

ИЗУЧЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СОЛНЕЧНОЙ ФОТОСФЕРЕ ПО ЛИНИЯМ Ti I

Э. А. Гуртовенко, В. И. Троян

(Главная астрономическая обсерватория АН УССР)

I. Результаты ряда наблюдательных и теоретических работ, выполненных в течение последнего десятилетия, свидетельствуют о том, что проблема фотосферы и фраунгоферовых линий уже не может рассматриваться без учета имеющихся в фотосфере локальных физических неоднородностей и упорядоченного поля скоростей, характеристики которого, по-видимому, изменяются с глубиной. С другой стороны, в последнее время, благодаря введению в строй двойных солнечных монохроматоров, значительно увеличилось качество наблюдений спектра фотосферы, а современная вычислительная техника открывает большие возможности в области проведения сложных расчетов и обработки наблюдательного материала. Учет этих обстоятельств приводит к выводу о необходимости постановки исследований фотосферы в более широком масштабе, чем это делалось до сих пор.

Одна из задач по этой проблеме — изучение турбулентности и ее связи с квазипериодическими движениями в фотосфере. Этой задаче посвящено достаточно большое количество работ, выполненных за последние годы. Однако результаты их еще весьма противоречивы. Причина этого, по-видимому, — значительная разнородность и не всегда высокое качество наблюдательного материала, а также различие методов, каждый из которых может вносить свои ошибки. Основные из этих работ, выполненные Уоддел [1], Унно [2] и Шмальбергером [3], не дают четкого представления о характере фотосферной турбулентности.

Уоддел приходит к выводу о возможности объяснения наблюдаемого изменения профилей слабых фраунгоферовых линий при переходе от центра к краю моделью, не зависящей от глубины анизотропной турбулентности, с радиальной и тангенциальной составляющими соот-

ветственно $1,8$ и $3,0 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$. Тщательные исследования Унно в центре диска

(радиальная составляющая) показали уверенное увеличение турбулентной скорости с глубиной $0,75—1,55 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$ при изменении оптической глубины в континууме $0,2—0,6$.

Шмальбергер при исследовании немногочисленного, но более точного материала принял схему турбулентности, в которой имеет место уменьшение как радиальной, так и тангенциальной составляющих с высотой. Однако кривые зависимости тангенциальной и радиальной составляющих от $\log \tau_0$, имеющие одинаковый наклон одна относительно другой, смещены по оси $\log \tau_0$. В области значительного изменения

радиальной составляющей — от $3,2$ до $1,4 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$ — при изменении τ_0 в пределах $0,6—0,2$ — тангенциальная составляющая, равная $3,8 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$, не изменяется. Убывание ее с высотой наблюдается со значений $\tau_0 \approx 0,07$.

С другой стороны, исследования турбулентности на больших высотах (например, Унно [4] Ягер и Невен [5]) показывают уменьшение ее величины с глубиной. Эти данные не представляются необычными в свете теоретического объяснения их механизмом распространения звуковых волн в солнечной хромосфере. Однако в связи с этими результатами особый интерес представляет определение глубины уровня, на котором начинается распад звуковых волн, идущих из фотосферы, и градиент турбулентной скорости меняет свой знак.

Полученные до настоящего времени результаты исследования турбулентности в фотосфере позволяют сделать лишь следующие выводы:

1. Турбулентная скорость (по крайней мере, ее радиальная составляющая) возрастает с глубиной.

2. Величина средней скорости зависит от направления, т. е. в солнечной фотосфере имеет место анизотропия турбулентности. Задачу по изучению турбулентности в атмосфере Солнца следует ставить с учетом этих выводов. Необходимо также использовать метод, который был бы наиболее простым и, по возможности, наиболее свободным от жестких ограничений в выборе материала и определенных физических предпосылок. Пока что наиболее простой и доступный метод исследования доплеровских полуширин метод Гольдберга—Унно [2]. Однако он ограничивает возможность выбора пригодных для обработки линий.

II. Метод исследования. Настоящая работа содержит предварительные результаты изучения фотосферной турбулентности, начатого в Главной астрономической обсерватории АН УССР летом 1967 г. Основная цель ее — проверка качества наблюдательного материала, а также поиск лучшего метода для проведения подобных исследований в дальнейшем. В основу метода положены следующие предпосылки:

механизм образования фраунгоферовых линий — истинное поглощение;

в фотосфере имеет место локальное термодинамическое равновесие.

