

И. А. Разенков, А. П. Ростов

ЛИДАРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРОВ ФЛУКТУАЦИЙ КОЭФФИЦИЕНТА ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

Представлены результаты лидарных экспериментальных исследований спектра флуктуаций коэффициента обратного рассеяния в приземном слое атмосферы. Обнаружены существенные отличия спектра флуктуаций рассеяния от спектра флуктуаций скорости ветра, возможно, обусловленные температурной стратификацией и конвективной турбулентностью. Зафиксировано появление подобласти плавучести (спектр Болджиано–Монина) на спектрах флуктуаций коэффициента обратного рассеяния при устойчивой стратификации приземного слоя воздуха.

Исследования флуктуаций лазерных эхосигналов, вызванных аэрозольными неоднородностями в атмосфере, представляют интерес как для изучения свойств самих неоднородностей и их происхождения, так и для целого ряда практических приложений, в частности, для разработки лазерно-локационных измерителей скорости ветра [1].

Свойство увлекаемости частиц воздушными потоками [2] и существование в атмосфере вертикального градиента концентрации [3] позволяет рассматривать аэрозоль как консервативную пассивную примесь. В [1,4] приведены результаты исследования, подтверждающие применимость гипотезы консервативной пассивной примеси и соответствующей ей степенной модели спектра для статистического описания флуктуаций концентрации аэрозоля в атмосфере. Следствием применимости этой гипотезы и колмогоровской модели спектра для описания флуктуаций концентрации аэрозоля в атмосфере [4] является присутствие в частотном спектре флуктуаций мощности рассеянного излучения степенного участка $f^{-5/3}$.

В дополнение приведем простые качественные рассуждения, объясняющие процесс увлечения аэрозольной частицы турбулентным потоком. Атмосферный аэрозоль, представленный в основном частицами микронного размера и медленно оседающий под действием силы тяжести, имеет маленькое время релаксации, которое по порядку величины может быть оценено как отношение скорости оседания к ускорению свободного падения $\tau_p \approx 10^{-4} \text{ (м/с)}/9, 81 \text{ (м/с}^2) \approx 10^{-5} \text{ с}$ [5]. Примерное время пролета частицы через турбулентный вихрь при падении вниз можно оценить, разделив размер вихря на скорость падения частицы $\tau_{пр} \approx 1 \text{ (м)}/10^{-4} \text{ (м/с)} \approx 10^4 \text{ с}$. Полностью или почти полностью аэрозольная частица будет увлекаться вихрем при условии $\tau_p \ll \tau_b \ll \tau_{пр}$, где τ_b – время существования вихря, которое по порядку величины определяется как отношение размера вихря к величине пульсации скорости внутри вихря $\tau_b \approx 1 \text{ (м)}/10^{-1} \text{ (м/с)} \approx 10 \text{ с}$. При высокой прозрачности атмосферы относительный объем, занимаемый частицами, достаточно мал. Также невелик и размер частиц по сравнению с размерами турбулентных вихрей потока. Эти обстоятельства позволяют считать, что аэрозоль пассивен и не влияет на динамику потока.

Приведенные выше качественные рассуждения позволяют считать аэрозоль консервативной пассивной примесью и полностью увлекаемым воздушными вихрями. Серьезным аргументом в пользу этого утверждения выступает и то обстоятельство, что спектр флуктуаций обратного рассеяния подобен спектру флуктуаций скорости ветра. Однако при проведении измерений в атмосфере обнаруживается некоторое отличие спектров друг от друга, которое может быть обусловлено целым рядом причин и требует специальных теоретических и экспериментальных исследований.

В данной статье приводятся результаты лидарных наблюдений в приземном слое атмосферы. Целью работы было исследование границ применимости колмогоровской модели спектра к спектрам мощности флуктуаций коэффициента обратного рассеяния. В статье также предложена некоторая систематизация спектров флуктуаций мощности лидарных сигналов, одновременно представляющих и спектры флуктуаций коэффициента обратного рассеяния β_p . Последний, в свою очередь, зависит от концентрации аэрозольных частиц в зондируемом объ-

еме [4]. В дальнейшем для краткости будем использовать термин <спектр обратного рассеяния>, подразумевая при этом спектр мощности флуктуаций коэффициента обратного рассеяния на определенной высоте над поверхностью земли.

