

и основная мощность флуктуаций ΔT , обусловленная эффектом Сакса–Вольфа, концентрируется на малых мультиполях $l \approx 0, 1, 2$. Мода с $l = 0$ соответствует однородному распределению ΔT , не зависящему от угла и следовательно должна быть устранена обычным изменением уровня отсчёта ΔT . Мода с $l = 1$ соответствует среднему значению дипольной компоненты и в принципе может быть наблюдаема. Однако аналогичная анизотропия создаётся также локальным движением нашей Галактики относительно реликтового излучения. Следовательно, космологическая дипольная анизотропия будет значительно искажена этим эффектом. Наконец, мода с $l = 2$ соответствует вкладу в дисперсию возмущений температуры реликтового излучения от квадрупольной анизотропии. Фактически по своей мощности это одна из наиболее представительных мод в распределении ΔT по углу. Именно поэтому первые эксперименты по поиску крупномасштабной анизотропии ΔT были особо сконцентрированы на возможно более точном измерении квадрупольной компоненты, включая и уже не раз упоминавшийся в нашей монографии проект COBE.

В заключение этого раздела заметим, что иногда эффект Сакса–Вольфа подразделяют ещё на “локальный” и “глобальный”. Мы не будем здесь останавливаться на этом (см., например, [Hu et al., 1995; Hu, Sugiyama, Silk, 1997]).

5.2.1. Дипольная анизотропия

Рассмотрим несколько подробнее свойства дипольной анизотропии реликтового излучения, детально измеренной с помощью спутника COBE. Предположим, что наблюдатель движется со скоростью \vec{v} в некотором направлении относительно реликтового излучения. Наблюдаемое им угловое распределение интенсивности квантов в пересчёте на температуру чернотельного излучения даётся хорошо известной формулой (Ландау, Лифшиц, 1984)

$$T_{\text{obs}}(\theta) = T_0 \frac{(1 - \beta^2)^{1/2}}{(1 - \beta \cos \theta)}, \quad (5.21)$$

где θ – угол между вектором \vec{v} и направлением наблюдения.

Будем считать, что $\beta = \left| \frac{\vec{v}}{c} \right| \ll 1$, т.е. движение осуществляется с нерелятивистской скоростью. Разложим выражение (5.21) в ряд

Тейлора по малому параметру $\beta \ll 1$. Тогда, с точностью до членов $\sim \beta^2$, искажения температуры будут равны

$$\frac{\Delta T(\theta)}{T_0} \approx \beta \cos \theta + \frac{\beta^2}{2} \cos 2\theta + O(\beta^3). \quad (5.22)$$

Как видно из этого уравнения, движение наблюдателя относительно реликтового излучения приводит к появлению дипольной компоненты $\sim \beta$ и квадрупольной компоненты $\sim \beta^2$. Из него также следует, что более высокие мультиполи генерируются в более высоких порядках по $\left(\frac{v}{c}\right)$. Рассмотрим сначала

главное по амплитуде $\left(\frac{v}{c}\right)$ слагаемое в уравнении (5.22). Для этого слагаемого среднеквадратичная амплитуда возмущений $\left\langle \left(\frac{\Delta T(\theta)}{T}\right)^2 \right\rangle$ будет порядка $\frac{\beta^2}{2}$. Примем для оценок $\left\langle \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 \right\rangle_d = \sim \frac{\beta^2}{2} \sim 10^{-6}$ и оценим уровень квадрупольной анизотропии, генерируемый локальными движениями вещества. Из (5.22) следует, что

$$\left. \frac{\Delta T(\theta)}{T_0} \right|_q \approx \frac{2}{3} \beta^2 P_2(\cos \theta), \quad (5.23)$$

где $P_2(\cos \theta)$ – полином Лежандра индекса $l = 2$. Как и ожидалось, уровень квадрупольной компоненты, обусловленный локальной скоростью наблюдателя, оказывается по порядку величины близким к $10^{-6} (\sim \beta^2)$. Обратимся к анализу наблюдательных данных по дипольной анизотропии реликтового излучения. Наибольшая точность измерения амплитуды и ориентации $\left. \frac{\Delta T}{T} \right|_{dip}$ была достигнута в рамках проекта COBE, причём была измерена не только величина $\Delta T|_{dip} = 3,35 \pm 0,024 \text{ мК}$, но и температура $T_0 = 2,725 \pm 0,020 \text{ К}$ [Kogut et al., 1996]. Таким образом, в безразмерных единицах $\left. \frac{\Delta T}{T} \right|_{dip} \approx 1,23 \cdot 10^{-3}$, а его ориентация в галактических координатах (l, b) соответствует $l = 264,26^\circ \pm$

