

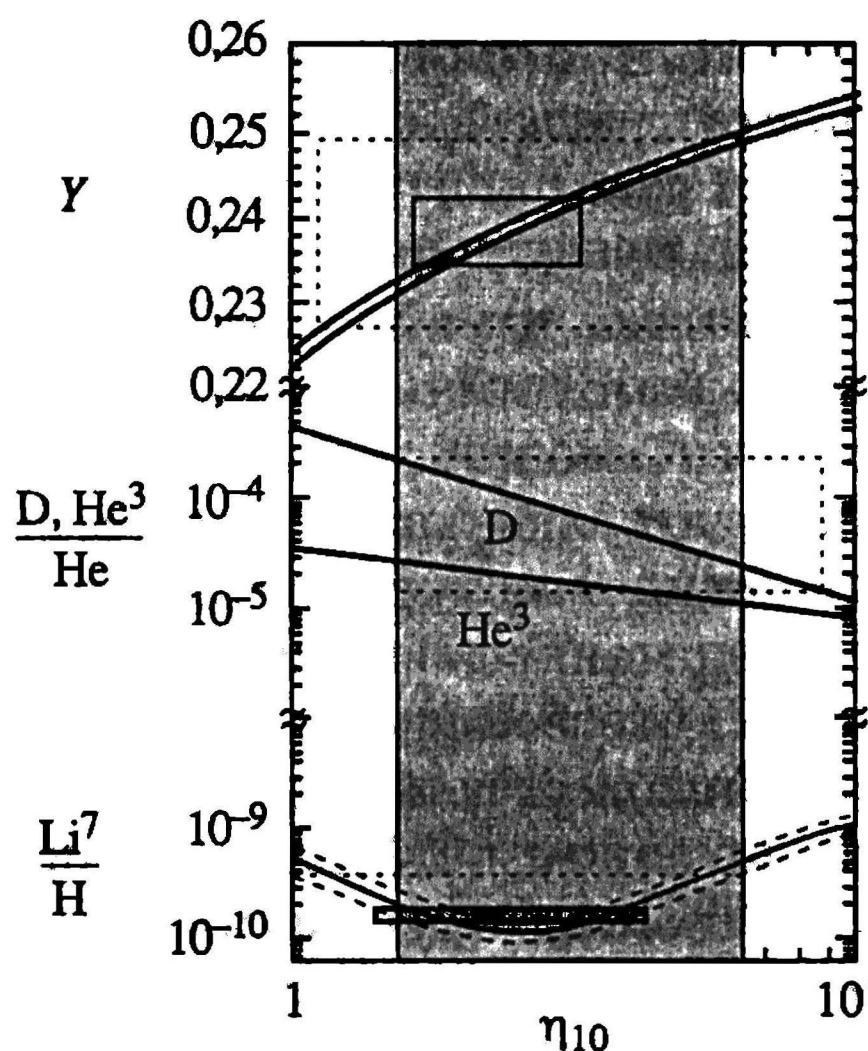


Рис. 1.13. Теоретические предсказания и наблюдательные ограничения на распространённость легких химических элементов во Вселенной в зависимости от параметра η_{10}

Для таких звёзд с высокой поверхностной температурой $T > 5500$ К и сравнительно малой металличностью ($\sim 0,05 z_{\odot}$) удаётся определить содержание $\text{Li}^7/\text{H} = (1,6 \pm 0,1) \cdot 10^{-10}$ [Molaro, Primas, Bonifacio, 1995]. Однако, как отмечалось ранее, наблюдаемое содержание Li^7 ни в коей мере нельзя трактовать как первичное. Интере-

сующихся более детально этими вопросами мы адресуем к оригинальным работам [Molaro, Primas, Bonifacio, 1995; Ryan, Norris, Beers, 1999; Cayre et al., 1999; Ryan et al., 2000]. Суммируя результаты теоретических предсказаний массовых содержаний лёгких химических элементов и наблюдательных данных об их распространённости, мы приводим сводную диаграмму (рис. 1.13), на которой погрешности определения включены в серую зону. Как видно из этого рисунка, оптимальным диапазоном для параметра η_{10} является $1,5 \leq \eta_{10} \leq 6,3$, что означает, что современная плотность барионной фракции материи не превышает $\Omega_b h^2 = 0,023$. В пересчёте на величину постоянной Хаббла $H_0 = 70$ км/(с · Мпк) ($h = 0,7$) этот результат прекрасно согласуется с результатами отождествления барионной плотности во Вселенной по данным об Ly- α облаках.

1.3.8. Глобальные параметры современной Вселенной

Ранее мы уже неоднократно указывали, что в современной космологии намечается значительный прогресс не только благодаря детальному изучению спектра реликтового электромагнитного излучения, но и благодаря открытию целого ряда новых и уточнению ставших уже классическими тестов наблюдательной космологии. В этой связи проблема, что представляет собой основная по плотности фракция материи в космосе – “тёмная

материя”, какова её физическая природа и свойства, в какой степени она определяет возраст Вселенной, по-прежнему сохраняет свою актуальность и более того, ставит перед физикой целый ряд новых принципиальных вопросов. Естественно, что два важнейших параметра, а именно: современная плотность “тёмной материи” и величина постоянной Хаббла не могут рассматриваться в отрыве друг от друга. С другой стороны, два этих параметра – доля плотности, заключённая в скрытой массе Ω_{dm} , и постоянная Хаббла H_0 являются основными параметрами, характеризующими современное расширение Вселенной, предопределяя кроме того и возможные эволюционные треки её будущего. К тому же, как мы уже видели в предыдущих разделах, величина постоянной Хаббла определяет не только возраст Вселенной, но и является тем нормировочным параметром, через который выражается плотность барионной фракции материи на сегодня.

