для начальных энтропийных флуктуаций проявление сахаровских осцилляций в корреляционной функции возмущений плотности материи и связанной с ней корреляционной функцией галактик оказывается гораздо более сильным, чем для адиабатической моды. Соответствующая амплитуда аномалий достигает величины ~10% при нормировке $\xi_0(r = 0) = 1$. Причина столь значительной амплитуды модуляций $\xi(r)$ предельно ясна. В отличие от адиабатической моды, для которой характерный масштаб аномалии $\xi(r)$ близок к удвоенному масштабу акустического горизонта r_H на момент рекомбинации, модуляции $\xi(r)$ для энтропийной моды возникают непосредственно вблизи $r = r_H$. Поскольку этот масштаб $r = r_H$ оказывается ближе к корреляционному масштабу r_c, ясно, что и уровень корреляций, включая эффект сахаровских модуляций, оказывается выше для энтропийной моды, чем для адиабатической [Jorgensen et al., 1993].

4.8. Сахаровские осцилляции. Наблюдения корреляций

Итак, в "барионной" Вселенной наличие сахаровских модуляций спектра приводит к появлению аномально высоких корреляций в распределении возмущений плотности на масштабах $r = r_H$ и $r = 2r_H$ для энтропийных и адиабатических флуктуаций соответственно. Горизонт рекомбинации r_H зависит от величины параметра $\Omega_b h^2$ и варьирует в пределах от 100 до 200 Мпк в пересчёте на момент $z = 0$. Естественно предположить, что между корреляционной функцией возмущений плотности и наблюдаемой корреляционной функцией плотности распределения галактик должна существовать линейная связь, по крайней мере, для очень больших пространственных масштабов.

Напомним, что основной вопрос, ответ на который мы пытаемся найти в современных наблюдениях, следующий: нельзя ли обнаружить возможность исключить проявления сахаровских модуляций в корреляционной функции галактик и тем самым, получив ещё один независимый аргумент в пользу существования космологической (не барионной) скрытой массы? В реализации этой программы ключевую роль играет выбор объектов, которые, как мы считаем, очерчивают распределение корреляций поля флуктуаций плотности материи. Наиболее часто в роли таких объектов выступают галактики. Обратимся к анализу наблюдательных данных для каталогов распределения галактик,

Рис. 4.6. Угловая корреляционная функция для модели $\Omega_b = 0{,}3$, $h = 1$ и спектра $P_0(k) \propto k^{-\gamma}$. Сплошная линия соответствует $\gamma = 3$, штрихпунктирная – $\gamma = 2$, штриховая – $\gamma = 1;2$ и пунктирная – $\gamma = 0{,}5$. Нормировка соответствует $\omega(\theta) = 7\ \ 10^{-2}$ при $\theta = 1°$