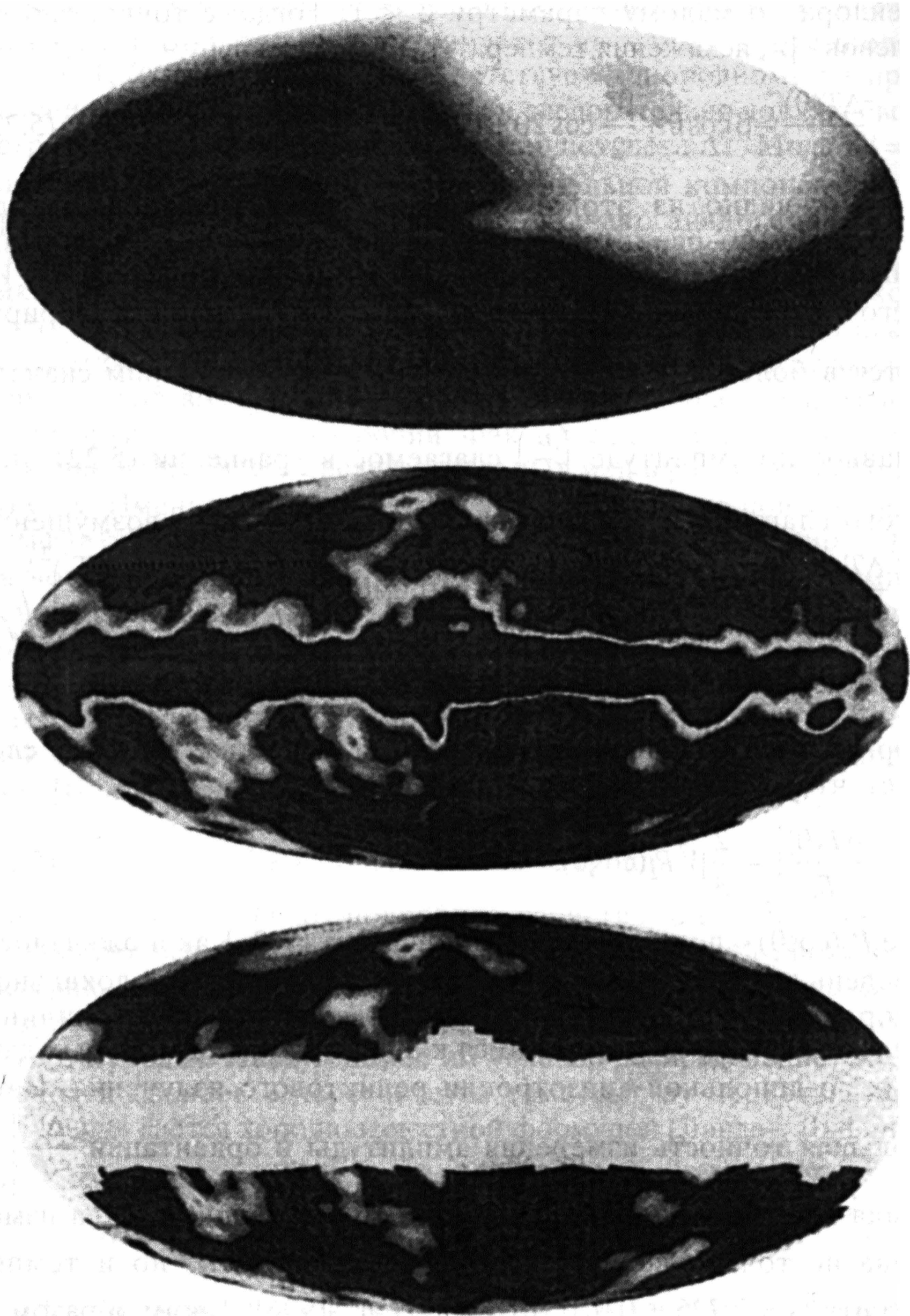


Рис. 5.1. Крупномасштабная ($\theta > 7^\circ$) анизотропия реликтового излучения по данным COBE [Bennett et al., 1996]. Вверху – распределение дипольной анизотропии, в середине – карта радионеба на частоте 53 ГГц исключая диполь, внизу – суммарная карта неба, полученная комбинацией трёх частот: 31, 53 и 90 ГГц. Серая полоса в центре карты – сглаженная эмиссия Галактики

