

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 530.182+535.15

# Распространение фазомодулированных мощных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе в режимах самоканалирования и филаментации

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов, О.В. Минина✉\*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 9.03.2022 г.;

после доработки 28.03.2022 г.;

принята к печати 1.04.2022 г.

Проведено численное моделирование распространения мощных фазомодулированных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе. Пространственная модуляция исходного волнового фронта импульса осуществлялась с помощью программируемой фазовой пластинки, состоящей из расположенных в шахматном порядке зон с варьируемым скачком фазы волны. В рамках численного решения нелинейного уравнения Шредингера для усредненной по времени амплитуды электрического поля исследованы режимы самофокусировки, филаментации и постфиламентационного каналирования излучения для фазомодулирующих масок с различным сдвигом фазы на границах соседних сегментов. Показано, что при определенных типах фазовой модуляции импульса область его филаментации в воздухе может быть существенно смещена (по координате) и удлинена по сравнению с немодулированным импульсом. Кроме того, установлено, что применение фазовой модуляции позволяет понизить угловую расходимость формирующихся на стадии постфиламентационного распространения интенсивных световых каналов. Это обеспечивает возможность самоканалирования излучения на расстояниях, кратно превышающих длину Рэлея.

*Ключевые слова:* фемтосекундный лазерный импульс, фазовая модуляция, самофокусировка, филаментация, самоканалирование излучения, постфиламентационный световой канал; femtosecond laser pulse, phase modulation, self-focusing, filamentation, self-channeling, post-filamentation channel.

## Введение

Распространение мощных (гигаваттных) фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе, как правило, происходит в режиме филаментации. Этот режим реализуется за счет керровской самофокусировки оптической волны. Филаментация проявляется в распаде лазерного пучка по мере его распространения в среде на более тонкие интенсивные световые каналы, называемые филаментами. Филаментация излучения проходит в условиях, при которых происходят светоиндуцированное образование протяженных плазменных каналов в канале лазерного пучка, а также широкомасштабные изменения спектра импульса (формирование суперконтинуального излучения, генерация высших гармоник и терагерцового излучения). Как показано во многочисленных исследованиях [1–3], световые филаменты характеризуются высокой интенсивностью и квазипостоянным поперечным размером, сохраняющимся на достаточно протяженных дистанциях. Уникаль-

ные свойства лазерной филаментации привлекают внимание ученых всего мира, поскольку она позволяет решать новые задачи в областях прецизионных лазерных технологий и обработки материалов, а также атмосферной фемтосекундной оптики. В последнем случае можно отметить создание протяженных областей электропроводимости в атмосфере (например для снятия грозового электричества), дистанционную диагностику окружающей среды в широком спектральном диапазоне для экологического мониторинга, а также направленную передачу концентрированной световой энергии на дальние дистанции в атмосфере [4–7].

Анализ научной литературы и тенденций исследований в области самофокусировки и филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в атмосфере [1, 2] позволяет выделить актуальные на сегодняшний день задачи для решения этой проблемы. Часть из них по-прежнему связана с управлением пространственным положением и структурой области филаментации лазерного излучения. Последние достижения в области оптики и лазерной физики показали перспективность использования для этих целей специально профилированного излучения, т.е. лазерных пучков с отличным от гауссовского

\* Юрий Эльмарович Гейнц (yeints@iao.ru); Александр Анатольевич Землянов (zaa@iao.ru); Ольга Владимировна Минина (mov@iao.ru).

поперечным распределением интенсивности, например кольцевого, бessel-гауссовского, «одетого (“dressed”)» пучка и др. Практический интерес к профилированному излучению связан со специфическими особенностями дифракции таких пучков, приводящими в ряде случаев к задержке образования нелинейного фокуса пучка, что открывает перспективы дополнительного контроля и над нелинейным участком распространения, т.е. областью филаментации. К преимуществам использования структурированного лазерного излучения можно отнести более протяженную филаментацию кольцевого [8] и квазибездифракционного бessel-гауссовского пучков [9], координата начала которой сдвинута от начала трассы; мультифокусную структуру области филаментации при суперпозиции гауссовского и кольцевого профилей («одетый» пучок) [10, 11]; удаленную самофокусировку «коронарного» пучка [12].

Недавно в [13] были представлены экспериментальные результаты по воздушной филаментации импульсного излучения Ti:Sa-лазера, структурированного при помощи фазово-модулирующих дифракционных элементов (ТЕМ<sub>11</sub>-фазовая пластинка (ступенчатая полуволновая пластина), решетка Дамманна). Авторы [13] показали, что использование полуволновой пластины с пространственными фазовыми разрывами шахматного типа для регуляризации множественной филаментации может быть предпочтительным в двух случаях: когда длина образующихся филаментов важнее, чем стабильность конфигурации филаментов в целом, или же когда требуется получить очень близко расположенные филаменты. В отличие от этого фемтосекундная филаментация с применением фазовой решетки Дамманна не дает протяженных филаментов, но обеспечивает высокую повторяемость и устойчивость их пространственной конфигурации (и плазменных каналов) в заданной точке оптической трассы.

Настоящая работа продолжает исследование [13], но посвящена более общему случаю филаментации пространственно-структурированных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе. Исследуемое излучение имеет распределение плотности энергии в виде отдельных равномерно расположенных пучков меньшего размера с переменной, но регулярной границей раздела волн внутри общего фотонного резервуара. Пространственное структурирование фазы волны, приводящее к искомому разбиению энергии импульса, осуществлялось фазовыми масками шахматного типа с регулярно расположенными областями с программно задаваемым разрывом фазы волны на границах соседних областей, что в итоге формирует фазовые дифракционные решетки с  $3 \times 3$ ,  $3 \times 2$  и  $2 \times 2$  структурой элементов. Структурированное излучение применялось нами в численных экспериментах по нелинейному распространению в воздухе на средних (несколько дифракционных длин пучка) оптических дистанциях.

В нашей работе показано, что в отличие от пучков без фазовой модуляции филаментация фазомодулированного излучения (при использовании фазовых масок шахматного типа) характеризуется бо-

лее сильным влиянием на керровскую самофокусировку дифракционных эффектов, реализующихся на масштабах отдельных субапертур пучка. В результате этого могут существенно измениться стартовые координаты участка филаментации и его протяженность. Более того, использование фазовой матрицы, например состоящей из девяти элементов с полуволновым фазовым разрывом, приводит к образованию после филаментации пучка пространственно разделенных световых каналов (субпучков) с высокой характерной интенсивностью порядка десятых долей ТВт/см<sup>2</sup>. Важная особенность этих интенсивных постфиламентационных световых каналов (ПФК) – пониженная угловая расходимость по сравнению с расходимостью лазерного пучка в целом. Это открывает перспективы использования ПФК для различных атмосферных приложений, требующих дальнего распространения мощного лазерного импульса и сохранения повышенной пространственной концентрации мощности фемтосекундного излучения.

В этой связи следует отметить, что представленные в настоящей работе результаты получены для относительно узких лазерных пучков (радиусом  $R_0 \sim 1$  мм) с энергией в несколько мДж и оптических трасс средней протяженности, в то время как на практике для распространения в атмосфере используются пучки сантиметрового радиуса и энергией на 1–3 порядка больше. Однако в настоящее время численное моделирование такой филаментации лазерного импульса очень сложное даже в трехмерном пространстве параметров. Результаты представленных исследований могут иметь прогностическое значение для атмосферных приложений, поскольку показывают, как нужно проводить сегментирование энергии исходного пучка с помощью фазовых масок для достижения специфической динамики филаментации.