В этом разделе мы исследуем главным образом наблюдательный аспект проблемы измерения двух глобальных параметров – плотности тёмной материи Ω_{dm} и постоянной Хаббла H_0 ². Каждый из этих параметров имеет давнюю и довольно драматическую историю. Напомним, что ещё с середины 40-х и до конца 50-х годов величина постоянной Хаббла оценивалась в 5÷10 раз выше, чем её современное значение, что приводило к аномально низкому возрасту Вселенной. Проблема “тёмной материи” в астрофизике была сформулирована чуть раньше, в середине 30-х годов. С одной стороны, эта материя проявила себя как стабилизатор видимой (“светящейся”) компоненты галактик [Zwicky, 1957], а с другой стороны – в форме однородно распределённой компоненты (космологической постоянной) приводит к увеличению теоретически предсказываемого возраста Вселенной (Шкловский, 1965; Кардашев, 1967).

Обе эти проблемы являются по-прежнему актуальными и в настоящее время, стимулируя развитие новых методов, уточняющих значения H_0 и Ω_d . В этом разделе мы кратко остановимся на обсуждении современного статуса наблюдения этих двух важнейших глобальных параметров современной Вселенной.

² Мы включаем в Ω_{dm} не только невидимую материю, сосредоточенную в галактиках и их скоплениях, но и однородно распределённую компоненту – космологическую постоянную, или квинтэссенцию.

1. Постоянная Хаббла. Удивительно, но вся “драма идей” последних двадцати лет в связи с определением величины постоянной Хаббла была заложена ещё в начале 80-х годов (а наметившаяся ещё раньше), когда практически одновременно Сендидж и Тамман, а также де Вокулёр пришли к двум взаимоисключающим оценкам величины H_0 . Согласно работе [Sandage, Tamman, 1982], $H_0 = 50$ км/(с · Мпк). По оценкам [de Vaucouleurs, 1982] она была почти в два раза выше: $H_0 = 90 \div 100$ км/(с · Мпк). Любопытно, что уже тогда среди астрофизиков бытовала шутка – если хочешь узнать величину постоянной Хаббла, возьми данные Сендиджа и Таммана, сложи их с данными де Вокулёра и раздели пополам.

Оказалось, что в этой шутке, как и в любой другой, заложен элемент истины, если не вся она. Дело в том, что современные данные по изучению величины постоянной Хаббла, основанные на использовании моделей расширяющихся фотосфер сверхновых II типа, приводят к величине $H_0 = 73 \pm 9$ км/(с · Мпк) [Schmidt et al., 1994]. К близким значениям приводит и метод определения H_0 по запаздыванию сигнала при линзировании квазаров. Франк и Тонри [Franx, Tonry, 1999] нашли, что для системы 0957 + 561 $H_0 = 71 \pm 7$. Сравнительно недавно эффект задержки был зафиксирован для трёх линз. В 0218 + 357; В 1608 + 656 и PKS 1830–211. Для системы В 0218 + 357 по времени запаздывания [Biggs et al., 1999] нашли $H_0 = 69^{+13}_{-19}$. Для В 1608 + 656 соответствующая величина $H_0 = 64 \pm 7$ при $\Omega_{dm} = 0,3$ и 59 ± 7 , если полная плотность материи во Вселенной соответствует $\Omega_{dm} = 1$ [Koormans, Fassnacht, 1999]. Следует подчеркнуть, что для этого метода зависимость времени запаздывания от Ω_{dm} достаточно слаба, однако её необходимо принимать во внимание при обработке данных экспериментов [Fukugita, 2000].

Наряду с цитированными выше методами определения величины H_0 следует остановиться и на таких астрономических методах как наблюдение цефеид, планетарных туманностей, сверхновых типа I как с помощью наземных телескопов, так и в особенности космическим телескопом “Хаббл”

В табл. 1.5 приведена сводка данных по определению постоянной Хаббла, основанной на использовании перечисленных выше методов (см. ссылки в таблице). Комбинируя эти данные с результатами, полученными по линзированию квазаров, мы приводим современное значение постоянной Хаббла по данным

Таблица 1.5

Вторичные индикаторы	Ссылки	Постоянная Хаббла
Тест Талли–Фишера	HST-KP (Sakai et al., 2000)	$71\pm4\pm7$
Фундаментальная плоскость	HST-KP (Kelson et al., 1999)	$78\pm8\pm10$
SBF	HST-KP (Ferrarese et al., 2000)	$69\pm4\pm6$
SBF	Tonry et al. (2000)	$77\pm4\pm7$
SNeIa	Riess et al. (1995)	67 ± 7
SNeIa	Hamuy et al. (1996)	$63\pm3\pm3$
SNeIa	Jha et al. (1999)	$63^{+5,6}_{-5,1}$
SNeIa	Suntseff et al. (1999)	$65,6\pm1,8$
SNeIa	HST-KP (Gibson et al., 1999)	$68\pm2\pm5$
SNeIa	Saha et al. (1999)	60 ± 2
Итог (см. текст)		$(64-78)\pm7$

обзора [Fukugita, 2000]³,

$$H_0 = (71 \pm 7) \times_{0,95}^{1,15},$$

(1.30)

где 10%-ный источник ошибок в круглых скобках связан с погрешностями измерений расстояния до Большого Магелланова Облака (БМО) $L \approx 50$ кпк, являющегося стандартной “единицей” измерения расстояний до космических объектов. Как видно из уравнения (1.30), на верхнем пределе H_0 достигает уже упоминавшегося уровня $H_0 \approx 90$ км/(с Мпк), а на нижнем – $H_0 \approx 60$ км/(с · Мпк). Заметим, что значения H_0 , близкие к $H_0 = 58\pm6$ км/(с · Мпк) получены в работе [Tammann, 1999] из данных о распределении скоростей SNeIa с помощью космического телескопа “Хаббл” (рис. 1.14а, б).

