

ние уделяется стабильности излучения. В этих случаях предлагается схема типа волоконный световод — частотный фильтр: укорочение свипированного импульса за счет обрезания его фронтов (соответствующих крыльям спектра) сопровождается стабилизацией энергии и фильтрацией шумов, приводя таким образом к существенному снижению уровня флуктуаций. В реальных схемах спектральная фильтрация может быть осуществлена селективным усилением [5, 6] *.

При характерных для данной задачи значениях параметров излучения ($\tau \sim 10^{-12}$ с, $P \sim 20$ кВт) дисперсией групповых скоростей и насыщением усиления в активной среде можно пренебречь. Тогда процедура моделирования оптического усилителя сводится к фильтрации уширенного в световоде спектра излучения. Функция пропускания фильтра определяется однородным уширением спектральной линии. Результаты исследований иллюстрируют рис. 2 и 3.

Если полоса пропускания фильтра Γ соизмерима со спектральной шириной излучения Ω на выходе из бездисперсионного световода, укорочение импульса достигается без существенного изменения ширины спектра (см. рис. 2, а).

При дальнейшем уменьшении Γ/Ω ширина спектра излучения определяется полосой пропускания фильтра, и при $\Gamma \sim 0,15 \Omega$ длительность импульса ограничивается его спектральной шириной. Таким образом, вблизи $\Gamma = 0,15 \Omega$ (см. рис. 2, б) значение τ/τ_0 не зависит от Γ/Ω . Так как $\Omega \sim R \sim \tau_0^2 I$, то для стабилизации излучения эффективным представляется именно такой режим фильтрации. Следует отметить, что эффективность укорочения импульса монотонно растет с ростом z/z_{fc} (для рис. 2, б $z/z_{fc} = 40$).

При дисперсионном самовоздействии в световоде достигается практически однозначное соответствие между компонентами спектрального и временного представлений поля, флуктуации вытесняются из центральной части импульса и спектральной фильтрацией осуществляется эффективная стабилизация параметров излучения (см. рис. 3).

Дальнейшее сжатие можно реализовать в решеточном компрессоре [5]. Частотная фильтрация совместно со сжатием достигаются путем помещения пространственной диафрагмы в решеточном компрессоре [1, 2].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Выслоух В. А. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. 50. С. 1220—1224.
[2] Heritage J. P. et al. // Appl. Phys. Lett. 1985. 47, N 2. P. 87—89. [3] Выслоух В. А. // УФН. 1982. 136, № 3. С. 519—531. [4] Беспалов В. И., Таланов В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1966. 3. С. 471—475. [5] Выслоух В. А. и др. // Тез. XII Всесоюз. конф. по когерент. и нелинейной оптике. 1985. Ч. II. С. 448—449.
[6] Voss D. F., Goldberg L. S. // Opt. Lett. 1986. 11, N 4. P. 210—214.

Поступила в редакцию
26.12.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 5

УДК 533.6.08

МОНОСТАТИЧЕСКИЙ ДОПЛЕРОВСКИЙ ЛИДАР НА Nd:YAG-ЛАЗЕРЕ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ВЕТРА

В. И. Берснев, Л. Н. Капцов, А. В. Приезжев

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Разработан моностатический доплеровский лидар на непрерывном Nd:YAG-лазере для измерения модуля скорости ветра. При средних уровнях турбулентности атмосферы предельная дальность измерений составляет 200 м. Проведена серия атмосферных измерений.

Моностатический доплеровский лидар (ДЛ) с опорным пучком является одним из самых распространенных типов ДЛ и, пожалуй, самым перспективным с точки зрения увеличения дальности действия [1, 2]. Применение в таком ДЛ непрерыв-

* Предлагается также генерация второй гармоники в кристалле с меньшей частотной полосой синхронизма, чем ширина спектра излучения на выходе из световода.

