

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА»

Физический факультет

Кафедра физики частиц и космологии

Курсовая работа
"Астрофизические способы решения Хаббловского кризиса"

Выполнила:
Студентка 214 группы
Мизиряева Мария Андреевна

Научный Руководитель:
член корр. РАН,
доктор физ.-мат. наук
Горбунов Дмитрий Сергеевич

Москва
2024

Содержание

1	Введение	3
2	Основная часть	4
2.1	Вывод формулы гравитационной линзы	4
2.2	Временные задержки	6
2.3	От временных задержек к космологическим параметрам	7
2.4	Методы измерения расстояния	8
2.5	Оценка погрешности	9
2.6	Астрометрические требования для наблюдения к телескопам и кандидатам с линзированием	12
2.7	Примеры	13
3	Заключение	16

1 Введение

С 1929 года благодаря Эдвину Хаббллу нам известно, что Вселенная расширяется. В 1998 году при наблюдениях сверхновых типа 1А было выяснено, что она не просто расширяется, а делает это с ускорением. Темп расширения характеризуется постоянной Хаббла H_0 .

Первое измерение величины H_0 было получено Хабблом и оказалось равным 535 (км/с)/Мпс. Сейчас есть два метода её определения. Первый основан на методе с цефеидами - переменными звездами, которые являются стандартными свечами. Их предсказуемая зависимость период-светимость помогает определить расстояния и, следовательно, постоянную Хаббла. В этот метод входят также сверхновые типа 1А, которые тоже являются стандартными свечами. Значение, полученное данным методом, составляет около $73,0 \pm 1,4$ (км/с)/Мпк. Второй метод основывается на изучении реликтового излучения. С помощью данных, полученных орбитальным телескопом Planck, было определено значение H_0 , равное $67,4 \pm 0,5$ (км/с)/Мпк. Полученные независимые значения отличаются друг от друга, и ученые пока не могут сказать почему. Данная проблема носит название "Хаббловский кризис".

Для того, чтобы решить его, нужен новый независимый способ определения постоянной Хаббла H_0 . Один из них - космография временных задержек при сильном гравитационном линзировании, суть которой заключается в измерении временных задержек света от множественных изображений переменного источника, находящегося за гравитационной линзой. Эти задержки обусловлены разницей в длине оптических путей. С их помощью можно определить расстояние временной задержки и, тем самым, получить значение величины H_0 .

На небе есть очень много переменных линзированных объектов, которые мы можем наблюдать. Но для того, чтобы получить хорошее изображение, с которым потом можно будет работать, необходимо долго наблюдать его в телескоп. Также нам необходима высокая точность измерений, чтобы наиболее сильно приблизиться к истинному значению постоянной Хаббла. Это всё накладывает некоторые ограничения на параметры объектов, которые мы можем наблюдать, и на телескопы, с помощью которых мы это делаем. Соответственно, их количество в связи в этом сокращается.

В данной работе рассматриваются астрометрические требования к телескопам и кандидатам для наблюдения, которые помогают выбрать, какие переменные источники исследовать и с помощью каких приборов это делать.

2 Основная часть

2.1 Вывод формулы гравитационной линзы

(берется из [10])

Для описания гравитационной линзы хорошо подходит модель тонкой линзы с плотностью, которая проецируется на плоскость линзы:

$$\Sigma = \int \rho(\vec{\xi}, x) dx, \quad (1)$$

где $\vec{\xi}$ - вектор в плоскости линзы, x - начальное направление распространения луча света, $\rho(\vec{\xi}, x)$ - объёмная плотность линзы. Данное приближение подходит ввиду того, что действие поля на траекторию светового луча проявляется на достаточно малых расстояниях вдоль линии его распространения, а расстояние между телами намного больше.

Для угла отклонения луча света тонкой линзой справедливо уравнение

$$\vec{\alpha} = \frac{4G}{c} \int \frac{(\vec{\xi} - \vec{\xi}') \Sigma(\vec{\xi}')}{(\xi - \xi')^2} d^2 \xi', \quad (2)$$

которое является суперпозицией отклонений от всех элементов массы плоскости. Здесь G - гравитационная постоянная, c - скорость света.

Рассмотрим геометрическую составляющую приближения тонкой линзы (см. Рис.1). Луч света от источника отклоняется на угол $\tilde{\alpha}$ и попадает к наблюдателю O . Образуется угол между оптической осью линзы и изображением - θ . Угол между оптической осью и истинным положением источника - β .