2. Ω_{dm} -параметр. Определение полной плотности материи во Вселенной включает оценку как кластеризованной компоненты Ω_{dm} , так и возможной диффузно распределённой компоненты, не вошедшей в галактики и их скопления и однородно распределённой во Вселенной. По традиции мы будем связывать эту компоненту с космологической постоянной Λ (и соответствующим параметром Ω_Λ), фоном маломассивных частиц (например, нейтрино) или иными физическими полями, возможность при-

³ Верхний индекс (1,15) соответствует выбору знака “+”, нижний (0,95) – знаку “-”.

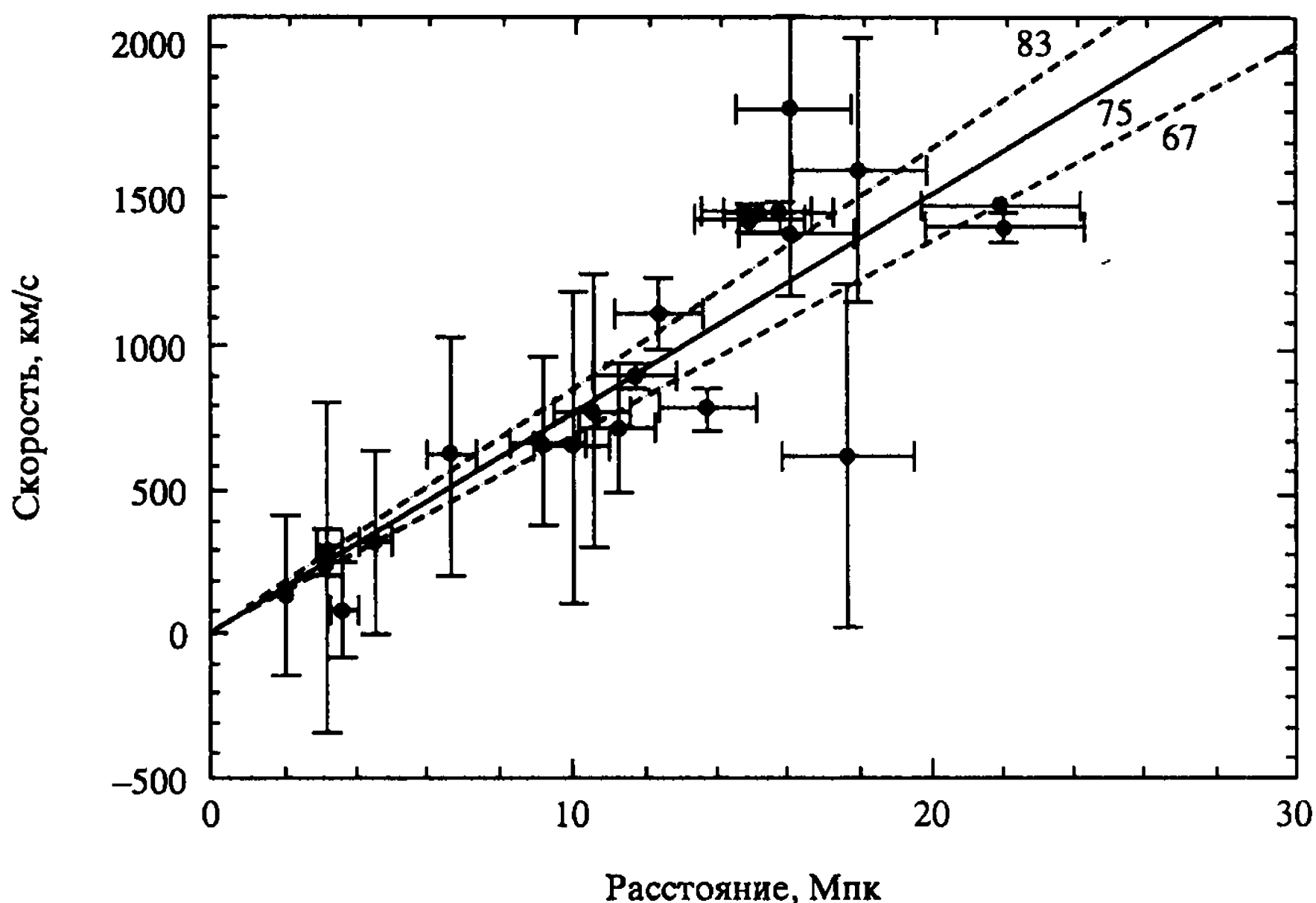


Рис. 1.14а. Диаграмма Хаббла для цефеид

сутствия которых в современной Вселенной активно обсуждается в литературе (так называемую квинтэссенцию). Различия в характере пространственного распределения “темной” материи диктуют и различия в методах её обнаружения. Заметим, что в этом параграфе мы главным образом сконцентрируемся на рассмотрении наблюдательных проявлений “скрытой массы”, оставляя для следующих разделов обсуждение различных моделей её физической природы. В этом контексте “скрытая масса” будет интересовать нас лишь как дополнительный источник гравитации по сравнению с барионной фракцией материи и электромагнитным излучением, стабилизирующий наблюдаемые структурные формы распределения материи.

Скрытая масса в галактиках и скоплениях. Традиционно первыми объектами, наиболее наглядно продемонстрировавшими наличие “вириального парадокса” между светящейся и гравитирующей массами явились спиральные галактики, для которых кривые вращения $V(r)$ являются неубывающими функциями расстояния от центра (рис. 1.15). Подобное поведение $V(r)$ является важным наблюдательным подтверждением гипотезы о существовании в этих галактиках массивной компоненты, простирающейся на масштабы, превышающие их видимые раз-