При выполнении этих условий интенсивность, регистрируемую в любой точке контура линии на заданном расстоянии $\Delta\lambda$ от ее центра, определяющуюся в общем случае выражением

$$I(\Delta\lambda, \theta) = \int_0^{\infty} B(t_\lambda) e^{-t_\lambda \sec \theta} \cdot \sec \theta dt_\lambda,$$

можно представить соотношением

$$I(\Delta\lambda, \theta) = B(T_{\text{эфф}}), \quad (1)$$

где $B(T_{\text{эфф}})$ — функция Планка, соответствующая температуре эффективного слоя, излучение от которого регистрируется в заданном участке контура линии.

В каждой модели солнечной фотосферы предполагается однозначная связь между температурой T и оптической глубиной τ_0 в континууме. Таким образом, определив из наблюдений величину $I(\Delta\lambda, \theta)$, можно, пользуясь принятой моделью фотосферы, связать излучение от заданного участка контура линии с оптической глубиной слоя τ_0 , который посылает это излучение.

Для определения величины турбулентной скорости использовался метод, предложенный Гольдбергом [6] для изучения характера изменения коэффициента поглощения в линии. Согласно этому методу в пределах доплеровского ядра для двух линий A и B , принадлежащих одному и тому же мультиплету, выполняется соотношение

$$\Delta\lambda_D = \sqrt{\frac{\Delta\lambda_A^2 - \Delta\lambda_B^2}{\ln \frac{(gf)_A}{(gf)_B}}}, \quad (2)$$

если расстояния $\Delta\lambda_A$ и $\Delta\lambda_B$ от центра соответствующих линий выбраны таким образом, что $I\Delta\lambda_A(\theta) = I\Delta\lambda_B(\theta)$. Полуширина $\Delta\lambda_D$ связана с турбулентной скоростью известным соотношением

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{v_{\text{тен}}^2 + \xi^2}. \quad (3)$$

По измеренной величине $I\Delta\lambda(\Theta)$ из соотношения (1) определяется температура T , затем турбулентная скорость ξ , которая связана, согласно принятой модели фотосферы, с оптической глубиной τ_0 в континууме. Выведенная таким путем турбулентная скорость определяет суммарную величину микротурбулентности и неразрешенной макротурбулентности. При этом ξ , как и $\Delta\lambda_D$, относится к эффективному слою, определяющему основную долю излучения, регистрируемого в заданном участке профиля линии, наблюдаемой на заданном расстоянии от центра диска.

III. Наблюдения и обработка материала. Наблюдения пяти линий мультиплета Ti I близ λ 5000 Å были проведены фотоэлектрически в мае 1967 г. на солнечном телескопе ГАО АН УССР в V порядке спектра с дисперсией на выходной щели монохроматора $\approx 0,15$ Å/мм. Характеристики прибора в системе с приставкой двойной дифракции имеются в работе [7].

Приводим длины волн измеренных линий и логарифмы произведения gf , согласно данным Р. Кинг и А. Кинг [8].

$\lambda, \text{Å}$	5147,48	5152,19	5173,75	5192,98	5210,39
$\lg(gf)$	1,17	1,16	2,13	2,26	2,38

Используемые линии образуются переходами $\alpha^3F - z^3F^0$. Наблюдения были выполнены для пяти положений на диске Солнца $\mu = \cos \Theta = 1,00; 0,8; 0,6; 0,436; 0,28$. Каждая линия с прилегающим участком континуума регистрировалась дважды — в прямом и обратном направлениях. Перед началом, а также в конце наблюдений отдельной линии фиксировался отсчет на интегральный рассеянный свет. Величина его не превышала 1%.

Из пяти линий мультиплета Ti I были обработаны четыре. Линия 5173,75 Å находится внутри сильной линии Mg I, что усложняет ее обработку. Контуры линий строились в единицах континуума и по данным двух записей — в прямом и обратном направлениях сканирования. При этом учитывались поправки за изменение прозрачности. Далекое крылья не строились, так как в данном случае для обработки использовались только ядра линий.