## 1. Численная модель

### 1.1. Нелинейное уравнение Шредингера

В качестве основы для проведения численного моделирования распространения мощного ультракороткого лазерного излучения в режиме филаментации рассмотрим нелинейное уравнение Шредингера (НУШ) [1]. Поскольку для решения этого четырехмерного уравнения требуется чрезвычайно большой объем вычислительных ресурсов, для сокращения времени счета мы использовали его редуцированную (в 3D-пространстве) версию [14], получаемую после интегрирования исходного (3D + 1) НУШ по временной координате. Вопросы допустимости такого подхода рассматривались, например, в [12]. Было установлено, что такое приближение позволяет адекватно моделировать основные закономерности филаментации мощных лазерных импульсов на умеренных дистанциях распространения (несколько рэлеевских диапазонов), когда можно не учитывать эффекты, связанные с внутриимпульсной динамикой интенсивности оптического поля (световая ударная

волна, обрушение временного фронта, кинетика электронной концентрации) и временной «памятью» среды (хроматическая дисперсия групповой скорости, молекулярное рамановское рассеяние).

Следуя [12], представим временной профиль  $\tilde{U}$  реального (гауссовского) лазерного импульса длительностью  $t_p$  в виде ступеньки некоторой длительностью  $t_0$ :

$$\tilde{U}(\mathbf{r}_\perp, z, t) = U_0 U(\mathbf{r}_\perp, z) \text{ при } -t_0 \leq t \leq t_0,$$

$$\tilde{U}(\mathbf{r}_\perp, z, t) = 0 \text{ для всех остальных значений } t. \quad (1)$$

Здесь  $U(\mathbf{r}_\perp, z)$  – функция только поперечных координат и эволюционной переменной  $z$ ;  $U_0 = \sqrt{\pi I_0 t_p / (2t_0)}$  – амплитуда;  $I_0$  – пиковая интенсивность реального импульса;  $\mathbf{r}_\perp$  – вектор поперечных координат. Основное приближение, используемое для дальнейшего анализа, заключается в том, что временной профиль лазерного импульса считается неизменным при распространении импульса. Это позволяет заранее провести интегрирование по временной координате полного (3D + 1) НУШ, пренебрегая динамическим эффектом дисперсии групповой скорости импульса, временной инерцией керровской нелинейности и переходным характером динамики фотоионизации среды. При этом модельное выражение для импульса-ступеньки позволяет существенно упростить такое интегрирование и применяется для получения уравнения для средней (по времени) амплитуды поля:

$$U(\mathbf{r}_\perp, z) = (1/2T) \int_{-T}^T \tilde{U}(\mathbf{r}_\perp, z, t) dt,$$

где  $T$  – граница временной численной сетки. Параметр длительности  $t_0$  является свободным и выбирается в диапазоне  $0 < t_0 \leq t_p$  при условии получения наилучшего согласия с результатами расчетов полной (3D + 1) модели НУШ. В нашем случае  $t_0 = 0,15t_p$ , что качественно учитывает характерную временную компрессию импульса за счет керровской самофокусировки.

Прежде всего рассмотрим скоростное уравнение для мгновенной плотности свободных электронов  $\rho_e$ :

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = W_I(I)(\rho_{nt} - \rho_e) + v_i \rho_e I - v_r \rho_e^2, \quad (2)$$

где  $W_I$  – скорость фотоионизации;  $I = |U|^2$  – интенсивность излучения;  $\rho_{nt}$  – плотность нейтральных атомов (молекул);  $v_i$  – скорость ударной (лавинной) ионизации;  $v_r$  – скоростной коэффициент рекомбинации. Используя представление (1) и интегрируя по времени скоростное уравнение плазмы (2), получаем его решение для нормированной электронной плотности плазмы  $\bar{\rho}_e = \rho_e / \rho_{nt}$ :

$$\bar{\rho}_e(\bar{t}) = (2v_r \rho_{nt})^{-1} \times \left\{ R \tanh(0,5Rt_0[\bar{t} + C]) - [W_I - v_i |U|^2] \right\},$$

где  $\bar{t} = t/t_0$ ;  $R = \sqrt{[W_I - v_i |U|^2]^2 + 4W_I v_r \rho_{nt}}$ ;  $C = (2/Rt_0) \tanh^{-1}([W_I - v_i |U|^2]/R)$  – постоянная интегрирования, определяемая из условия  $\bar{\rho}_e(\bar{t} = 0) = 0$ .

Теперь в рамках сделанных приближений получаем следующее трехмерное НУШ для усредненной по времени амплитуды электрического поля  $U(\mathbf{r}_\perp, z)$ :

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{4} \nabla_\perp^2 - i \frac{L_R}{L_K} |U|^2 + \frac{L_R}{2L_W} W_I \frac{(1-B)}{|U|^2} + \frac{iL_R}{2L_{pl}} \left( 1 - \frac{i}{\omega_0 \tau_c} \right) B(U) \right\} U = 0, \quad (3)$$

где  $\nabla_\perp^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  – поперечный лапласиан;  $\omega_0 = 2\pi c / \lambda_0$  – центральная частота;  $\tau_c$  – характерное время столкновения электронов. В уравнение (3) входят следующие характерные параметры задачи: длина Рэлея пучка  $L_R = k_0 R_0^2 / 2$  ( $L_R = 4$  м для гауссовского пучка с  $R_0 = 1$  мм и длиной волны  $\lambda = 800$  нм), длина керровской  $L_K = n_0 / (k_0 n_2 I)$  и плазменной  $L_{pl} = n_0 \Delta E_i / (2\sigma_c v^{(K)} I^K t_p \omega_0 \tau_c)$  нелинейностей среды распространения, а также длина многофотонной ионизации  $L_W = (v^{(K)} I^{K-1})^{-1}$ , где  $v^{(K)}$  – скорость многофотонной ионизации молекулы с одно-временным поглощением  $K$  фотонов излучения. Здесь  $k_0$  – волновое число;  $n_0$  – показатель преломления невозмущенной среды;  $n_2$  – коэффициент нелинейности показателя преломления  $n = n_0 + n_2 I$ ;  $\sigma_c$ ,  $\Delta E_i$  – сечение каскадной ионизации и потенциал ионизации молекулы. Функционал  $B = B(W_I, v_i, |U|^2)$  учитывает суммарный (за время импульса) прирост свободных электронов в канале излучения под действием многофотонной ( $W_I$ ) и ударной ( $v_i$ ) ионизации молекул воздуха, обеспечивая тем самым насыщение керровской нелинейности и плазменного поглощения:

$$B(U) = (2t_0 v_r \rho_{nt})^{-1} \left\{ \ln \left[ \frac{e^{t_0(RC+2R)} + 1}{e^{t_0 RC} + 1} \right] - t_0 \left[ R + (W_I - v_i |U|^2) \right] \right\}.$$

Вычисление скорости многофотонной фотоионизации  $W_I$  проводилось по модели Переломова–Попова–Терентьева [15], которая была применена для воздушной смеси (20%O<sub>2</sub> + 80%N<sub>2</sub>) при общей концентрации нейтральных молекул  $2,5 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. При этом критическая мощность самофокусировки излучения на длине волны 800 нм в воздухе  $P_{cr} = 3,2$  ГВт [16]. Кроме того, в (3) не учитывается линейное поглощение лазерного излучения в воздухе газовыми составляющими из-за малости

соответствующего коэффициента поглощения реальной атмосферы в ближней ИК-полосе спектра ( $< 10^{-6} \text{ м}^{-1}$ ).

В численных расчетах начальный профиль поперечного распределения амплитуды лазерного импульса  $U(\mathbf{r}_\perp, z = 0)$  считался гауссовским в декартовых координатах  $\mathbf{r}_\perp \equiv (x, y)$ , при этом излучение изначально имело плоский волновой фронт. Дополнительно имитировалось снижение качества лазерного пучка, присущее мощным лазерным источникам, путем наложения на сгенерированные гладкие профили интенсивности случайного амплитудного шума:  $U_\perp(x, y) \rightarrow U_\perp(x, y)[1 + A_m \cdot \hat{f}(x, y)]$ , где  $\hat{f}$  – случайная величина с нормальным законом распределения в диапазоне  $[-1 \dots 1]$ ;  $A_m = U_0/20$  – амплитуда шума. Для определенности все расчеты проведены для лазерных пучков с начальным радиусом (по уровню  $e^{-1}$  от максимума интенсивности)  $R_0 = 1$  мм и длительностью импульса  $t_p = 50$  фс. Пиковая мощность в импульсе  $P_0$  варьировалась от 3 до 25 критических мощностей самофокусировки  $P_{cr}$ .

