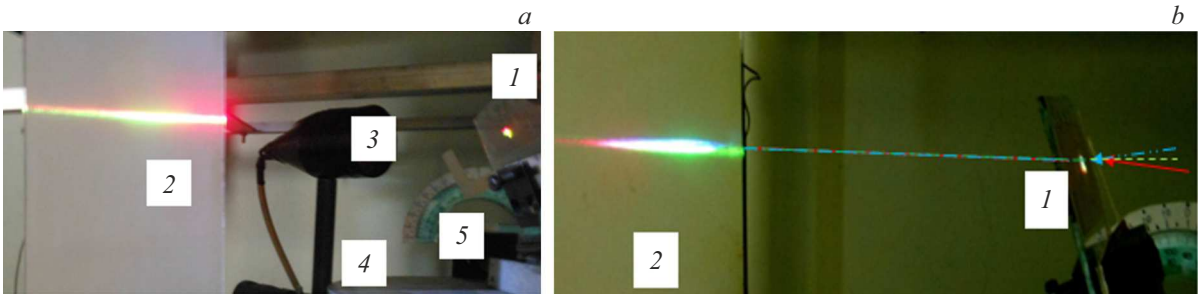

Рис. 2. Примеры совмещения двух дифрагированных пучков с длинами волн 650 и 530 nm (*a*) и трех пучков с длинами волн 650, 530, 405 nm (*b*): *1* — объемная решетка, *2* — экран, *3* — фотоприемник, *4* — лимб поворота решетки вокруг вертикальной оси, *5* — лимб поворота решетки вокруг горизонтальной оси.

Поглощение используемых образцов объемных решеток

№	Длина волны, nm	Оптическая плотность
1	650	0.05
2	530	0.12
3	405	0.15

метре UV-3600i Plus (Shimadzu, Япония), приведены в таблице.

Таким образом, представленные свойства показывают, что максимальная дифракционная эффективность достигается в широком угловом диапазоне падения излучения на решетку в трехмерном пространстве, что увеличивает степень свободы манипулирования направлениями падающих пучков при совмещении дифрагированных пучков.

Применительно к рассматриваемой проблеме наряду с дифракционной эффективностью важно направление дифрагированных пучков для различных углов падения и длин волн. Эксперименты, проведенные при оценке положения дифрагированного пучка на экране, удаленном от точки входа пучка в решетку на 0.7 m, при изменении пространственной ориентации (повороте) решетки показали, что при $\beta = \Theta_{\mathrm{Br}}$, т. е. при падении в брэгговской плоскости и изменении углов α в диапазоне до 40°, угловое положение дифрагированного пучка практически не меняется — диапазон углового отклонения менее 1°, а для наибольших значений α и β и различий длин волн угловое отклонение составляет 2–5°.

2. Исследование возможности совмещения пучков с различными длинами волн

При проведении экспериментов в качестве источников излучения использовались лазерные диоды с длинами волн 650, 530 и 405 nm. Обеспечивалась возможность сдвига и поворота источников в трех измерениях.

Процедура совмещения дифрагированных пучков начиналась с установки решетки и пучка с длиной волны λ_1 в положения, соответствующие максимальной дифракционной эффективности при требуемом направлении дифрагированного пучка (например, в горизонтальной плоскости). При добавлении пучков с другими длинами волн направления падения излучения с длинами волн λ_2 и λ_3 задавались значениями углов α и β, соответствующими максимальной дифракционной эффективности, которые определялись из рис. 1, *b* и выражения (1). Совмещение дифрагированных пучков проводилось по двум точкам — точке входа пучков в решетку и точке на экране на расстоянии 0.7 m от решетки. Несовпадение направлений дифрагированных пучков компенсировалось изменением направлений падающих пучков. При этом вследствие широких контуров угловой селективности при „косом прохождении“ излучения через решетку дифракционная эффективность уменьшалась незначительно — до 10 %.

На рис. 2 приведены фрагмент экспериментальной установки и примеры совмещения дифрагированных пучков. Показаны треки на рассеивающем экране двух совмещенных дифрагированных пучков с длинами волн 650 и 530 nm (рис. 2, *a*) и трех пучков с длинами волн 650, 530, 405 nm (рис. 2, *b*). Обеспечивается точность совмещения не менее 0.5° и дифракционная эффективность до 70–80 %. Следует отметить возможность совмещения при угловых расстояниях в десятки градусов между пучками, падающими на решетку.

Заключение

Предложен и экспериментально подтвержден подход к совмещению пучков с различными длинами волн с использованием одной объемной решетки, основанный на дифракционных и селективных свойствах при „косом“ прохождении излучения через решетку и падении излучения в широком угловом диапазоне.

Получено совмещение дифрагированных пучков с двумя и тремя длинами волн с точностью и дифракционной эффективностью, достаточной для решения практических задач. Преимуществами являются простота получе-

ния элементов, удобство в использовании, возможность уменьшения габаритов оптических схем.