В классической микрометеорологии приземным слоем называется слой, имеющий толщину порядка нескольких десятков метров, в котором вертикальный поток импульса и вертикальные турбулентные потоки пассивных примесей, например – тепла, влаги, аэрозольных частиц, допустимо считать постоянными по высоте.

Схема эксперимента показана на рис. 1. Лазерный аэрозольный локалатор, с помощью которого осуществлялось зондирование атмосферы, описан в [6]. Зондирование производилось короткими световыми импульсами с частотой посылок 12,5 Гц. Трасса зондирования располагалась под углом $3,2^\circ$ к горизонту. Пространственное разрешение лидара составляло 10 м. При проведении наблюдений приходящий лидарный эхосигнал, отраженный атмосферой, фиксировался только для 16-ти стробов, соответствующих диапазону высот от 10 до 30 м. Время накопления статистической информации о флуктуациях коэффициента обратного рассеяния составляло от получаса до часа. С целью устранения помех, обусловленных флуктуациями энергии зондирующих импульсов, производилось суммирование соседних 6-и эхосигналов. При этом временной интервал в выборке составил 0,48 с (≈ 2 Гц).

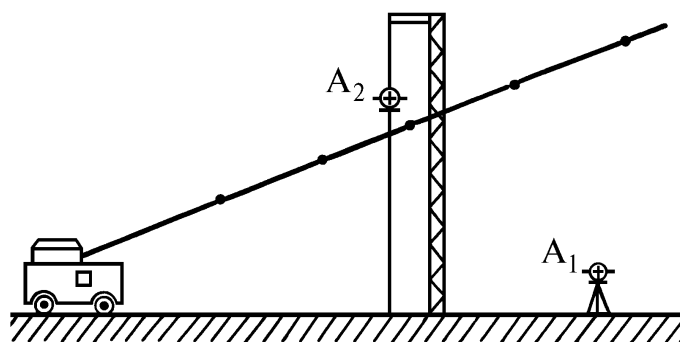


Рис. 1. Схема проведения эксперимента. Анемометры A1 и A2 располагались на высотах 2 и 20 м

Информация о флуктуациях модуля скорости ветра регистрировалась с помощью акустического анемометра [7], который располагался на метеомачте на высоте 20 м, соответствующей середине трассы зондирования лидара. Частота съема показаний с анемометра составляла 4 Гц. Регистрация лидаром эхосигнала, пропорционального β_p , и скорости ветра v анемометром производилась параллельно.

После окончания эксперимента накопленные временные последовательности подвергались статистической обработке, включающей в себя высокочастотную полиномиальную фильтрацию с целью удаления тренда. Использование окна ГЭО [8] уменьшало эффект <просачивания>, затем использование процедуры быстрого преобразования Фурье позволяло рассчитать спектр мощности. Увеличение числа степеней свободы n_d спектральных оценок достигалось усреднением по частоте и, для лидарных данных, дополнительно усреднением по ансамблю, который был представлен спектрами на различных дистанциях (16 стробов).

Наблюдения производились в условиях заречного полигона Института оптики атмосферы в летне-осенние периоды 1987 и 1988 годов. Полигон представлял собой поле, засаженное картофелем, площадью примерно 2 км^2 .

В результате проведения экспериментов было получено около сотни спектральных кривых. Анализ всей совокупности данных позволил выделить пять основных типов спектров флуктуаций коэффициента обратного рассеяния β_p , которые схематически изображены на рис. 2. Заметим, что все спектры нормировались на дисперсию.

Характерным является то, что все спектры флуктуаций скорости ветра имели степенной участок с наклоном $f^{5/3}$. Диапазон временных частот, с учетом скорости ветра v , охватывал интервал от 0,005 до 1 Гц, что соответствовало пространственным длинам волн $\lambda = v/f$ примерно от 500 до 1 м. Верхняя граница в нашем эксперименте определялась размером зондирующего импульса и, следовательно, величиной засвечиваемого объема атмосферы. Нижняя граница определялась общей длиной реализации, дальнейшее увеличение которой было неце-

лесообразным, так как при этом велика была вероятность получить выборки нестационарных процессов, обусловленные суточным ходом метеопараметров. Другая причина в пользу полурасового осреднения заключается в форме спектра флуктуаций метеопараметров (скорость ветра, температура, давление), имеющего глубокий мезоклиматический минимум, приходящийся на периоды порядка часа и разделяющий области мелкомасштабной турбулентности и крупномасштабных синоптических колебаний [9].

