

нии физики позволит в дальнейшем моим студентам применять свои знания и умения в различных областях своей практической деятельности.

Список литературы

1. Астафьева, Е.Н., Филатова Л.В. Информационные технологии в системе повышения квалификации работников образования: / Е.Н. Астафьева. – М., 2011. – 205 с.
2. Африна, Е.И. Использование электронной почты на уроках физики / Е.И.Африна // Вопросы Интернет-образования. – 2003. – 153с.
3. Баранова Ю. Ю. Методика использования электронных учебников в образовательном процессе/ Ю.Ю.Баранова // Информатика и образование. – 2000. – 147 с.
4. Белостоцкий П.И., Максимова Г.Ю., Гомулина Н.Н. Компьютерные технологии: современный урок физики и астрономии / П.И. Белостоцкий // Первое сентября. Физика. – 2009. – 140 с.
5. Гомулина Н.Н., Михайлов СВ. Методика использования интерактивных компьютерных курсов с элементами дистанционного образования / Н.Н. Гомулина // Физика. – 2000. – 210 с.
6. Гузеев В.В. Методы и организационные формы обучения/В.В.Гузеев // Народное образование. – 2009. – 128 с.
7. Кавтрев А. Ф. Методические аспекты преподавания физики с использованием компьютерного курса «Открытая физика 1.0» / А.Ф. Кавтрев // ООО «Физикон». – 2000. – 50с.

АНАЛИЗ ФИЛАМЕНТАЦИИ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПОСТРОЕНИЯ КАРТИН РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФАЗОВЫХ И АМПЛИТУДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕТОВОГО ПОЛЯ

Минина О.В.

аспирант Томского государственного университета,
Россия, г. Томск

Булыгин А.Д.

научный сотрудник Института оптики атмосферы им В.Е. Зуева,
канд. физ.-мат. наук,
Россия, г. Томск

На основе численного решения нелинейного уравнения Шредингера были получены распределения амплитудных и фазовых характеристик светового поля, которые позволили проанализировать картину филаментации мощного фемтосекундного лазерного излучения.

Ключевые слова: самофокусировка, филаментация, дифракционно-лучевая трубка.

На сегодняшний день использование явления филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов в задачах атмосферной оптики [1, 2] ограничивается из-за отсутствия точных количественных моделей, позволяющих прогнозировать распространение излучения в атмосфере.

Для решения этой проблемы в [3] была разработана методология усредненных по времени дифракционных лучей. Поскольку дифракционный луч явля-

ется нормалью к профилю фазы, то его можно считать формой представления фазы, и, следовательно, их использование способствует полноценному описанию картины филаментации (по сравнению только с амплитудным подходом).

Для моделирования распространения ультракороткого лазерного излучения в прозрачной среде использовалось нелинейное уравнение Шредингера (НУШ). В рамках приближений медленно меняющейся амплитуды светового поля и параксиального однонаправленного распространения волны при учете основных механизмов оптической нелинейности воздуха НУШ имеет следующий вид:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} - \frac{i}{2} \nabla_{\perp}^2 + i \frac{L_d}{L_{ds}} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} U(\mathbf{r}_{\perp}, z; t) - in_{NL} U(\mathbf{r}_{\perp}, z; t) + \alpha_{NL} U(\mathbf{r}_{\perp}, z; t) = 0$$

Здесь $U(\mathbf{r}_{\perp}, z; t) = E/E_0$ – медленно меняющаяся комплексная амплитуда электрического поля светового импульса, нормированная на максимальное значение E_0 ; ∇_{\perp}^2 – поперечный лапласиан; $L_{ds} = t_p^2 / k''$ – длина дисперсии импульса; $k'' = \partial^2 k / \partial \omega^2$ – дисперсионный коэффициент групповой скорости светового импульса; $L_d = k_0 R_0^2$ – длина дифракции; R_0 – радиус лазерного пучка; $k_0 = 2\pi / \lambda_0$ – волновое число; λ_0 – длина волны; n_{NL} – коэффициент нелинейного преломления за счет кубической и плазменной нелинейностей среды; α_{NL} – коэффициент нелинейного поглощения за счет многофотонной ионизации среды и разогрева плазмы. Для нахождения величины мгновенной плотности свободных электронов использовалось скоростное уравнение [3]. Расчет скорости фотоионизации среды проводился на основе модели Переломова-Попова-Терентьева [4].