При моделировании распространения мощных фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе для получения дополнительной модуляции фазы волны использовались фазовые маски, состоящие из 9, 6 и 4 элементов (рис. 1), расположенных в шахматном порядке. Они обеспечивали задаваемый разрыв фазы волны  $\Delta\phi = \phi_{ij} - \phi_{ij+1}$  на границах соседних элементов  $i, j$  и  $i, j + 1$  в диапазоне от  $-2\pi$  до  $2\pi$ ;

черные элементы соответствуют отрицательным значениям  $\Delta\phi$ , серые – положительным. Нумерация элементов масок начинается с левого верхнего угла рис. 1. Как будет видно ниже, их использование обеспечивает разделение исходного унимодального лазерного пучка на отдельные сегменты, что позволяет минимизировать влияние мелкомасштабной самофокусировки и управлять характеристиками области множественной филаментации и ПФК. Особенности постфиламентационного распространения фемтосекундных лазерных импульсов подробно описаны в [17–19]. Одним из параметров, варьируемых при проведении моделирования, было наличие (рис. 1, *а, в*) или отсутствие (рис. 1, *б, г*) модуляции центрального элемента фазовой матрицы. Последний из указанных случаев соответствует пучку, в котором условно «отключается» наиболее интенсивная центральная часть, самофокусировка которой происходит раньше, чем периферии пучка. Такая фазовая маска обеспечивает смещение начала области филаментации от источника лазерных импульсов практически для всех рассмотренных конфигураций.

Для удобства дальнейшего анализа результатов фазовые маски пронумерованы от I до VI в соответствии с порядком следования, показанным на рис. 1. Также в дальнейшем удобно скачок фазы пластинки выразить в единицах  $\pi$ . Для этого введем безразмерную величину  $\phi_0 = \Delta\phi/\pi$ .

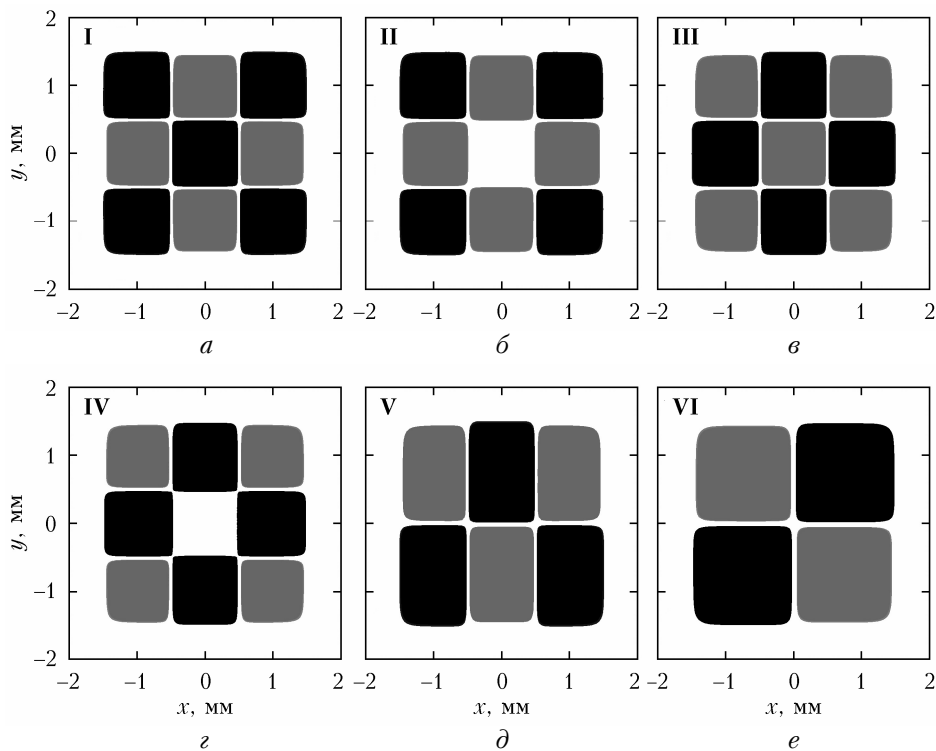


Рис. 1. Используемые в численном моделировании фазомодулирующие маски, состоящие из 9 (*а–г*), 6 (*д*) и 4 (*е*) элементов, с разностью фаз между соседними элементами  $\Delta\phi = -\pi$  (*а, б, д, е*) и  $\pi$  (*в, г*) в случаях с модулированным (*а, в*) и немодулированным (*б, г*) центром

## 1.2. Сравнительный анализ полной и редуцированной версий НУШ

Прежде чем перейти к результатам нашего моделирования, проведем сравнительный анализ полной и интегрированной по времени оптических моделей для одной из фазовых масок, показанных на рис. 1, чтобы подтвердить правильность используемого сокращенного 3D-НУШ. Тестовые расчеты нелинейного распространения в воздухе фемтосекундного лазерного импульса выполнялись в рамках полной модели, описываемой спектральной версией НУШ для комплексной огибающей электрического поля  $U_{k\omega} \equiv U_{\perp}(k_{\perp}, z; \omega)$  в области пространственно-временных частот, названной в литературе уравнением однонаправленного распространения импульса (URPE) [20, 21]. Для этого численно решалось уравнение

$$\frac{\partial U_{k\omega}}{\partial z} = i(k_z - \omega_0/v_g)U_{k\omega} + i \frac{\omega^2}{2c^2 k_z} \frac{P_{k\omega}}{\epsilon_0}. \quad (4)$$

Здесь  $k_z = \sqrt{k(\omega)^2 - k_{\perp}^2}$  – постоянная распространения волны вдоль эволюционной переменной  $z$ ,  $k_{\perp}^2$  – квадрат модуля поперечной составляющей волнового вектора,  $k(\omega) = \omega n(\omega)/c$  – волновое число, зависящее от (круговой) частоты излучения  $\omega$  и дисперсии действительной части показателя преломления среды  $n(\omega)$  (задавалась по формуле Зельмейера);  $\epsilon_0$ ,  $c$  – диэлектрическая проницаемость и скорость света в вакууме;  $P_{k\omega}$  – нелинейная поляризация среды, учитывающая все значимые процессы, приводящие к фазовой самомодуляции импульса и нелинейной диссипации его энергии, вид которой приведен в [20]. Уравнение (4) записано в бегущих координатах, начало которых связано с импульсом, движущимся с групповой скоростью  $v_g = (\partial k / \partial \omega)^{-1}$ .

В качестве примера на рис. 2 показана динамика пиковой интенсивности импульса и плотности свободных электронов лазерной плазмы при использовании фазовой маски IV. Как видно, редуцированная версия НУШ в целом достаточно точно описывает нелинейное распространение фемтосекундных лазерных импульсов в условиях фазовой модуляции пучка. Это касается как пиковых параметров излучения, так и пространственных масштабов области филаментации. При этом среднее время счета модели для одних и тех же начальных параметров лазерного импульса при использовании редуцированного НУШ сокращается почти на порядок величины, не превышая 2 ч при использовании 3D-НУШ. Следует отметить, что даже для больших значений относительной пиковой мощности ( $\eta = P_0/P_{cr} = 20$ ) наблюдается хорошее соответствие результатов численного моделирования в обеих моделях. Из анализа рис. 2 следует, что основные различия в результатах, полученных в рамках двух моделей, связаны с пространственными характеристиками области филаментации, в частности с координатой начала, окончанием и сплошностью (продольной непрерывностью) области филаментации.