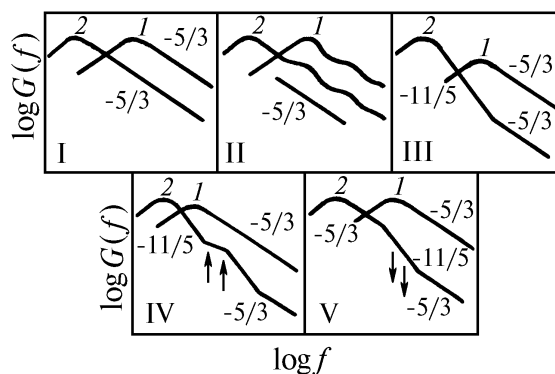


Рис. 2. Схематическое представление полученных типов спектров флуктуаций коэффициента обратного рассеяния. Кривые 1 – спектр флуктуаций скорости ветра, кривые 2 – спектр флуктуаций β_π

Исследуемый частотный диапазон включал в себя классический инерционный интервал. Скорость переноса энергии по спектру в инерционном интервале постоянна и равна скорости диссипации турбулентной энергии в тепловую [10]. Во всех совместных наблюдениях наклон спектра флуктуаций скорости ветра совпадал с теоретическим спектром $\langle -5/3 \rangle$ Колмогорова – Обухова с точностью 20%. Исключение составлял только второй тип на рис. 2, когда оба спектра имели волнообразную форму, обусловленную, по-видимому, перемежаемостью турбулентности. Тем не менее средний наклон спектров при этом соответствовал $\langle -5/3 \rangle$.

В качестве примера на рис. 3 показаны нормированные на дисперсию спектры флуктуаций скорости ветра $G_v(f)/\sigma_v^2$ (точки) и нормированные спектры $\beta_\pi - G_{\beta_\pi}(f)/\sigma_{\beta_\pi}^2$ (крестики). Характерной особенностью всех полученных пар спектров было то, что максимум спектра β_π всегда располагался левее максимума спектра ветра, положение которого определяется внешним масштабом турбулентности L_0 , по порядку величины близким к масштабу наибольших турбулентных возмущений. Положению максимума спектра β_π соответствует некоторый масштаб L_a , который будем называть <внешним масштабом аэрозольных неоднородностей>.

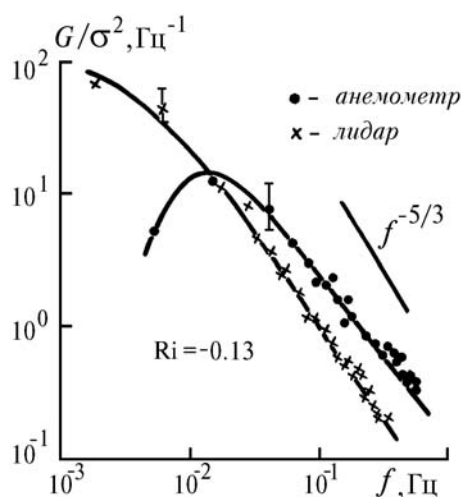


Рис. 3. Нормированные спектры флуктуаций скорости ветра (точки) и флуктуаций коэффициента обратного рассеяния (крестики) при слабой неустойчивости ($Ri = -0,13$)

Факт, что $L_0 < L_{cr}$, указывает на присутствие в спектре флуктуаций концентрации медленных колебаний, которых нет или они слишком слабы, в спектрах скорости ветра. Тогда возникает вопрос: какова природа этих медленных колебаний на спектрах β_π ? Во-первых, это орография местности, т.е. возможное влияние подстилающей поверхности, так как временные и соответствующие им пространственные периоды осреднения значительно превышают размеры поля, над которым производились наблюдения. То есть можно предположить, что воздушная масса до прихода на полигон могла проходить участки местности, радиационная пестрота которой, наряду с динамической и конвективной турбулентностью, привела к появлению крупных аэрозольных неоднородностей, равных по размеру неоднородностям потока. Затем над полигоном произошла <адаптация> только параметров турбулентного потока, а крупные аэрозольные неоднородности еще какое-то время существовали. Во-вторых, это возможное влияние конвективной турбулентности. Заметим, что в эксперименте вертикальная компонента скорости ветра не измерялась.