Для фиксированных моментов времени картины филаментации импульсного лазерного излучения представлены на рисунке 1.

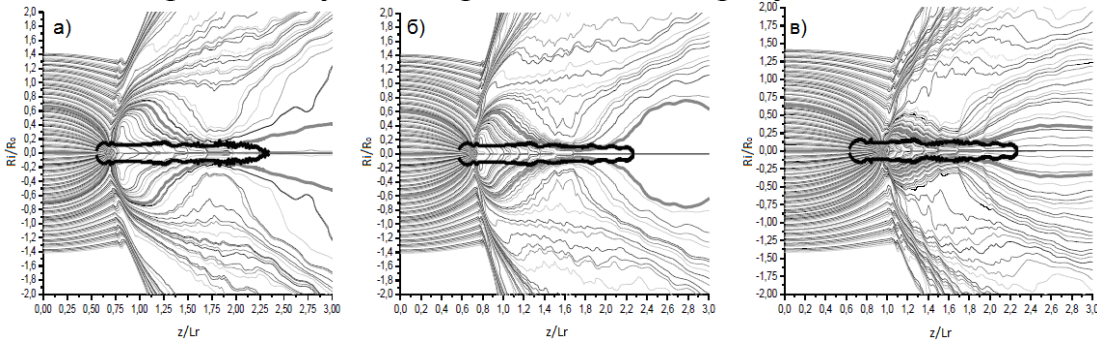


Рис. 1. Дифракционные лучи из различных временных срезов: а) $t/t_p=0.45$, б) $t/t_p=0$, в) $t/t_p=-0.45$. Черными линиями обозначены границы плазменного филамента, жирными серыми – границы энергетического резервуара

Видно, что для всех графиков прослеживается один и тот же характер взаимодействия частей пучка при распространении лазерного излучения. После первой фокусировки все лучи начинают расходиться, но лучи внешней части пучка поджимают лучи внутренней части к оси, что приводит к рефокусировке излучения и образованию второго фокуса. Однако к этому моменту внешняя часть пучка имеет слишком большую угловую расходимость и не

может обеспечить следующую рефокусировку внутренней части пучка. В результате образование следующего фокуса не происходит, плазменный канал прекращает свое существование, а вдоль оси пучка распространяется высокоинтенсивный световой канал с малой угловой расходимостью. Важно отметить, что энергия поступает в филамент не из всего пучка, а в основном из энергетически-пополняющей дифракционно-лучевой трубки или энергетического резервуара. А периферия пучка, слабее участвующая в энергообмене с филаментом, обеспечивает локализацию энергетического резервуара.

Кроме того во всех трех случаях на рисунке 1 на оси лазерного пучка формируются два фокуса. И хотя количество фокусов сохраняется, но расстояние между ними изменяется, что при рассмотрении их временной динамики позволяет говорить о движущихся фокусах.

На рисунке 2 приведены распределения интенсивности на оси пучка вдоль дистанции распространения для разных временных срезов.