Введём угол $\vec{\alpha}$ между линиями, направленными на источник света и на его изображение:

$$\vec{\alpha} = \frac{D_{ds}}{D_s} \vec{\tilde{\alpha}}, \quad (3)$$

где D_{ds} - расстояние от линзы до источника, D_s - расстояние от наблюдателя до источника. А также векторные углы, параллельные плоскости линзы. Для полученной геометрии справедливо выражение:

$$\vec{\theta} D_s = \vec{\beta} D_s + \vec{\tilde{\alpha}} D_{ds}, \quad (4)$$

аналогичное следующему уравнению

$$\vec{\beta} = \vec{\theta} - \vec{\tilde{\alpha}}(\vec{\theta}), \quad (5)$$

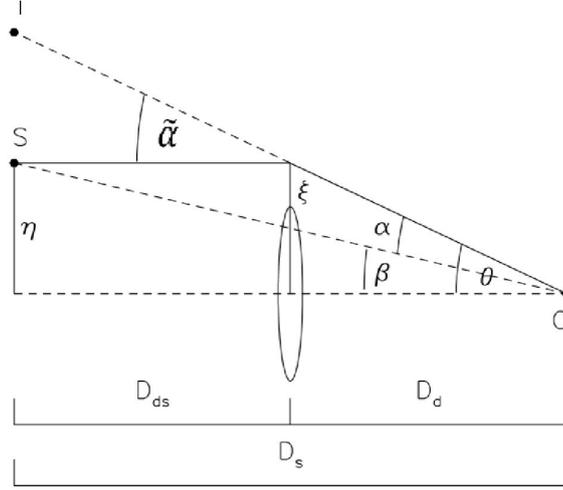


Рис. 1: Геометрия тонкой линзы [10]

которое называется уравнением гравитационной линзы. В общем случае оно не является линейным, и положению источника $\vec{\beta}$ может соответствовать несколько изображений $\vec{\theta}$. Так, для двух изображений:

$$(\theta_{1,2})^2 = \beta \theta_{1,2} - (\theta_0)^2 \quad (6)$$

где $\theta_0 = \frac{4GM}{c^2} \frac{D_{ds}}{D_s D_d}$ - радиус Эйнштейна.

Рассмотрим линзу с постоянной поверхностной плотностью Σ . Из формулы (2):

$$\alpha = \frac{4G}{c^2} \frac{D_{ds}}{\xi} (\Sigma \pi \xi^2) = \frac{4\pi G \Sigma}{c^2} \frac{D_d D_{ds}}{D_s} \theta. \quad (7)$$

Введём критическую поверхностную плотность:

$$\Sigma_{cr} = \frac{c^2}{4\pi G D}, \quad (8)$$

где $D = \frac{D_d D_{ds}}{D_s}$. Для формирования изображения за линзой необходимо выполнение условия $\alpha > \beta$, то есть $\Sigma > \Sigma_{cr}$.

Также уравнение гравитационной линзы можно записать в виде (см. [5]):

$$\eta = \frac{D_s}{D_d} \xi - D_{ds} \tilde{\alpha}(\xi), \quad (9)$$

где η - координата источника, ξ - расстояние от центра линзы до точки преломления (прицельный параметр) в плоскости линзы, D_s, D_d - расстояния от наблюдателя до источника и линзы соответственно, D_{ds} - расстояние между линзой и источником, $\tilde{\alpha}$ - угол отклонения, вычисляемый по формуле (2) (см. Рис.1).

2.2 Временные задержки

Введём скалярный потенциал (см.[10]):

$$\psi(\vec{\theta}) = \frac{D_{ds}}{D_d D_s} \frac{2}{c^2} \int \Phi(\xi(\vec{\theta}), x) dx, \quad (10)$$

где $\Phi(\xi(\vec{\theta}), x)$ - потенциал Ферма.

Градиент (10) равен углу отклонения луча:

$$\vec{\nabla}_\theta \psi = D_d \vec{\nabla}_\xi \psi = \frac{D_{ds}}{D_s} \frac{2}{c^2} \int \vec{\nabla}_\perp \psi \Phi dx = \vec{\alpha}. \quad (11)$$

Согласно принципу Ферма, траектория распространения света между двумя пространственными точками соответствует минимальному времени распространения света, которое является неизменным, то есть:

$$\vec{\nabla}_\theta \tau(\vec{\theta}) = 0, \quad (12)$$

что равносильно утверждению

$$\vec{\nabla}_\theta \Phi = 0. \quad (13)$$

Из уравнения гравитационной линзы (5) и выражения (11) получаем:

$$(\theta - \beta) - \alpha = (\theta - \beta) - \vec{\nabla}_\theta \psi = 0 \quad (14)$$

$$\vec{\nabla}_\theta \left(\frac{1}{2} (\vec{\theta} - \vec{\beta})^2 - \psi(\vec{\theta}) \right) = 0. \quad (15)$$