Из четырех линий можно построить шесть комбинаций по две линии, т. е. для заданного значения глубины в линии d можно определить шесть значений $\Delta\lambda_D$. Практически нам пришлось использовать только четыре комбинации, так как комбинации $\lambda\lambda$ 5147,48—5152,19 Å и $\lambda\lambda$ 5192,98—5210,39 Å с почти идентичными контурами дают большие ошибки в определении $\Delta\lambda_D$. Зависимость между τ_0 и T (табл. 2) взяты из модели фотосферы Свихарта и Фишела, применяемой также Шмальбергером [3] и Ниссенем [9] в их работах по изучению турбулентности в фотосфере. В табл. 1 τ_0 обозначает оптическую глубину в континууме

Т а б л и ц а 1

$\lg \tau_0$	T°	$\lg \tau_0$	T°
-1.10	4993	-0.400	5658
-1.00	5049	-0.301	5811
-0.921	5101	-0.146	6088
-0.800	5199	+0.021	6357
-0.700	5288	+0.164	6564
-0.620	5371	+0.294	6740
-0.523	5486		

возле λ 5000 Å. Интенсивность в центре диска $I_0(\Theta)$ для области 5000 Å, а также потемнение к краю в этой же области спектра принимались согласно данным М. Миннаэрта [10].

Результаты измерений и вычислений приведены в табл. 2. Значения $\overline{\Delta\lambda_D}$ представляют средние из четырех отдельных комбинаций пар линий. Ошибки $\overline{\Delta\lambda_D}$ небольшие, в среднем они составляют величину $\pm 0,0005 \text{ \AA}$.

IV. Дискуссия материала.

1. Сечения на различных глубинах d в каждой из линий для заданного μ охватывают в общем все доплеровское ядро линии. Если усреднить все d для заданного μ , то соответствующее им $\overline{\Delta\lambda_D}$ будет представлять значение доплеровской полуширины для какой-то линии, средней из всех четырех. Изменение $\overline{\Delta\lambda_D}$ по мере перехода к краю диска будет отражать для этой средней линии реальный ход изменения турбулентной скорости как с глубиной, так и в направлении луча зрения. Результаты такого усреднения представлены в табл. 3 и на рис. 1. Кривую рис. 1 можно интерпретировать как зависимость ξ от глубины в фотосфере, если допустить изотропность поля турбулентных скоростей. Возможна и другая интерпретация: поле турбулентных скоростей не зависит от глубины, но анизотропно. В этом случае для $\mu=1$ ξ представляет величину радиальной составляющей, а для $\mu=0.28$ ξ близко к значению тангенциальной составляющей. Прозвученное таким способом усреднение было бы оправданным, если бы наблюдательный материал оказался более низкого качества и не позволял извлечь из него более подробную информацию.

Таблица 2

μ	τ_0	T°	$\Delta\lambda_D, \text{ \AA}$	$\xi_s, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$	$\xi_{tg}, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$
1.00	0.91	6260	0.043	2.01	
	0.83	6190	0.039	1.72	
	0.76	6130	0.037	1.57	
	0.68	6050	0.034	1.34	
	0.60	5950	0.033	1.26	
	0.53	5860	0.031	1.18	
	0.48	5780	0.030	1.01	
0.8	0.68	6060	0.057	2.97	
	0.64	6000	0.046	2.24	3.69
	0.59	5940	0.040	1.86	2.64
	0.55	5880	0.039	1.74	2.45
	0.48	5780	0.036	1.53	2.16
	0.44	5730	0.035	1.46	2.08
	0.39	5640	0.034	1.40	2.04
0.6	0.55	5880	0.047	2.28	2.72
	0.50	5820	0.045	2.19	2.61
	0.46	5760	0.043	2.05	2.45
	0.41	5680	0.042	1.91	2.30
	0.38	5620	0.039	1.78	2.13
	0.37	5590	0.037	1.63	1.94
	0.28	5470	0.035	1.50	
0.436	0.40	5650	0.048	2.47	2.71
	0.38	5600	0.046	2.37	2.60
	0.36	5580	0.042	2.00	2.20
	0.31	5510	0.041	1.92	
	0.28	5430	0.039	1.79	
	0.24	5370	0.037	1.65	
	0.21	5300	0.036	1.57	
0.28	0.28	5440	0.050	2.55	
	0.25	5380	0.048	2.42	
	0.21	5310	0.042	2.01	
	0.19	5270	0.041	1.95	
	0.17	5210	0.039	1.82	
	0.13	5140	0.038	1.75	
	0.12	5090	0.036	1.61	

