

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра компьютерной физики и метаматериалов на базе Саратовского филиала Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

**Вынужденное рассеяние Манделъштама-Бриллюэна
при наличии фазовой модуляции сигнала**

АВТОРЕФЕРАТ
ВЫПУСКНОЙ КВАЛИФИКАЦИОННОЙ БАКАЛАВРСКОЙ РАБОТЫ

студента 4 курса 432 группы
направления 03.03.02 «Физика» физического факультета
Гоголя Сергея Олеговича

Научный руководитель

Доцент, к.ф.-м.н.

_____ А.И. Конюхов

29.05.2019

Зав. кафедрой

профессор, д.ф.-м.н.

_____ В.М. Аникин

29.05.2019

Саратов 2019

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность. Вынужденное рассеяние Манделъштама-Бриллюэна (ВРМБ) устанавливает верхний предел на уровень оптической мощности, который может быть передан по оптическому волокну (ОВ). При превышении определенного уровня оптической мощности, именуемого порогом ВРБ, в ОВ возникает акустическая волна, под воздействием которой меняется величина показателя преломления. Изменения показателя преломления вызывают рассеяние света, приводя к дополнительной генерации акустических волн. В конечном счете, вследствие этого эффекта, возникает волна со смещенной частотой (волна Стокса), распространяющаяся в обратном направлении к источнику света, в результате чего полезная передаваемая оптическая мощность ослабляется. Тем самым ограничивается предельно достижимая мощность, которая может быть передана передатчиком в линию. После превышения порога ВРМБ наступает лавинный процесс увеличения мощности отраженной волны. За прошедшие годы были применены различные методы для подавления ВРМБ. Одним из таких методов является модуляция фазы лазерного поля.

Цель и основные задачи выпускной квалификационной работы (ВКР) – рассмотреть (в контексте научного обзора) генерацию вынужденного рассеяния Манделъштама – Бриллюэна в оптическом волокне в условиях фазовой модуляции лазера и проанализировать различные методы фазовой модуляции. За прошедшие годы были применены различные методы для подавления ВРМБ. Одним из таких методов является модуляция фазы лазерного поля. Хотя эффективная ширина линии лазера больше не будет одночастотной, этот метод привлек внимание благодаря недавним демонстрациям объединения лучей мощных волоконных усилителей,

модулированных на уровне ГГц.

Достоверность результатов (числовая точность) проверяется путем согласования с аналитическим решением для немодулированного случая и стандартным соотношением сохранения фотонов для встречных оптических полей.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** дано обоснование актуальности темы, сформулированы цель и задачи исследования, показаны научная новизна и практическая значимость работы.

В первой главе рассматривается теоретическая основа фазовой модуляции во временной области без предположений об истощении накачки или длине ОБ. Процесс ВРМБ исследуется с использованием трехсвязной системы уравнений в частных производных, которая описывает трехволновое взаимодействие двух оптических полей и акустического поля. Эти уравнения получены из уравнений Максвелла и уравнений Навье-Стокса. Исследуется случай волокна, сохраняющего поляризацию, рассеянного светом, поляризованным вдоль одной из его осей. Таким образом, свет Стокса поляризован в том же направлении. В данном случае полное оптическое электрическое поле-

$$\tilde{\mathbf{E}} = \tilde{\mathbf{E}}_L + \tilde{\mathbf{E}}_S,$$

где E_L и E_S - лазерное и Стоксовое поля соответственно. Полное поле описывается нелинейным волновым уравнением:

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{P}}^{(NL)}}{\partial t^2} \quad (1)$$

где нелинейная поляризация, $\tilde{P}^{(NL)} = \varepsilon_0 \gamma_c \tilde{\rho} \tilde{E} / \rho_0$. $\tilde{\rho}$ и ρ_0 плотность и фоновая плотность волоконной среды соответственно. Электрострикционная постоянная $\gamma_e = \rho(\partial\varepsilon/\partial\rho)$.

Эволюция плотности, $\tilde{\rho}$, акустического поля описывается волновым уравнением:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial t^2} - \frac{\Gamma_B}{q^2} \nabla^2 - v_s^2 \nabla^2 \tilde{\rho} = -\frac{1}{2} \varepsilon_0 \gamma_c \nabla^2 \langle \tilde{E}^2 \rangle + \tilde{f}, \quad (2)$$

где Γ_B -скорость распада фононов, v_s -скорость звука, q -число акустических волн.

