

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535:621.373.8

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ МОДЕЛИ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО УСИЛИТЕЛЯ

Н. А. Полиектова, О. Е. Наний, М. А. Солодянкин^{*)}

(кафедра оптики и спектроскопии)

Предложен способ учета вариаций дисперсии по длине волокна в реальных волоконных световодах в модели волоконно-оптического параметрического усилителя. Сравнились теоретический и экспериментальный спектры усиления параметрического усилителя в высоконелинейном волокне с непрерывной накачкой.

Создание широкополосных волоконно-оптических усилителей представляет практический интерес, обусловленный возможностью повышения емкости передачи волоконно-оптических линий связи. Усилители на основе легированных редкоземельными элементами волокон ограничены спектром люминесценции активных ионов и работают только в заданном спектральном диапазоне. Рамановские усилители не имеют жесткой привязки к длине волны, но ширина полосы усиления лимитирована фоновым спектром.

Волоконно-оптические параметрические усилители в принципе могут работать на любой длине волны и иметь очень большую полосу усиления. Ширина их полосы усиления зависит от мощности накачки, нелинейности волокна и дисперсии волокна. Появление в последние годы высоконелинейных волокон с Δn до 0.04 [1] и низкими оптическими потерями позволило значительно понизить требуемую мощность накачки параметрических усилителей и использовать непрерывную накачку со средней мощностью порядка нескольких сотен милливатт при ширине усиления в десятки нанометров [2–4]. В настоящее время существуют волокна с $\Delta n = 0.142$, которые обладают еще большей нелинейностью [5]. Следовательно, существует возможность значительно увеличить ширину полосы усиления путем выбора оптимальных параметров волокна и накачки. Адекватная математическая модель позволит найти требуемые параметры.

Для моделирования оптического параметрического усилителя, реализованного в области нулевой дисперсии волокна, мы использовали систему дифференциальных уравнений, описывающих взаимодействие волн в усилителе, которую авторы работ [6, 7] получили из уравнения связанных волн.

Точность изготовления волокна ограничена пределами технологических допусков, вследствие чего фактические параметры реального волокна могут флуктуировать в волокне по длине, особенно длина волны нулевой дисперсии (ДВНД). В первую очередь это касается высоконелинейных волокон с боль-

шим Δn и малым диаметром поля моды. Для высоконелинейного одномодового волокна с $\Delta n = 0.033$ флуктуации диаметра на 0.12% приводят к изменению ДВНД примерно на ± 6 нм в спектральной области 1.5 мкм даже без учета вариаций профиля показателя преломления в заготовке. Случайные флуктуации λ_0 вдоль волокна значительно снижают ширину полосы пропускания оптического параметрического усилителя. Таким образом, для того чтобы модель наиболее точно совпадала с экспериментальными результатами, нужно учесть флуктуации λ_0 по длине волокна. В идеальном случае необходимо знать точное значение дисперсии в каждой точке волокна. Современные методы измерения дисперсии не позволяют получить эти данные с требуемой точностью.

При создании модели мы исходили из следующих предпосылок. Во-первых, флуктуация дисперсии происходит в диапазоне, который определяется из флуктуации диаметра волокна при вытяжке, при этом не учитываются вариации профиля показателя преломления в заготовке, так как на нескольких сотнях метров волокна вклад флуктуаций профиля в изменение дисперсии мал по сравнению с вкладом флуктуаций диаметра волокна. Точный диаметр волокна записывается при вытяжке, эти данные получены экспериментально для исследуемого образца. В нашем эксперименте использовалось волокно, сильно легированное GeO_2 , составляющим 30% молярной массы в сердцевине, в котором флуктуации диаметра волокна при вытяжке составили ± 0.3 мкм (что дает разброс значений ДВНД ± 12 нм). Во-вторых, так как дисперсия в волокне принимает все значения в диапазоне от $\lambda_0 - \Delta\lambda$ до $\lambda_0 + \Delta\lambda$, то для каждого значения нуля дисперсии можно найти длину участка волокна из общего отрезка с этой дисперсией. Таким образом, производится дискретное разбиение всей длины волокна на отрезки с заданными значениями ДВНД из диапазона $(\lambda_0 - \Delta\lambda, \lambda_0 + \Delta\lambda)$. Далее, модель предполагает прохождение сигнала,

^{*)} Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики им. А. М. Прохорова РАН.

накачки, холостой волны и шума поэтапно через все участки с постоянной дисперсией.

Значения длин участков волокна с разными кривыми дисперсии и порядок прохождения излучения через них в идеале должны устанавливаться экспериментально путем разрыва волокна на дискретные отрезки (около 1 м) и измерения дисперсии на этих отрезках. Однако на практике это реализовать сложно. Кроме того, после разрыва и сваривания этих отрезков в единый кусок волокна распределение дисперсии по длине будет отличаться от первоначального, так как изменится поляризационная модовая дисперсия.