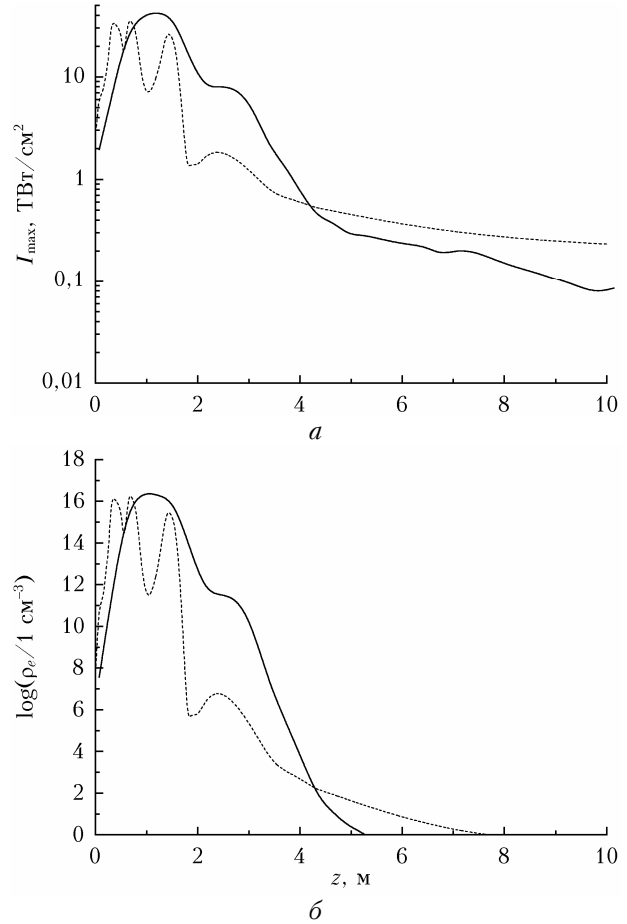


Рис. 2. Зависимость пиковой интенсивности (а) и максимальной плотности плазмы (б) от дистанции распространения для импульса с относительной пиковой мощностью  $\eta = 20$ , модулированного фазовой маской IV (при  $\Delta\phi = \pi$  без модуляции центрального элемента); сплошные кривые соответствуют полной (3D + 1) URPE модели, штриховые – 3D-НУШ

Расчеты, выполненные по URPE, демонстрируют более ранний старт филаментации фазомодулированного импульса и более раннее ее окончание по сравнению с редуцированной версией НУШ. Однако общая протяженность участка филаментации приблизительно такая же, как и в рамках интегральной по времени модели НУШ. Аналогичные расчеты, выполненные для импульсов излучения с меньшей пиковой мощностью (не приведены здесь), демонстрируют еще более хорошее согласие двух моделей распространения излучения.

## 2. Результаты и их обсуждение

### 2.1. Фазомодулирующие маски, состоящие из 9 элементов

Результаты численного моделирования филаментации для фазомодулирующих масок I–IV при относительной пиковой мощности лазерных импульсов  $\eta = 5$  и 15 показаны на рис. 3. Из его анализа следует, что использование фазовых пластинок

приводит к сокращению дистанции самофокусировки импульса по сравнению с немодулированным гауссовским пучком ( $\varphi_0 = 0$ ), которое тем больше, чем выше фазовый сдвиг  $\varphi$ . Отметим, что область филаментации излучения определялась по превышению пиковой плотности плазмы  $\rho_e$  уровня  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

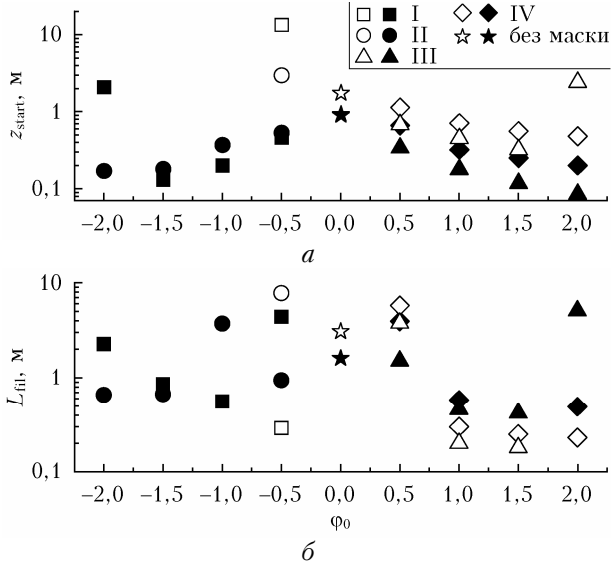


Рис. 3. Координата начала (а) и длина (б) области филаментации для различных фазомодулирующих масок для пучка с относительной пиковой мощностью  $\eta = 5$  (белые символы) и 15 (черные символы)

Однако для конкретных фазомодулирующих масок, рассматриваемых здесь, старт филаментации пучка происходит на больших расстояниях  $z_{\text{start}}$  от источника лазерного излучения по сравнению со случаем, когда маска не использовалась ( $\varphi_0 = 0$ ). На рис. 3, а указанные конфигурации соответствуют значениям  $\varphi_0 = -2$ ;  $-0,5$ ; 2. Следует отметить, что при  $\varphi_0 = -0,5$  ( $\Delta\varphi = -\pi/2$ ) также наблюдается существенное (в разы) увеличение протяженности (длины) области филаментации  $L_{\text{fil}}$  (рис. 3, б). При этом использование фазомодулирующей маски приводит не только к смещению координаты начала филаментации (ее приближение или удаление, как, например, при  $\eta = 5$  и  $\varphi_0 = -0,5$  на рис. 3, а), но и к отсутствию филаментации даже при сверхкритической мощности в импульсе, например, при  $\eta = 5$  и  $\varphi_0 < -1$ . В последнем случае наблюдается сильная дефокусировка всего пучка, а также отдельных пространственных частей импульса уже на начальном этапе распространения излучения, из-за чего максимальная интенсивность излучения не достигает величин, характерных для фемтосекундной филаментации ( $> 30 \text{ ТВт/см}^2$ ), и оказывается на порядок меньше. Концентрация свободных электронов в этом случае не превосходит  $10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Несмотря на это, даже в таких случаях разделение лазерного луча фазомодулирующей пластиной шахматного типа позволяет получить несколько протяженных световых каналов с достаточно высокой интенсивностью и малой угловой расходимостью (см. ниже).

Для примера более подробно рассмотрим особенности распространения фемтосекундного лазерного импульса с относительной пиковой мощностью  $\eta = 15$  при  $\varphi_0 = -1$  (маска I, рис. 1, а) при наличии центрального элемента фазовой маски. Пиковая интенсивность импульса и плотность лазерной плазмы в пучке для этого случая приведены на рис. 4, а. На рис. 4, б–ж показаны поперечные профили плотности энергии (флюенса) лазерного импульса на различных дистанциях распространения в воздухе. Отметим, что на каждом рисунке распределение плотности энергии нормировано на его максимальное значение.