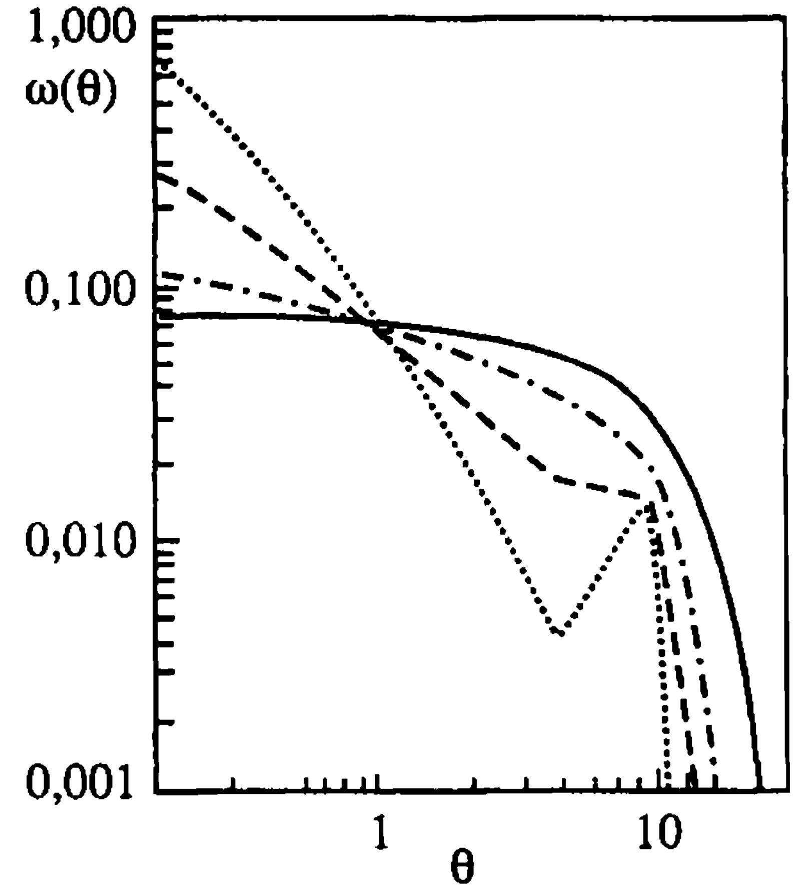
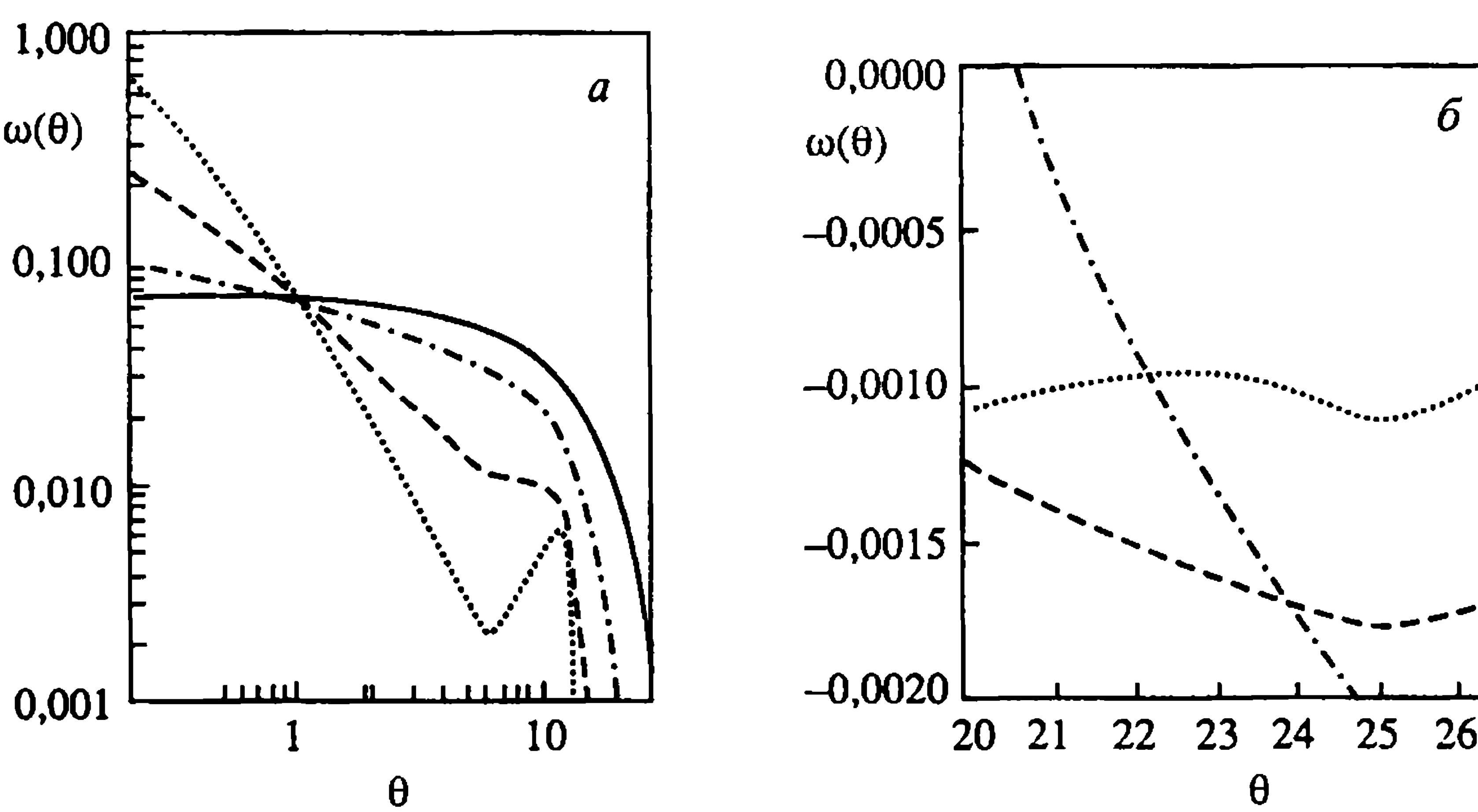