$\pm 0,33^\circ$, $b = 48,22^\circ \pm 0,13^\circ$. В экваториальных координатах (α , δ) это приводит к значениям $\alpha = 11^h 12,2^m \pm 0,8^m$, $\delta = -7,06^\circ \pm 0,16^\circ$ (эпоха 2000°). На рис. 5.1 приведена карта распределения дипольной анизотропии, измеренной спутником COBE, по данным работы [Bennett et al., 1996]. Карта получена на частоте $\nu = 53$ ГГц. В галактических координатах распределение дипольной анизотропии характеризуется не одной, а тремя амплитудами ΔT_x , ΔT_y и ΔT_z в соответствии с представлением [Kogut et al., 1996]:

$$\Delta T(l, b) = \Delta T_x \cos(l) \cos(b) + \Delta T_y \sin(l) \cos(b) + \Delta T_z \sin(b). \quad (5.24)$$

Соответствующие значения амплитуд ΔT_x , ΔT_y и ΔT_z , измеренные в рамках проекта COBE, приведены в табл. 5.1 для частотных диапазонов 31, 53, и 90 ГГц без учёта коррекции галактической эмиссии. В табл. 5.2 и 5.3 приведены вклады от галактической компоненты (синхротронная, свободно-свободная эмиссия и излучение пыли) и амплитуда скорости движения наблюдателя относительно реликтового излучения.

Переходя к системе координат с углом θ между вектором \vec{v} и направлением прихода квантов, можно преобразовать данные COBE к виду уравнения (5.22). На рис. 5.2 приведена зависимость антенной температуры от угла θ , полученной в ходе обработки данных экспериментов [Kogut et al., 1996a, b]. Как видно из рис. 5.2 поведение $T_A(\theta)$ прекрасно согласуется с теоретическими предсказаниями.

Рис. 5.3 иллюстрирует точность измерения амплитуды и ориентации дипольной компоненты с учётом коррекции галактической эмиссии для всех частотных диапазонов COBE. Для сравнения здесь же приводятся наблюдательные данные других групп, полученные для разных частот. Заслуживает внимания тот факт, что результаты COBE с высокой точностью соответствуют отсутствию частотной зависимости ΔT_{dip} , как это и должно быть для чернотельного планковского излучения. Нижняя панель рисунка 5.3 показывает на диаграмме (l , b) направление движения наблюдателя относительно реликтового излучения. Как видно из этой диаграммы, данные COBE обладают наименьшей погрешностью и попадают в интервал погрешностей предыдущих экспериментов. Однако локализация диполя с помощью дифференциального радиометра (DMR) и FIRAS-инструмента COBE оказывается различной на уровне 68% CL (доверительный интервал). На 95% уровне значимости это различие оказывается в пределах погрешностей измерений.

Таблица 5.1

Канал	Тип	ΔT_x , мкК	ΔT_y , мкК	ΔT_z , мкК	Амплитуда, мкК	l'' (град)	b'' (град)
31A	Среднее	-200	-2216	2406	3277	264,82	47,25
	Шум	21	31	23	27	0,56	0,49
	Выигрыш	5	55	60	57	0,00	0,00
	Систематика	16	22	14	18	0,43	0,34
	Итоговая ошибка	27	67	66	66	0,71	0,60
31B	Среднее	-190	-2180	2396	3245	265,00	47,60
	Шум	24	35	26	31	0,65	0,56
	Выигрыш	4	50	55	52	0,00	0,00
	Систематика	21	29	27	28	0,56	0,50
	Итоговая ошибка	32	68	67	67	0,86	0,75
53A	Среднее	-198	-2082	2314	3120	264,56	47,89
	Шум	7	10	8	9	0,21	0,18
	Выигрыш	1	14	16	15	0,00	0,00
	Систематика	9	17	10	13	0,25	0,27
	Итоговая ошибка	11	24	21	22	0,33	0,32

