

Влияние поляризации лазерного излучения на мелкомасштабную самофокусировку в изотропных кристаллах

В.Н.Гинзбург, А.А.Кочетков, М.С.Кузьмина, К.Ф.Бурдонов, А.А.Шайкин, Е.А.Хазанов

Проведены прямые измерения коэффициента усиления пространственных шумов в поле линейно поляризованной интенсивной волны, распространяющейся в кубическом кристалле BaF_2 с ориентацией [001]. Продемонстрирована предсказанная ранее существенная зависимость развития мелкомасштабной самофокусировки от угла между вектором поляризации излучения и кристаллографической осью кристалла.

Ключевые слова: мелкомасштабная самофокусировка, кубические кристаллы, анизотропия кубической нелинейности, B -интеграл.

1. Введение

В настоящее время изотропные (кубические) кристаллы широко применяются при создании мощных лазеров. Из них изготавливают активные элементы, магнитоактивные элементы, оптические окна, элементы для пассивной модуляции добротности и пассивной синхронизации мод, а также генераторы ортогональной поляризации (XPW, crossed polarized wave), являющиеся основой метода повышения временного контраста мощных сверхкоротких лазерных импульсов. Как правило, толщина оптических элементов составляет от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров, что накладывает ограничения на величину интенсивности проходящего лазерного излучения, поскольку при больших его интенсивностях, вследствие усиления пространственных возмущений за счет кубической нелинейности, возможно возникновение мелкомасштабной самофокусировки (ММСФ) излучения [1].

Теория ММСФ в стеклах разрабатывалась начиная с 1960-х гг. Обычно гармонические мелкомасштабные пространственные возмущения излучения рассматриваются на фоне интенсивной плоской волны. В рамках линеаризованной теории В.И.Беспаловым и В.И.Талановым [1] были найдены граница области неустойчивости возмущений, а также максимальное значение ее инкремента. Следующая задача – расчет коэффициента усиления шумовой компоненты как функции ее пространственной частоты и ее фазы на входе в нелинейную среду. В случае изотропной среды для излучения с линейной поляризацией она решена в работе [2]. Для произвольной поляризации в рамках линеаризованной теории было рассмотрено экспоненциально растущее решение, найдены граница области неустойчивости и максимальное значение инкремента [3, 4]. Максимальный инкремент неустойчивости

пропорционален B -интегралу: $B = k\gamma IL$, где I – интенсивность излучения; k – его волновой вектор; L – длина среды; γ – коэффициент нелинейности, который определяется диагональной компонентой тензора нелинейной восприимчивости четвертого ранга $\chi^{(3)}$. При больших ($B > 3$) значениях B -интеграла ММСФ приводит к сильной модуляции интенсивности пучка и к разрушению оптических элементов, что многократно подтверждалось экспериментально. Прямые измерения усиления пространственных возмущений впервые были сделаны в 2009 г. в работе [5]. Результаты экспериментов с неодимовым лазерным стеклом полностью подтвердили теоретические предсказания.

В то же время ММСФ в изотропных (кубических) кристаллах впервые была исследована лишь в 2016 г. [6]. Кубический кристалл представляет собой среду с изотропными линейными свойствами, но с анизотропией нелинейности – в тензоре $\chi^{(3)}$ по сравнению со стеклом появляются дополнительные компоненты. Это приводит к появлению двух важных параметров – ориентация кристалла и угол наклона вектора поляризации излучения к кристаллографической оси кристалла (здесь и далее мы ограничимся линейной падающей поляризацией). В работе [6] теоретически исследовано развитие ММСФ в кубическом кристалле с ориентациями [111], [001] и [101]. Показано, что развитие неустойчивости в кристаллах с ориентацией [111] происходит при меньших интенсивностях, чем в кристаллах с ориентациями [001] и [101]. В случае последних двух ориентаций инкремент неустойчивости существенно зависит от поляризации излучения, и, следовательно, ММСФ может быть значительно подавлена выбором оптимальной поляризации.

В настоящей работе мы провели прямые измерения коэффициента усиления мелкомасштабных неоднородностей (шума) в кристалле BaF_2 с ориентацией [001]. Полученные результаты подтвердили предсказания работы [6].