2. Мы допускаем, что поле турбулентных скоростей анизотропно и зависит от глубины. В этом случае для заданного μ значения $\overline{\Delta\lambda}_D$ в табл. 3 отражают ход суммарной (тангенциальной и радиальной)

Таблица 3

μ	τ_0	T°	$\overline{\Delta\lambda}_D, \text{Å}$	$\xi, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$
1.00	0.67	6050	0.035	1.42
0.8	0.55	5860	0.040	1.83
0.6	0.38	5620	0.041	1.92
0.436	0.29	5460	0.041	1.93
0.28	0.21	5230	0.041	1.95

турбулентной скорости по лучу зрения с изменением глубины в фотосфере. Обозначим эту скорость через ξ_s . Значения ее приведены в пятом столбце табл. 3. Графически эти данные для $\mu=1.00; 0.8; 0.6; 0.436; 0.28$ приведены на рис. 2 и обозначены соответственно цифрами 1, 2, 3, 4, 5.

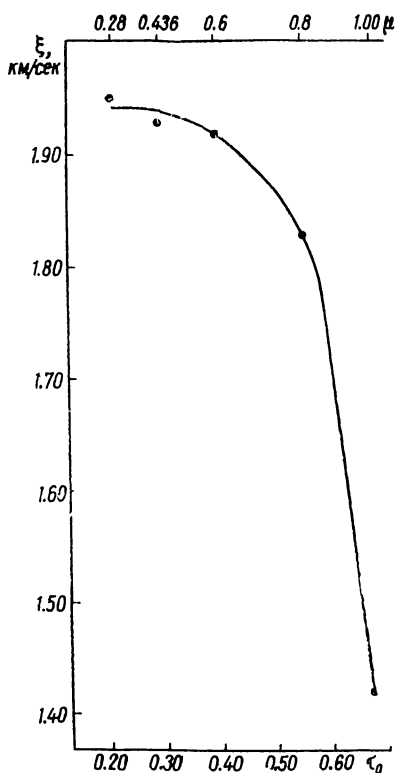


Рис. 1. Зависимость турбулентной скорости ξ , усредненной по всем линиям мультиплета Ti I, от оптической глубины τ_0 при переходе от центра к краю диска Солнца.

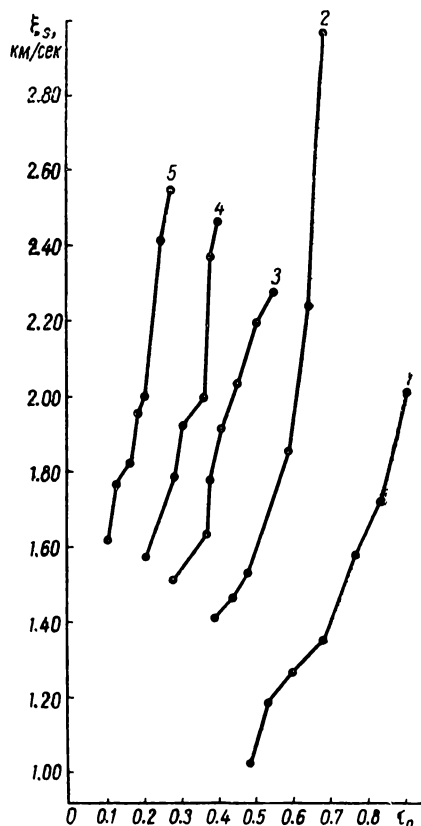


Рис. 2. Зависимость турбулентной скорости по лучу зрения ξ_s от τ_0 для различных значений μ . 1—5 — кривые для $\mu=1.0; 0.8; 0.6; 0.436; 0.28$.

