

Ю. В. Микляев, В. И. Сафонов

(Челябинск)

АДАПТИВНАЯ СХЕМА ВВОДА ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЛОКНО

Предложена и теоретически исследована схема ввода излучения в оптическое волокно. Ввод осуществляется за счет генерации лазера при фоторефрактивном взаимодействии, резонатором лазера служат торец волокна и обращающее волновой фронт зеркало. Показано, что данная схема не требует высокой точности юстировки: двукратное падение эффективности ввода имеет место при боковом смещении торца волокна от оптимального положения до 1 мм.

При вводе излучения в оптическое волокно с помощью линз требуется тщательное центрирование лазерного пучка и линз. Это приводит к неустойчивости схемы по отношению к внешним воздействиям. Однако в измерительных системах на основе оптоволоконных датчиков часто требуется обеспечить стабильность эффективности ввода при изменяющихся внешних условиях, таких как колебания температуры, деформация и вибрация опоры и т. п., которые могут приводить к смещениям элементов схемы. В данной работе предложен и теоретически исследован адаптивный способ ввода излучения в волокно, удовлетворяющий этим требованиям. Способ основан на генерации лазера на динамических решетках. В ряде работ [1, 2], посвященных лазерам на динамических решетках, оптическое волокно помещалось внутрь резонатора лазера. В предлагаемой схеме волокно находится вне резонатора, а зеркалами резонатора являются торец волокна и обращающее волновой фронт (ОВФ) зеркало. Обращение волнового фронта и усиление волны резонатора происходят при четырехволновом взаимодействии в фоторефрактивном кристалле.

Принципиальная схема ввода излучения в волокно показана на рис. 1. Волна резонатора S^- , распространяющаяся в направлении z , и волна накачки P_1 записывают в кристалле голограмму. Волна накачки P_2 , дифрагируя на голограмме, преобразуется в волну резонатора S^+ , которая является обращенной по отношению к падающей волне S^- .

Для возбуждения генерации в лазере необходимо, чтобы коэффициент отражения ОВФ-зеркала был больше единицы. Это условие может быть выполнено при различных способах записи динамических голограмм [2]. В

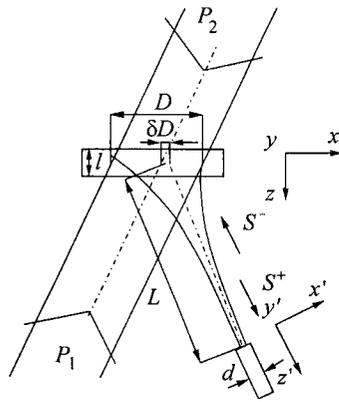


Рис. 1. Схема ввода излучения в волокно: P_1 и P_2 – волны накачки с частотами ω и $\omega + \Omega$ соответственно; S^- – волна резонатора; D – диаметр волн накачки; δD – смещение торца волокна из положения точной юстировки; l – длина кристалла; L – расстояние между торцом волокна и кристаллом; d – диаметр торца волокна

данной работе мы ограничились рассмотрением случая, когда запись голограмм осуществлялась по методу синхронного детектирования [3]. Тогда голограмма формируется при интерференции волн, разность частот между которыми равна частоте внешнего переменного электрического поля, приложенного к кристаллу.

Рассмотрим качественно сначала основные свойства предложенной схемы (см. рис. 1). Схема ввода излучения при помощи ОВФ-зеркала позволяет снизить количество степеней свободы при юстировке. Для схемы линзового ввода требуется совмещение как нормали к торцу волокна с направлением распространения вводимого излучения (два параметра юстировки по углу наклона торца волокна), так и торца волокна с фокусом линзы (три параметра юстировки по координатам). В рассматриваемой схеме ввода необходима юстировка только по трем координатам, поскольку направление распространения волны резонатора всегда совпадает с нормалью к торцу волокна. Точной юстировке по поперечным координатам соответствует случай, когда нормаль к торцу волокна проходит одновременно через центр пучка накачки в плоскости кристалла и центр торца волокна.

В дальнейшем предполагается, что перекрытие пучков сигнальной волны S^- и волны накачки P_1 не изменяется по глубине кристалла. Это выполняется, если угол между волной накачки P_1 и сигнальной волной S^- значительно меньше, чем D/l , где l – длина кристалла. В данном случае смещение по координатам x , y приводит только к изменению степени перекрытия взаимодействующих в кристалле волн. Свойства обращающего зеркала совершенно симметричны смещениям по координатам x , y , если профиль волны накачки симметричен этим координатам. Это позволяет в дальнейшем ограничиться рассмотрением смещений торца волокна только по одной координате (по координате x).