Таблица 5.1 (окончание)

Канал	Тип	ΔT_r , мКК	ΔT_y , мКК	ΔT_z , мКК	Амплитуда, мКК	l'' (град)	b'' (град)
53В	Среднее	-199	-2067	2353	3139	264,48	48,56
	Шум	8	12	9	10	0,23	0,20
	Выигрыш	1	14	16	15	0,00	0,00
	Систематика	7	11	10	10	0,22	0,20
	Итоговая ошибка	11	22	21	21	0,31	0,29
90А	Среднее	-180	-1820	2058	2753	264,33	48,37
	Шум	13	19	15	17	0,42	0,37
	Выигрыш	3	36	41	39	0,00	0,00
	Систематика	8	17	11	14	0,27	0,32
	Итоговая ошибка	16	44	45	45	0,50	0,49
90В	Среднее	-174	-1830	2029	2738	264,56	47,82
	Шум	9	13	10	12	0,29	0,26
	Выигрыш	2	23	26	25	0,00	0,00
	Систематика	6	13	11	12	0,20	0,26
	Итоговая ошибка	11	30	30	30	0,35	0,37

Таблица 5.2

Тип излучения	ΔT_x , мК	ΔT_y , мК	ΔT_z , мК
Синхротронное	$3,8 \pm 1,2$	$1,2 \pm 0,4$	$-1,5 \pm 0,5$
Свободно-свободное	$-1,3 \pm 8,7$	$-8,1 \pm 21,0$	$-11,6 \pm 20,8$
Пылевое	$0,3 \pm 0,1$	$0,3 \pm 0,1$	$-0,2 \pm 0,1$
Комбинированное	$2,8 \pm 8,8$	$-6,6 \pm 21,0$	$-13,3 \pm 20,8$

Тип излучения	Амплитуда, мК	l^{II} (град)	b^{II} (град)
Синхротронное	$4,3 \pm 1,1$	18 ± 8	-21 ± 8
Свободно-свободное	$14,2 \pm 20,8$	261 ± 64	-55 ± 84
Пылевое	$0,5 \pm 0,1$	45 ± 13	-25 ± 9
Комбинированное	$15,1 \pm 20,5$	293 ± 92	-62 ± 75

Таблица 5.3

Тип	Скорость (км/с)	l^{II} (град)	b^{II} (град)	Ссылка
Sun-CMB	$369,5 \pm 3,0$	$264,4 \pm 0,3$	$48,4 \pm 0,5$	Kogut et al., 1993
Sun-LSR	$20,0 \pm 1,4$	57 ± 4	23 ± 4	Kerr, Lynden-Bell, 1986
LSR-GC	$222,0 \pm 5,0$	$91,1 \pm 0,4$	0	Fich, Blitz, Stark, 1989
GC-CMD	$552,2 \pm 5,5$	$266,5 \pm 0,3$	$29,1 \pm 0,4$	
Sun-LG	308 ± 23	105 ± 5	-7 ± 4	Yahil et al., 1977
LG-CMB	627 ± 22	276 ± 3	30 ± 3	

LSR – локальная система координат, GC – галактический центр и LG – локальная группа.

Ещё раз подчеркнём, что дипольная анизотропия реликтового излучения связана с движением наблюдателя в локальной группе относительно реликтового излучения. Это движение индуцировано локальными неоднородностями гравитационного потенциала. Для невозмущённой температуры реликтового излучения $T_0 = 2,73$ величина дипольной анизотропии соответствует

