

Генерация субпикосекундных импульсов в результате развития модуляционной неустойчивости волновых пакетов типа мод шепчущей галереи в световоде с бегущей волной показателя преломления

И.О.Золотовский, Д.А.Коробко, В.А.Лапин, П.П.Миронов, Д.И.Семенцов, А.А.Фотиади, М.С.Явтушенко

Рассматривается преобразование в цилиндрическом световоде с бегущей волной показателя преломления квазинепрерывной (с длительностью более 1 нс) фоновой туннелирующей волны типа моды шепчущей галереи (МШГ) в ультракороткие (пико- и субпикосекундные) лазерные импульсы, возникающие в результате развития модуляционной неустойчивости. Показано, что пиковая мощность генерируемых лазерных импульсов может превышать мощность фоновой МШГ на несколько порядков.

Ключевые слова: лазерные импульсы, моды шепчущей галереи, модуляционная неустойчивость, бегущая волна, показатель преломления.

1. Введение

Поверхностные волны типа мод шепчущей галереи (МШГ), несмотря на давнюю историю [1], остаются интересными для исследователей разных областей физики. МШГ возникают в осесимметричных системах и формируются на изогнутых границах раздела двух сред. Электромагнитные МШГ могут быть обнаружены, например, в диэлектрических волноводах сферической, сфероидальной, тороидальной или цилиндрической формы [2–4]. В последнем случае подобного рода волновые пакеты распространяются вдоль поверхности кварцевого световода-цилиндра по спирали с постоянным шагом, в силу чего они получили название туннелирующих мод [5]. Среди особенностей таких спиральных волн важным является то обстоятельство, что их продольная (вдоль оси световода) групповая скорость может быть сколь угодно малой относительно скорости света в вакууме [6, 7].

В настоящей работе рассматривается преобразование в цилиндрическом световоде с бегущей волной показателя преломления (БВП) квазинепрерывной (с длительностью более 1 нс) фоновой туннелирующей волны типа МШГ в ультракороткие (пико- и субпикосекундные) лазерные импульсы, формирующиеся в результате развития модуляционной неустойчивости (МН). Показано, что пиковая мощность генерируемых лазерных импульсов может превышать мощность фоновой МШГ на несколько порядков.

И.О.Золотовский, Д.А.Коробко, В.А.Лапин, П.П.Миронов, Д.И.Семенцов, М.С.Явтушенко. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: rafzol.14@mail.ru

А.А.Фотиади. Ульяновский государственный университет, Россия, 432017 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; Université de Mons, 20, place du Parc, B7000 Mons, Belgium

Поступила в редакцию 17 мая 2018 г., после доработки – 25 июня 2018 г.

2. Уравнения поля поверхностной туннелирующей волны

При введении света в цилиндрический волновод под некоторым углом к образующей цилиндра поверхностная волна в общем случае распространяется по спиральной траектории [3, 5–8]. Продольная составляющая волнового вектора такой волны $k_z = (k^2 - k_r^2)^{1/2}$, где $k = k_0 n(\omega)$; $k_0 = \omega/c$ – волновое число в вакууме; $n(\omega)$ – показатель преломления материала световода; k_r – поперечная (радиальная) компонента волнового вектора. Если угол ввода волны в световод достаточно близок к нормали (по отношению к образующей), то распространение волны вдоль его оси существенно замедляется вплоть до нулевых значений [9, 10].

В дальнейшем будем рассматривать случай поверхностной волны, медленно туннелирующей (со скоростью $V_z \ll c$) вдоль продольной оси световода z (это возможно при $k_z \ll k - k_r$) (рис. 1). В этом случае электрическое поле волны можно представить в виде

$$E(z, r, t, \varphi) = A(z, t) \Phi(r, z, \varphi) \exp\left[i\omega t - i \int_0^z k_z(z) dz\right], \quad (1)$$

где $A(z, t)$ – медленно меняющаяся амплитуда, описывающая продольное распределение поля туннелирующей волны; $\Phi(r, z, \varphi)$ – функция, определяющая радиальную и азимутальную зависимости поля в световоде. Например, в квазилинейном приближении для однородного цилиндрического световода с радиусом a эту функцию при $r \leq a$ для азимутальной моды m -го порядка можно записать в виде [9, 10]

$$\Phi_m(r, \varphi) = \Phi_0 Ai\left[\sqrt[3]{2m^2(1 - r/a) - \xi_m}\right] \exp(im\varphi), \quad (2)$$

где $Ai[\dots]$ – функция Эйри первого рода; ξ_m – соответствующий корень функции Эйри [9, 11]; φ – угол между осью x и радиус-вектором r . При $r > a$ полагаем $\Phi_m(r, \varphi) \rightarrow 0$.