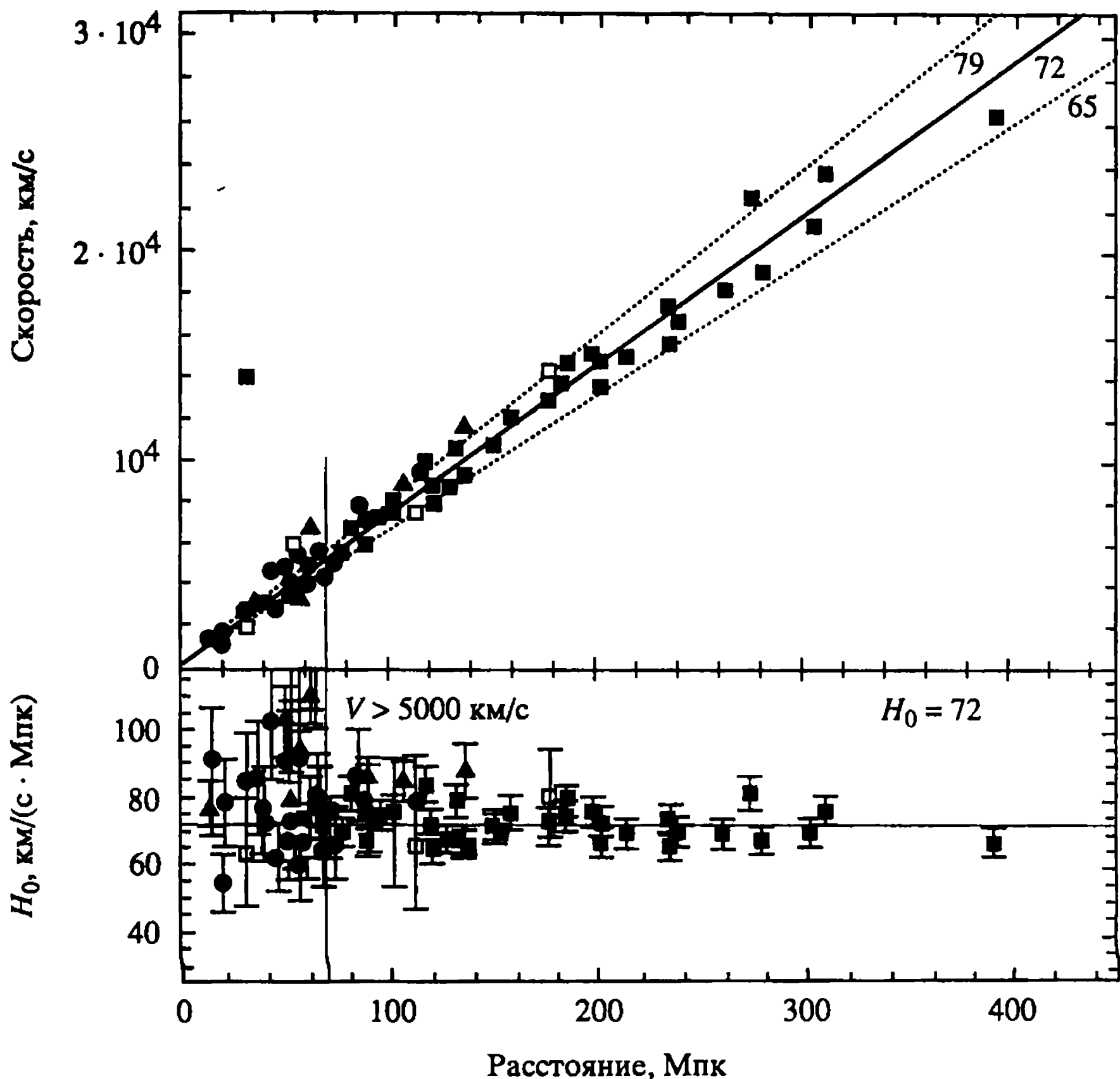
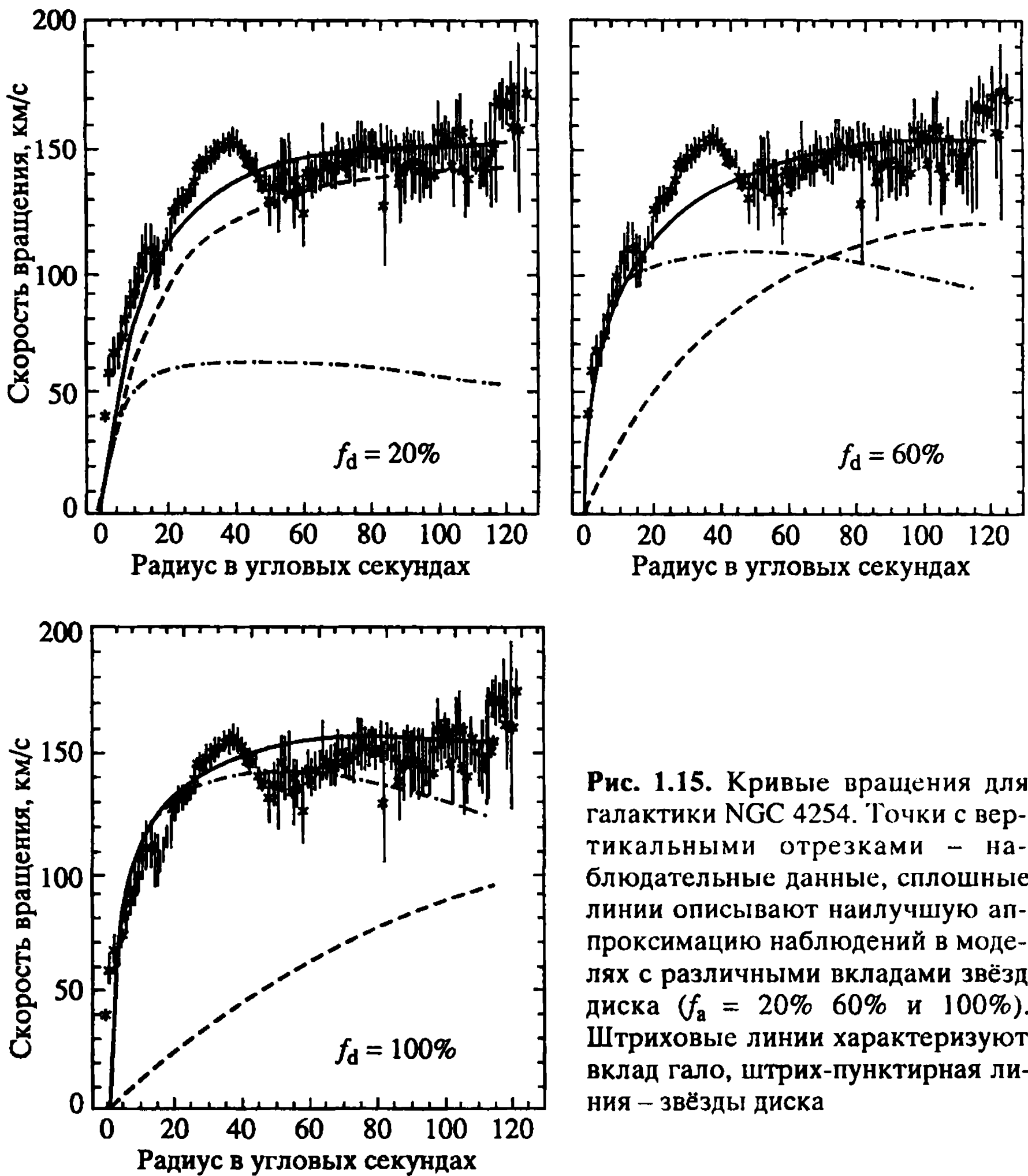