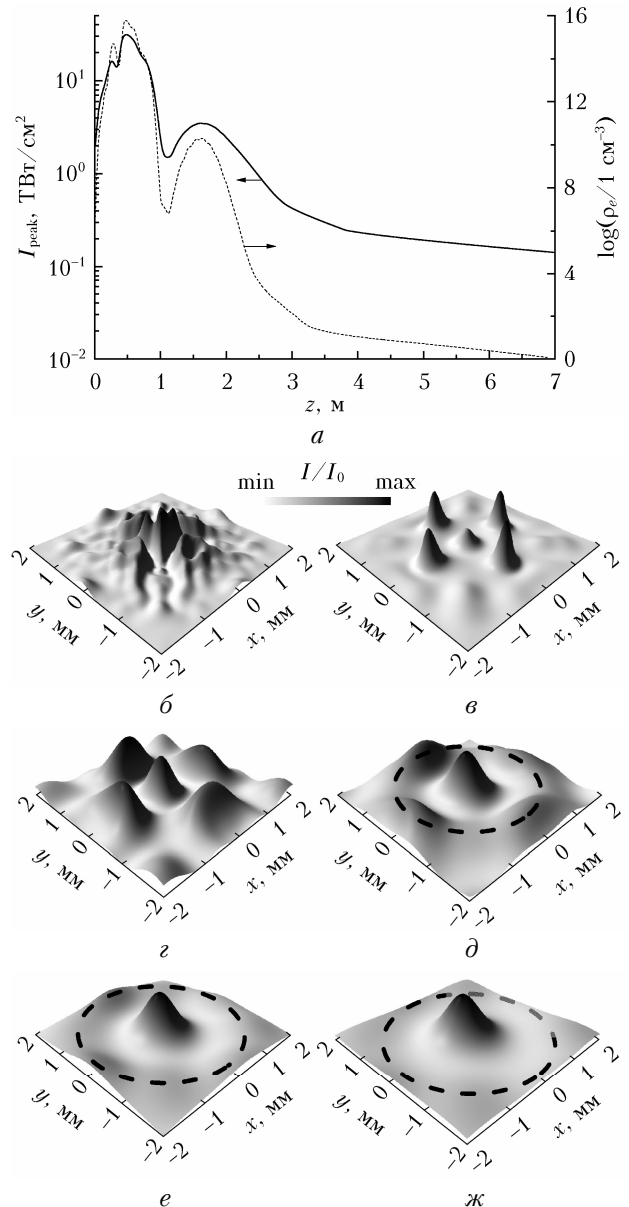


Рис. 4. Зависимости максимальной интенсивности и концентрации свободных электронов вдоль траектории при распространении лазерного импульса с  $\eta = 15$  для фазомодулирующей пластинки с  $\varphi_0 = -1$  (а); поперечные сечения лазерного пучка последовательно на расстояниях от 0,5 м до 5,5 м (шаг по дистанции 1 м) (б–ж)

На рис. 4, б видно, что формирование области филаментации начинается при  $z = 0,5$  м в центре пучка на начальной стадии распространения излучения. Также отчетливо проявляется дифракция излучения на резких градиентах фазы, о чем свидетельствует и появление «кратеров» в центрах боковых лепестков в распределении плотности потока энергии (в местах формирования вторичных максимумов поля). По мере распространения плотность оптической энергии в центре пучка уменьшается и филаментация импульса прекращается, но на некотором расстоянии ( $z = 1,5$  м на рис. 4, а) боковые лепестки снова начинают увеличиваться за счет фокусировки периферии пучка (рис. 4, в).

В этом случае концентрация свободных электронов в канале излучения также слабо возрастает, но этот рост оказывается недостаточным для возобновления филаментации ( $\rho_e < 10^{10}$  см<sup>-3</sup>). В результате с этого расстояния лазерный импульс вступает в стадию постфиламентного распространения в виде пяти изолированных высокоинтенсивных световых каналов (рис. 4, з). Формирование этих ПФК происходит независимо на противоположных участках пучка, окружающих центр, и отчетливо видно на рис. 4, з. ПФК продолжают существовать на оставшейся части оптической трассы, но их количество сначала увеличивается до 9 (рис. 4, е), а затем снова падает до 5 в конце распространения на рис. 4, ж.

Обратим внимание, что в ходе численного моделирования ПФК определяется из условия, что соответствующий лепесток в 2D-распределении плотности энергии должен иметь максимальное значение, большее или равное половине центрального максимума.

Также характерная особенность распространения излучения в рассматриваемом случае – наличие круглого кольца в распределении плотности энергии (показано окружностью на рис. 4, д–ж) вокруг центрального максимума оптического поля. Формирование этой кольцевой структуры происходит за счет конструктивной интерференции излучения, приходящего от периферийных и центрального элементов фазомодулирующих масок. Важно, что появление такой кольцевой структуры способствует поддержанию малой угловой расходимости наиболее интенсивного центрального ПФК. При этом отдельного внимания заслуживает тот факт, что медленно уменьшающаяся интенсивность излучения в каналах (рис. 4, д–ж) даже на расстояниях более  $2L_R$  сохраняется на субтераваттном уровне ( $> 0,1$  ТВт/см<sup>2</sup>).

Аналогичные зависимости в формировании и распространении ПФК наблюдаются и для других значений мощности в импульсе при  $\varphi_0 = -1$  и  $+1$  (рис. 5) для продольного профиля пиковой интенсивности лазерного импульса. Особенность структурирования лазерного импульса обеспечивает квазинезависимую динамику

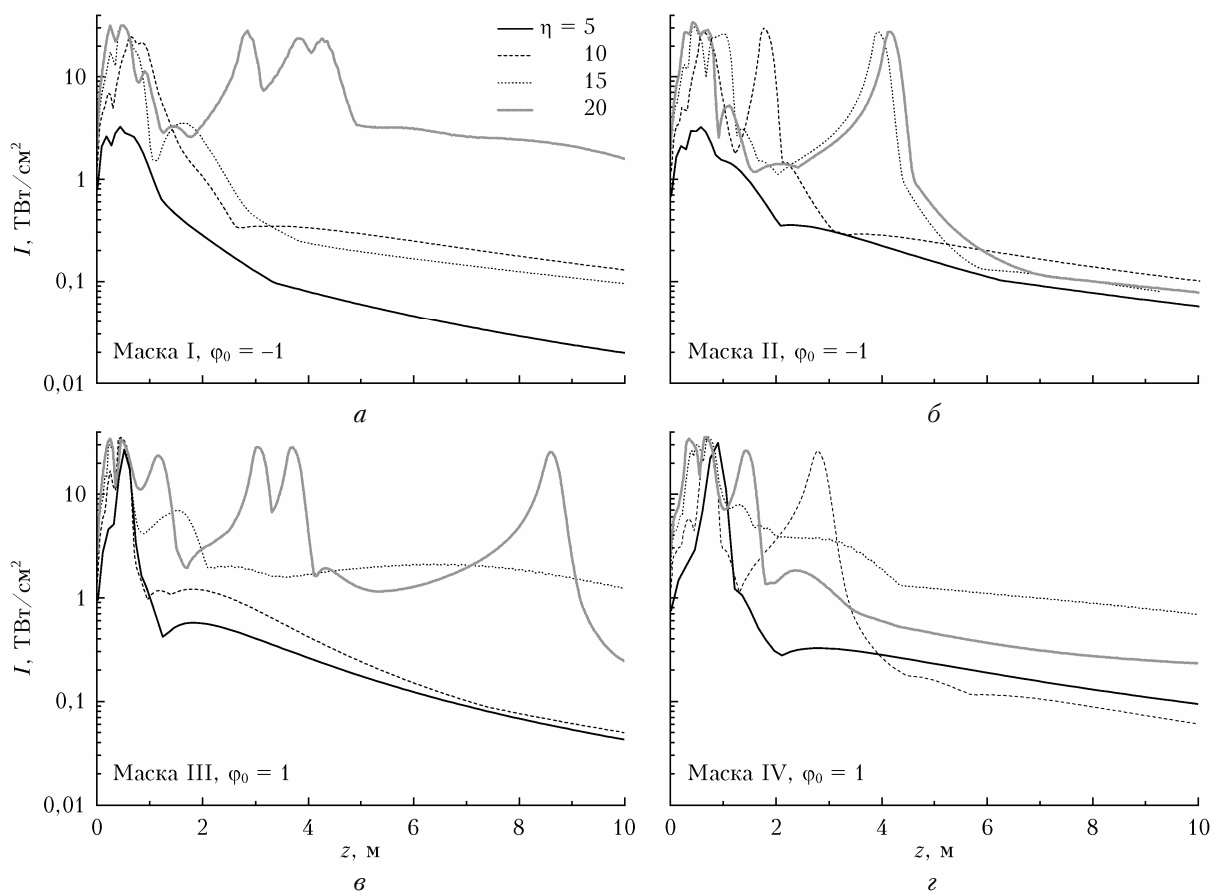


Рис. 5. Пиковая интенсивность вдоль трассы распространения лазерного пучка с различной мощностью  $\eta$  для масок с  $\varphi_0 = -1$  (а, б) и 1 (в, г)

распространения соседних субпучков, разделенных сегментами фазовой пластины. При этом может быть реализован специфический режим распространения импульса со слабо меняющейся интенсивностью на дальнем постфиламентационном этапе распространения излучения, где наблюдается самоканалирование ПФК. Этот режим распространения весьма перспективен для задач дальнего распространения мощных фемтосекундных лазерных импульсов. Яркий пример дальнего самоканалирования ПФК – использование маски IV (см. рис. 1, *з*) с  $\eta = 20$ . Для него интенсивность на уровне  $0,1 \text{ ТВт/см}^2$  поддерживается на расстояниях более  $2L_R$ .