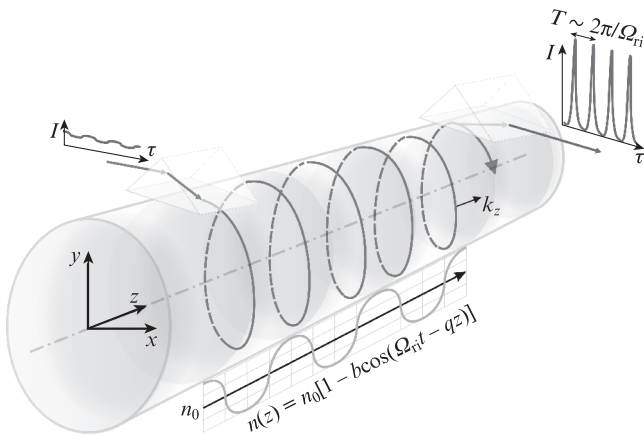


Рис.1. Траектория луча, вводимого в цилиндрический световод и представляющего в световоде волну типа моды шепчущей галереи.

Динамика временной огибающей волнового пакета (ВП) в таком световоде описывается нелинейным уравнением Шредингера [12]

$$\frac{\partial A}{\partial z} + V_z^{-1} \frac{\partial A}{\partial t} - i D_z \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i R_z |A|^2 A = 0, \quad (3)$$

где введены продольная скорость волны, дисперсия групповых скоростей (ДГС) и нелинейность световода соответственно:

$$V_z(z) \approx \gamma \frac{\partial \omega}{\partial k}, \quad D_z(z) \approx \frac{1}{\gamma} \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}, \quad R_z \approx n^{(2)} k / (\gamma S_{\text{eff}}). \quad (4)$$

Здесь $\gamma(z) = (1 - k_r^2/k^2)^{1/2}$ – параметр продольного замедления туннелирующей волны; $n^{(2)}$ – коэффициент материальной кубической нелинейности;

$$S_{\text{eff}}(m) = \left(\int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{\infty} r |\Phi(r, \varphi, m)|^2 d\varphi dr \right)^2 \times \left(\int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{\infty} r |\Phi(r, \varphi, m)|^4 d\varphi dr \right)^{-1} \quad (5)$$

– эффективная площадь поверхностной моды.

3. Взаимодействие туннелирующей волны с БВП

Предположим, что в световоде распространяется БВП. Для ее реализации необходимо, например, разместить вдоль световода модуляторы показателя преломления [6–8]. Под действием модуляторов в световоде формируется бегущая волна, в которой показатель преломления среды изменяется по закону

$$n(t, z) = n_0 [1 - b \cos(\Omega_m t - qz)], \quad (6)$$

где Ω_m – частота модуляции; $q = 2\pi/\Lambda$ – волновое число БВП; Λ – период пространственной неоднородности; $V_a = \Omega_m/q$ – скорость «перемещения» БВП; $b = \Delta n/n_0$ – глубина модуляции; Δn – максимальное изменение показателя преломления. Отметим, что БВП может быть также реализована в световоде в случае возбуждения в нем акустической волны. Фазовая скорость такой волны $V_a \approx$

$\gamma c/n \approx 6000$ м/с. Таким образом, в кварцевом световоде со стандартным значением $n \approx 1.5$ для синхронизации туннелирующего волнового пакета и БВП необходимо иметь $\gamma \approx 3 \times 10^{-5}$. При этом глубина модуляции b может достигать 3×10^{-4} [13].

При $V_z \approx V_a$ между туннелирующей поверхностной волной типа МШГ и БВП происходит сильное резонансное взаимодействие. В этом случае уравнение, описывающее динамику временной огибающей туннелирующего ВП, в координатах бегущего времени $\tau = t - \int_0^z dz/V_z(z)$ можно представить в виде

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i D_z \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + i R_z |A|^2 A = i k b \gamma^{-1} \cos[\Omega_m(\tau - \delta\tau)] A, \quad (7)$$

где параметр $\delta\tau = (V_a^{-1} - V_z^{-1})z$ характеризует временную отстройку, связанную с разностью групповых скоростей волнового пакета и скорости БВП. Как показывает численное моделирование, уравнение (7) достаточно хорошо описывает динамику волны типа классической МШГ в том случае, когда эта волна «увлекается» БВП с глубиной модуляции $b = \Delta n/n_0$ не менее 10^{-4} .