Результаты могут быть полезны при разработке отдельных элементов — RGB-смесителей, для смешения лазерных пучков, а также компонент систем, требующих пространственного совмещения пучков с различными длинами волн.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] D.R. Drachenberg, O. Andrusyak, G. Venus, V. Smirnov, Ju. Lumeau, L.B. Glebov. Appl. Optics, **52** (30), 7223 (2013). DOI: 10.1364/AO.52.007233

[2] D. Ott, I. Divliansky, B. Anderson, G. Venus, L. Glebov. Opt. Express, **21** (24), 29620 (2013). DOI: 10.1364/OE.21.029620

[3] C.A. Lu, A. Flores, E. Bochove, W.P. Roach, V. Smirnov, L.B. Glebov. Proc. SPIE, **8601**, 86011A (2013). DOI: 10.1117/12.2001854

[4] H. Meng, T. Sun, H. Tan et al. Opt. Express, **23** (17), 21819 (2015). DOI: 10.1364/OE.23.021819

[5] H. Fathi, M. Närhi, R. Gumenyuk. Photonics, **8**, 566 (2021). DOI: 10.3390/photonics8120566

[6] D. Li, Z. Wu, L. Liu, M. Feng, K. Jia, P. Feng, Z. Zhong. Opt. Express, **32** (20), 35172 (2024). DOI: 10.1364/OE.535229

[7] M. Yamaguchi, H. Saito, S. Ikezawa, K. Iwami. Nanophotonics, **13** (8), 1425 (2024). DOI: 10.1515/nanoph-2023-0756

[8] T. Katsuyama, A. Nakao, K. Ogawa, K. Tsujino, K. Takahata. Proc. SPIE, **9272**, 420 (2014). DOI: 10.1117/12.2072420

[9] O. Barlev, M.A. Golub. Appl. Optics, **57** (23), 6742 (2018). DOI: 10.1364/AO.57.006742

[10] N.I. Petrov, V.G. Nikitin, V.A. Danilov, V.V. Popov. Appl. Optics, **53** (25), 5740 (2014). DOI: 0.1364/AO.53.005740

[11] S. Chen, H. Chen, Y.F. Gao, X.F. Chen, Z.B. Hao, J. Zhang, Z. Chen, H.X. Ge. Opt. Express, **32** (23), 40886 (2024). DOI: 10.1364/OE.537629

[12] J.-S. Lee, S.-H. Cho, W.J. Choi, Y.-W. Choi. Scientific Reports, **14**, 8821 (2024). DOI: 10.1038/s41598-024-59231-z

[13] B.C. Kress, I. Chatterjee. Nanophotonics, **10** (1) 41 (2021). DOI: 10.1515/nanoph-2020-0410

[14] Y. Ding, Q. Yang, Y. Li, Z. Yang, Z. Wang, H. Liang, S.-T. Wu. eLight, **3**, 24 (2023). DOI: 10.1186/s43593-023-00057-z

[15] H. Liu, X. Zhang, M. Tang. Proc. SPIE, **9046** (2013). DOI: 10.1117/12.2034525

[16] S.B. Odinokov, M.V. Shishova, A.Y. Zherdev, D.S. Lushnikov, V.V. Markin. Opt. Spectrosc., **129** (5), 538 (2021). DOI: 10.1134/S0030400X21040184

[17] N.V. Nikonorov, S.A. Ivanov, E.S. Musikhina. J. Opt. Techn., **90** (3) (2023). DOI: 10.1364/JOT.90.000142

[18] T. Wilm, J. Kibgies, R. Fiess W. Stork. Photonics, **9**, 419 (2022). DOI: 10.3390/photonics9060419

[19] M. Sevilla, J. Marín-Sáez, D. Chemisana, M.-V. Collados, J. Atencia. Photonics, **8**, 465 (2021). DOI: 10.3390/photonics8110465 h

[20] D. Chakraborty, R. Georgiev, S. Aspell, V. Toal, I. Naydenova, D.S. Martin. Photonics, **9**, 936 (2022). DOI: 10.3390/photonics9060419

[21] T. Wilm, J. Kibgies, R. Fiess, W. Stork. Photonics, **9**, 419 (2022). DOI: 10.3390/photonics9060419

[22] N. Vorzobova, P. Sokolov. Photonics, **8** (12), 562 (2021). DOI: 10.3390/photonics8120562

[23] N.D. Vorzobova, P.P. Sokolov. J. Opt. Technol., **90** (3), 114 (2023). DOI: 10.1364/JOT.90.000114

[24] R. Colier, C. Burckhardt, L. Lin. Optical Holography (Elsevier, N.Y., USA, 2013).

[25] H. Kogelnik. Bell Syst. Technol. J., **48**, 2909 (1969). DOI: 10.1002/j.1538-7305.1969.tb01198.x