Исследование эффективности ввода излучения и устойчивости предлагаемой схемы к разъюстировке было проведено на основе следующего численного анализа. Вначале на торце волокна задавалось некоторое случайное распределение световой волны $E_s^-(x', y')$, распространяющейся в направлении кристалла. Данное излучение служило затравочным шумом для возбуждения генератора. В реальной ситуации источником этого излучения может быть рассеяние света в кристалле. По известному распределению света на торце волокна по принципу Гюйгенса в скалярной форме рассчитывалось поле волны резонатора перед кристаллом $E_s^-(x, y)$. Затем вычислялась вариация показателя преломления в кристалле $\delta n = k^{-1} G E_s^- E_{p1} / I$, где $G = 0,25 k n^3 r E_0$ – коэффициент двухволнового взаимодействия [3]; k – волно-

вой вектор; n – показатель преломления; r – электрооптический коэффициент; E_0 – амплитуда внешнего переменного электрического поля, приложенного к кристаллу; I – суммарная интенсивность всех взаимодействующих волн. Как указывалось в работе [4], при записи голограммы по механизму синхронного детектирования амплитуда решетки δl не изменялась по глубине кристалла. Суммарная интенсивность I также не зависела от координаты z (см. рис. 1). В результате дифракции волны накачки P_2 на решетке δl возникала волна резонатора $E_s^+(x, y) = E_{p2}(x, y) \sin(k\delta nl)$, распространяющаяся в направлении торца волокна. Распределение поля $E_s^+(x', y')$ в плоскости торца волокна рассчитывалось также по принципу Гюйгенса. После вычисления амплитуды волны, отразившейся от торца волокна, получалось распределение волны $E_s^-(x', y')$, распространяющейся в направлении кристалла. Многократное повторение описанной выше последовательности вычислений давало стационарное распределение амплитуды волны резонатора.

На рис. 2 показаны распределения интенсивности волны резонатора в плоскости кристалла ($a-c$) и на торце волокна ($d-f$). При вычислениях предполагалось, что волнами накачки служат гауссовы пучки с распределением интенсивности $I(x, y) = I \exp(-(x^2 + y^2)/D^2)$, где D – диаметр пучков.

При точной юстировке пространственное распределение волны резонатора в плоскости кристалла (см. рис. 2, a) совпадает с распределением интенсивности накачки. Это можно объяснить следующим образом. Если в некоторый момент отношение интенсивностей волн резонатора и накачек I_s/I_{p2} окажется в центре пучка больше, чем на его краях, то при взаимодействии в

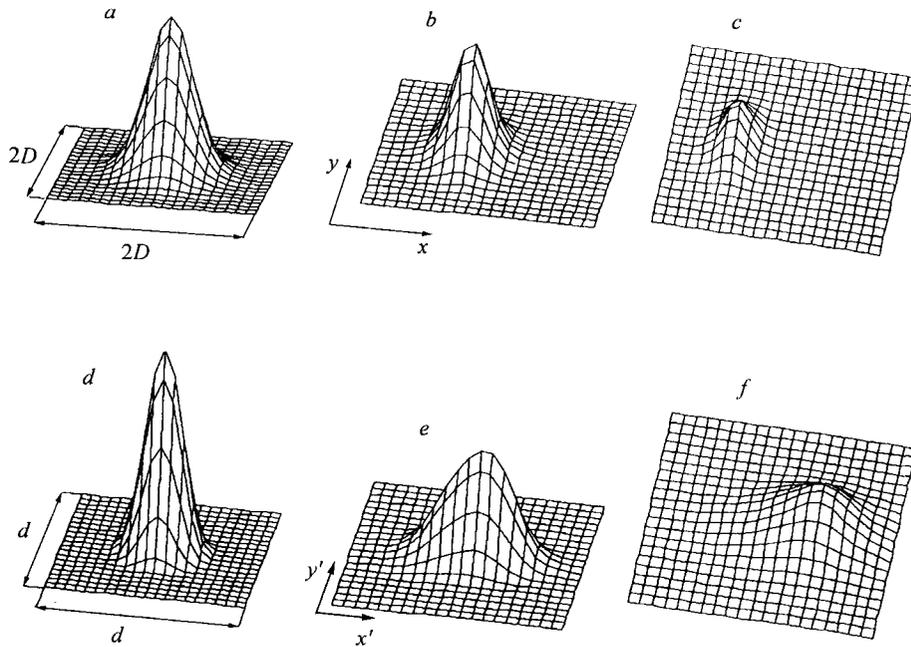


Рис. 2. Распределение интенсивности волны резонатора в плоскости кристалла ($a-c$) и на торце волокна ($d-f$) для точной юстировки $\delta D = 0$ мкм (a, d) и при смещении торца волокна из положения точной юстировки на $\delta D = 1$ мм (b, e) и $\delta D = 2$ мм (c, f). Расчеты выполнены для следующих параметров: $L = 15$ см, $Gl = 15$, $R = 0,04$, $D = 0,5$ см, $d = 125$ мкм

кристалле истощение волны накачки P_2 будет больше в центре пучка. В результате волна резонатора S^+ получит большее усиление на краях пучка накачки, что вызовет увеличение отношения I_s/I_{p2} на краях по сравнению с этим отношением в центре пучка. Это приведет к постепенному выравниванию отношения интенсивностей по всему сечению пучка в плоскости кристалла.

