

УДК 519.711.2

Вопросы моделирования выходных характеристик иттербиевого волоконного лазера средней мощности с двойной оболочкой

Дворецкий Д. А.^{1,*}, Негин М. А.¹,
Сазонкин С. Г.¹, Денисов Л. К.¹

* ddvoretzkiy@gmail.com

¹МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

В работе рассмотрены методы математического моделирования процесса стационарной генерации одномодового волоконного иттербиевого лазера средней мощности, разработан улучшенный метод моделирования и проводится верификация созданной математической модели путем сравнения результатов расчета с коммерческой программой, предназначенной для расчета волоконных устройств. Такие лазеры вызывают особый интерес, как надежные, эффективные и компактные источники излучения для различных применений в задачах медицинской диагностики, лазерной хирургии, в изображающих системах, дальномерных системах видения и др. Полученные результаты исследования могут быть использованы для оптимизации разрабатываемых непрерывных волоконных иттербиевых лазеров средней мощности с двойной оболочкой.

Ключевые слова: волоконный лазер, иттербиевый лазер, математическая модель, волокно

Введение

В последнее десятилетие достигнуты значительные успехи в разработке волоконных лазеров, способных работать в непрерывном режиме и с мультикиловаттной выходной мощностью [1]. Такие результаты были достигнуты в волоконных лазерах с использованием световодов с двойной оболочкой, легированных ионами иттербия [1-5]. Конфигурация волоконного световода с двойной оболочкой позволяет достигать значительных мощностей генерации лазерного источника за счет использования полупроводниковой накачки, работающей в многомодовом режиме генерации. Кроме того, активная среда в данной случае работает по 3-х уровневой или квази-четырёх уровневой схеме, что позволяет достигать высоких значений КПД и выходных мощностей. Иттербиевые волоконные лазеры средней мощности с двойной оболочкой сегодня широко используются в задачах медицинской диагностики, лазерной хирургии, в изображающих системах, дальномерных системах видения и др. [4,6]. Важным этапом на пути создания таких волоконных лазеров является численное моделирование процессов, происходящих в резонаторе и, как следствие,

оптимизация конструкции волоконного лазерного источника. Проведение численных экспериментов позволяет оптимизировать такие параметры волоконного резонатора, как длину активного волокна, коэффициенты пропускания выходных зеркал, которые в данном случае представляют собой волоконной брэгговские решетки [1], а также подобрать концентрацию активных ионов в кварцевом стекле активного волоконного световода. В данной работе приведено сравнение методов моделирования процесса стационарной генерации одномодового волоконного иттербиевого лазера средней мощности, а также проводится верификация разработанной математической модели путем сравнения результатов расчета с коммерческой программой.

Методы моделирования выходных характеристик иттербиевого волоконного лазера

На рисунке 1 представлена структурная схема типичного волоконного лазера с двойной оболочкой. Резонатор лазера состоит из входной волоконной брэгговских решетки 2 с коэффициентом отражения $\sim 91\%$ и выходной волоконной решетки 4 с коэффициентом отражения $\sim 4,6\%$ на длине волны генерации. Накачка 1 представляет собой многомодовый лазерный диод, излучения которого вводится в первую оболочку активного световода 3 и по мере распространения поглощается в сердцевине, легированной ионами иттербия, при этом предполагается, что легирование ионами иттербия в кварцевое стекло однородно по концентрации ионов по всей сердцевине активного волоконного световода.