ного одномодового Nd:YAG-лазера вместо обычно используемого CO₂-лазера [2, 3] позволяет на порядок улучшить пространственное разрешение системы при том же диаметре приемопередающего телескопа, а использование режима синхронизации мод на расстоянии до сотен метров может, в принципе, дать выигрыш на три порядка [4]. Повышение пространственного разрешения важно для изучения турбулентных процессов в атмосфере, а также для решения ряда прикладных задач [1].

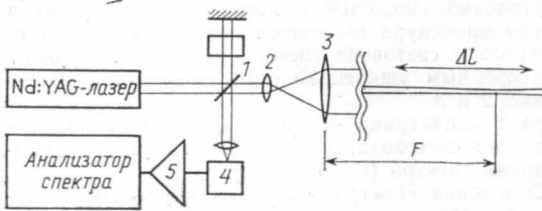


Рис. 1. Схема доплеровского лидара на непрерывном Nd:YAG-лазере

Принцип действия ДЛ основан на выделении доплеровских сдвигов частоты лазерного излучения, рассеянного частицами естественного аэрозоля, движущимися с потоками воздуха. Анализ доплеровского спектра принимаемого сигнала позволяет определить среднюю скорость потока, распределение частиц по скоростям, оценить концентрацию частиц и другие параметры.

Схема ДЛ представлена на рис. 1. Излучение непрерывного Nd:YAG-лазера делится на опорный и зондирующий пучки с помощью пластинки 1. Зондирующий пучок мощностью $P \approx 0,5$ Вт с помощью приемопередающего телескопа, образованного линзами 2 и 3, фокусируется на расстоянии F . Рассеянное назад излучение собирается этим же телескопом и смешивается на кремниевом лавинном фотодиоде 4 с опорным пучком. Ток фотодиода оказывается промодулированным доплеровскими частотами $f_i = 2V_i/\lambda$, где V_i — модуль проекции скорости i -й частицы на направление зондирования, $\lambda = 1,06$ мкм — длина волны лазерного излучения. Скорости $V_i = 1$ м/с соответствует $f_i \approx 2$ МГц. Сигнал фотодетектора поступает на широкополосный усилитель 5, а затем на спектроанализатор, который осуществляет построение спектров доплеровского сигнала.

Излучение, пришедшее с различных участков трассы зондирования, имеет различную кривизну волнового фронта. При когерентном смешении с опорным пучком,

Положение границ измерительного объема

F, м	Граница, м	
	ближняя	дальняя
30	28	31,5
60	53	64
120	85	130
∞	0	200

имеющим плоский волновой фронт, оно дает неодинаковый вклад в доплеровский сигнал. Основная часть доплеровского сигнала приходит с участка трассы длиной ΔL , которая определяет длину измерительного объема, или пространственное разрешение.

Основные параметры ДЛ: пространственное разрешение ΔL , предельная дальность измерений и отношение сигнал/шум определяются мощностью и дифракционной длиной зондирующего пучка, дальностью фокусировки F , коэффициентом ослабления μ и структурной постоянной показателя преломления воздуха C_n^2 [1, 2].

Положение границ измерительного объема при различных F для описываемого ДЛ с диаметром зондирующего пучка $D = 3$ см при $\mu = 0,5$ км⁻¹, $C_n^2 = 10^{-13}$ м^{-2/3} приведены в таблице.

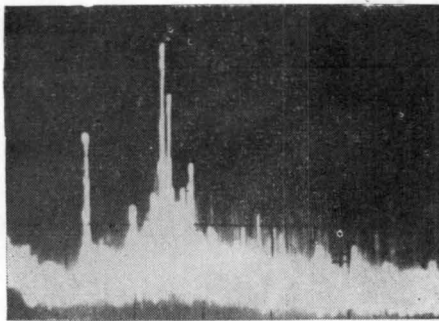


Рис. 2. Спектр доплеровского сигнала

Первоначально на описанном ДЛ были проведены измерения скоростей искусственно создаваемых потоков аэрозоля, а также определено пространственное разрешение ДЛ на расстоянии нескольких метров. Измеренные значения скорости с точностью 10% совпали с данными, полученными с помощью чашечного анемометра, значения ΔL соответствуют расчетным.