2. Схема эксперимента

Схема эксперимента представлена на рис.1. В качестве источника мощного оптического излучения была ис-

В.Н.Гинзбург, А.А.Кочетков, М.С.Кузьмина, К.Ф.Бурдонов, А.А.Шайкин, Е.А.Хазанов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н. Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: vlgin@rambler.ru

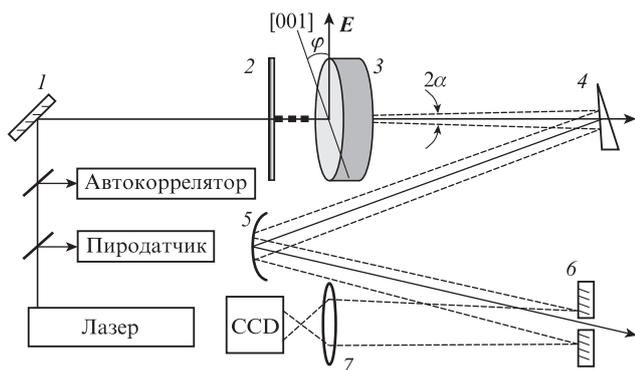


Рис.1. Схема эксперимента: 1 – плоское зеркало; 2 – матированная пластинка; 3 – кристалл ВаF₂ с ориентацией [001]; 4 – клин из нейтрального светофильтра; 5 – сферическое зеркало; 6 – плоское зеркало с отверстием; 7 – линза.

пользована стартовая часть [7, 8] лазерного комплекса PEARL [9]. Из выходного пучка диаметром 20 мм мы диафрагмой вырезали пучок диаметром 6 мм с однородным распределением интенсивности. Энергия лазерного импульса после прохождения диафрагмы составляла 4 мДж, а длительность – 60–70 фс. Для контроля длительности и энергии импульсов часть исследуемого излучения перед нелинейным кристаллом отводилась стеклянными пластинами толщиной 200 мкм на однопольный автокоррелятор и пиродатчик. Согласно оценкам, указанные пластины и пробег по воздуху не вносили существенного вклада в «накапливаемый» излучением *V*-интеграл. Зеркалом 1 пучок направлялся в нелинейный кристалл ВаF₂ 3 толщиной 6 мм с ориентацией [001]. Для исследования влияния угла между вектором поляризации излучения и кристаллографической осью кристалла на усиление шума кристалл 3 был установлен в механическую оправу, обеспечивающую его вращение на 360° вокруг оси лазерного пучка. После прохождения нелинейного кристалла излучение ослаблялось в 25 раз в результате отражения от передней грани нейтрального клинообразного светофильтра 4 и отражалось от сферического зеркала 5 с фокусным расстоянием 280 мм. Ослабление излучения необходимо для предотвращения оптического

пробоя воздуха в фокусе сферического зеркала. Для наблюдения усиления пространственного шума (аналогично [5]) в фокальной плоскости сферического зеркала 5 располагалось плоское зеркало 6 с отверстием диаметром 1.5 мм для отсечения основного (не шумового) пучка. Диаметр отверстия был достаточно большим для того, чтобы основной пучок полностью, включая крылья, проходил через отверстие. В результате от зеркала 6 отражалось только шумовое излучение, изображение которого переносилось линзой 7 на CCD-камеру, регистрирующую угловой спектр пространственного шума.

В качестве источника пространственного шума была использована тонкая (200 мкм) слегка матированная стеклянная пластинка 2, расположенная на расстоянии $l = 17$ мм перед кристаллом ВаF₂. Столь небольшое расстояние было выбрано для того, чтобы все пространственные гармоники, попадающие в область сильной неустойчивости, не успели выйти из апертуры пучка. В то же время расстояние от зеркала 1 до матированной пластинки 2 было, наоборот, достаточно большим, чтобы все пространственные гармоники, попадающие в область сильной неустойчивости, успели выйти из апертуры пучка. Благодаря этому перед пластинкой 2 имела место самоочистка пучка [10, 11]. Таким образом, матированная пластинка 2 являлась единственным источником шума. Если рассматривать пластинку 2 как идеальную амплитудную маску, то все пространственные гармоники шума имеют в плоскости пластинки одинаковую фазу, что учитывалось нами при численном моделировании (см. ниже). Угловой спектр неусиленного шума приведен на рис.2,а. Для его измерения мы многократно удлиняли лазерный импульс, сильно изменяя расстояние между решетками компрессора, чтобы нелинейность в кристалле ВаF₂ стала пренебрежимо мала.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Согласно теории ММСФ как в стекле [2, 5, 12], так и в изотропном кристалле [6] коэффициент усиления пространственных возмущений зависит не только от угла α между волновым вектором и осью системы *z*, но и от раз-