В модели значения длин отрезков с дискретными значениями ДВНД определяются согласно гауссову распределению условной величины, отождествляемой со значимостью вклада того или иного значения ДВНД, на соответствующем отрезке в диапазоне вариаций ДВНД на всем исследуемом куске волокна.

В волокне длиной L измерена длина волны нулевой дисперсии λ_0 . Примем диапазон ее разброса от $\lambda_0 - \Delta\lambda$ до $\lambda_0 + \Delta\lambda$ (рис. 1). Рассмотрим гауссово распределение условной величины по длинам волн, центральное значение которого находится в точке λ_0 , а в точках $\lambda_0 - \Delta\lambda$ и $\lambda_0 + \Delta\lambda$ значение условной величины падает в e^2 раз относительно максимального значения. Примем площадь под кривой на интервале $(\lambda_0 - \Delta\lambda, \lambda_0 + \Delta\lambda)$ равной единице. Разобьем этот диапазон на конечное число N рав-

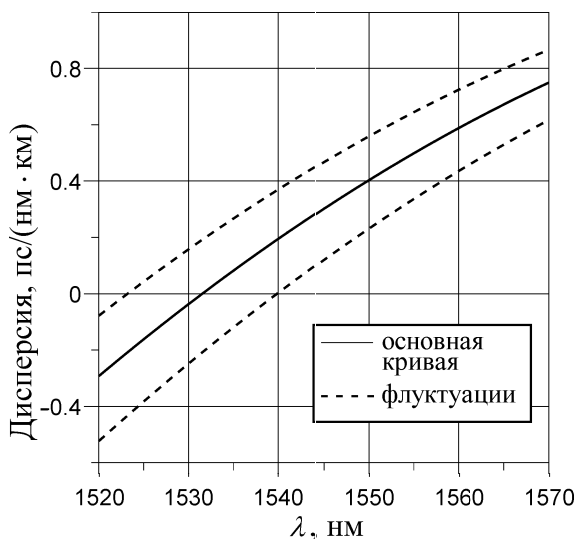


Рис. 1. Зависимость дисперсии от длины волны: основная кривая (сплошная линия) и кривые, соответствующие флуктуациям ДВНД (пунктир)

ных интервалов. Пусть длина всего используемого волокна соответствует площади на всем диапазоне, а площади на маленьких интервалах пропорциональны длинам участков волокна: $L_N = S_N L$.

Таким образом, можно установить, какой вклад дает каждое значение ДВНД λ_0 для общей картины усиления. В модели представлена система из последовательно соединенных участков волокна, каждому из которых соответствует свое значение ДВНД λ_0 и длина, вычисленная из распределения Гаусса. Участки соединены в порядке нумерации, возрастающей к центру распределения. Таким образом, по участку волокна, которому соответствует центральное значение длины волны нулевой дисперсии, сигнал проходит последним, что позволяет обеспечить наибольший вклад этого значения.

Эксперимент был поставлен по схеме, изображенной на рис. 2. Источником накачки на длине волны 1543.8 нм является эрбиевый перестраиваемый волоконный лазер непрерывного излучения с эрбиевым усилителем (EDFA). Далее излучение накачки впускается в высоконелинейное волокно ($\Delta n = 0.033$, диаметр поля моды 3.5 мкм на длине волны 1550 нм) длиной 300 м с длиной волны нулевой дисперсии 1531 нм, которое и является активной средой волоконно-оптического параметрического усилителя. Спектр выходной мощности из оптического параметрического усилителя наблюдается с помощью оптического спектроанализатора.

На рис. 3 представлено сравнение моделей спектров усиления на выходе параметрического усилителя без учета флуктуации λ_0 и с ее учетом. На рис. 4 экспериментальная кривая спектра выходной мощности усиленных шумов с остаточной накачкой сравнивается с теоретической моделью, учитывающей флуктуации ДВНД. Асимметрия относительно длины волны накачки возникает вследствие неравномерно распределенного шума от эрбиевого волоконного лазера. В теоретической модели усиления (см. рис. 4) эта асимметрия учтена с помощью задания на входе усилителя неравномерного спектра шума от эрбиевого лазера.

Из представленных рисунков видно, что вторая модель лучше совпадает с экспериментом. В первом случае два близлежащих к длине волны накачки пика усиления (в области 1534–1553 нм), на которых происходит параметрическое усиление сигнала, выше, чем во втором случае. В системе с учетом