Реализовать сильное синхронизированное взаимодействие электромагнитной волны и БВП, описываемое соотношением (6), можно не только с помощью медленно туннелирующей вдоль оси световода волн, но и с помощью света, намотанного на цилиндр диаметром $d > a$, вдоль оси которого возбуждена БВП [14–16]. Составляющая скорости электромагнитной волны вдоль оси цилиндра определяется размерами цилиндра, а также характеризующим замедление углом намотки $\kappa \approx h/2\pi a$, где h – шаг намотки световода. При этом неизбежно возникающие «изгибные» потери плотно намотанного световода могут быть компенсированы за счет использования усиливающих световодов и накачки через боковую поверхность.

4. Режим формирования сверхимпульсов, численный анализ

Исследование развития МН и формирования субпикосекундных импульсов с пиковой мощностью, на порядок превышающей значение интенсивности фонового излучения, проведем на основе численного решения уравнения (7) методом пошаговых преобразований Фурье (метод SSFM) [12]. Будем считать, что в световод вводится слабо модулированный квазинепрерывный ВП, который задается соотношением:

$$A(0, \tau) = \sqrt{P_0} [1 + \zeta \cos(\Omega_{\text{mod}} \tau)], \quad (8)$$

где $P_0 = |A_0|^2$ – мощность вводимого в световод излучения; ζ – глубина модуляции; Ω_{mod} – частота модуляции волнового пакета.

На рис.2 представлена динамика развития МН и формирования из исходно непрерывной волны накачки одного из последовательности сверхимпульсов (СИ). Для численного моделирования выбраны следующие значения параметров: $\gamma D_z = -10^{-26} \text{ с}^2/\text{М}$, $P_0 = 0.1 \text{ Вт}$, $\zeta = 10^{-3}$, $\beta = 10^6 \text{ м}^{-1}$, $\gamma = 4 \times 10^{-5}$, $\Omega_{\text{mod}} = 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $\Omega_m = 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\Delta n = 10^{-4}$.

Картину формирования СИ в результате развития МН (как спонтанной, так и индуцированной) можно представить следующим образом: вначале происходит развитие индуцированной МН и формирование высокочастотной последовательности импульсов (бризеров) с частотой