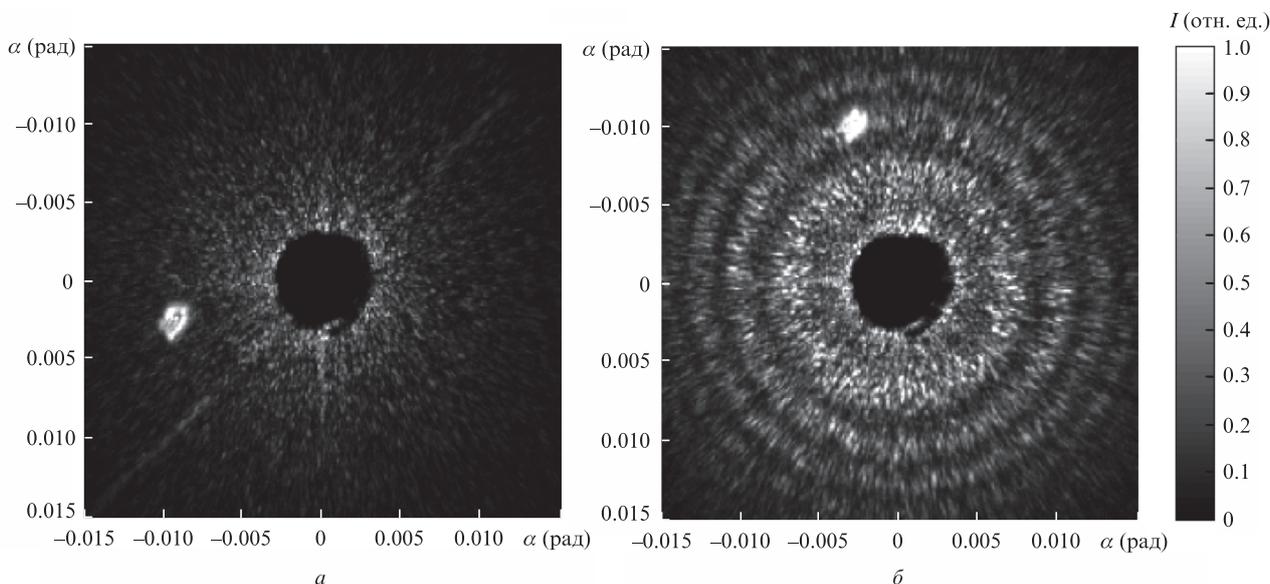


Рис.2. Угловой спектр неусиленного (а) и усиленного (б) шума.