Таким образом, волна резонатора также является гауссовым пучком. Перетяжка этого гауссова пучка расположена в центре торца волокна (см. рис. 2, *d*). Следовательно, зная диаметр пучка накачки, можно задавать диаметр перетяжки волны резонатора, изменяя расстояние между фоторефрактивным кристаллом и торцом волокна и добиваясь наилучшего согласования между волной резонатора и модой волокна.

При смещении торца волокна из оптимального положения перпендикулярно его оси волна резонатора изменит свою форму так, чтобы охватывать максимальную часть пучка накачки. При смещении оси волокна в x -направлении (см. рис. 1) размер волны резонатора в этом направлении в плоскости кристалла уменьшается, чтобы обеспечить более полное перекрытие интенсивностей волн P_1 , S^- в фоторефрактивном кристалле. При боковых смещениях степень перекрытия пучков уменьшается, что приводит к уменьшению эффективности ввода излучения. Центр волны резонатора в плоскости кристалла также смещается в направлении $+x$ на расстояние, сравнимое с расстоянием δD , на которое сместился торец волокна. В плоскости торца волокна волна резонатора смещается в противоположном направлении, однако это смещение мало по сравнению с δD .

Как можно видеть из сравнения распределений ($d-f$) на рис. 2, к существенному уменьшению интенсивности волны резонатора приводит лишь смещение торца волокна, сравнимое с диаметром накачки.

Для эффективного ввода необходимо, чтобы размер отражающей части торца волокна был сопоставим с размером сердцевинки многомодового волокна или с диаметром моды одномодового волокна. Иначе перемещения волны резонатора по торцу волокна при разъюстировке схемы значительно уменьшат эффективность ввода излучения из-за уменьшения перекрытия между полем волны резонатора и полем мод волновода.

Эффективность ввода исследовалась отдельно для случаев одномодового и многомодового волокон. Для многомодового волокна предполагалось, что числовая апертура намного превосходит величину D/L и эффективность ввода определяется суммарной мощностью, сфокусированной на торец волокна. Для одномодового волокна эффективность ввода определялась по интегралу перекрытия между полем моды волокна $E_m(x', y')$ и полем волны резонатора $E_s^+(x', y')$.

При вычислениях предполагалось, что диаметр отражающей части многомодового волокна равен диаметру оболочки ($d=125$ мкм), а диаметр сердцевинки составляет 100 мкм. Для одномодового волокна диаметр отражающей части равен 30 мкм, а распределение моды волновода $E_m(x, y) = E_m \exp(-(x^2 + y^2)/D_m^2)$, где $D_m = 15$ мкм – диаметр моды волновода.

В обоих случаях при коэффициенте отражения по интенсивности торца волокна $R = 0,04$ и оптимальном параметре $Gl = 15$ была получена эффективность ввода, приблизительно равная 45 % от интенсивности волны накачки P_2 . В отличие от ситуации с многомодовым волокном для одномодового волокна существует оптимальное расстояние между кристаллом и концом во-

локна. Этот оптимум соответствует максимальному согласованию между модой волокна и волной резонатора.

Эффективность ввода уменьшится в 2 раза при смещениях торца волокна на расстояние $\delta D \approx 1$ мм при диаметре пучков накачки $D = 5$ мм. В обоих случаях схема практически нечувствительна к смещениям вдоль оси волокна на расстояние в несколько миллиметров.

Предложенная схема ввода излучения в волокно позволяет по сравнению с линзовым вводом снизить число юстируемых степеней свободы с 5 до 3 и увеличить значения допустимых смещений торца волокна примерно на два порядка. Низкая эффективность ввода, по-видимому, может быть существенно повышена при использовании других способов записи голограмм или схем обращения волнового фронта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Jaatinen E., Luther-Davies B.** Optical power transfer of single mode laser beams through distorting media using a semilinear phase conjugate mirror // *Internat. Journ. Nonlinear Opt. Phys.* 1992. 1, N 2. P. 421.
2. **Одулов С. Г., Соскин М. С., Хижняк А. И.** Лазеры на динамических решетках. М.: Наука, 1990.
3. **Зельдович Б. Я., Ильных П. Н., Нестеркин О. П.** Запись статической голограммы движущейся интерференционной картиной в фоторефрактивных кристаллах // *ЖЭТФ*. 1990. 98, вып. 3(9). С. 861.
4. **Nestiorkin O. P., Safonov V. I., Zel'dovich B. Ya.** Nonlinear theory of the two- and four-wave interaction by means of a stationary grating recorded by different frequency waves // *JOSA B*. 1994. 11. P. 53.

*Южно-Уральский государственный университет,
E-mail: miklyaev@mail.ru*

*Поступила в редакцию
9 декабря 1998 г.*