Рис. 4.7. То же, что и на рис. 4.6, но для $\Omega_b = 0{,}2$(*а*). На рисунке (*б*) показано поведение $\omega(\theta)$ в окрестности $\theta = 2\theta_R$, соответствующего резонансу



в которых фиксируется положение этих объектов на небе и их звёздные величины. Типичным и одним из наиболее информативных каталогов галактик такого типа является APM-каталог [Maddox et al., 1990; Loveday et al., 1992]. Первое, что мы можем проанализировать, обращаясь к APM-каталогу галактик, – это угловые корреляции распределения галактик на небе $\omega(\theta)$ [Peebles, 1980]. Связь между $\omega(\theta)$ и пространственной корреляционной функцией $\xi(r)$ даётся уравнением Лимбера

$$\omega(\theta) = \int_0^{\infty} \upsilon^4 \Phi(\upsilon) d\upsilon \int_{\infty}^{\infty} \xi\left(\theta^2 \sqrt{u^2 + \upsilon^2}\right) du, \tag{4.158}$$

где $\Phi(\upsilon)$ – функции селекции для двумерного каталога (детали см. в [Maddox et al., 1990], [Jørgensen et al., 1993]). Учитывая связь

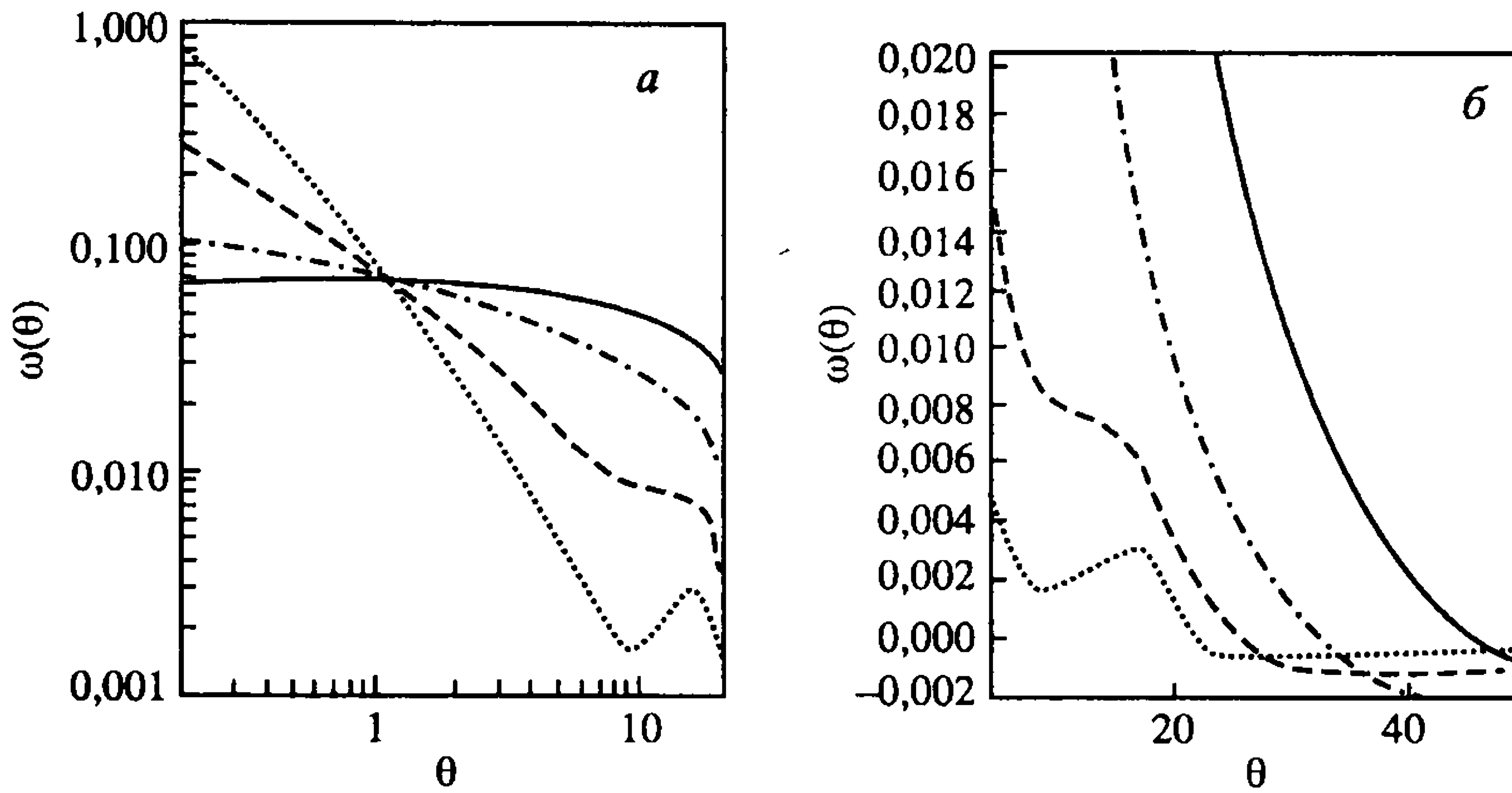


Рис. 4.8. То же, что и на рис. 4.7, но для $\Omega_b = 0{,}1$

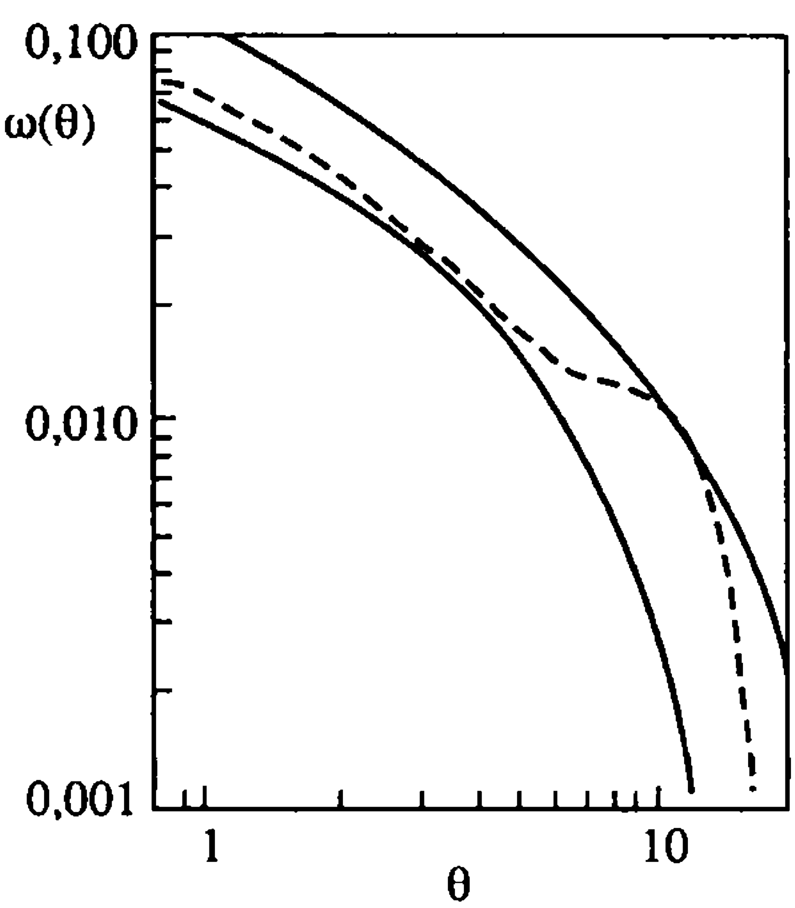


Рис. 4.9. Сравнение ω(θ) – (штриховая линия) при $\Omega_b = 0{,}2$, $h = 1$, $\gamma = 1{,}2$ и $\theta_* = 0{,}7°$ с данными APM-обзора [Maddox et al., 1990]. Сплошные линии соответствуют верхнему и нижнему уровням ошибок