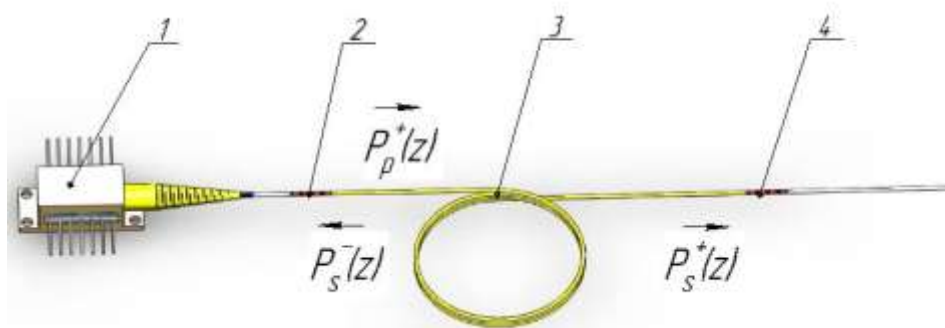


Рис. 1. Структурная схема волоконного лазера с двойной оболочкой. 1- диод накачки; 2 – высокоотражающая брэгговская решетка; 3 – активное иттербиевое волокно; 4- полупрозрачная выходная брэгговская решетка.

Для описания процесса генерации в волоконном лазере обратимся к системе уровней ионов иттербия. На рисунке 2 приведены сечения поглощения σ_a (линия 1) и люминесценции σ_e (линия 2) для иона Yb^{3+} (сечения приведены для коммерчески доступного активного волокна с двойной оболочкой марки LIEKKI (<http://nlight.net>)), при этом схема уровней иона иттербия показана на вставке к рисунку 2. В области энергий соответствующих длинам волн в районе 1 мкм ион иттербия имеет только два энергетических уровня, расщепленных на несколько Штарковских подуровней. Известно, что при такой конфигурации энергетических уровней иона иттербия отсутствуют эффекты, связанные с

поглощением из возбужденного состояния и кросс-релаксации между уровнями, что обуславливает высокую эффективность подобных лазерных источников излучения. Число ионов, находящихся на нижнем и верхнем уровнях в единице объема обозначим как n_1 и n_2 , а полное число ионов в единице объема - n_0 . Вероятности вынужденных переходов под действием излучения накачки и генерации определяются сечениями вынужденных переходов на соответствующих длинах волн: σ_{ap}, σ_{ep} - сечения поглощения и люминесценции для накачки, и σ_{as}, σ_{es} - сечения поглощения и люминесценции для генерации.

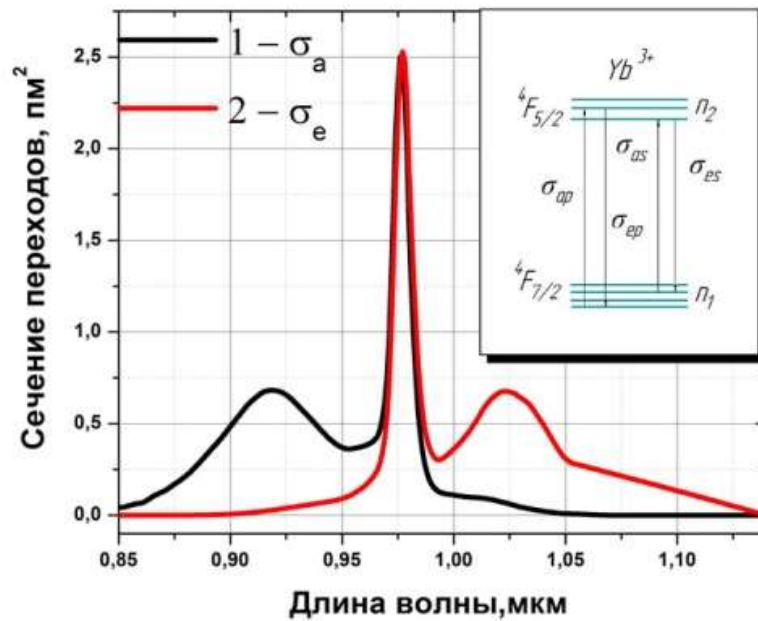


Рис. 2. Спектральная зависимость сечения поглощения σ_a (линия 1) и люминесценции σ_e (линия 2) для иона Yb^{3+} . На вставке - схема энергетических уровней Yb^{3+}

Для описания динамики населенности уровней n_1 и n_2 типично используются скоростные уравнение вида (см. например [7]):

$$n_2 = n_0 \frac{\Gamma_p \sigma_{ap} \lambda_p P_p^+ + \Gamma_s \lambda_s (P_s^+ + P_s^-)}{\frac{A h c}{\tau} + \Gamma_p \lambda_p (\sigma_{ap} + \sigma_{ep}) P_p^+ + \Gamma_s \lambda_s (\sigma_{as} + \sigma_{es}) (P_s^+ + P_s^-)} \quad (1)$$

где τ – время жизни иона на верхнем лазерном уровне, h – постоянная Планка, c – скорость света в вакууме, λ_p и λ_s – длины волн накачки и генерации, A – площадь сердцевин.