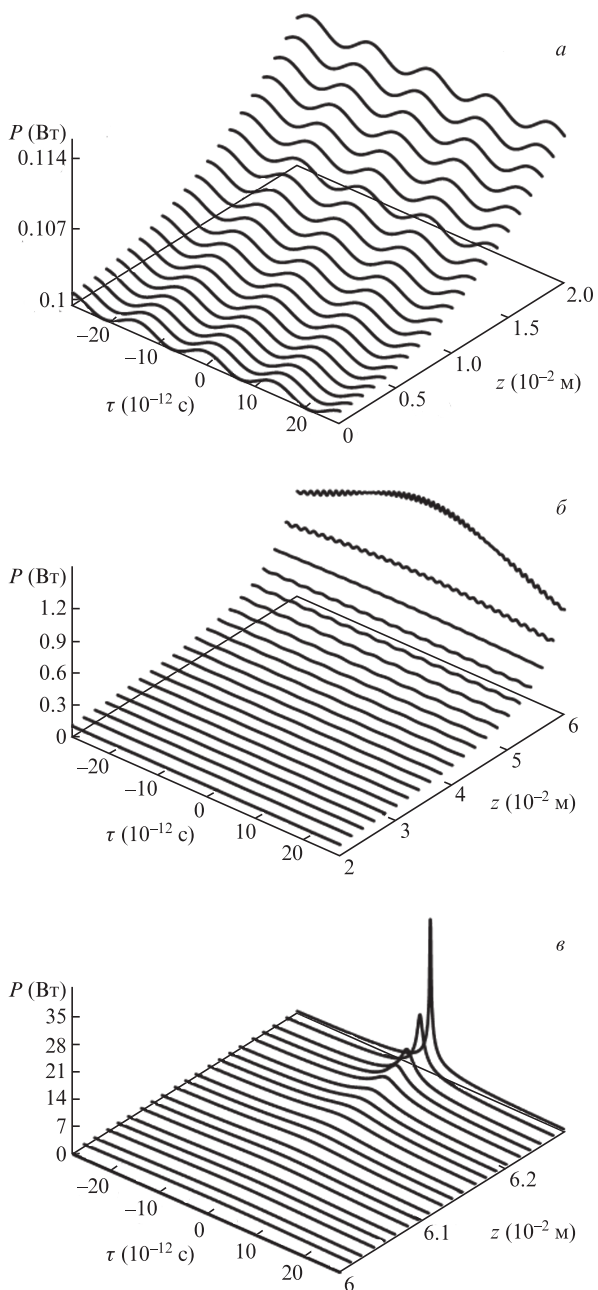


Рис.2. Динамика развития МН и формирования из квазинепрерывной волны одного из последовательности ультракоротких импульсов при $\gamma D_z = 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$, $\gamma R_z = 10^{-2} \text{ (Вт}\cdot\text{м)}^{-1}$, $P_0 = 0.1 \text{ Вт}$, $\Omega_{\text{г}} = 10^9 \text{ с}^{-1}$, $\beta = 10^6 \text{ м}^{-1}$, $\gamma = 4 \times 10^{-3}$, $\Delta n = 10^{-4}$.

следования $\Omega_{\text{max}} = \sqrt{R_z P_0 / |D_z|}$ и длительностью отдельного импульса $\tau_p \approx 2\pi / \Omega_{\text{max}}$. Инкремент усиления гармонического возмущения на этой стадии МН дается выражением [12, 17–19]

$$g(z, \omega) = 2|\Omega \gamma D_z| \sqrt{2P_0 R_z / D_z - \Omega^2}, \tag{9}$$

где $\Omega = \omega - \omega_0$, ω – частота гармонического возмущения и ω_0 – несущая частота вводимого волнового пакета.

Следующий этап состоит в стягивании бризеров к областям максимума показателя преломления БВП и формировании высокоэнергетического ВП (банча) с энергией $W_s \sim 2\pi P_0 / \Omega_{\text{г}}$. Так, для выбранных частоты и глубины модуляции исходно непрерывной волны с мощностью 100 мВт пиковая мощность (P_{max}) СИ, формируемого на

длине световода z_s , с хорошей степенью точности, определяемой соотношением $z_s \sim 1/\Omega_{\text{г}} \approx 6 \text{ см}$, превышает 20 кВт, а его длительность $\tau_s \sim W_s / P_{\text{max}} \sim 2\pi P_0 / (\Omega_{\text{г}} P_{\text{max}})$ стремится к величине, меньшей 10^{-13} с . При этом пиковая мощность тем больше, чем меньше частота следования бризеров (чем меньше частота их следования, тем больше энергия, собираемая СИ за счет когерентного сложения энергии бризеров, генерируемых за время $T \approx 2\pi / \Omega_{\text{г}}$ и стягивающихся в единый СИ).

На рис.3 для приведенных выше параметров представлена динамика формирования всей последовательности СИ (показаны только три). Видно, что с приближением z к z_s ($z \ll z_s$) происходит резкое нарастание пиковой мощности СИ, что связано с когерентным сложением формируемых в результате развития МН бризеров. Обратим внимание, что формирование сверхмощного импульса происходит на исключительно малых «продольных масшта-