Рис. 1.146. Диаграмма Хаббла с учётом SNeIa [Tammann, 1999]. На рисунке использованы следующие обозначения: кружки – инфракрасный диапазон, треугольники – фундаментальная плоскость, ромбы – поверхностная яркость, чёрные квадратики – сверхновые типа Ia, белые квадратики – сверхновые типа II

меры. Естественной причиной такого поведения кривых вращения является наличие массивного окружения – гало галактики, содержащего слабосветящуюся компоненту. Существование фона слабо светящейся (или вообще не излучающей кванты) материи проявляется и в так называемом тесте “масса–светимость”. Идея этого метода базируется на соотношении $\rho_G \approx$

$$\approx I_G \cdot \left\langle \frac{M}{L} \right\rangle, \text{ где } \rho_G \text{ – плотность вещества в галактике, } I_G \text{ – удельная светимость единицы объёма, } \left\langle \frac{M}{L} \right\rangle \text{ – среднее по данному}$$

наблюдению значение $\left\langle \frac{M}{L} \right\rangle$.



классу частиц отношение массы к светимости. Удельная светимость I_G в этой формуле достаточно аккуратно аппроксимируется эмпирическим соотношением $I_G = (2,0 \pm 0,4) \times 10^8 h L_\odot (\text{Мпк})^{-3}$ [Fukugita, 2000]. Для галактик с характерными масштабами

$\delta \leq 100$ кпк величина $\left\langle \frac{M}{L} \right\rangle$ примерно равна $(1 \div 2) \times 10^2 h^{-1} \left\langle \frac{M_\odot}{L_\odot} \right\rangle$,

где символ $\odot$ означает солнечные единицы [Bahcall, Lubin, Dormann, 1995; Zaritsky et al., 1997].

Заметим, что в конце 70-х – начале 80-х годов казалось, что

величина $\left\langle \frac{M}{L} \right\rangle$ возрастает по мере перехода к объектам всё больших и больших масс. Современные наблюдения показывают, что такой рост действительно имеет место, однако он выходит на “плато”, начиная с характерных масштабов $200 \div 300$ кпк, соответствующих типичным размерам корон массивных галактик [Bahcall, Lubin, Dorman, 1995; Calberg et al., 1996].

Для галактик с типичными размерами, меньше 100 кпк, вириальный радиус, оцениваемый по модели сферического

коллапса, составляет $r_v = 0,13 \Omega_{dm}^{-0,15} \left(\frac{M}{10^{12} M_\odot} \right)^{1/2}$ [Fukugita, 2000].

Обычно предполагается, что внутри r_v распределение “тёмной материи” изотермично. Тогда $\left\langle \frac{M}{L} \right\rangle \approx 150 \div 400$. Заметим, что это

значение оказывается практически таким же, как и для групп и скоплений галактик [Fukugita, 2000]. Основываясь на приведённых выше соотношениях, можно оценить величину параметра Ω_{dm} в рамках изложенного метода. По данным [Fukugita, 2000; Fukugita, Hogan, Peebles, 1998] она оказывается близка к $\Omega_{dm} \approx 0,2^{+0,2}_{-0,1}$. В работе [Calberg, Yee, Ellingson, 1997], при ис-

пользовании метода галактического поля $\left\langle \frac{M}{L} \right\rangle$ была получена более аккуратная оценка $\Omega_{dm} \approx 0,19 \pm 0,06$. Однако уровень погрешности существенно зависит от предположений о характере распределения “тёмной материи” за пределами скопления галактик. Как видно, неопределённость оценки достаточно велика, однако заслуживает внимания тот факт, что величина Ω_{dm} не превышает 40% критической плотности.

Другим местом определения плотности “тёмной материи” является так называемый тест “пекулярная скорость–плотность”, базирующийся на соотношении между возмущением хаббловской скорости вещества ($\bar{v}$) и возмущением плотности материи $\delta = \delta\rho / \rho$ в расширяющейся Вселенной [Peebles, 1983]:

$$\Delta\bar{v} + H_0 \Omega_{dm}^{0,6} \delta = 0. \quad (1.31)$$

На малых масштабах ($r < 1$ Мпк) пекулярные движения вещества и плотность δ эволюционируют в нелинейном режиме. Для этих масштабов анализ связи “ $\bar{v} - \delta$ ” основан на так назы-

ваемой космической теореме вириала, в рамках которой считается, что пекулярные ускорения, возникающие на малых масштабах между парами галактик уравновешены их относительными скоростями движений. Базируясь на этом приближении, удаётся достаточно грубо оценить величину параметра Ω_{dm} ($10 \text{ кпк} < r \leq 1 \text{ Мпк}$) $\approx 0,15 \pm 0,10$ [Peebles, 1999a]. В масштабах, превышающих 1 Мпк, возмущения плотности и скорости материи эволюционируют в линейном режиме ($|v| \ll c$ и $d \ll 1$). В этом случае, используя, например, данные о поле скоростей галактик в окрестностях скопления Virgo [Davis, Peebles, 1983], получили $\Omega_{dm} \approx 0,2$. В то же время необходимо подчеркнуть, что попытки оценки Ω_{dm} по данным о крупномасштабном поле скорости материи характеризуются, как правило, большими систематическими погрешностями и зачастую приводят к взаимоисключающим результатам (см., например, [Dekkel et al., 1999; Hamilton, 1998]).