между $\xi(r)$ и начальным спектром возмущений $P_0(k)$ и передаточной функцией $T_b(k)$ из уравнения (4.143), предсказанные в предыдущем параграфе пекулярности пространственной корреляционной функции легко трансформируются в особенности $\omega(\theta)$ (Jørgensen et al., 1993). На рис. 4.6–4.8 приведены результаты расчётов $\omega(\theta)$ для APM-каталога для различных значений параметра $\Omega_b h^2$ и различных показателей спектра начальных энтропийных возмущений

$$P_0(k) = A \cdot k^{-\gamma}. \qquad (4.159)$$

На рис. 4.6–4.8 показан общий характер поведения функции $\omega(\theta)$ в зависимости от параметров спектра, а на рис. 4.9 дано сопоставление модели $\Omega_b = 0{,}2$, $h = 1$ с данными APM-каталога. Как видно из этого рисунка, пекулярности $\omega(\theta)$, связанные с проявлением сахаровских модуляций спектра энтропийных возмущений, полностью лежат в зоне погрешностей определения $\omega(\theta)$ и сделать какие-либо выводы о наличии или отсутствии этого эффекта крайне затруднительно. В самом общем случае можно лишь констатировать, что поведение $\omega(\theta)$ согласуется с данными АРМ-обзора, однако исключить или подтвердить наличие сахаровских осцилляций в спектре возмущений практически не удаётся.

Аналогичный вывод следует из анализа более поздних обзоров [Guzzo et al., 2000; Tucker et al., 1997; Ratcliffe et al., 1996], которое систематизирует распределение галактик по красному смещению z. Соответствующая корреляционная функция $\xi(S)$ связана с пространственной корреляционной функцией $\xi(r)$ следующим соотношением: выберем произвольно два момента из каталога распределения галактик по красному смещению и определим расстояния до них $\vec{d}_1$ и $\vec{d}_2$. Определим векторы $\vec{l} = \frac{1}{2}\left(\vec{d}_1 + \vec{d}_2\right)$ и $\vec{S} = \frac{1}{2}\left(\vec{d}_1 - \vec{d}_2\right)$. Тогда, переходя к переменным

$$\pi = \frac{\vec{S}\,\vec{l}}{\left|\vec{l}\right|}, \qquad r_P^2 = \vec{S}\cdot\vec{S} - \pi^2, \tag{4.160}$$

представим корреляционную функцию в пространстве красных смещений в виде $\xi(u_P, \pi)$. После этого, проецируя $\xi(u_P, \pi)$ на π-направление, мы получим зависимость

$$\omega_P(r_P) = 2\int_0^\infty d\pi\xi(r_P, \pi) = 2\int_0^\infty \xi\left(\sqrt{r_P^2 + y^2}\right)dy, \tag{4.161}$$

где $\xi\sqrt{\left(\sqrt{r_P^2 + y^2}\right)}$ – пространственная корреляционная функция.

Отметим важную особенность уравнения (4.161). Если пространственная корреляционная функция имеет форму $\xi(r) \sim (r/r_0)^{-\gamma}$, то и $\omega_P(r_P)$ будет иметь степенну́ю форму с константами $\gamma_* = \gamma - 1$ [Guzzo et al., 1997]. На рис. 4.10 мы приводим $\xi(S)$-корреляционную функцию в пространстве красных смещений из работы [Guzzo et al., 2000] в диапазоне hS от 0,4 до hS = 200 Мпк. Как видно из этого рисунка, в наиболее интересной области масштабов $hS \sim 10^2$ Мпк функция $\xi(S)$ имеет крайне нерегулярный характер, что свидетельствует и о нерегулярном характере $\xi(r)$. К сожалению, высокий уровень погрешностей опреде-