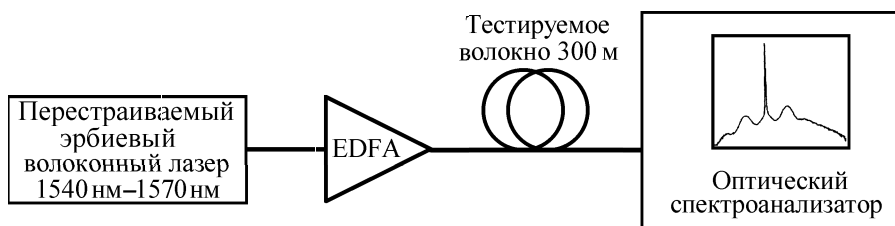


Рис. 2. Схема эксперимента

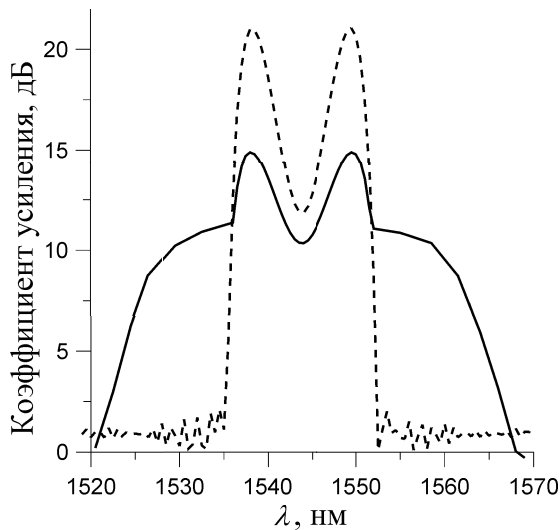


Рис. 3. Спектр усиления: теоретическая модель без учета флуктуаций ДВНД (пунктир) и модель с их учетом (сплошная линия)

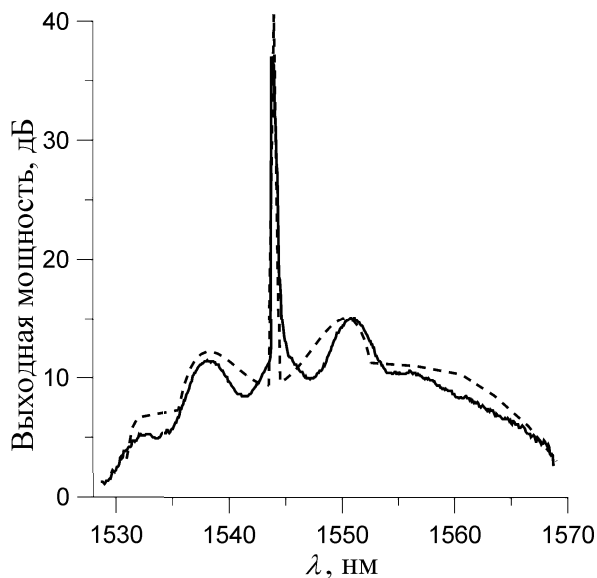


Рис. 4. Спектр выходной мощности усиленных шумов с остаточной накачкой: экспериментальная картина (сплошная линия), теоретическая модель с учетом флуктуаций (пунктир)

флуктуации ДВНД на периферии спектра усиления возрастают шумы (1520–1534 и 1553–1570 нм), и в этих областях сигнал размывается. Пики параметрического усиления ниже, чем в случае без учета

флуктуаций ДВНД, что связано с возникновением повышенных шумов в этих областях вследствие перекачки энергии.

Следовательно, теория с учетом флуктуаций ДВНД дает более точную модель реального параметрического усилителя, чем теория параметрического усиления в волокне с постоянной дисперсией.

Представленная в настоящей работе модель оптического параметрического усилителя, учитывающая флуктуации длины волны нулевой дисперсии, наилучшим образом описывает реальный усилитель. Такая модель позволяет описывать изменения ДВНД без разрыва исследуемого волокна и непосредственного измерения дисперсии на небольших участках. Вклад каждого значения λ_0 отождествляется с длиной участка волокна, характеризующегося этим значением. Эти вклады соответствуют распределению Гаусса по длинам волн, что выполняется лишь в случае достаточно большой длины исследуемого волокна. Модель позволяет наиболее адекватно подбирать параметры для получения оптимального спектра усиления волоконно-оптического параметрического усилителя.

Литература

1. Bubnov M.M., Semjonov S.L., Likhachev M.E. et al. // European Conference on Optical Communications 2003. Rimini, Italy. 22–24 September. Tu 1.7.3.
2. Ho M.C., Yang F.S., Marhic M.E. et al. // Conference on Lasers and Electro-Optics 1998. San Francisco, USA. 3–8 May. CFA6. P. 496.
3. Holmes M.J., Williams D.L., Manning R.J. // IEEE Photonics Technology Letters. 1995. 7, N 9. P. 1045.
4. Onishi M., Okuno T., Kashiwada T. et al. // European Conference on Optical Communications 1997. Edinburgh, UK. 22–25 September. Tu2.C.4.
5. Mashinsky V.M., Medvedkov O.I., Neustruev V.B. et al. // European Conference on Optical Communications 2003. Rimini, Italy. 22–24 September. Tu 1.7.2.
6. Vatarescu A. // Lightwave Technology. 1987. LT-5, N 12. P. 1652.
7. Cappellini G., Trillo S. // J. Opt. Soc. Am. 1991. 8, N 4. P. 824.

Поступила в редакцию
22.06.04