Выражение в скобках - с точностью до константы временная задержка, вызванная прохождением света через потенциал:

$$\tau(\vec{\theta}) = \frac{1 + z_d}{c} \frac{D_d D_{ds}}{D_s} \left(\frac{1}{2} (\vec{\theta} - \vec{\beta})^2 - \psi(\vec{\theta}) \right) = \frac{D_{\Delta t}}{c} \Phi(\theta, \beta), \quad (16)$$

где z_d - красное смещение линзы, $D_{\Delta t} = (1 + z_d) \frac{D_d D_{ds}}{D_s}$ - расстояние временной задержки, $\Phi(\theta, \beta)$ - потенциал Ферма.

Относительная временная задержка между двумя изображениями А и В (см.[9]):

$$\Delta \tau_{AB} = \frac{D_{\Delta t}}{c} \Delta \Phi_{AB}. \quad (17)$$

Здесь $\Delta \Phi_{AB}(\theta, \beta) = \Phi(\theta_A, \beta) - \Phi(\theta_B, \beta)$ - относительный потенциал Ферма между двумя изображениями, который можно получить на основе модели распределения массы линзы вместе с углом отклонения.

2.3 От временных задержек к космологическим параметрам

Метрика Фридмана-Леметра-Робертсона-Уокера, описывающая однородную и изотропную Вселенную, подобную нашей (см.[9]):

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) (d\chi^2 + f_k^2(\chi) (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta d\varphi^2)), \quad (18)$$

где t - космическое время, $a(t)$ - масштабный фактор, χ - сопутствующая радиальная координата, (ϑ, φ) -угловые координаты на единичной сфере, $f_k(\chi)$ - сопутствующее угловое расстояние, зависящее от пространственной кривизны K как:

$$f_k(\chi) = \begin{cases} K^{\frac{1}{2}} \sin(K^{\frac{1}{2}} \chi), & K > 0 \\ \chi, & K = 0 \\ (-K)^{-\frac{1}{2}} \sinh((-K)^{\frac{1}{2}} \chi), & K < 0. \end{cases} \quad (19)$$

Угловое расстояние между двумя красными смещениями z_1 и z_2 :

$$D_A(z_1, z_2) = \frac{1}{1+z_2} f_k(\chi(z_1, z_2)). \quad (20)$$

Выражение для $\chi(z_1, z_2)$ в космологической модели Λ CDM с параметрами плотности Ω_m для материи, Ω_k для пространственной кривизны и Ω_Λ для темной энергии, описываемой космологической постоянной Λ :

$$\chi(z_1, z_2) = \frac{c}{H_0} \int_{z_1}^{z_2} dz' (\Omega_m(1+z') + \Omega_k(1+z')^2 + \Omega_\Lambda)^{-\frac{1}{2}}, \quad (21)$$

где H_0 - постоянная Хаббла, $K = -\Omega_k \frac{H_0^2}{c^2}$ - пространственная кривизна.

Следовательно, угловое расстояние D_A зависит от H_0, Ω_m, Ω_k и Ω_Λ . Поскольку $D_{\Delta t}$ представляет собой комбинацию угловых расстояний между наблюдателем, линзой и источником, мы можем использовать $P(D_{\Delta t}, D_d)$ для вывода космологических параметров. В частности, постоянной Хаббла.

2.4 Методы измерения расстояния

Существует множество способов измерения расстояния во Вселенной, основанных на данных об объекте исследования, которые мы имеем (см.[4]).

Один из них - измерение "расстояния светимости" D_L , которое определяется из соотношения между измеренным потоком F и известной светимостью L :

$$D_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi F}} \quad (22)$$

Другой способ получить расстояние - сделать это с помощью углового расстояния D , которое связано с угловым размером θ объекта и его реальным физическим размером p как:

$$D = \frac{p}{\theta} \quad (23)$$

Можно измерить угловое расстояние до линзы, D_d , напрямую используя простую модель сферической линзы, которая связывает радиальный профиль плотности массы $\rho(r)$ с не зависящей от радиуса дисперсией скоростей σ^2 как:

$$\rho(r) = \frac{\sigma^2}{2\pi G r^2}, \quad (24)$$

где G - гравитационная постоянная.