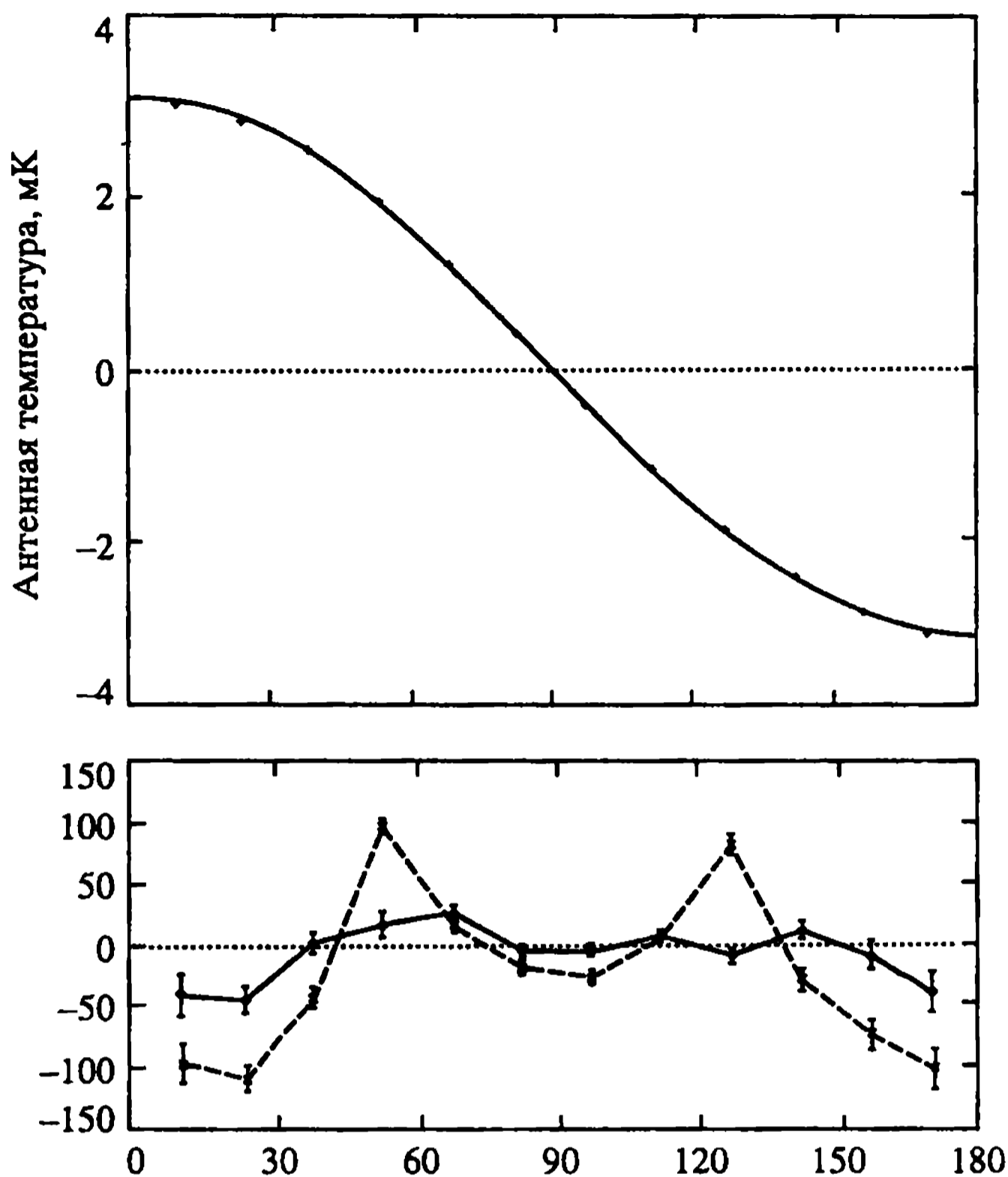


Рис. 5.2. Зависимость антенной температуры от угла θ (вверху) и отклонения от дипольного распределения (внизу) по данным [Kogut et al., 1996]

β – параметру, равному $\beta = (1,23 \pm 0,01) \cdot 10^{-3}$, что эквивалентно модулю скорости $v \approx 370 \pm 3$ км/с. Это значение скорости в сочетании с измеренной ориентацией диполя позволяет оценить скорость и направление движения локальной группы: $v_{LG} \approx 627 \pm 22$ (l^{II}, b^{II}) = ($276^\circ \pm 3^\circ, 30^\circ \pm 3^\circ$).