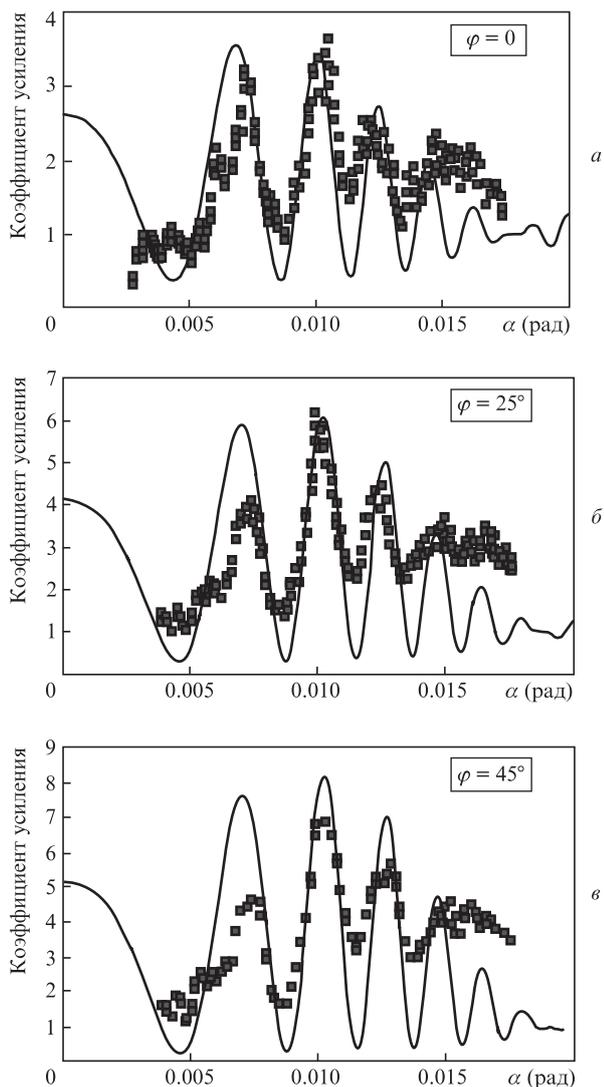


Рис.3. Угловые спектры коэффициента усиления шума для трех значений угла между вектором электрического поля излучения и кристаллографической осью кристалла: эксперимент (точки) и теория при $B = 0.9$ (кривые).

ности фаз между сильной волной и волной возмущения на входе в нелинейную среду. Эта разность фаз, в свою очередь, зависит от угла α в соответствии с очевидной формулой

$$\Delta\Psi = \pi\alpha^2 l/\lambda,$$

где λ – длина волны. Здесь мы полагаем (см. выше), что в плоскости матовой пластинки 2 эта разность фаз равна нулю для всех α . При выбранной нами геометрии эксперимента эта формула дает модуляцию спектра коэффициента усиления, т.е. появление колец в распределении интенсивности усиленного шума в дальней зоне, что и было нами измерено в кристалле BaF_2 (рис.2,б), а для стекла впервые наблюдалось в [5].

Как было показано в [6], в изотропном кристалле в отличие от стекла коэффициент усиления шума зависит от угла φ между вектором электрического поля и кристаллографической осью, причем для ориентации [001] период этой зависимости составляет 90° . Мы измеряли угловой спектр коэффициента усиления, разделив распределение интенсивности на рис.2,б на распределение интенсивно-

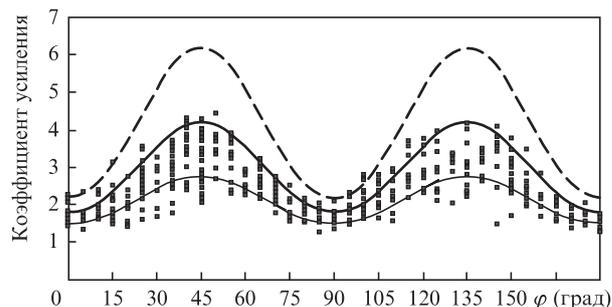


Рис.4. Интегральный, т.е. усредненный по пространственному спектру, коэффициент усиления шума в зависимости от угла φ : эксперимент (точки) и теория при $B = 0.75$ (сплошная кривая), 0.9 (жирная сплошная кривая) и 1 (штриховая кривая).

сти на рис.2,а и проинтегрировав по полярному углу. Спектры коэффициента усиления были измерены для различных значений φ . На рис.3 представлены экспериментальные и теоретические спектры. Видно, что полученные экспериментальные зависимости качественно соответствует теоретическим предсказаниям. Меньшая, чем предсказанная, глубина модуляции объясняется недостаточным разрешением оптики при переносе изображения на CCD-камеру, а также тем, что в плоскости матовой пластинки 2 разность фаз между сильной волной и волной возмущения не точно равна нулю.