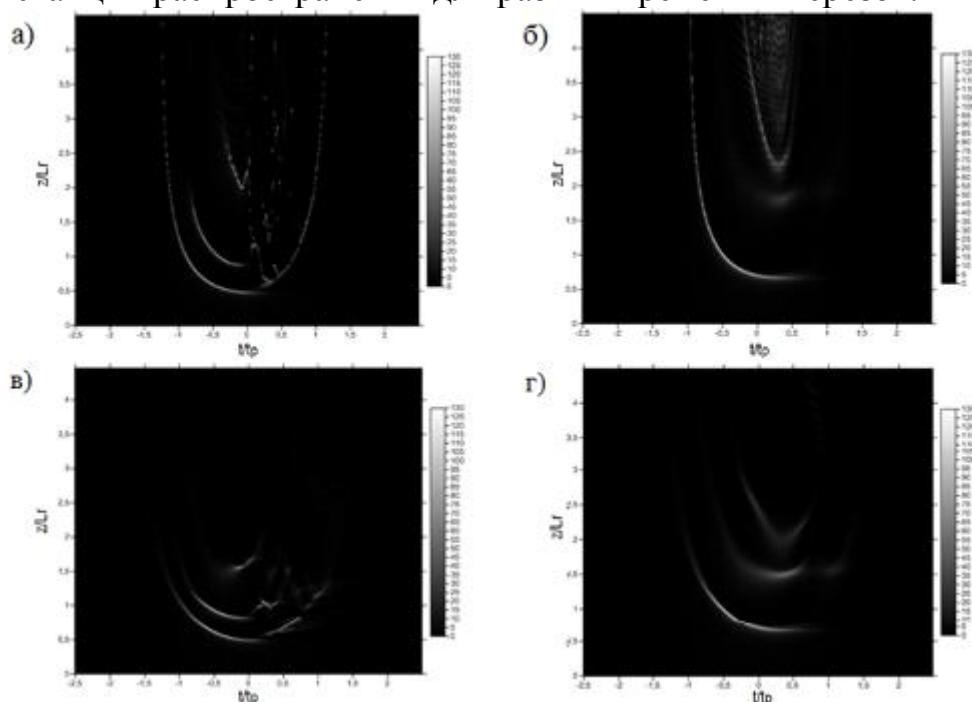


Рис. 2. Распределение интенсивности на оси лазерного пучка вдоль дистанции распространения z/Lr из различных временных срезов t/tp . Расчеты проводились для случаев:

- а) без дисперсии и без инерционности; б) без дисперсии и с инерционностью;
- в) с дисперсией и без инерционности; г) с дисперсией и с инерционностью

Во всех случаях из каждого временного среза реализуется до трех фокусов, но из-за возможного низкого значения интенсивности не все эти максимумы интенсивности являются плазмообразующими. Существенное значение уровня плазмы на больших дистанциях (даже при большой максимальной интенсивности) также не всегда реализуется (рис. 2а,б).

Из анализа рисунка 2 можно сделать вывод, что дисперсия вместе с дифракцией ограничивает скорость роста интенсивности, обусловленную нелинейными механизмами, приводит к уменьшению максимальной интенсивности и длины области филаментации. При отсутствии дисперсии, но при учёте инерционности (рис. 2б) из каждого среза по времени один лишь пер-

вый фокус дает существенный вклад в плазмообразование. Наличие же дисперсии (рис. 2в,г) разрушает этот сценарий, поскольку она приводит к дроблению профиля интенсивности по временной координате, и вклад в плазмообразование начинают вносить уже повторные фокусы из временных срезов, расположенных вблизи центрального среза.

Таким образом, амплитудно-фазовая картина филаментации мощного фемтосекундного лазерного излучения способствует пониманию физики процесса, а в дальнейшем позволит сделать и количественные оценки.

Список литературы

1. Rairoux P., Schillinger H., Niedermeier S. Remote sensing of the atmosphere using ultrashort laser pulses // Applied Physics B. – 2000. – V. 71. – P.573–580.
2. Cheng C.C., Wright E.M., Moloney J.V. Generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings // Physical Review Letters. – 2001. – V.87. – P.213001.
3. Землянов А.А., Булыгин А.Д., Гейнц Ю.Э. Дифракционная оптика светового филамента, образованного при самофокусировке фемтосекундного лазерного импульса в воздухе // Оптика атмосферы и океана. – 2011. – Т.24. – № 10. – С.839-847.
4. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. Ионизация атомов в переменном электрическом поле // ЖЭТФ. – 1966. – вып. 5. – С.13429-13434.

МОДЕЛЬ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА КИНЕТИКУ ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

Назмудинова Л.Р.

старший преподаватель кафедры информационных технологий
Башкирского государственного университета,
Россия, г. Уфа

Назмудинов Ф.Ф.

доцент кафедры прикладной физики
Башкирского государственного университета, к.ф.-м.н., доцент,
Россия, г. Уфа

В статье рассматриваются особенности протекания химических процессов при воздействии на реагенты ВЧ электромагнитного поля. При этом происходит поглощение энергии поля и неравномерный нагрев реагирующих компонентов. Это приводит к нелинейным особенностям протекания реакции.

Ключевые слова: электромагнитное поле, кинетика реакции, нагрев, теплопроводность.

Представляет практический интерес использования ВЧ и СВЧ электромагнитного поля в различных технологических процессах. Нагрев с помощью электромагнитного поля часто позволяет сильно влиять на различные процессы [1-4]. Скорость химической реакции существенно зависит от температуры агентов [5]. Ускорить или инициировать химическую реакцию