Заметим, однако, что это предсказание достаточно трудно сравнить с данными дипольной анизотропии, полученными другими методами, например, анизотропией рентгеновского фона, измеренной спутником HEAO-1, из-за высокой погрешности: $v_\alpha \approx 475 \pm 165$ и (l^{II}, b^{II}) \approx ($280^\circ, 30^\circ$). Кроме того, в силу интерференции между космологическим диполем и локальными неоднородностями гравитационного потенциала, чрезвычайно трудно разделить вклад от каждой компоненты. Именно поэтому

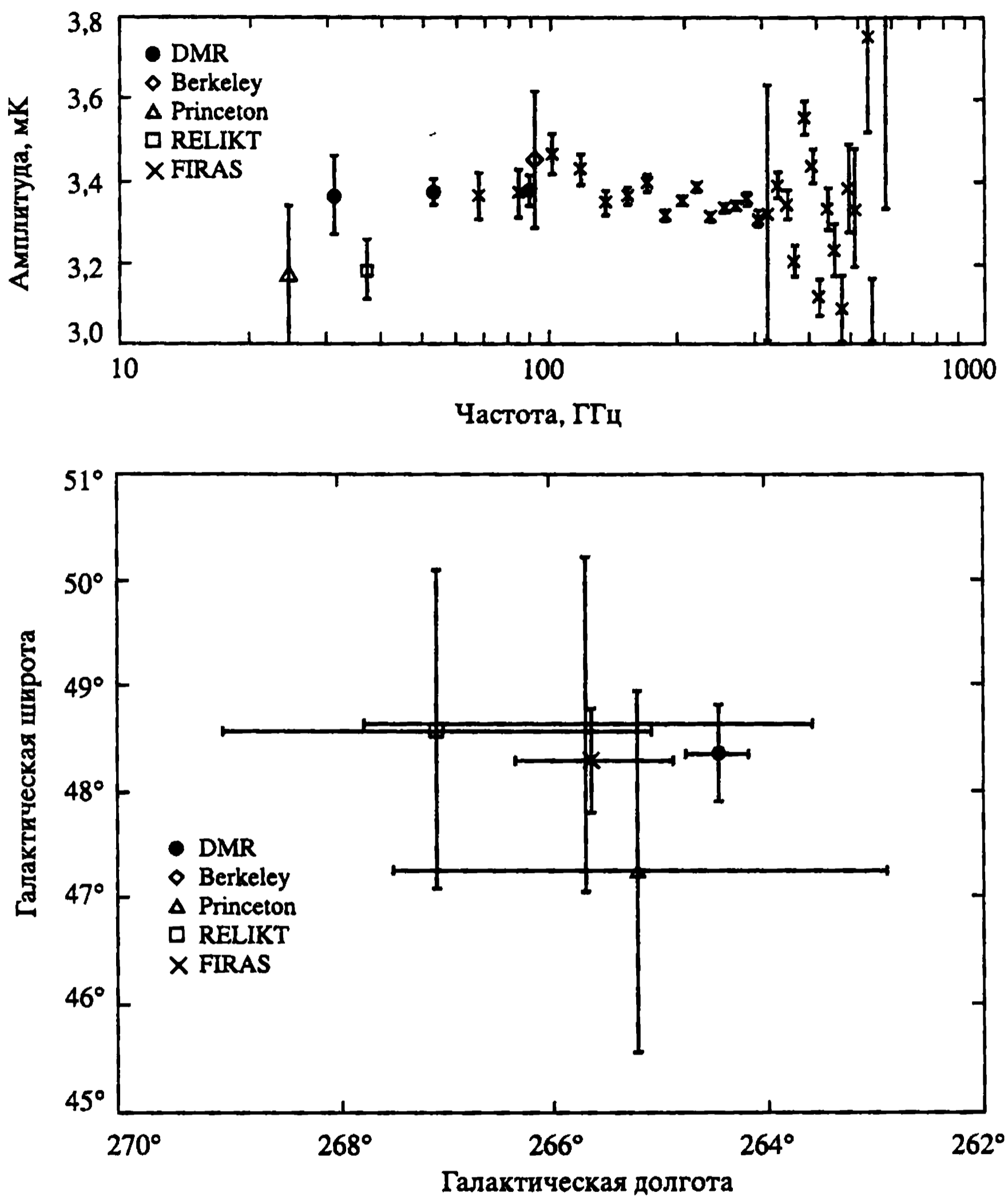


Рис. 5.3. Амплитуда и ориентация диполя

основная информация о поведении и распределении неоднородностей во Вселенной с масштабом выше $(10^2 \div 3 \cdot 10^2)$ Мпк заключена в гармониках $l \geq 2$, анализ которых мы даём в следующих подразделах этого раздела.