ПФК, создаваемые пространственно-структурированным импульсом, аналогично реализуются с фазовыми масками I и III для одинаковых мощностей импульса ( $\eta = 15$  и  $20$  на рис. 5, *а*, *в*). Здесь каналы даже более интенсивны, чем для маски IV (несколько  $\text{ТВт/см}^2$ ), но далее, после  $z > 10 \text{ м}$  (не показано), демонстрируют сильное дифракционное уширение и быстрое снижение пиковой интенсивности. Следует отметить, что при высокой мощности импульса  $\eta = 20$  и фазовой маске III (рис. 5, *в*) можно наблюдать пять последовательных событий повторной филаментации импульса на  $z = 0,5; 1; 3; 4$  и  $9 \text{ м}$ . Она также наблюдается для других фазовых масок и  $\eta > 10$ , но реализуется только два или три раза.

Рассмотрим еще один важный параметр, характеризующий динамику распространения структурированного оптического излучения при использовании фазомодулирующих масок. Этот параметр связан с угловой расходимостью излучения на стадии постфиламентационного распространения, когда пучок принимает форму одного или нескольких световых каналов, располагающихся в узлах симметричной пространственной решетки (см. рис. 4, *в–е*). Угловая расходимость ПФК  $\theta$  рассчитывалась по скорости изменения радиуса канала  $R$  с ростом дистанции распространения  $z$ :  $\theta = 1/2\sqrt{\partial^2 R / \partial z^2}$  и показана на рис. 6, *а*. На рис. 6, *б* приведена соответствующая зависимость  $R(z)$ . Здесь  $\theta_0$  определяет угловую расходимость ПФК, сформированного без использования фазомодулирующей маски (при  $\phi_0 = 0$ ).

В целом независимо от значения фазы первого элемента и наличия или отсутствия центрального элемента фазомодулирующей маски угловая расходимость ПФК уменьшается с увеличением мощности всего пучка, что согласуется с ранее опубликованными результатами [22]. Указанная закономерность хорошо видна на рис. 6, *а* для относительной расходимости высокоинтенсивных каналов  $\theta/\theta_0$ . Важно отметить, что в ряде случаев фазомодулирующая маска позволяет сформировать высокоинтенсивные каналы с меньшей угловой расходимостью, чем у аналогичных каналов, полученных без нее,  $\theta < \theta_0$ . Так, например, особое внимание обращают на себя случаи пластинок с  $\phi_0 = -0,5$  и  $\eta = 9$ , а также  $\phi_0 = -1$  и  $\eta = 20$  (маска I), в которых  $\theta/\theta_0 \leq 0,4$ . Характерная черта этих случаев – фор-

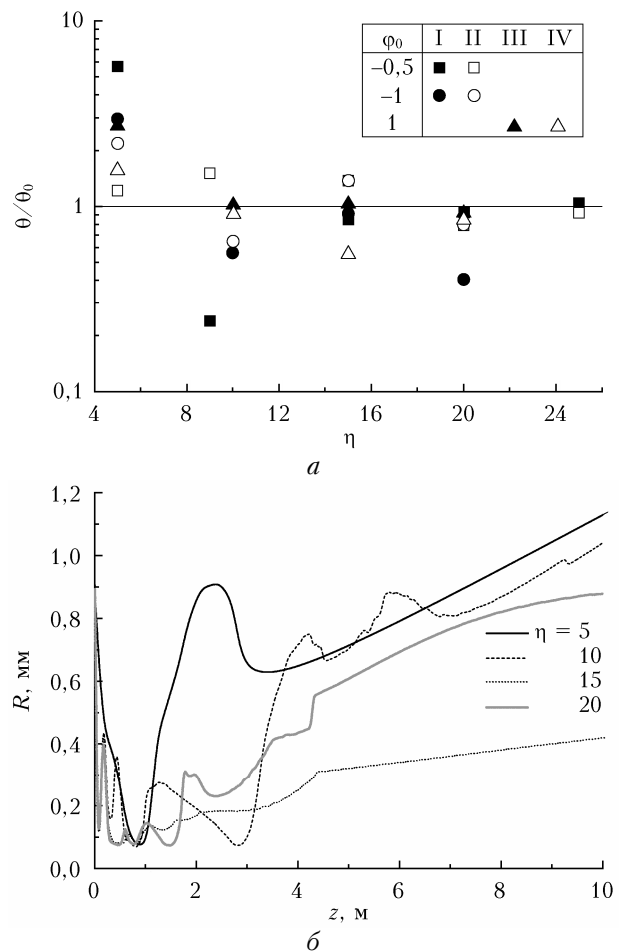


Рис. 6. Зависимости относительной угловой расходимости  $\theta/\theta_0$  высокоинтенсивного канала от относительной мощности лазерного импульса (*а*); радиуса ПФК вдоль траектории для пучков с различной относительной пиковой мощностью для фазомодулирующей маски с  $\phi_0 = 1$  без центрального элемента (маска IV) (*б*)

мирование умеренного числа пространственно разделенных ПФК (не более 6 каналов), окружающих центральную высокоинтенсивную часть пучка. По аналогии с закономерностями филаментации так называемого «одетого» пучка [11, 23] можно предположить, что часть энергии светового импульса, содержащаяся в области кольцевых ПФК, является источником дополнительного энергетического пополнения центрального светового канала и может привести к его удлинению. Внешнее кольцо ПФК, помимо выполнения чисто энергетической функции подпитки центра, формирует в среде распространения специфический «дифракционный волновод» [8], который обеспечивает сниженную угловую расходимость центрального ПФК.

Количество отдельных ПФК  $N_c$ , хорошо различимых на профилях плотности потока к концу распространения импульса, представлено на рис. 7 для разных относительных мощностей импульса и фазомодулирующих масок. Здесь для наглядности мы рассматриваем только три значения скачка



фазы  $\varphi_0$ . Другие значения  $\varphi_0$  демонстрируют аналогичные зависимости. Как видно, количество каналов  $N_c$  для разных  $\eta$  и типа фазомодулирующих масок может варьироваться от 1 до 9.

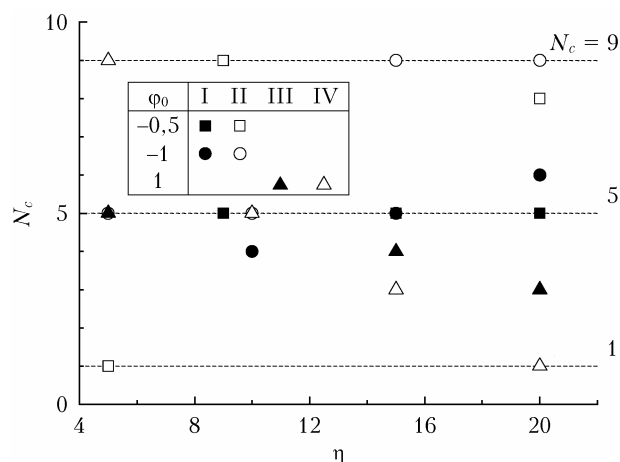


Рис. 7. Зависимость финального числа ПФК от относительной мощности в лазерном импульсе для масок с  $\varphi_0 = -0,5; -1; 1$

Отметим три наиболее типичных случая расположения ПФК: наличие только центрального ПФК, формирование от 8 до 9 ПФК от каждого «шахматного» элемента фазомодулирующей маски и промежуточный случай, при котором имеется умеренное (5–6) количество каналов. В целом фазовые пластины II и IV типов (без модуляции центрального элемента) дают большее количество ПФК независимо от мощности импульса.