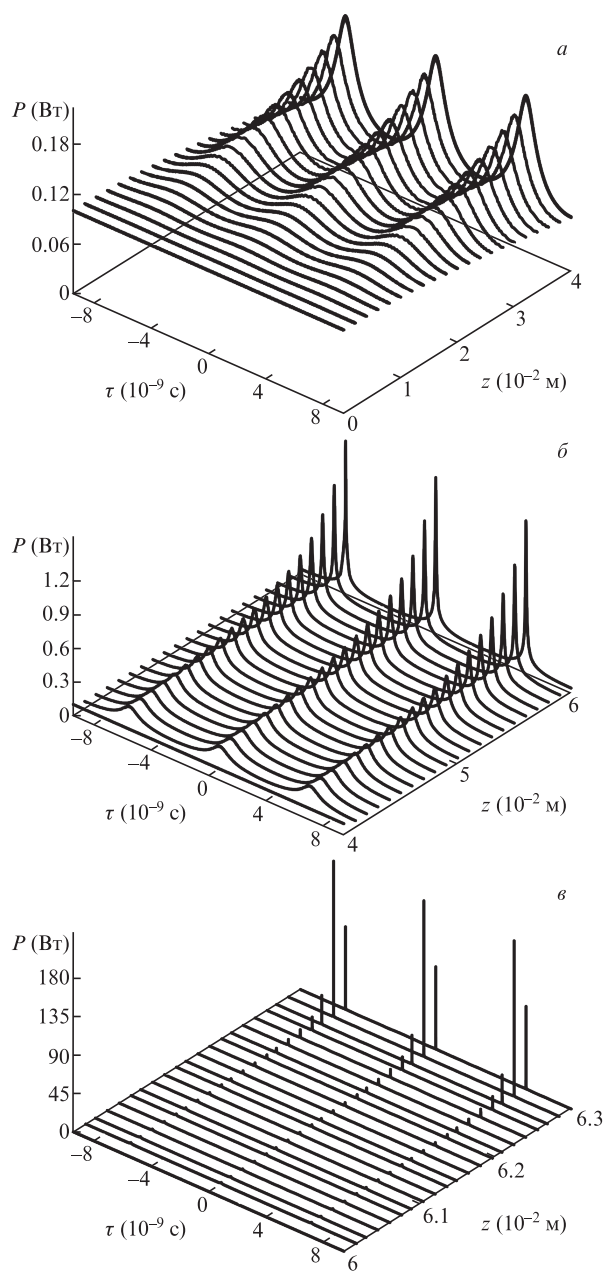


Рис.3. Преобразование квазинепрерывной волны в последовательность ультракоротких импульсов (значения параметров те же, что и на рис.2).

бах» (значительно меньше 1 мм). При $z > z_s$ возникает хаотизация распространяющегося излучения и распад ВП на шумовые компоненты из-за влияния нелинейных эффектов, а также дисперсионных эффектов высших порядков. В общем случае для анализа формирования и дальнейшей динамики СИ необходимо учитывать дисперсионные и нелинейные эффекты более высоких порядков.

В работах [15, 19] показано, что на длинах $z \approx z_s$ для ВП (частотно-модулированного импульса гауссовой формы), описываемого уравнением (7), в условиях аномальной ДГС возникает сильная модуляция, приводящая к сверхбыстрому изменению всех основных параметров – длительности, амплитуды, chirpa, фазы импульса. Опираясь на результаты этих работ, можно получить приближенное выражение для параметра z_s , дающее хорошее согласие с результатами численного моделирования уравнения (7) и определяемое следующим образом:

$$z_s \approx \pi |8bk\gamma^{-1} D_z \Omega_{\text{П}}^2|^{-1/2}. \quad (10)$$

Как будет показано ниже, именно на этой длине происходит формирование СИ в результате развития режима модуляционной неустойчивости.

На рис.4 представлена динамика формирования последовательности сверхимпульсов (показаны три) для приведенных выше параметров и двух значений частоты модуляции БВПП: $\Omega_{\text{П}} = 10^9$ и 10^{10} с⁻¹. Анализ показал, что длительность СИ (τ_s), генерируемых в световодах с частотой модуляции в рассматриваемом диапазоне (при одинаковых значениях других параметров), приблизительно одинакова и составляет $\sim 10^{-13}$ с. При этом длина форми-