Отметим, что часть мощности излучения накачки, которая перекрывается с сердцевиной, описывается фактором перекрытия Γ_p , типично при расчетах принимаемым равным отношению площадей сердцевин и первой оболочки. Фактор перекрытия для генерации Γ_s при расчетах определяется долей мощности лазерной генерации, распространяющейся по сердцевине, и в стандартных расчетах принимается за единицу.

Для моделирования распределения мощности излучения накачки и генерации по длине активного волоконного световода $P_p^+, P_s^\pm$ записывают систему уравнений для связанных волн в виде [7]:

$$\frac{dP_p^+}{dz} = -\Gamma_p(\sigma_{ap}n_o - (\sigma_{ap} + \sigma_{ep})n_2)P_p^+ - \alpha_p P_p^+ \quad (2)$$

$$\frac{dP_s^\pm}{dz} = \pm \Gamma_s((\sigma_{as} + \sigma_{es})n_2 - \sigma_{as}n_o)P_s^\pm \mp \alpha_p P_s^\pm \quad (3)$$

где α_p и α_s - коэффициенты серых потерь для излучения накачки и генерации.

Таблица 1. Основные параметры для моделирования лазерного источника

Параметр	Значение
Серые потери по первой оболочке- α_p , дБ/км	10
Серые потери по сердцевине- α_s , дБ/км	10
Длина волны накачки- λ_p , мкм	0.976
Длина волны генерации- λ_s , мкм	1.07
Время жизни иона Yb в возбужденном состоянии- τ , мс	0.88
Концентрация активных ионов в единице объема- n_0 , см ⁻³	$1.01 \cdot 10^{26}$
Отношение площади сердцевины к площади первой оболочки- Γ_p ,	0.002
Перекрытие основной моды с сердцевиной- Γ_s	1
Сечение поглощения для накачки- σ_{ap} , пм ²	2.5
Сечение излучения для накачки- σ_{ep} , пм ²	2.44
Сечение поглощения для генерации- σ_{as} , пм ²	0.231
Сечение излучения для генерации- σ_{es} , пм ²	0.000929
Коэффициент отражения входной брегговской решетки на длине генерации- R_1 , %	91
Коэффициент отражения выходной брегговской решетки на длине генерации- R_2 , %	4.6
Числовая апертура, NA	0.15

Для решения связанных уравнений их необходимо дополнить граничными условиями для излучения накачки и генерации:

$$P_p^+(0) = P_{pump}^+$$

$$P_s^+(0) = R_1 P_s^-(0)$$

$$P_s^-(L) = R_2 P_s^+(L)$$

где P_{pump}^+ - введенная мощность накачки, L – длина активной среды, R_1 и R_2 – эффективные коэффициенты отражения для излучения на длине волны генерации на левом и правом концах резонатора соответственно.

Для решения указанных уравнений разработана программа в пакете Wolfram Mathematica 10. Отметим, что система уравнений решалась методом Эрмита. Основные параметры для проведения моделирования лазерного источника приведены в таблице 1.

Результаты моделирования выходных характеристик иттербиевого волоконного лазера

На рисунке 3 представлены результаты численного моделирования распределения мощности излучения накачки по длине резонатора $P_p^+(Wm)$, рассчитанное с помощью уравнений (1)-(3) с типичным приближением коэффициента $\Gamma_s = 1$ без учета радиального распределение поля моды, и рассчитанное в программе RP Fiber Power $P_p^+(Rp)$ (<https://www.rp-photonics.com>). Очевидно, что результаты расчета распределения мощности накачки по длине волокна совпадают.