Из них кривая 1 представляет изменение радиальной составляющей турбулентной скорости, кривая 5 показывает ход турбулентной скорости с глубиной по лучу зрения, близкому к тангенциальному направлению.

Для вывода тангенциальной турбулентной скорости ξ_{tg} можно воспользоваться данными изменения ξ_{rad} с глубиной (кривая 1). Для кривых 2—4 есть ряд значений τ_0 , перекрывающихся со значениями τ_0 на кривой 1. Воспользовавшись зависимостью между среднеквадратичными величинами тангенциальной и радиальной компонент турбулентных скоростей

$$\xi_s^2 = \xi_{rad}^2 \cos^2 \theta + \xi_{tg}^2 \sin^2 \theta, \quad (4)$$

можно построить ход ξ_{tg} с глубиной по данным каждой из кривых 2—4 в отдельности (рис. 3, 2—4). В принципе все кривые на рис. 3 должны в некоторых своих частях перекрываться, представляя таким образом общий характер зависимости ξ_{tg} от глубины в фотосфере. В действительности же сохраняется только наклон линий. Сами они смещены друг относительно друга в направлении шкалы τ_0 . Причина смещения этих кривых пока неясна. Можно допустить наличие систематической погрешности при определении $\Delta\lambda_D$, а значит и ξ_s . Эта ошибка не должна сильно различаться, по крайней мере для близких значений μ . Допустим, что значение ξ_s для $\mu=1.00$; 0.8; 0.6 ошибочно на величину $\Delta\xi$. Нетрудно вывести, считая, что $(\Delta\xi)^2 \ll \xi_s^2$ — соотношение, определяющее погрешность тангенциальной составляющей $\Delta\xi_{tg}$:

$$\Delta\xi_{tg}(\mu) = \Delta\xi \frac{(\xi_s - \xi_{rad} \cos^2 \theta)}{\xi(\xi_{tg}) \sin^2 \theta}. \quad (5)$$

Разность ξ_{tg} для двух кривых $\mu=0.8$ и $\mu=0.6$ позволяет определить значение $\Delta\xi$, которое в данном случае оказывается очень большим

($\approx 4 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$) и, по-видимому, нереально.

Вторая ошибка может быть связана с неточностью определения τ_0 по заданной модели фотосферы. Однако смещение шкалы τ_0 в одну или другую сторону на исходных кривых $\xi_s - \tau_0$ с последующим пересчетом ξ_{tg} не приводит к ощутимому сближению кривых рис. 3. На рис. 3 нанесены также кривая 5 из рис. 2. Турбулентная скорость, представленная этой кривой, практически состоит из одной тангенциальной составляющей, т. е. кривая 5 должна принадлежать к семейству кривых 2—4. Действительно, наклон ее остается таким же, а смещение вдоль оси τ_0 носит тот же характер, что и взаимное смещение кривых 2—4. Если экстраполировать зависимость $\xi_{tg} - \tau_0$ для $\mu=0.28$ так, чтобы можно было сравнить значения ξ_{tg} на одной и той же глубине τ_0 по

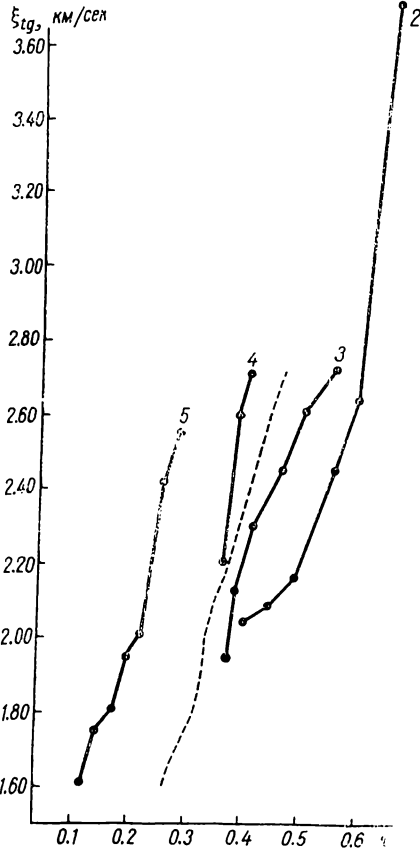


Рис. 3. Зависимость тангенциальной составляющей ξ_{tg} от τ_0 , вычисленная по данным ξ_s . 2 — для $\mu=0.8$, 3 — для $\mu=0.6$, 4 — для $\mu=0.436$, 5 — кривая зависимости ξ_s от τ_0 для $\mu=0.28$, близкая к тангенциальной составляющей. Штриховая линия — среднее значение ξ_{tg} .