## 2.2. Фазомодулирующие маски, состоящие из 6 и 4 элементов

Далее рассмотрим результаты, полученные для фазомодулирующих масок, состоящих из 6 и 4 элементов и имеющих размеры  $3 \times 2$  и  $2 \times 2$  (маски V, VI на рис. 1, *д, е*). Для этих масок рассматривались только значения  $\varphi_0 < 0$ , поскольку маскам с  $\varphi_0 > 0$  соответствуют маски, повернутые на  $180^\circ$ . Принципиальное отличие маски V от масок I–IV заключается в отсутствии диагональной симметрии, что приводит к интересным картинам в поперечном распределении плотности энергии и будет рассмотрено далее. Кроме того, составляющие элементы фазовой маски V имеют прямоугольную, а не квадратную форму, как для остальных масок. Для масок, состоящих из 6 и 4 элементов, также не реализуется конфигурация с немодулированным центральным элементом.

Аналогично рис. 4, *а*, на рис. 8 показаны зависимости максимальной интенсивности и концентрации свободных электронов вдоль траектории при распространении фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе. Их сравнение для масок I, V, VI показывает, что с уменьшением количества элементов фазомодулирующих масок происходит более поздний старт филаментации, поскольку в этом случае уве-

личивается размер отдельных субпучков, формируемых после прохождения масок. Также для масок с меньшим количеством элементов наблюдается более высокая интенсивность ( $> 0,1$  ТВт/см<sup>2</sup>) в ПФК (маска VI на рис. 8, *а*).

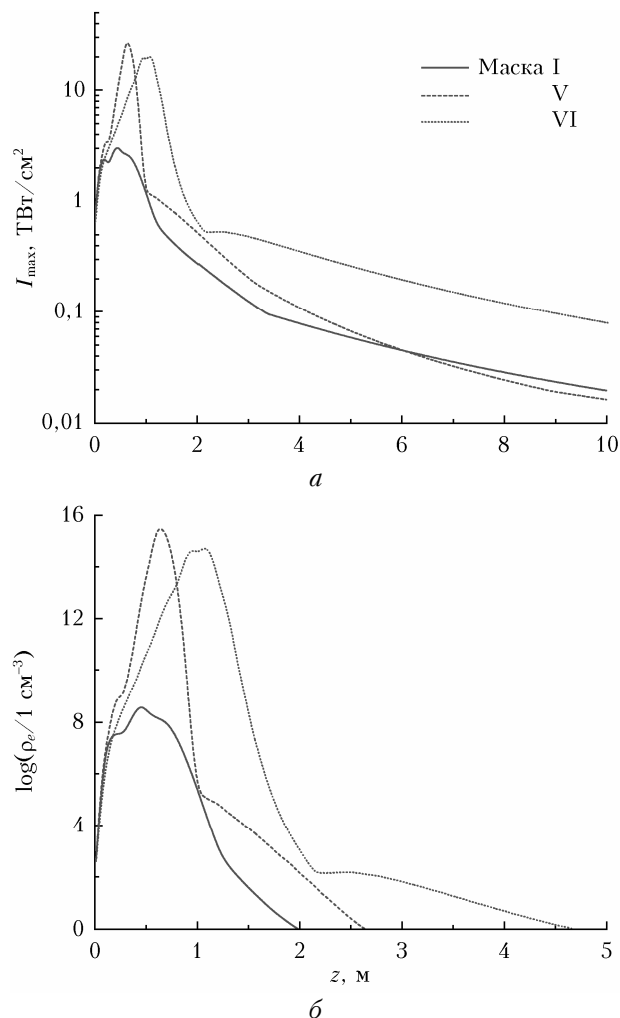


Рис. 8. Зависимости максимальной интенсивности (*а*) и концентрации свободных электронов (*б*) вдоль траектории при распространении лазерного импульса с  $\eta = 5$  для фазовых масок I, V, VI с  $\varphi_0 = -1$

Наиболее интересные закономерности в распространении фемтосекундных лазерных импульсов после фазовых масок, состоящих из 6 элементов, проявляются при наблюдении поперечных сечений лазерного пучка. Это связано с принципиальным отличием маски V от остальных масок, заключающимся, как было отмечено выше, в отсутствии диагональной симметрии, что приводит к особенностям поперечного распределения плотности энергии (рис. 9).

Так, на начальном этапе распространения излучения (рис. 9, *а*) формируется лишь один максимум, соответствующий элементу маски, для которого происходит дефокусировка излучения, в то время как для его соседей происходит фокусировка. Далее вдоль траектории (рис. 9, *б–е*) плотность оптической

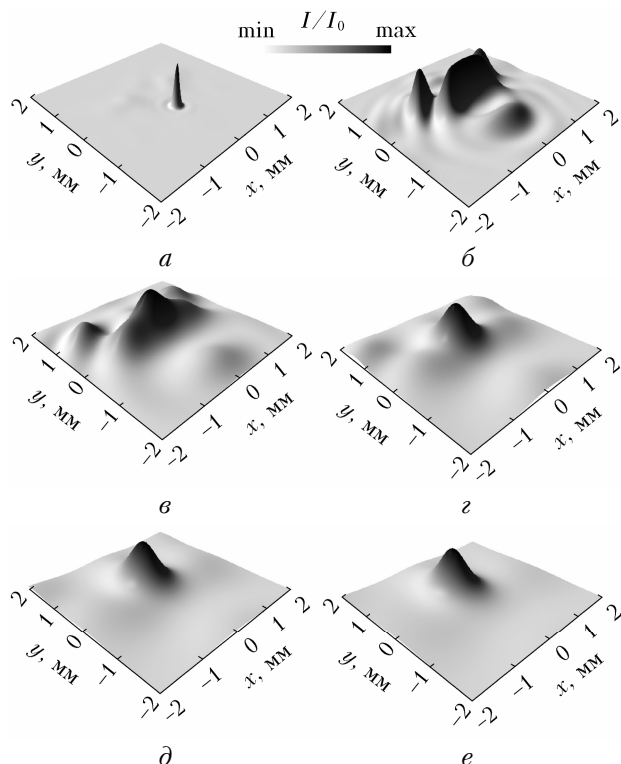


Рис. 9. Поперечные сечения лазерного пучка последовательно на расстояниях от 0,5 м до 5,5 м (шаг по дистанции 1 м) при распространении лазерного импульса с  $\eta = 5$  для фазовой маски  $V$  с  $\phi_0 = -0,5$

энергии принимает различные конфигурации, характеризующиеся отсутствием радиальной симметрии, даже на этапе постфиламентационного каналирования (рис. 9, д, е).

### Заключение

В настоящей работе рассмотрена динамика филаментации мощного фемтосекундного лазерного импульса в воздухе в условиях налагаемой пространственной модуляции фазы волны. Для этого моделировались фазовые маски типа  $TEM_{nm}$  с расположенными в шахматном порядке областями с варьруемым скачком фазы. На основе численного решения усредненного по времени нелинейного уравнения Шредингера проведено компьютерное моделирование для различных начальных конфигураций фазомодулирующих масок, различного числа составляющих их элементов при варьировании начальной мощности импульса. Установлено, что две фазовые пластины, состоящие из 9 элементов, со скачком фазы  $\pi/2$ , отличающиеся наличием или отсутствием фазовой модуляции в центральном элементе, обеспечивают существенное удаление области филаментации от начала оптической трассы и увеличение длины филаментов. Кроме того, такое пространственное структурирование оптического импульса приводит к его разбиению на несколько хорошо разделенных высокоинтенсивных световых каналов на стадии постфиламентационного распространения. Как правило, этот этап распространения условно начинается на

расстоянии длины Рэлея в рассматриваемых случаях. Угловая расходимость этих высокоинтенсивных ПФК не превышает угловой расходимости канала, формируемого при отсутствии фазомодулирующей маски, за исключением случая малой мощности в импульсе. Однако в ситуациях со скачками фазы  $-\pi/2$  и  $-\pi$  и умеренной мощностью импульса использование фазомодулирующей маски позволяет получить уменьшенную угловую расходимость ПФК. Для масок с меньшим количеством фазовых элементов область филаментации формируется на большем расстоянии от начала трассы, а также наблюдается более высокая интенсивность в ПФК (особенно для масок, состоящих из 4 элементов).