Одной из причин подобной систематики является то обстоятельство, что поле скоростей $\bar{v}$ и возмущений плотности δ_G детектируется по светящейся материи в галактиках и скоплениях δ_s , в то время как в уравнении (1.31) фигурируют полная плотность Ω_{dm} и её возмущения δ . Вводя параметр смещения $b = \delta_G / \delta$, из формулы (1.31) видно, что поле скорости непосредственно связано не только с величиной Ω_{dm} , но и с параметром b , показывающим, насколько хорошо светящаяся материя прописывает распределение скрытой массы. Другим важным фактором являются ошибки в определении поля пекулярных скоростей и, как уже упоминалось, неопределённости в определении шкалы расстояний.

Наряду с перечисленными выше методами в последнее время активно развиваются методы косвенного определения Ω_{dm} , основанные на моделях того или иного эффекта. К их числу прежде всего следует отнести непосредственный анализ спектра возмущений плотности и скорости материи в масштабах до $10 \div 100 \text{ Мпк}$ [Peacock, Dodds, 1994], анализ темпа образования и современной распространённости кластеров галактик [White, Efstathiou, Frenk, 1993; Viana, Liddle, 1999], анализ спектра мощностей флуктуаций плотности на малых масштабах $r \leq 3 \text{ Мпк}$ [Peacock, 1997] и целый ряд других.

В то же время важнейшим фактором, позволяющим судить о современной плотности не только скрытой массы, но и диффузно распределённого компонента, является оценка возраста Вселенной t_u . В этом случае знаний о плотности материи, за-

ключённой в галактиках и скоплениях, оказывается уже недостаточно и нам приходится учитывать возможные виды диффузно распределённой материи. Традиционно природа этой “скрытой массы” Вселенной связывалась с космологической постоянной Λ , характеризующей плотность энергии и давление вакуума.

В последнее время активно обсуждается идея о том, что не только (и не столько) вакуум может влиять на возраст Вселенной. В принципе, любые физические поля, обладающие высокой однородностью и изотропией, могут проявлять себя как источники “отрицательного” давления. Оставляя до следующих глав рассмотрение этой новой для космологии гипотезы, ниже мы сконцентрируемся на обсуждении ставшей уже стандартной космологической модели с Λ -членом, отражающей основные особенности влияния диффузно распределённой темной материи на возраст Вселенной.

В рамках модели однородной изотропной в среднем Вселенной её современный возраст связан с параметром Ω_{dm} следующим образом [Zeldovich, Novikov, 1983; Kolb, Turner, 1990]:

$$\begin{aligned}
 t_U &= \frac{\Omega_{dm} H_0^{-1}}{2(\Omega_{dm} - 1)^{3/2}} \times \\
 &\quad \times \left[\cos^{-1}(2\Omega_{dm}^{-1} - 1) - \frac{2}{\Omega_{dm}} (\Omega_{dm} - 1)^{1/2} \right] \quad \text{при } \Omega_{dm} > 1, \\
 t_U &= \frac{\Omega_{dm} H_0^{-1}}{2(1 - \Omega_{dm})^{3/2}} \times \\
 &\quad \times \left[\frac{2}{\Omega_{dm}} (1 - \Omega_{dm})^{1/2} - \cosh^{-1}(2\Omega_{dm}^{-1} - 1) \right] \quad \text{при } \Omega_{dm} < 1, \\
 t_U &= 2/(3H_0) \quad \text{при } \Omega_{dm} = 1.
 \end{aligned} \tag{1.32}$$

Эти выражения справедливы для случая, когда динамика расширения современной Вселенной определяется тёмной материей и $\Lambda \equiv 0$. Для ненулевой космологической постоянной в предположении $\Omega_\Lambda + \Omega_d = 1$ выражение для t_U изменяется [Kolb, Turner, 1990]:

$$t_U = \frac{2}{3H_0\Omega_\Lambda^{1/2}} \ln \frac{1 + \Omega_\Lambda^{1/2}}{1 - \Omega_\Lambda^{1/2}} \tag{1.33}$$

Принимая для оценок величину постоянной Хаббла равной $H_0 = 70 \text{ км/с} \cdot \text{Мпк}$ из (1.32), (1.33) легко получить несколько

характерных значений теоретически предсказываемого возраста Вселенной.

Сравним эти теоретические предсказания с оценками возраста Вселенной. Одним из классических, но, к сожалению, не ставшим точным, тестом является временная шкала распадов тяжёлых изотопов: Th^{232} ($\tau \approx 20,3 \cdot 10^9$) лет; U^{235} ($\tau \approx 20,3 \cdot 10^9$) лет; U^{238} ($\tau \approx 6,8 \cdot 10^9$) лет и Rb^{87} ($\tau \approx 69,2 \cdot 10^9$) лет. Ключевым моментом радиокосмохронологии является предсказание в рамках моделей звёздной эволюции возможного начального содержания этих элементов или их отношений, а затем сравнение их наблюдаемой распространённости с предсказаниями теории ядерного распада. К сожалению, в рамках этого метода возраст Вселенной оценивается крайне приблизительно: $t_U \approx (10\div 20) \times 10^9$ лет [Kolb, Turner, 1990], что практически соответствует всем моделям, приведённым в табл. 1.6. Таким образом этот тест оказывается непригодным для сравнения величины Ω_{dm} с плотностью скрытой массы, определяемой по кривым блеска сверхновых SNeIa (Riess et al., 1998; Schmidt et al., 1998).