двум кривым 5 и 2, τ_0 различие ξ_{tg} по данным этих кривых близ $\tau_0 \approx 0.4$ достигает $1,4 \frac{KM}{сек}$ при средней величине скорости $2,7 \frac{KM}{сек}$. Выяснение причин этого эффекта потребует дальнейших исследований. По данным рис. 3 можно уверенно вывести лишь характер роста ξ_{tg} с глубиной. При этом сама шкала глубин из-за смещения кривых остается известной с некоторой поправкой.

Плавной штриховой линией на рис. 3 нанесен результат усреднения вдоль шкалы τ_0 всех четырех кривых. Верхняя половина кривой 2 не принималась во внимание, так как она выведена очень неуверенно. Ввиду того, что причины расхождения кривых на рис. 3 неизвестны, такое усреднение, вообще говоря, не может быть оправдано. В данном случае оно произведено лишь для того, чтобы получить представление о характере изменений ξ_{tg} в пределах максимального интервала глубин τ_0 . Как видно, ξ_{tg} изменяется с глубиной практически линейно.

Эффект смещения кривых разных μ на рис. 3 не позволяет принять определенное положение нуля-пункта шкалы τ_0 для тангенциальной составляющей турбулентной скорости. Это не дает возможности определить значение степени анизотропии с той же точностью, что и отношения ξ_{tg}/ξ_{rad} . Однако, как видно из анализа представленных данных, в пределах исследуемых глубин τ_0 тангенциальная составляющая превышает радиальную, причем, по-видимому, не меньше чем в два раза.

Выявленный характер изменения турбулентности в фотосфере, во всяком случае в качественном отношении, не вызывает сомнения. Поправки за инструментальный контур в нашем приборе небольшие, однако оценка влияния этих поправок будет произведена в первую очередь. Повышение точности данных потребует также улучшения методики учета некоторых эффектов, который могут искажать результаты. Ряд таких эффектов (некогерентность рассеяния, влияние крупномасштабной турбулентности) дискутируется в работах Унно [2, 4].

И наконец, одним из важных моментов в дальнейшем исследовании является вопрос о разделении микротурбулентности и неразрешенной макротурбулентности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Waddell J. — *Aph. J.*, 127, 2, 284, 1958.
2. Unno W. — *Aph. J.*, 129, 2, 375, 1959.
3. Schmalberger D. — *Aph. J.* 138, 3, 193, 1963.
4. Unno W. — *Aph. J.*, 129, 2, 388, 1959.
5. Jager C. de Neven Z. — *Vrije Universiteit Brussel, Serie A*, 7, 1963.
6. Goldberg L. — *Aph. J.*, 127, 2, 1958.
7. Гуртовенко Э. А. Солнечный горизонтальный телескоп АЦУ-5 с монохроматором двойной дифракции. *Наст. сб.*, 77.
8. King R. King A. — *Aph. J.*, 87, 24, 1938.
9. Nissen P. *Extrait des Annales d'Astrophysique*, 28, 3, 1965.
10. Солнце (под ред. Койпера), гл. III, ИЛ, М., 1957.

STUDY OF THE TURBULENCE IN THE SOLAR PHOTOSPHERE FROM THE Ti I LINES PROFILES

E. A. GURTOVENKO, V. I. TROYAN

Summary

The study of the turbulence in the solar photosphere was carried out based on the observations of the four Ti I line profiles at different centre-limb distances.

The main results are as follows: 1) The anisotropy of the turbulence takes place. The tangential component is twice as much as the radial component on the average. 2) The turbulence increases with depth in the solar photosphere. The radial and tangential components are increasing within 1.0—2.0 km/sec and 1.6—2.7 km/sec going in the optical depth $\tau_{5000} \text{ \AA}$ from 0.48 to 0.91 and from 0.26 to 0.46 accordingly.