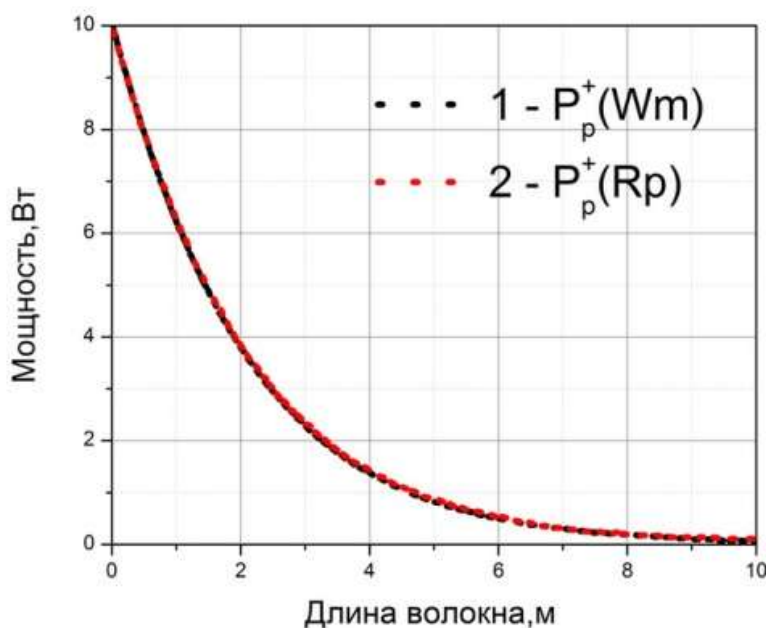


Рис. 3 Распределение мощности накачки $P_p^+(Wm)$ и $P_p^+(Rp)$.

На рисунке 4 представлено распределение мощности излучения генерации по длине резонатора в прямом $P_s^+(Wm)$ (линия 1), $P_s^+(Rp)$ (линия 2), $P_s^+(Wm2)$ (линия 5) и обратном направлении $P_s^-(Wm)$ (линия 3), $P_s^-(Rp)$ (линия 4). Отметим, что линии распределения мощности генерации не совпадают и отметим так же, что данный расчет производился без учета радиального распределение поля моды. Используя численные методы решения уравнений (1)-(3), при длине волокна 10 м и вводимой мощности накачки 10 Вт максимальная мощность генерации составила 8,5 Вт на длине активного волокна 7,6 м. В программе RP Fiber Power максимальная мощность генерации составила 9,2 Вт на длине активного волокна 9 м. Таким образом, при проведении расчета в стандартном приближении при $\Gamma_s = 1$ ошибка распределения мощности генерации лазерного источника может достигать 6%.

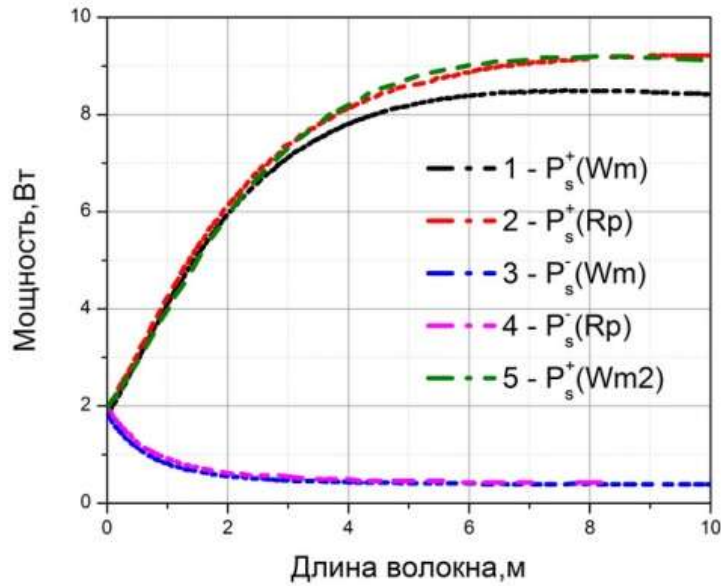


Рис. 4 Распределение мощности генерации в прямом $P_s^+(Wm)$ (линия 1), $P_s^+(Rb)$ (линия 3), $P_s^+(Wm2)$ (линия 5) и в обратном $P_s^-(Wm)$ (линия 3), $P_s^-(Rb)$ (линия 4) направлении.