Приведем результаты интересного, с нашей точки зрения, эксперимента (рис. 4), суть которого заключалась в следующем. За время проведения данного эксперимента на поле <работал> распределенный <генератор> пылевого аэрозоля. Такое было возможно при движении длинной колонны сельскохозяйственной техники с малой скоростью по краю поля. Поднятая в воздух пыль увлекалась турбулентными вихрями, размер которых не превышал высоты точки наблюдения и определялся в основном сдвигом скорости ветра в приземном слое воздуха. Аэрозольные неоднородности данного размера оказывались более <контрастными>, если бы не было пыли, и это привело к подъему спектра β_π на соответствующих частотах. Скорость ветра на высоте 20 м составляла около 5 м/с. Из рис. 4 на спектре β_π можно выделить три локальных максимума, положения которых, при пересчете по формуле $\lambda = v/f$, соответствуют длинам волн примерно 20, 10 и 5 м. Кратные значения частот обусловлены каким-то периодическим процессом, возможно, интервалом движения машин.

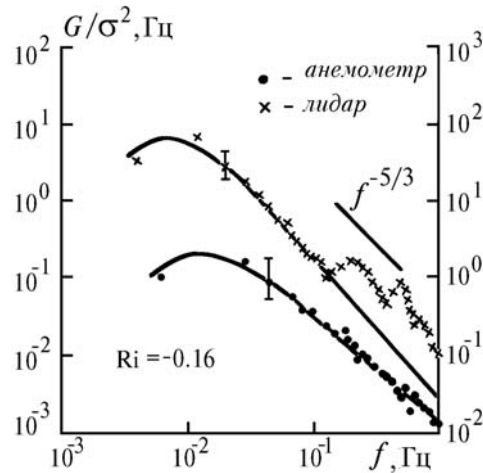


Рис. 4. Спектр флуктуаций скорости ветра (точки) и спектр флуктуаций коэффициента обратного рассеяния (крестики) при слабой неустойчивости ($Ri = -0,16$) при наличии распределенного источника пылевого аэрозоля в приземном слое воздуха

Три следующих типа спектров β_π , изображенных на рис. 2, имеют общую характерную особенность, которая заключается в наличии степенного участка с наклоном, заметно превышающим минус 5/3, который близок к минус 11/5. В литературе <спектр минус 11/5> описан [11] и называется спектром Болджиано – Монина. Этот спектр был предсказан теоретически для устойчиво стратифицированной атмосферы. Его более крутой наклон объясняется потерей части турбулентной энергии потока при преодолении архимедовых сил, препятствующих вертикальным перемещениям объемов воздуха. Интервал волновых чисел, в котором форма спектра определяется термической стратификацией, называется подобластью плавучести. Она включает в себя масштабы, которые при безразличной температурной стратификации входят в инерционный интервал. Однако экспериментальные данные разных исследователей при изучении флуктуаций скорости ветра и температуры не подтвердили существование подобласти

плавучести в приземном слое. Оценки, проведенные в [11], показали, что интервал плавучести не может проявиться на малых высотах (менее 100 м). Заметим, что и в наших наблюдениях спектр флуктуаций скорости ветра был близок к колмогоровскому. В известной работе Н.З. Пинуса с соавторами [12], отмечается появление подобласти плавучести во время самолетных наблюдений флуктуаций скорости ветра на спектрах, соответствующих высотам 400 м и более. При этом показатель степени m в спектре f^m изменялся в пределах 2–3,5.

Кофи С.Дж. в [13] описал спектры горизонтальных компонент скорости ветра, полученные с помощью привязных аэростатов в устойчиво стратифицированном слое воздуха над слоем перемешивания (конвективным пограничным слоем), имеющие наклон, близкий к 11/5.

При проведении экспериментов степень температурной устойчивости нами оценивалась по показаниям пары акустических анемометров, располагавшихся на высотах 2 и 20 м и позволявших измерять температуру с точностью $0,1^\circ$. Градиентное число Ричардсона определялось по формуле

$$Ri = \frac{g}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} - \gamma_a \right) / \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2,$$

где g – ускорение свободного падения; T – абсолютная температура; z – высота; γ_a – сухоадиабатический градиент температуры.

Отметим, что при появлении подобласти плавучести на спектрах β_π не всегда число Ri было положительным (устойчивая стратификация). Это обстоятельство можно объяснить наличием устойчиво стратифицированного слоя атмосферы, находящегося выше 20–30-метрового слоя, где проводились измерения.