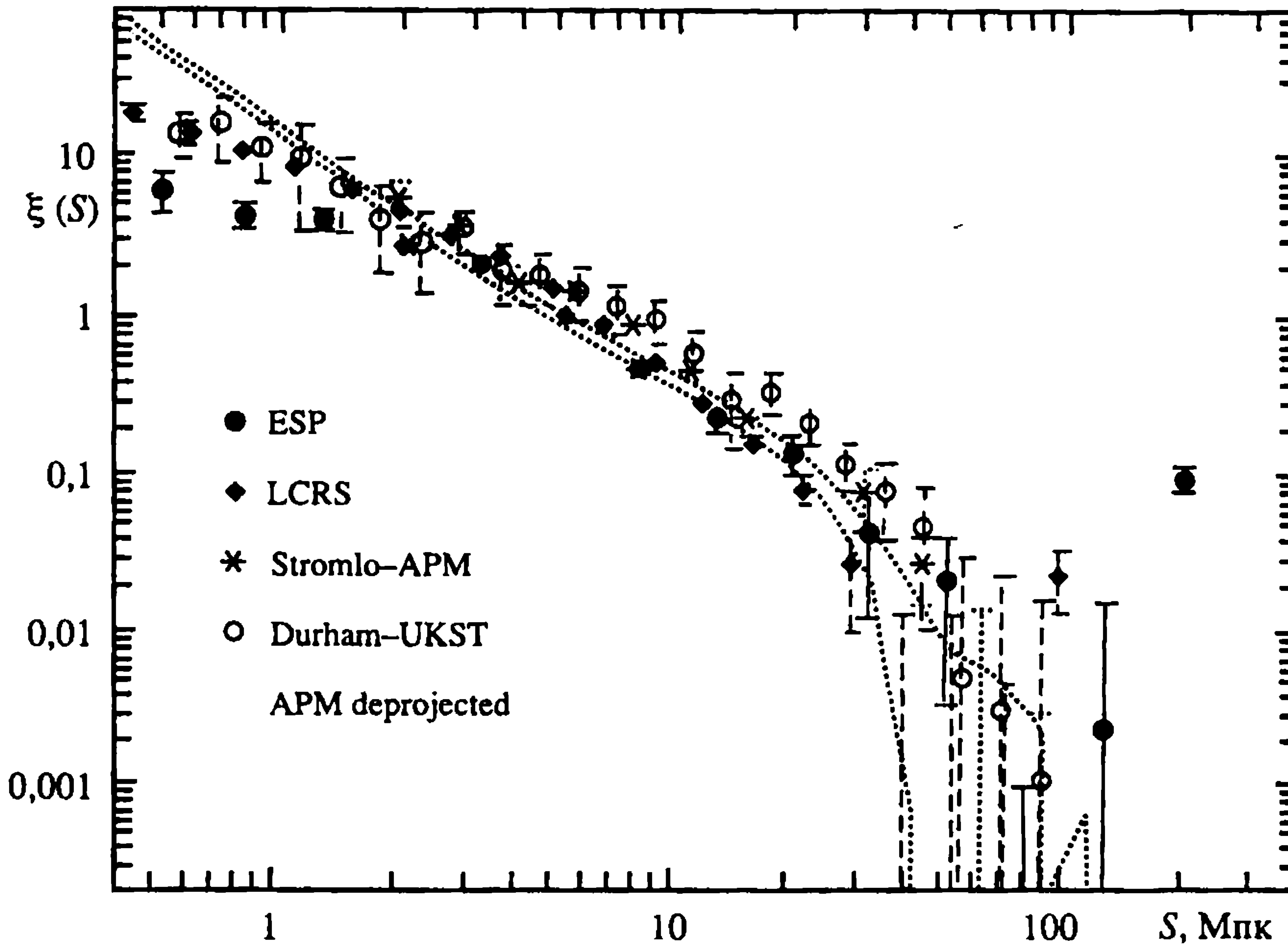


Рис. 4.10. Корреляционная функция $\xi(S)$ по данным ESP-обзора (см. [Guzzo et al., 2000] и литературу там)

ления $\xi(S)$ в этом диапазоне масштабов, как и в случае угловой корреляционной функции APM, не позволяет получить достоверный ответ на вопрос: не сталкиваемся ли мы с проявлением сахаровских осцилляций в наблюдаемом распределении галактик и не является ли скрытая масса барионной?[5] Однако можно надеяться, что развитие наблюдательной базы астрономии позволит уже в ближайшие несколько лет продвинуться к надёжному измерению корреляций на пространственных масштабах $r \sim 100 \div 200$ Мпк и тем самым, независимым образом подтвердить или опровергнуть гипотезу о барионной природе скрытой массы, составной частью которой является наличие сахаровских модуляций спектра первичных возмущений плотности.

[5] Заметим, что в моделях с небарионной скрытой массой наблюдательные проявления сахаровских осцилляций могут играть существенную роль только, если $\Omega_b/\Omega_m \leq 0{,}3$ [Eisenstein et al., 1998].