Атмосферные измерения модуля скорости ветра проводились при различных F (см. таблицу), в том числе при $F = \infty$, когда информация о скорости собирается со

всей трассы. Характерный спектр доплеровского сигнала приведен на рис. 2. Его форма отражает распределение частиц естественного аэрозоля по скоростям.

Аппаратная ошибка измерения скорости ветра не превышает 10 см/с, она определяется шириной спектра одной продольной моды лазера.

По отношению сигнал/шум были определены абсолютные значения коэффициента обратного рассеяния β для $\lambda=1,06$ мкм при различных дальностях видимости W : $\beta=6 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ при $W=0,1$ км и $\beta=4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ при $W=5$ км. Фокусировка осуществлялась на расстояниях в несколько десятков метров, в этом случае влиянием атмосферной турбулентности и ослаблением излучения можно пренебречь.

Кроме лучшего пространственного разрешения по сравнению с ДЛ на CO_2 -лазере, Nd:YAG-лидар удобнее в эксплуатации и не требует охлаждаемого фотодетектора. В такой системе проще осуществить сдвиг частоты для определения знака скорости. В принципе возможно зондирование на двух длинах волн: $\lambda=0,53$ и $1,06$ мкм. ДЛ на Nd:YAG-лазере можно автоматизировать по схеме, уже использованной нами в CO_2 -лидаре [3].

Следует, однако, заметить, что большее ухудшение отношения сигнал/шум за счет атмосферной турбулентности делает Nd:YAG-лидар менее эффективным для зондирования на больших дальностях в приземном слое атмосферы. В то же время в перспективе он может оказаться эффективным инструментом для активного зондирования верхних слоев атмосферы из космоса [5].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Берсенева В. И., Приезжев А. В. Деп. ВИНТИ № 7988—В85. М., 1985. [2] Lawrence T. R. et al. // Rev. Sci. Inst. 1972. 43, N 3. P. 512—518. [3] Ахманов С. А. и др. Препринт физ. фак. МГУ. 1985. № 27. [4] Берсенева В. И. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1987. 28, № 1, С. 85—87. [5] Kane T. J. et al. // Appl. Opt. 1984. 23, N 15. P. 2477—2481.

Поступила в редакцию
29.12.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 5

УДК 621.373

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ПРИ САМОФОКУСИРОВКЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА В НЕЛИНЕЙНОЙ ГИРОТРОПНОЙ СРЕДЕ

А. А. Голубков, В. А. Макаров, Е. Б. Черепецкая

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Рассмотрены особенности развития мелкомасштабных неоднородностей произвольной поляризации при самофокусировке света в нелинейной среде с пространственной дисперсией. Показано, что наиболее вероятно образование нитей из возмущений, имеющих эллиптичность, отличную от эллиптичности падающего света.

Поперечное распределение амплитуды лазерного излучения, распространяющегося в среде с кубической нелинейностью, может быть неустойчиво по отношению к возмущениям. Существующая теория этого явления [1—4] использует предположение о невозможности образования нити из случайно возникающей мелкомасштабной неоднородности, локально меняющей поляризацию волны. Однако наличие практически во всех средах эффектов поляризационного самовоздействия света [5—7], приводящих к сильному изменению поляризационных характеристик излучения, делает это приближение малооправданным. Более того, в настоящей работе показано, что наиболее вероятным является образование нитей из мелкомасштабных возмущений, имеющих эллиптичность, отличную от эллиптичности падающего света.

Распространение световых пучков в изотропных непоглощающих средах с пространственной дисперсией (ПД) кубической нелинейности может быть описано следующей системой уравнений для медленно меняющихся амплитуд циркулярно поляризованных волн $A_{\pm}(z, r)$:

$$\frac{\partial A_{\pm}}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} A_{\pm} = i \left\{ \pm \rho_0 - \left(\frac{\sigma_1}{2} \mp \rho_1 \right) |A_{\pm}|^2 - \left(\frac{\sigma_1}{2} + |\sigma_2| \right) |A_{\mp}|^2 \right\} A_{\pm}. \quad (1)$$