Для проверки этого утверждения были поставлены эксперименты по определению показателя m в спектре f^m , в которых зондирование проводилось до высоты 1 км при наличии приземной приподнятой температурной инверсии в летнее время. Высота инверсии контролировалась лидаром по положению максимума аэрозольного слоя, который обычно наблюдается в ранние утренние часы летом непосредственно под инверсией [4]. В качестве примера на рис. 5 показаны результаты зондирования инверсии перед восходом солнца в летнее время, нанесен профиль коэффициента полного рассеяния $\alpha(z)$, полученный лидаром. Высота инверсии составляла $z_i \approx 300$ м.

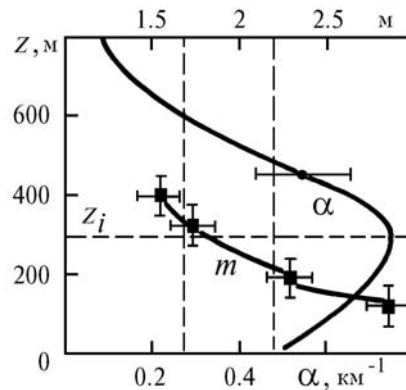


Рис. 5. Вертикальный профиль коэффициента полного рассеяния α (сплошная линия) и профиль показателя степени m в спектре $G_{\beta_\pi}(f) \approx f^{-m}$ (точки) при зондировании лидаром в условиях приподнятой температурной инверсии

На этом же рисунке нанесены для четырех высот значения показателя m для соответствующих спектров β_π . Из рисунка видно, что под инверсией значение $m \geq 11/5$, а над инверсией m , с учетом ошибок измерений, совпадает со значением $5/3$. В тех случаях, когда на спектрах β_π можно было выделить два участка с наклонами $11/5$ и $5/3$, определялся пространственный размер неоднородностей, соответствующий точке излома спектральной кривой. Обычно этот размер совпадал или незначительно отличался от высоты точки наблюдения и составлял 20 м.

Появление подобласти плавучести только на спектрах β_π , вероятно, обусловлено процессами, происходящими над приземным слоем воздуха. Выше мы уже упоминали о влиянии конвективной турбулентности. Кроме того, аэрозольные неоднородности порядка десятков и сотен метров существовать могут на высотах, сопоставимых с размером неоднородностей. При этом, разумеется, анизотропия таких аэрозольных образований довольно велика [15].

Перейдем к двум последним типам спектров, изображенных на рис. 2. Эти два типа спектров β_π имеют достаточно сложный вид. Стрелками на рис. 2 условно показаны области <притока> или <оттока> энергии на спектрах β_π . Тип IV аналогичен типу III, однако наличие <источника> турбулентных пульсаций внутри подобласти плавучести привело к подъему спектральной кривой на частоте <источника>. В монографии [10] отмечалось, что могут существовать турбулентные течения, в которых имеются две и более областей спектра, характеризующихся притоком внешней энергии. Например, в спектре океанической турбулентности имеются три различных области притока энергии [10]. В нашем случае мы можем предположить наличие притока энергии в спектр β_π вследствие динамической турбулентности, обусловленной сдвигом скорости ветра в приземном слое воздуха. На рис. 6, а изображены спектр скорости ветра и спектр β_π в двойных логарифмических координатах, отчетливо просматриваются участки спектра β_π , соответствующие подобласти плавучести ($m = 11/5$), притока энергии в спектр, продолжение подобласти плавучести и инерционный интервал ($m = 5/3$). На рис. 6, б нанесены те же спектры в полулогарифмическом масштабе как функции пространственных частот $k = 2\pi/\lambda = 2\pi f/\nu$. Анализируя пятый тип спектра β_π , изображенный на рис. 2, можно предположить наличие тонкого устойчиво стратифицированного слоя в пределах приземного слоя воздуха.