На рис.4 приведен интегральный, т.е. усредненный по пространственному спектру в диапазоне углов α 0.005–0.016 рад, коэффициент усиления шума в зависимости от угла φ . Для каждого значения φ было проведено несколько измерений. Значительный разброс объясняется тем, что энергия и длительность импульса, а следовательно, и B -интеграл изменялись от выстрела к выстрелу. Из-за экспоненциальной зависимости коэффициента усиления шума от B -интеграла даже небольшие флуктуации последнего приводят к сильной флуктуации коэффициента усиления. На рис.4 показаны теоретические зависимости для трех значений B -интеграла. Поскольку в эксперименте коэффициент усиления измерялся по увеличению энергии, а не мощности, т.е. интегрально для всего импульса, при построении теоретических кривых мы также проводили усреднение по гауссову импульсу, а приведенные значения B -интеграла соответствуют максимуму импульса. Как видно из рис.4, практически все экспериментальные точки укладываются в диапазон $B = 0.75$ –0.9. ММСФ минимальна при $\varphi = 0$, т.е. необходимо ориентировать кристаллографические оси кристалла параллельно вектору поляризации лазерного излучения. Заметим, что даже при относительно небольшом значении $B = 1$ коэффициенты усиления шума для оптимальной ($\varphi = 0$) и неоптимальной ($\varphi = 45^\circ$) поляризаций различаются в 3 раза.

4. Заключение

Впервые проведены прямые измерения углового спектра коэффициента усиления мелкомасштабных возмущений в поле интенсивной световой волны, распространяющейся в изотропном кристалле с кубической нелинейностью. Полученные результаты полностью соответствуют результатам построенной ранее теории. В частности, мелкомасштабная самофокусировка существенно зависит от фазы шумовой волны на входе в кристалл и от угла

между вектором поляризации лазерного излучения и кристаллографической осью кристалла. Для минимизации мелкомасштабной самофокусировки необходимо ориентировать кристаллографические оси кристалла параллельно вектору поляризации лазерного излучения.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Экспериментальное лазерное излучение: физика и фундаментальные приложения», а также РФФИ (проект № 15-02-08496) и Минобрнауки РФ (проект № 14.Z50.31.0007).

1. Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 471 (1966).
2. Розанов Н.Н., Смирнов В.А. *Квантовая электроника*, **7**, 410 (1980).
3. Власов С.Н., Таланов В.И. *Самофокусировка волн* (Н.Новгород: Институт прикладной физики РАН, 1997).
4. Кузьмина М.С., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **43**, 936 (2013).
5. Poteomkin A.K., Martyanov M.A., Kochetkova M.S., Khazanov E.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45**, 336 (2009).
6. Кузьмина М.С., Хазанов Е.А. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **59**, 660 (2016).
7. Ложкарев В.В., Гаранин С.Г., Герке Р.Р., Гинзбург В.Н., Катин Е.В., Кирсанов А.В., Лучинин Г.А., Мальшаков А.Н., Мартьянов М.А., Палашов О.В., Потемкин А.К., Рукавишников Н.Н., Сергеев А.М., Сухарев С.А., Хазанов Е.А., Фрейдман Г.И., Чарухчев А.В., Шайкин А.А., Яковлев И.В. *Письма в ЖЭТФ*, **82**, 196 (2005).
8. Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Бредихин В.И., Гаранин С.Г., Гинзбург В.Н., Дворкин К.Л., Катин Е.В., Корытин А.И., Ложкарев В.В., Палашов О.В., Рукавишников Н.Н., Сергеев А.М., Сухарев С.А., Фрейдман Г.И., Хазанов Е.А., Яковлев И.В. *Письма в ЖЭТФ*, **79**, 178 (2004).
9. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Laser Phys. Lett.*, **4**, 421 (2007).
10. Mironov S.Y., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Yakovlev I.V., Luchinin G., Shaykin A.A., Khazanov E.A., Babin A.A., Novikov E., Fadeev S., Sergeev A.M., Mourou G.A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **18**, 7 (2012).
11. Mironov S., Lozhkarev V., Luchinin G., Shaykin A., Khazanov E. *Appl. Phys. B*, **113**, 147 (2013).
12. Гаранин С.Г., Епатко И.В., Львов Л.В., Серов Р.В., Сухарев С.А. *Квантовая электроника*, **37**, 1159 (2007).