Сохранение энергии и импульса диктует, что акустические и оптические волновые числа и угловые частоты связаны через: $\Omega = \omega_L - \omega_S$ и $q = k_L + k_S$, где где Ω , ω_L , ω_S -соответственно акустическая, лазерная и Стоксова угловые частоты. k_L и k_S являются лазерным и Стоксовым волновым числом

Подставляя полное оптическое поле в уравнение. (1) и используя приближение медленно меняющейся огибающей, можно получить уравнения, которые описывают эволюцию амплитуд лазерных и стоксовых волн, A_L и A_S , в волокне:

$$\frac{c}{n} \frac{\partial A_L}{\partial z} + \frac{\partial A_L}{\partial t} = \frac{i\omega\gamma_c}{2n^2\rho_0} \rho A_S \quad (5)$$

$$\frac{c}{n} \frac{\partial A_S}{\partial z} + \frac{\partial A_S}{\partial t} = \frac{i\omega\gamma_c}{2n^2\rho_0} \rho^* A_L \quad (6)$$

Начальные условия и граничное условие для электрического поля на входном конце волокна: $A_L(0, t) = A_L^0 e^{i\varphi(t)}$, $A_L(z > 0, 0) = 0$, где $\varphi(t)$ - функция фазовой модуляции и A_L^0 описывает амплитуду входного электрического поля лазера. Поле Стокса является встречным и везде равно нулю при $t = 0$. На него распространяются следующие условия: $A_S(z, 0) = 0$, $A_S(L, 0) = 0$, где L -длина волокна.

Поскольку фононы сильно затухают, они распространяются на очень короткие расстояния. Следовательно, в фононном уравнении пространственным изменением амплитуды пренебрегают при отсутствии внешних эффектов изменения акустической скорости, только акустические частоты вблизи резонансной частоты среды вносят значительный вклад в рост акустической волны:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + (\Gamma_B - 2i\Omega) \frac{\partial \rho}{\partial t} - \Omega_B \Gamma_B \rho = \varepsilon_0 \gamma_e q^2 A_L A_S^* - 2i\Omega_B f \quad (8)$$

Эти три уравнения, а также граничные и начальные условия полностью описывают трехволновое взаимодействие.

Во второй главе для изучения эффектов фазово-модулированного лазера при высокой отражательной способности используется численное интегрирование связанной системы уравнений с использованием метода характеристик. Оптические поля имеют встречное распространение и могут быть определены по характеристикам

$$dz/dt = n/c \text{ и } dz/dt = -n/c$$

для лазерного поля и Стокса соответственно, что приводит к уравнениям:

$$\frac{dA_L}{dt} = i\sigma\rho A_S \quad (9)$$

$$\frac{dA_S}{dt} = i\sigma\rho^* A_L \quad (10),$$

где $\sigma = \omega\gamma_c/2n^2\rho_0$. В дискретном случае амплитуда шумового члена определяется как-

$$f_{j,k} = \sqrt{\frac{nQ}{c(\Delta t)^2}} S_{j,k} \quad (12)$$

Подходящими граничными и начальными условиями для лазерного поля являются:

$$A_L(j = 0, k) = A_L^0 e^{i\varphi(k)} \quad A_L(j > 0, k = 0) = 0,$$

где $j=0$ соответствует $z=0$ и $k=0$ с $t=0$. Для поля Стокса это: $A_S(N_j, k) = 0$, $A_S(j, 0) = 0$, где N_j соответствует $z=L$. Наконец, начальные и граничные условия для фононного поля $\rho(j = 0, k) = \rho'_{0,k}$ и $\rho(j, k = 0) = \rho'_{j,0}$, где ρ' является решением уравнения. (11) без исходного члена и производной второго порядка, которая незначительна без движущей силы. Оно определяется по формуле:

$$\rho'_{j,k} = \sqrt{\frac{nQ}{c\Gamma_B}} S_{j,k} \quad (13)$$

Чтобы охарактеризовать числовую устойчивость, мы решаем эти уравнения, используя как Эйлер, так и модифицированный метод Эйлера для немодулированного лазерного поля. Два метода сравниваются путем исследования уравнения сохранения для процесса ВРБ в пассивном волокне вдоль длины волокна с использованием 100 пространственных точек.

Уравнение сохранения:

$$f_{j,k} = \sqrt{\frac{nQ}{c(\Delta t)^2}} S_{j,k}(*),$$

где j k , описывают точки пересечения сетки вдоль характеристик в пространстве и времени соответственно, $S_{j,k}$ - сложная гауссова функция

случайного распределения с нулевым средним и единичной дисперсией, а Δt - шаг по времени.

Шаг по времени и шаг по пространству связаны через $\Delta z = c\Delta t/n$. Поскольку для всех практических целей стоксовая и лазерная частоты равны, соблюдается следующее уравнение сохранения:

$$\langle |E_L(z, t)|^2 \rangle - \langle |E_S(z, t)|^2 \rangle = C,$$

где C является константой. Угловые скобки обозначают усреднение во времени за продолжительное время, когда $\Gamma bt \gg 1$. Можно отметить, что уравнение сохранения следует отметить, что это уравнение сохранения является выражением сохранения числа фотонов для встречных волн при отсутствии потерь.