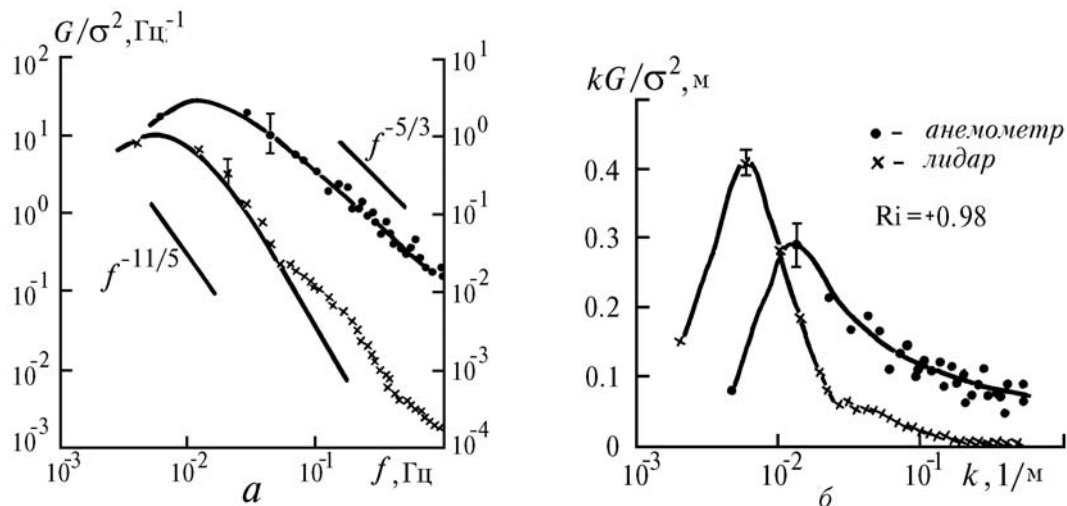


Рис. 6. Спектр флуктуаций скорости ветра (точки) и спектр флуктуаций коэффициента обратного рассеяния (крестики) при устойчивой стратификации ($Ri \approx +1$): а – представление спектров в двойных логарифмических координатах, б – полулогарифмический масштаб

Отметим еще два результата, полученные в процессе анализа экспериментального материала. Нами была предпринята попытка построить корреляционные графики зависимости внешнего масштаба аэрозольных неоднородностей L_a от внешнего масштаба турбулентности L_0 и числа Ричардсона Ri . Масштабы определялись по полуширине автокорреляционной функции $\tau_{0,5}$ по формуле $L = 2\pi\nu\tau_{0,5}$ [16]. Диапазон изменения L_0 по всему массиву данных составил 13–118 м, а для L_a соответственно 38–590 м. Причем никакой корреляционной связи между L_0 и L_a обнаружено не было. Этот факт указывает на то обстоятельство, что низкочастотная часть спектров β_π и спектра скорости ветра формируется под действием разных факторов, что отмечалось выше.

Зависимость L_a от числа Ri имеет большой разброс точек, однако прослеживается явная тенденция к увеличению значения L_a при усилении неустойчивости ($Ri < 0$).

Есть еще одно обстоятельство, о котором нам хотелось бы упомянуть. Лидар позволяет регистрировать флуктуации β_π на различных расстояниях, поэтому нами была использована возможность рассчитать спектр когерентности β_π как функцию частоты f для различных разнесений точек $\rho = 10, 20 \dots 160$ м [8]. При этом была получена положительная корреляция между наличием притока энергии в спектр β_π (рис. 7, а) и повышением спектра когерентности именно в области притока энергии (рис. 7, б). Это свидетельствует о том, что лидар представляет собой инструмент, который может быть использован при исследовании <тонких> эффектов атмосферной турбулентности, так как обладает рядом преимуществ, не свойственных традиционным контактными приборам (анемометры, датчики температуры и т. д.).