Таблица 1.6

Ω_{dm}	0,2	0,3	0,2	0,3	1,0
Ω_Λ	0	0	0,8	0,7	0
t_U (10^9 лет)	12	11	15	13,5	9

Если применима евклидова геометрия и Вселенная стационарна, то измеренное расстояние до сверхновой оценивается по её собственной светимости I и наблюдаемому потоку F :

$$D_L = \left(\frac{I}{4\pi F} \right)^{1/2}$$

(1.34)

В терминах наблюдаемой (m) и абсолютной (M) звёздных величин этому расстоянию соответствует

$$\mu = m - M = 5 \log D_L + 25.$$

(1.35)

С другой стороны, в космологической модели с ненулевой постоянной вакуума $\Omega_\Lambda \neq 0$ это же расстояние равно

$$D_L = cH_0^{-1}(1+z) \left| \Omega_i \right|^{-\frac{1}{2}} \times$$
$$\times \text{Sinn} \left\{ \left| \Omega_i \right|^{\frac{1}{2}} \int dz \left[(1+z)^2 (1 + \Omega_u z) - z(2+z)\Omega_\Lambda \right]^{-\frac{1}{2}} \right\},$$

(1.36)

где $\Omega_i = 1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda$ и $\text{Sinn} = \sinh$ при $\Omega_i \geq 0$ и $\text{Sinn} = \sin$ при $\Omega_i \leq 0$.

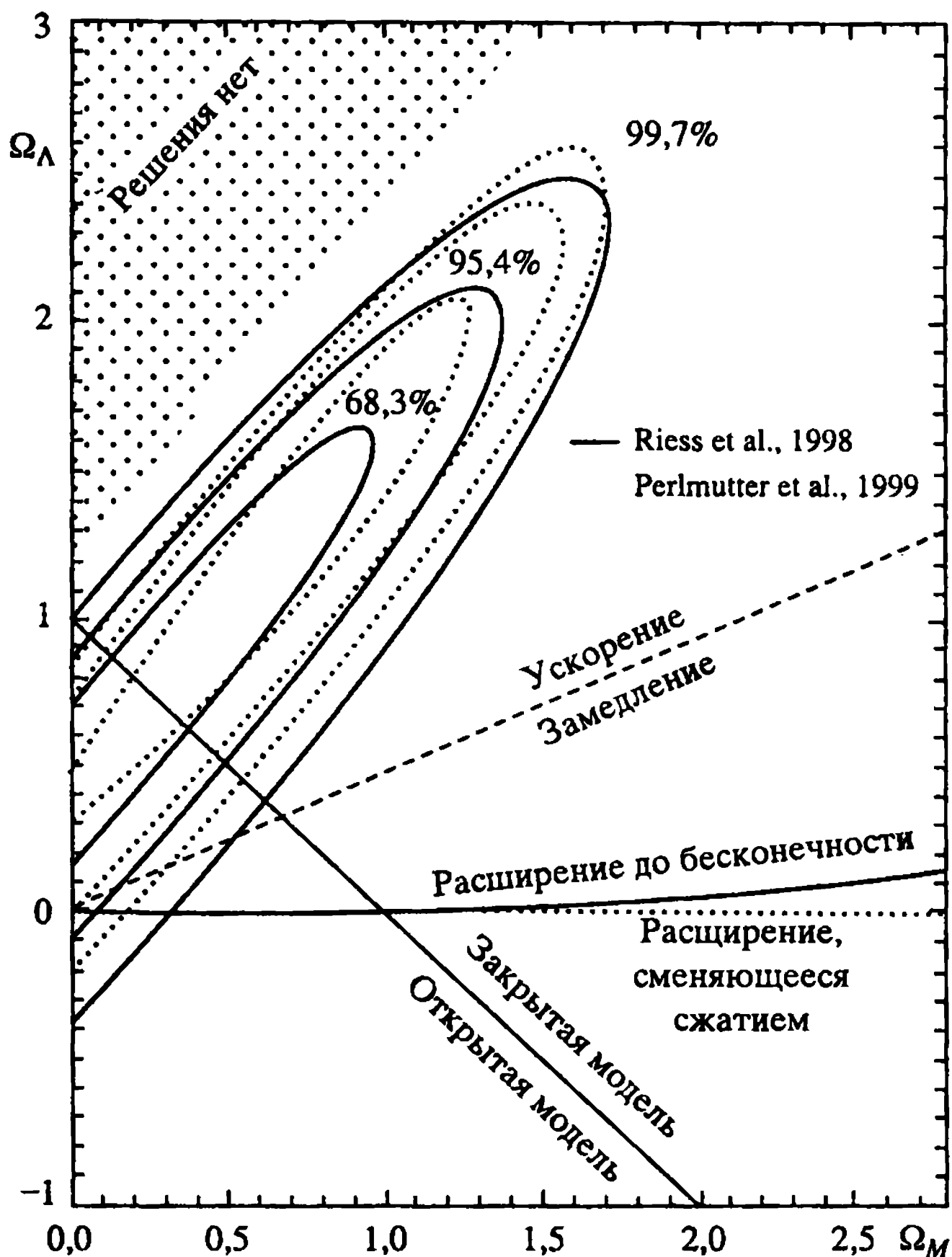


Рис. 1.16. Диаграмма Ω_Λ – Ω_M (см. пояснения в тексте)

Сопоставление уравнения (1.34) с уравнениями (1.32), (1.33) позволяет независимым образом найти Ω_m – Ω_Λ соотношение и величину H_0 по данным SNeIa. Соответствующая диаграмма Ω_m – Ω_Λ зависимости приведена нами на рис. 1.16. На следующем рисунке (рис. 1.17) мы приводим зависимость m – M от z .