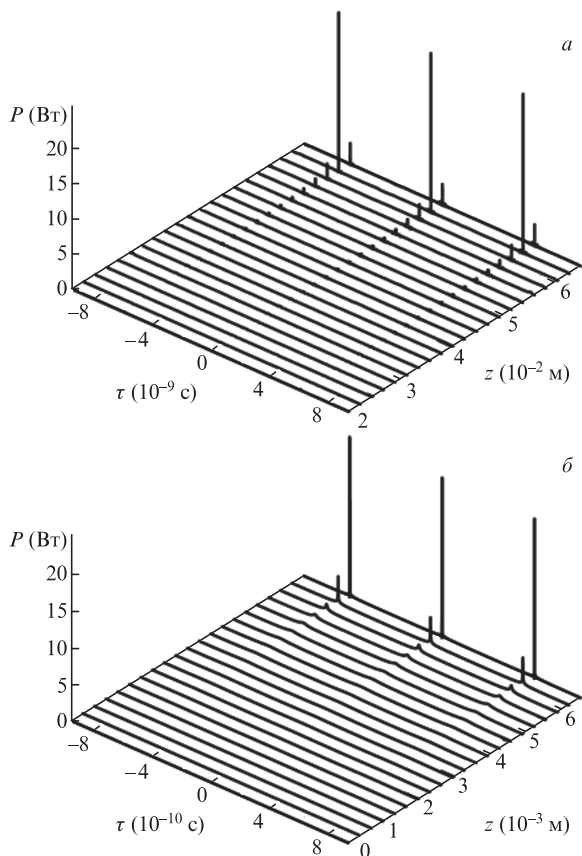


Рис.4. Динамика формирования последовательности ультракоротких импульсов при частотах модуляции БВПП $\Omega_{\text{П}} = 10^9$ и 10^{10} с⁻¹ (остальные параметры те же, что и на рис.2).

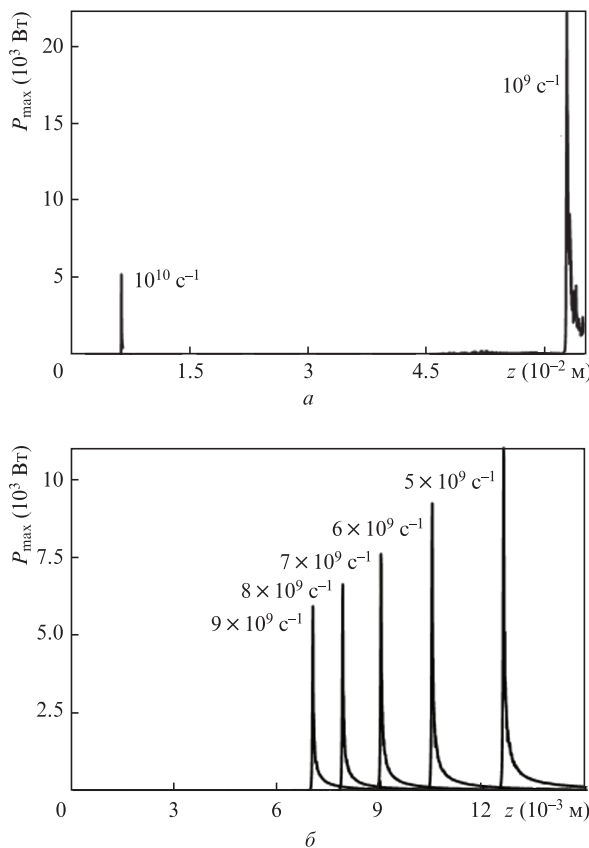


Рис.5. Зависимости максимальной мощности сверхимпульса от длины световода для частоты модуляции БВПП $\Omega_{\text{П}} = 10^9$ и 10^{10} с⁻¹ (a) и $\Omega_{\text{П}} = (5, 6, 7, 8, 9) \times 10^9$ с⁻¹ (б).

рования СИ обратно пропорциональна частоте модуляции (что следует из соотношения (10)); получено $z_s \approx 6$ см для $\Omega_{\text{П}} = 10^9$ с⁻¹ и $z_s \approx 6$ мм для $\Omega_{\text{П}} = 10^{10}$ с⁻¹. Таким образом, частота и глубина модуляции существенным образом не влияют на характер формирования последовательности СИ (их длительность, амплитуду, частоту следования). Слабая зависимость динамики образования последовательности СИ от глубины модуляции ζ указывает на возможность спонтанного развития МН.

На рис.5 представлены зависимости максимальной мощности СИ от длины световода, полученные для частоты модуляции $\Omega_{\text{П}} = (1, 5, 6, 7, 8, 9, 10) \times 10^9$ с⁻¹. Видно, что с ростом $\Omega_{\text{П}}$ максимальная мощность СИ уменьшается. Для энергии СИ с хорошей степенью точности можно считать справедливым соотношение $W_1/W_2 \approx \Omega_{\text{П}2}/\Omega_{\text{П}1}$.

В заключение отметим, что помимо рассмотренного варианта реализации синхронизированного взаимодействия БВПП и вводимого в световод волнового пакета в принципе можно использовать вариант электрооптической модуляции (например, предложенный в работах [20–22]). Однако именно акустооптическое взаимодействие медленной туннелирующей волны и акустической БВПП является на сегодняшний день технологически наиболее проработанным способом получения обсуждаемых в работе эффектов.