Последующие разделы описывают результаты численного моделирования для различных моделей фазовой модуляции.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В рамках трехволнового приближения рассмотрено влияние фазовой модуляции лазерного излучения на процессы в ОС. В качестве теста для модулированного лазера исследуется синусоидальная фазовая модуляция для широкого диапазона амплитуд и частот модуляции. На высоких частотах модуляции моделирование согласуется с аналитическими результатами, полученными при разложении оптической мощности на ее частотные составляющие. На низких частотах модуляции имеется значительное отклонение из-за заметного перекрестного разговора между боковыми полосами лазера и Стокса. Исследовалось подавление ВРМБ для источника белого шума и показываем значительные отклонения для коротких волокон от аналитически выведенных формул.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

0. Clint Zeringue, Iyad Dajani, Shadi Naderi, Gerald T. Moore, and Craig Robin. A theoretical study of transient stimulated Brillouin scattering in optical fibers seeded with phase-modulated light // Optics Express. Vol. 20, Issue 19, pp. 21196-21213 (2012). DOI: <https://doi.org/10.1364/OE.20.021196>
1. Dajani, C. Zeringue, and T. Shay. Investigation of nonlinear effects in multitone-driven narrow linewidth high-power amplifiers // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 15(2), 406–414 (2009).
2. Robert W. Boyd, Kazimierz Rzaewski, and Paul Narum. Noise initiation of stimulated Brillouin scattering // Phys. Rev. A 42, 5514 – 5521 (1990). Published 1 November 1990.
3. M. J. Li, X. Chen, J. Wang, S. Gray, A. Liu, J. A. Demeritt, A. B. Ruffin, A. M. Crowley, D. T. Walton, and L. A. Zenteno, “Al/Ge co-doped large mode area fiber with high SBS threshold,” Opt. Express 15(13), 8290–8299 (2007).
4. C. Robin and I. Dajani, “Acoustically segmented photonic crystal fiber for single-frequency high-power laser applications,” Opt. Lett. 36(14), 2641–2643 (2011).
5. C. Zeringue, C. Vergien, and I. Dajani, “Pump-limited, 203 W single-frequency monolithic fiber amplifier based on laser gain competition,” Opt. Lett. 36(5), 618–620 (2011).
6. F. W. Willems, W. Muys, and J. S. Leong. Simultaneous Suppression of Stimulated Brillouin Scattering and interferometric noise in externally modulated lightwave AM-SCM systems // IEEE Photon. Technol. Lett. 6(12), 1476–1478 (1994).
7. G. D. Goodno, S. J. McNaught, J. E. Rothenberg, T. S. McComb, P. A. Thielen, M. G. Wickham, and M. E. Weber. Active phase and polarization locking of a 1.4 kW fiber amplifier // Opt. Lett. 35(10), 1542–1544 (2010).

8. C. X. Yu, S. J. Augst, S. M. Redmond, K. C. Goldizen, D. V. Murphy, A. Sanchez, and T. Y. Fan, “Coherent combining of a 4 kW, eight-element fiber amplifier array,” *Opt. Lett.* **36**(14), 2686–2688 (2011).

9. M. G. Raymer and J. Mostowski, “Stimulated Raman scattering: unified treatment of spontaneous initiation and spatial propagation,” *Phys. Rev. A* **24**(4), 1980–1993 (1981).

10. R. L. Carman, F. Shimizu, C. S. Wang, and N. Bloembergen. Theory of Stokes pulse shapes in transient stimulated Raman scattering // *Phys. Rev. A* **2**(1), 60–72 (1970).

11. E. Lichtman, R. G. Waarts, and A. A. Friesem. Stimulated Brillouin scattering excited by a modulated pump wave in single-mode fibers // *J. Lightwave Technol.* **7**(1), 171–174 (1989).

12. M. J. Damzen, V. I. Vlad, V. Babin, and A. Mocofanescu. *Stimulated Brillouin Scattering Fundamentals and Applications* (Institute of Physics Publishing, 2003).

13. K. E. Gustafson, *Partial Differential Equations and Hilbert Space Methods*, 2nd ed. (Wiley, 1987).

14. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed. (Academic Press, 2007).

15. Y. Liu, Z. Lu, Y. Dong, and Q. Li // Research on stimulated Brillouin scattering suppression based on multi-frequency phase modulation // *Chin. Opt. Lett.* **7**(1), 29–31 (2009).

16. R. S. Williamson III, “Laser coherence control using homogeneous linewidth broadening // U.S. Patent No. 7,280,568, Oct. 9 (2007).