Различия в результатах (линия 1 и линия 2) вызваны тем, что в стандартной математической модели не учитывается радиальное распределение поля моды, которое влияет на фактор перекрытия для генерации Γ_s и рассчитывается по формуле [8]:

$$\Gamma_s = \frac{\int_0^r r I(r) dr}{\int_0^{3w} r I(r) dr} \quad (4)$$

где r -радиус сердцевины, $I(r)$ – распределение интенсивности сигнала, рассчитанное по формуле:

$$I(r) = \exp \left(-2 \left(\frac{r}{w} \right)^2 \right) \quad (5)$$

где w - радиус поля моды, который можно рассчитать по формуле Маркуса [9]:

$$w = r \left(0.65 + \frac{1.619}{V^{\frac{3}{2}}} + \frac{2.879}{V^6} \right) \quad (6)$$

где V – фазовый объем, рассчитанный по формуле:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} r NA \quad (7)$$

где NA -числовая апертура волокна.

С учетом рассчитанного радиального распределения поля моды получим сопоставимые результаты (см. линия 5 и линия 2). Таким образом, очевидно, что фактор перекрытия для генерации Γ_s существенно влияет на распределение генерации по длине световода, но почти не влияет на распределение накачки (см. рисунок 2 и 3).

При проектировании лазера важно оптимизировать длину активного волокна для получения максимальной эффективности генерации, которую можно рассчитывать по формуле [10]:

$$\eta = \frac{P_s(z)}{P_p} \quad (8)$$

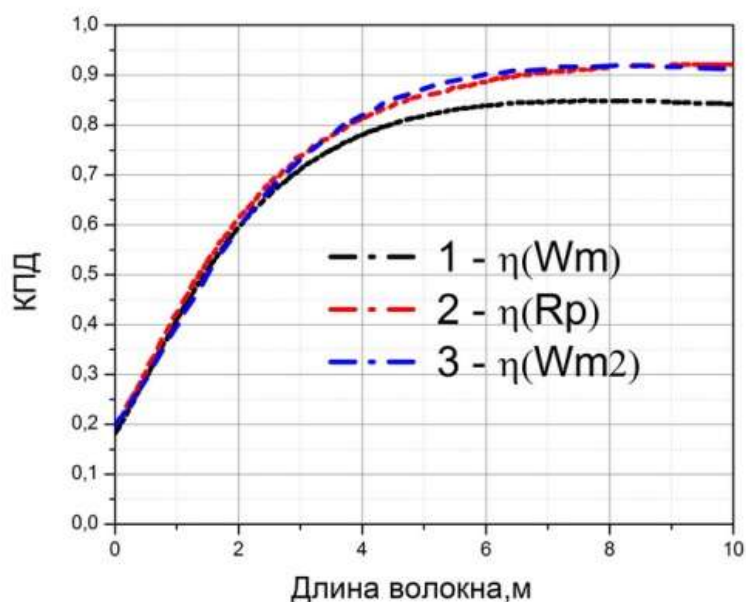


Рис. 5 Зависимость КПД лазера от длины активного световода.

Для заданных параметров волоконного световода эффективность генерации лазера на длине волны $\lambda_s=1,07$ мкм в зависимости от длины активного световода представлена на рисунке 5. Очевидно, что КПД без учета распределения поля моды $\eta(Wm)$ (линия 1) не совпадает с результатами расчета в программе RP Fiber Power $\eta(Rp)$ (линия 2). Если при моделировании учитывать распределение поля моды, то полученный результат $\eta(Wm2)$ (линия 3) совпадает с расчетами в коммерческой программе. При этом отметим, что типичная ошибка без учета распределения поля моды может достигать 6% по КПД, и соответственно до 30% процентов при оптимизации длины активного световода в составе резонатора волоконного лазера. То есть заданную эффективность генерации можно достигнуть на длинах световода до 30% меньше в случае учета радиального распределения поля моды.