5. Заключение

В работе рассмотрено развитие модуляционной неустойчивости туннелирующих волн в световоде с БВПП. Показано, что, когда скорость туннелирующей волны вдоль

оси световода равна скорости БВПП, вблизи характерной длины z_c происходит сверхсильная модуляция волнового пакета и формирование импульсов пико- и субпикосекундной длительности с частотой следования, равной частоте модуляции БВПП $\Omega_{\text{гг}}$. При этом пиковая мощность генерируемых импульсов может на несколько порядков превышать мощность вводимого в световод слабо модулированного фонового излучения. Установлено, что квазинепрерывное излучение мощностью 1 Вт может быть использовано для генерации субпикосекундных импульсов с пиковой мощностью, существенно превышающей 10 кВт. При этом формирование сверхмощного импульса происходит на исключительно малых «продольных масштабах», значительно меньших 1 мм.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (проект №14.Z50.31.0015, госзадание 3.3889.2017/ПЧ) и Российского научного фонда (проект №16-42-02012).

1. Rayleigh, Lord. *Phil. Mag.*, **20**, 1001 (1910).
2. Торчигин В.П. *Квантовая электроника*, **22** (5), 509 (1995) [*Quantum Electron.*, **22** (5), 484 (1995)].
3. Karakantzas G., Dimmick T.E., Birks T.A., Le Roux R., Russell St.J. *Opt. Lett.*, **26**, 1137 (2001).
4. Снайдер А., Лав Дж. *Теория оптических волноводов* (М.: Радио и связь, 1987).
5. Иванов О.В., Никитов С.А., Гуляев Ю.В. *УФН*, **176** (2), 175 (2006).
6. Сычугов В.А., Магдич Л.Н., Торчигин В.П. *Квантовая электроника*, **31** (12), 1089 (2001) [*Quantum Electron.*, **31** (12), 1089 (2001)].
7. Сычугов В.А., Торчигин В.П., Цветков М.Ю. *Квантовая электроника*, **32** (8), 738 (2002) [*Quantum Electron.*, **32** (8), 738 (2002)].
8. Торчигин В.П., Торчигин С.В. *Квантовая электроника*, **33** (10), 913 (2003) [*Quantum Electron.*, **33** (10), 913 (2003)].
9. Sumetsky M. *Opt. Lett.*, **29** (1), 8 (2004).
10. Suchkov S.V., Sumetsky M., Sukhorukov A.A. *Opt. Lett.*, **40**, 3806 (2015).
11. Федорюк М.В. *Эйри функции*. В сб. *Математическая энциклопедия*. Под ред. И.М.Виноградова (М.: Сов. энциклопедия, 1985, т. 5).
12. Agrawal G. *Nonlinear Fiber Optics* (New York: Academic Press, 2007).
13. Goutzoulis A.P., Pape D.R. *Design and Fabrication of Acousto-optic Devices* (New York: Marcel Dekker, 1994, p.68).
14. Торчигин В.П. *Квантовая электроника*, **20** (3), 276 (1993) [*Quantum Electron.*, **20** (3), 235 (1993)].
15. Золотовский И.О., Лапин В.А., Семенцов Д.И. *Квантовая электроника*, **46** (1), 39 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (1), 39 (2016)].
16. Korobko D.A., Okhotnikov O.G., Stoliarov D.A., Sysoliatin A.A., Zolotovskii I.O. *J. Lightwave Technol.*, **33**, 3643 (2015).
17. Золотовский И.О., Коробко Д.А., Лапин В.А. *Квантовая электроника*, **44** (1), 42 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (1), 42 (2014)].
18. Korobko D., Okhotnikov O., Zolotovskii I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, 237 (2013).
19. Золотовский И.О., Коробко Д.А., Лапин В.А., Семенцов Д.И. *Оптика и спектроскопия*, **121** (2), 277 (2016).
20. Булюк А.Н. *Квантовая электроника*, **19** (10), 1018 (1992) [*Quantum Electron.*, **19** (10), 948 (1992)].
21. Торчигин В.П. *Квантовая электроника*, **20** (3), 283 (1993) [*Quantum Electron.*, **20** (3), 241 (1993)].
22. Булюк А.Н. *Квантовая электроника*, **22** (1), 75 (1995) [*Quantum Electron.*, **22** (1), 66 (1995)].