**Финансирование.** Исследования с использованием симметричных фазовых масок выполнены при финансовой поддержке РФФИ (проект № 21-12-00109); несимметричные фазовые пластинки исследовались в рамках государственного задания ИОА СО РАН.

### Список литературы

1. *Self-focusing: Past and Present. Fundamentals and Prospects* / R.W. Boyd, S.G. Lukishova, Y.R. Shen (eds.). Berlin: Springer, 2009. 605 p.
2. Couairon A., Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media // *Phys. Rep.* 2007. V. 441. P. 47–189.
3. Чекалин С.В., Кандидов В.П. От самофокусировки световых пучков – к филаментации лазерных импульсов // *Успехи физ. наук.* 2013. Т. 183, № 2. С. 133–152.
4. Woste L., Wedekind C., Wille H., Rairoux P., Stein B., Nikolov S., Werner Chr., Niedermeier S., Schillinger H., Sauerbrey R. Femtosecond atmospheric lamp // *Laser Optoelektron.* 1997. V. 29. P. 51–53.
5. Rodriguez M., Bourayou R., Méjean G., Kasparian J., Yu J., Salmon E., Scholz A., Stecklum B., Eislöffel J., Laux U., Hatzes A.P., Sauerbrey R., Wöste L., Wolf J.-P. Kilometer-range nonlinear propagation of femtosecond laser pulses // *Phys. Rev. E.* V. 2004, N 69. P. 036607-1–036607-7.
6. Ackermann R., Mechain G., Mejean G., Bourayou R., Rodriguez M., Stelmaszczyk K., Kasparian J., Yu J., Salmon E., Tzortzakis S., Andre Y.B., Bourrillon J.F., Tamin L., Cascelli J.P., Campo C., Davoise C., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wöste L., Wolf J.-P. Influence of negative leader propagation on the triggering and guiding of high voltage discharges by laser filaments // *Appl. Phys. B.* 2006. V. 82. P. 561–566.
7. Durand M., Houard A., Prade B., Mysyrowicz A., Durrécu A., Moreau B., Fleury D., Vasseur O., Borchert H., Diener K., Schmitt R., Théberge F., Chateaufneuf M., Daigle J.-F., Dubois J. Kilometer range filamentation // *Opt. Express.* 2013. V. 21, iss. 22. P. 26836–26845.
8. Geints Yu.E., Zemlyanov A.A. Ring-Gaussian laser pulse filamentation in a self-induced diffraction waveguide // *J. Opt.* 2017. V. 19. P. 105502.
9. Колпанаев В.О., Чекалин С.В., Косарева О.Г., Григорьевский А.В., Кандидов В.П. Коническая эмиссия фемтосекундного лазерного импульса при фокусировке аксионом в стекло К108 // *Квант. электрон.* 2006. Т. 36, № 9. С. 821–824.
10. Mills M., Heinrich M., Kolesik M., Christodoulides D. Extending optical filaments using auxiliary dress beams // *J. Phys. B.* 2015. V. 48, N 9. P. 094014.

11. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Закономерности фемтосекундной филаментации при суперпозиции гауссова и кольцевого лазерных пучков // Квант. электрон. 2017. Т. 47, № 8. С. 722–729.
12. Geints Y.E., Zemlyanov A.A. Dynamics of femtosecond synthesized coronary profile laser beam filamentation in air // J. Opt. 2021. V. 23, N 10. P. 105502.
13. Pushkarev D.V., Lar'kin A.S., Mitina E.V., Zhidovtsev N.A., Uryupina D.S., Volkov R.V., Karpeev S.V., Khonina S.N., Karabutov A.A., Geints Yu.E., Kosareva O.G., Savel'ev A.B. Robust multifilament arrays in air by Dammann grating // Opt. Express. 2021. V. 29. P. 34189–34204.
14. Berge L., Skupin S., Lederer F., Méjean G., Yu J., Kasparian J., Salmon E., Wolf J.-P., Rodriguez M., Woste L., Bourayou R., Sauerbrey R. Multiple filamentation of terawatt laser pulses in air // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. P. 225002.
15. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. Ионизация атомов в переменном электрическом поле // ЖТЭФ. 1966. Т. 50. С. 1393–1397.
16. Geints Yu.E., Kabanov A.M., Zemlyanov A.A., Bykova E.E., Bukin O.A., Golik S.S. Kerr-driven nonlinear refractive index of air at 800 and 400 nm measured through femtosecond laser pulse filamentation // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. P. 181114.
17. Méchain G., Couaïron A., André Y.-B., D'Amico C., Franco M., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowicz A., Sauerbrey R. Long-range self-channeling of infrared laser pulses in air: A new propagation regime without ionization // Appl. Phys. B. 2004. V. 79, iss. 3. P. 379–382.
18. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Ионин А.А., Мокроусова Д.В., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Сунчужашева Е.С. Сравнительный анализ постфокальной филаментации сфокусированных лазерных импульсов УФ- и ИК-излучения в воздухе // Квант. электрон. 2015. Т. 45, № 4. С. 321–329.
19. Daigle J.-F., Kosareva O.G., Panov N.A., Wang T.-J., Hosseini S., Yuan S., Roy G., Chin S.L. Formation and evolution of intense, post-filamentation, ionization-free low divergence beams // Opt. Commun. 2011. V. 284. P. 3601–3606.
20. Couaïron A., Brambilla E., Corti T., Majus D., Ramirez-Gongora O. de J., Kolesik M. Practitioner's guide to laser pulse propagation models and simulation // Eur. Phys. J. Special Top. 2011. V. 199. P. 5–76.
21. Geints Yu.E., Zemlyanov A.A. Near- and mid-IR ultrashort laser pulse filamentation in a molecular atmosphere: A comparative analysis // Appl. Opt. 2017. V. 56. P. 1397–1403.
22. Землянов А.А., Булыгин А.Д., Гейнц Ю.Э., Минина О.В. Динамика световых структур при филаментации фемтосекундных лазерных импульсов в воздухе // Оптика атмосф. и океана. 2016. Т. 29, № 5. С. 359–368; Zemlyanov A.A., Bulygin A.D., Geints Yu.E., Minina O.V. Dynamics of light structures during filamentation of femtosecond laser pulses in air // Atmos. Ocean. Opt. 2016. V. 29, N 5. P. 395–403.
23. Mills M., Christodoulides D., Kolesik M. Dressed optical filaments // Opt. Lett. 2013. V. 38. P. 25–27.

*Yu.E. Geints, A.A. Zemlyanov, O.V. Minina.* **Propagation of phase-modulated high-power femtosecond laser pulses in the self-channeling and filamentation mode in air.**

Propagation of high-power phase-modulated femtosecond laser pulses in air is numerically simulated. Spatial modulation of the initial pulse wavefront is carried out using a programmable phase plate consisting of segments arranged in a checkerboard pattern with a variable wave phase jump. The self-focusing, filamentation and post-filamentation channeling of radiation for phase-modulating masks with different phase shifts at the boundaries of neighboring segments are studied within the numerical solution of the nonlinear Schrödinger equation for the time-averaged electric field amplitude. The filamentation domain in air for certain pulse phase modulation types is shown to be significantly shifted (along the coordinate) and elongated compared to an unmodulated pulse. In addition, it is found that the use of phase modulation makes it possible to reduce the angular divergence of high-intensity light channels generated during the post-filamentation propagation stage. This provides a possibility of self-channeling of radiation at distances multiple of the Rayleigh length.