Заключение

В работе приведено сравнение методов моделирования процесса стационарной генерации одномодового волоконного иттербиевого лазера с учетом радиального распределения поля моды и без неё и проведена верификация полученных результатов путем их сравнения с результатами расчета коммерческой программы RP fiber power. Разработан-

ная модель расчета непрерывных волоконных лазеров, основанная на численном решении скоростных уравнений, показала сопоставимые результаты с коммерческой программой. При этом получено, что не учет радиального распределения поля моды в стандартной модели, может приводить к ошибке оптимизации КПД лазера до 6%, а в длине активного волокна для получения заданного КПД до 30%.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-38-60102 мол_а_дк и в рамках Гранта Президента России для молодых ученых-кандидатов наук МК-7724.2016.8.

Список литературы

1. Курков А.С., Дианов Е.М. Непрерывные волоконные лазеры средней мощности // Квантовая электроника. 2004. Т. 34, № 10. С. 881-900.
2. Diels J.-C., Arianian L. Lasers: The Power and Precision of Light. Wiley-VCH, 2011. 277 p.
3. Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers / ed. by M.J.F. Digonnet. New York: Marcel Dekker, 1993.
4. Рютеринг М. Сравнительный анализ лазерной техники // Фотоника. 2011. № 3. С. 26-32.
5. Snitzer E., Po H., Hakimi F., Tumminelli R., McCollum B.C. Double-clad, offset core Nd fiber laser // Proc. Conf. Optical Fiber Sensors. Optical Society of America, 1998. Paper PD5. DOI: [10.1364/OFS.1988.PD5](https://doi.org/10.1364/OFS.1988.PD5)
6. Sahu J.K., Jeong Y., Algeria C., Codemard C., Soh D., Baek S., Philopov V., Cooper L., Nilsson J., Williams R., Ibsen M., Clarkson A., Richardson D., Payne D. Recent advances in high power fiber lasers // Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest. Optical Society of America, 2004. Paper MA1. DOI: [10.1364/ASSP.2004.MA1](https://doi.org/10.1364/ASSP.2004.MA1)
7. Мелькумов М.А., Буфетов И.А., Бубнов М.М., Шубин А.В., Семенов С.Л., Дианов Е.М. Распределение излучения накачки в лазерных волоконных световодах с много-элементной первой оболочкой // Квантовая электроника. 2005. № 11. С. 996-1002.
8. Chen Y.F., Liao T.S., Kao C.F., Huang T.M. Optimization of fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers: influence of pump-beam quality // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1996. Vol. 32, iss. 11. P. 2010-2016. DOI: [10.1109/3.541689](https://doi.org/10.1109/3.541689)
9. Marcuse D. Loss Analysis of Single-Mode Fiber Splices // Bell System Technical Journal. 1977. Vol. 56, iss. 5. P. 703-718. DOI: [10.1002/j.1538-7305.1977.tb00534.x](https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1977.tb00534.x)
10. Kelson I., Hardy A. Optimization of Strongly Pumped Fiber Lasers // Journal of Lightwave Technology. 1999. Vol. 17, iss. 5. P. 891-897.

Modeling the Output Parameters of a Continuous Wave Double Clad Single Mode Ytterbium Fiber Laser

D.A. Dvoreckii^{1,*}, M.A. Negin¹, S.G. Sazonkin¹,
L.K. Denisov¹

[*ddvoretzkiy@gmail.com](mailto:ddvoretzkiy@gmail.com)