В заключение этой главы кратко суммируем основные результаты определения величин наиболее важных космологических параметров с использованием классических астрономических методов, не включающих методы, основанные на использовании реликтового излучения как своеобразного зонда ранних этапов космологического расширения. Для этой цели воспользуемся таблицей 1.7, приведённой в работе [Peebles, 1999b]. Фактически именно с этими значениями параметров

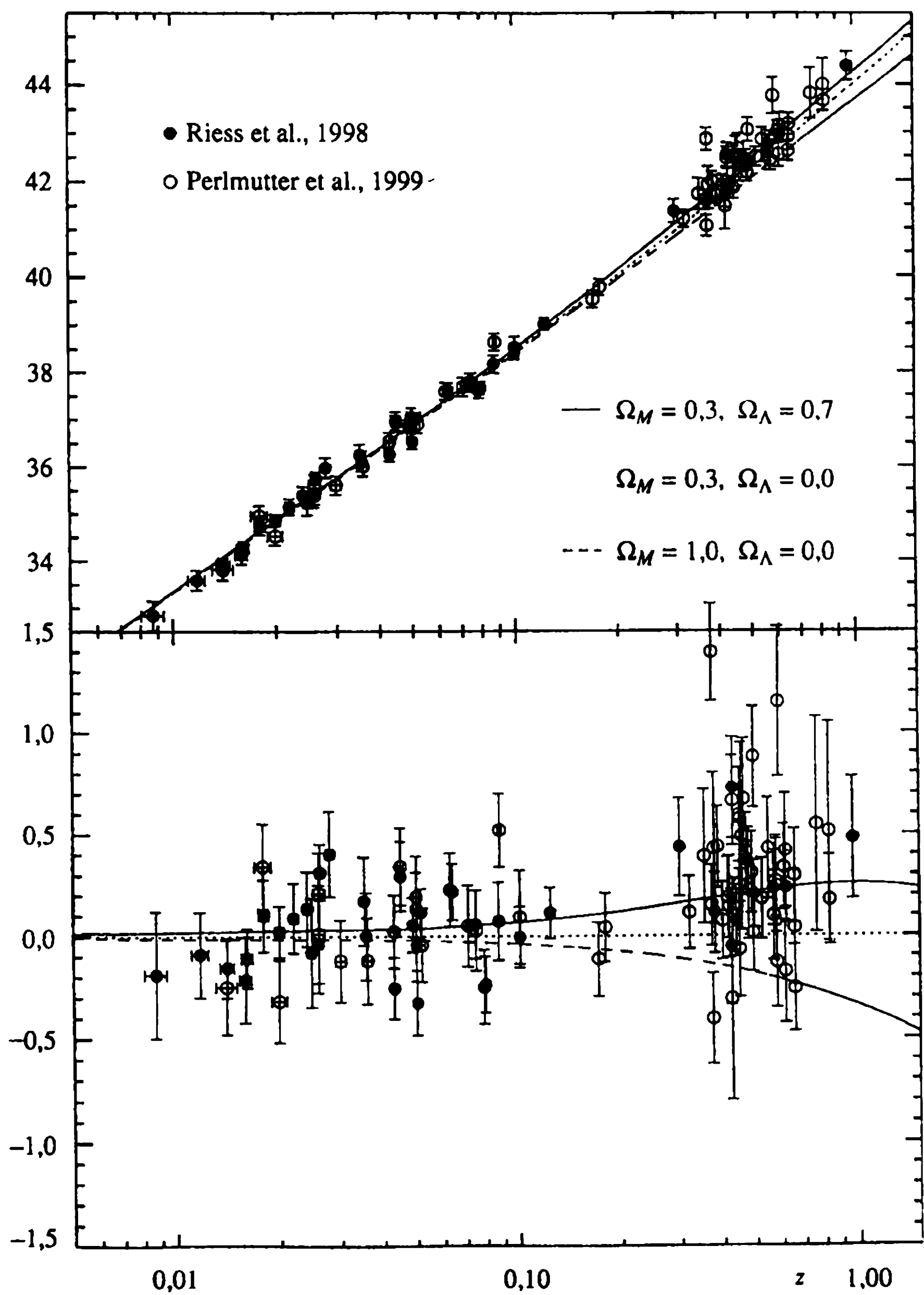


Рис. 1.17. Зависимость $m - M$ (mag) от z для различных моделей Ω_M и Ω_Λ (вверху). Внизу показана разность $\Delta(m - M)$ /(mag)

Таблица 1.7

	Ω
Первичные источники	
“Тёмная энергия” (Λ -член, квинтэссенция)	$10^{-0,1\pm0,1}$
Небарионная скрытая масса в галактиках и скоплениях	$10^{-0,75\pm0,25}$
Барионная фракция материи	$10^{-1,3\pm0,1}$
Реликтовые нейтрино	$10^{-2,4\pm0,8}$
Тепловое излучение	$10^{-4,15}$
Энергия гравитационной связи	$\sim -10^{-6}$
Энерговыделение в ходе формирования структур	
Энергия гравитационной связи:	
релятивистская	$\sim -10^{-5,4} \epsilon$
звёзд	$\sim -10^{-7,8}$
галактик	$\sim -10^{-8,3}$
Ядерная энергия связи:	
гелий	$10^{-5,6\pm0,5}$
тяжёлые элементы	$10^{-5,9\pm0,3}$
рентгеновское излучение	$\sim -10^{-8,5}$
оптика/ближний ИК	$\sim -10^{-6}$
дальний ИК/субмиллиметровое излучение	$\sim -10^{-6}$

современная космология вступает в эру “precision cosmology”, повышая точность классических методов и включая новый инструмент – измерения анизотропии и поляризации реликтового излучения с целью построения реалистичной теории строения и эволюции Вселенной. Описанию этого направления исследований посвящена следующая глава.