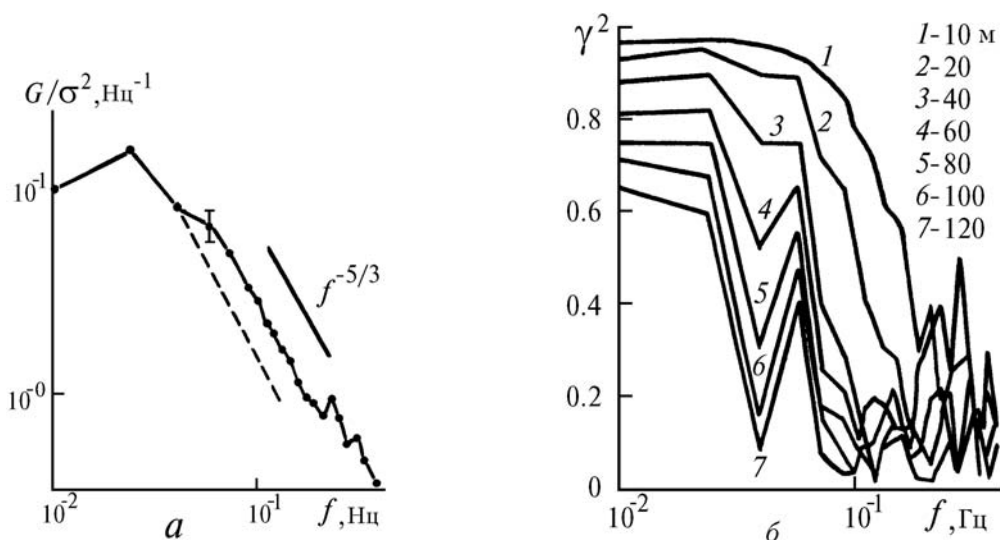


Рис. 7. Спектр флуктуаций коэффициента обратного рассеяния β_π (а) и соответствующий спектр когерентности γ^2 (б) для различных величин разнесения ρ между измерительными объемами

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

1) Высоочастотная часть спектра флуктуаций коэффициента обратного рассеяния β_π определяется динамической турбулентностью приземного слоя и подчиняется закону <пять третей>, а низкочастотная часть, возможно, определяется конвективными турбулентными движениями и рельефом местности.

2) Наличие устойчивой температурной стратификации в приземном слое воздуха или непосредственно над ним приводит к появлению на спектрах β_π подобласти плавучести (спектр Болджиано – Монина).

3) На спектрах флуктуаций коэффициента обратного рассеяния β_π возможно появление области притока (оттока) энергии, обусловленного наличием динамической турбулентности (термического расслоения приземного слоя атмосферы).

Считаем своей приятной обязанностью выразить признательность за постановку задачи Ю.С. Балину и поблагодарить В.П. Лукина за конструктивные замечания при обсуждении результатов.

1. Корреляционные методы лазерно-локационных измерений скорости ветра. / Г.Г. Матвиенко, Г.О. Задде, Э.С. Фердинандов и др. Новосибирск: Наука, 1985. 221 с.
2. Баренблатт Г.И. // Прикл. математика и механика. 1953. Т. 17. № 3. С. 261–274.
3. Креков Г.М., Рахимов Р.Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. Новосибирск: Наука, 1982. 197 с.
4. Балин Ю.С., Беленький М.С. и др. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1986. Т. 22. №10. С. 1060–1063.
5. Райст П. Аэрозоли. М.: Мир, 1987. 278 с.
6. Балин Ю.С., Байрашин Г.С., Бурков В.В. и др. // Проблемно-ориентированные измерительно-вычислительные комплексы. Новосибирск: Наука, 1986. С. 65–71.
7. Анисимов М.В., Монастырный Е.А., Патрушев Г.Я., Ростов А.П. // ПТЭ. 1988. №4. С. 196–199.
8. Отнес Р., Энноксон Л. Прикладной анализ временных рядов. М.: Мир, 1982. 428 с.

9. Колесникова В.Н., Монин А.С. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1965. Т. 1. №7. С. 653 – 669.
10. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М.: Наука, 1965. 640 с.
11. Ламли Дж.Л., Пановский Г.А. Структура атмосферной турбулентности. М.: Мир, 1966. 264 с.
12. Винниченко Н.К., Пинус Н.З., Шметер С.М., Шур Г.Н. Турбулентность в свободной атмосфере. Л.: Гидрометеиздат, 1976. 336 с.
13. Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей / Под ред. Ф.Т.М. Ньюстадта и Х. Ван Допа. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 351 с.
14. Аршинов Ю.Ф., Белан Б.Д. и др. // Оптика атмосферы, 1989. Т. 2. №9. С. 963 – 968.
15. Балин Ю.С., Разенков И.А. // X Всесоюз. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Тез. докл. Ч. 2. Томск: ТФ СО АН СССР, 1988. С. 48.
16. Балин Ю.С., Бельский М.С., Разенков И.А., Сафонова Н.В. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. №8. С. 77 – 83.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
3 июня 1993 г.

I. A. Razenkov, A. P. Rostov. Lidar Study of Fluctuations Spectrum of Back Scattering Coefficient in the Near Ground Atmospheric Layer.

The results of lidar experimental investigations spectrum of fluctuation back scattering coefficient in the near ground atmospheric layer. Noticeable difference between scattering fluctuations spectrum and that of wind speed is detected, which is possibly due to temperature stratifications and convective turbulence. Appearance of buoyancy subregion (Bolgiano–Monin spectrum) was stated in the case of spectra of fluctuation of back scattering coefficient at stable stratification of near ground air layer.