¹Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

Keywords: fiber laser, ytterbium fiber laser, mathematical model, fiber

The last decade has been significantly successful in development of continuous wave fiber lasers that have multi-kilowatt output power. These results were achieved in fiber lasers using double-clad ytterbium-doped optical fibers. The configuration of a double-clad ytterbium-doped optical fiber allows us to have a significant power generation by using a multimode running semiconductor pump. In addition, the active medium uses a 3-level or quasi-four-level scheme to work thereby allowing us to achieve the high values of efficiency and output power. Such lasers are of particular interest as the reliable, efficient, and compact radiation sources for a variety of industrial applications, such as medical diagnostics, laser surgery, ranging vision systems, etc. An important step towards the creation of such fiber lasers is a numerical simulation of the processes occurring in the cavity and, as a consequence, the structural optimization of a fiber laser source. The numerical experiments allow us to optimize the fiber resonator parameters such as the length of the active fiber, transmission coefficients of output mirrors, as well as the concentration of active ions in the silica glass of the active fiber. This paper compares simulation methods of continuous wave generation of the single-mode fiber laser, taking into consideration the radial distribution of a mode field and without it, and verifies the results obtained by their comparing with the calculation results of the commercial program. The developed model to calculate continuous wave fiber lasers based on the numerical solution of rate equations, showed results comparable with the commercial program. Thus, it was found, that, without taking into consideration a radial distribution of the mode field in the standard model in calculations, a laser performance error may be up to 6%, and in the active fiber length to have a given efficiency it can be up to 30%. The developed mathematical model can be used to calculate and improve the output characteristics of medium power continuous wave fiber lasers.

References

1. Kurkov A.S., Dianov E.M. Moderate-power cw fibre lasers. *Kvantovaya elektronika*, 2004, vol. 34, iss. 10, pp. 881-900. (English version of journal: *Quantum Electronics*, 2004, vol. 34, iss. 10, pp. 881-900. DOI: [10.1070/QE2004v034n10ABEH002739](https://doi.org/10.1070/QE2004v034n10ABEH002739)).
2. Diels J.-C., Arianian L. *Lasers: The Power and Precision of Light*. Wiley-VCH, 2011. 277 p.
3. Digonnet M.J.F., ed. *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers*. New York, Marcel Dekker, 1993.
4. Ruterling M. Laser Technology Comparative Analysis. *Fotonika = Photonics*, 2011, no. 3, pp. 26-32. (in Russian).
5. Snitzer E., Po H., Hakimi F., Tumminelli R., McCollum B.C. Double-clad, offset core Nd fiber laser. *Proc. Conf. Optical Fiber Sensors*. Optical Society of America, 1998, paper PD5. DOI: [10.1364/OFS.1988.PD5](https://doi.org/10.1364/OFS.1988.PD5)
6. Sahu J.K., Jeong Y., Algeria C., Codemard C., Soh D., Baek S., Philopov V., Cooper L., Nilsson J., Williams R., Ibsen M., Clarkson A., Richardson D., Payne D. Recent advances in high power fiber lasers. *Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest*. Optical Society of America, 2004, paper MA1. DOI: [10.1364/ASSP.2004.MA1](https://doi.org/10.1364/ASSP.2004.MA1)
7. Mel'kumov M.A., Bufetov I.A., Bubnov M.M., Shubin A.V., Semenov S.L., Dianov E.M. Pump radiation distribution in multi-element first cladding laser fibres. *Kvantovaya elektronika*, 2005, vol. 35, iss. 11, pp. 996-1002. (English version of journal: *Quantum Electronics*, 2005, vol. 35, iss. 11, pp. 996-1002. DOI: [10.1070/QE2005v035n11ABEH013029](https://doi.org/10.1070/QE2005v035n11ABEH013029)).
8. Chen Y.F., Liao T.S., Kao C.F., Huang T.M. Optimization of fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers: influence of pump-beam quality. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1996, vol. 32, iss. 11, pp. 2010-2016. DOI: [10.1109/3.541689](https://doi.org/10.1109/3.541689)
9. Marcuse D. Loss Analysis of Single-Mode Fiber Splices. *Bell System Technical Journal*, 1977, vol. 56, iss. 5, pp. 703-718. DOI: [10.1002/j.1538-7305.1977.tb00534.x](https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1977.tb00534.x)
10. Kelson I., Hardy A. Optimization of Strongly Pumped Fiber Lasers. *Journal of Lightwave Technology*, 1999, vol. 17, iss. 5, pp. 891-897.