Временная задержка между изображениями А и В (см. Рис.2) может быть записана в виде:

$$\Delta\tau = D_{\Delta t} \frac{(\theta_B^2 - \theta_A^2)}{2c} \quad (25)$$

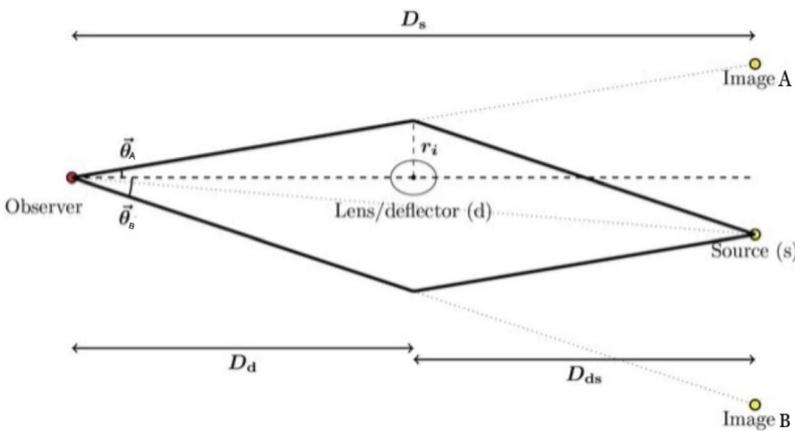


Рис. 2: Схема гравитационной линзы [4]

Положения изображений связаны с дисперсией скоростей следующим способом:

$$\sigma^2 = \frac{(\theta_A + \theta_B)c^2}{8\pi} \frac{D_s}{D_{ds}} \quad (26)$$

Из уравнений (25) и (26) получаем:

$$D_d = \frac{c^2 \Delta\tau}{4\pi\sigma^2(1+z_d)\theta_{AB}}, \quad (27)$$

Это выражение позволяет нам определить D_d с помощью измерений $\Delta\tau$, σ и θ_{AB} . Аналогичные, но более сложные соотношения справедливы и для

более общих случаев линз с другим профилем плотности и дисперсией скоростей.

2.5 Оценка погрешности

Измерение относительной временной задержки Δt_{AB} и относительного потенциала Ферма $\Delta\Phi_{AB}$ позволяет сделать вывод о расстоянии временной задержки $D_{\Delta t}$ (уравнение (17)). Концептуально, в то время как все остальные наблюдаемые при линзировании представляют собой углы и, следовательно, не содержат информации о расстоянии, временная задержка, умноженная на скорость света, является абсолютным измерением длины и, таким образом, может измерять расстояния (см.[6]).

В настоящее время на практике временная задержка измеряется с помощью наземных кампаний мониторинга, а относительный потенциал Ферма оценивается по искажению, наблюдаемому на изображениях с высоким разрешением, и измерениям дисперсии скоростей линзирующей галактики.

Как и при любом измерении расстояния в законе Хаббла, постоянная Хаббла H_0 обратно пропорциональна расстоянию ($D_{\Delta t}$ в случае линзирования).

Таким образом, вклад относительной ошибки в $D_{\Delta t}$ и, следовательно, H_0 , в результате измерения временной задержки $\Delta\tau \pm \delta_{\Delta\tau}$ напрямую связан с относительной ошибкой временной задержки как:

$$\frac{\delta H_0}{H_0} = \frac{\delta \Delta\tau}{\Delta\tau} \quad (28)$$

и ошибкой вывода относительного потенциала Ферма $\Delta\Phi_{AB} \pm \delta_{\Delta\Phi_{AB}}$:

$$\frac{\delta H_0}{H_0} = \frac{\delta \Delta\phi_{AB}}{\Delta\phi_{AB}} \quad (29)$$

Поправка первого порядка для относительного потенциала Ферма $\Delta\Phi_{AB}$ со сдвигом положения изображения $\delta\theta_A$:

$$\begin{aligned} \delta\Delta\Phi_{AB}(\delta\vec{\theta}_A) &\approx \frac{d\Delta\Phi_{AB}}{d\vec{\theta}_{AB}} \delta\vec{\theta}_{AB} = \left(\frac{\partial}{\partial\vec{\theta}_{AB}} + \frac{\partial\vec{\beta}}{\partial\vec{\theta}_{AB}} \frac{\partial}{\partial\vec{\beta}} \right) \Delta\phi_{AB} \delta\vec{\theta}_{AB} = \\ &= (\vec{\theta}_A - \vec{\beta} - \vec{\alpha}(\vec{\theta}_A) + \frac{\partial\vec{\beta}}{\partial\vec{\theta}_{AB}} (\vec{\theta}_B - \vec{\theta}_A)) \delta\vec{\theta}_A = (\vec{\theta}_B - \vec{\theta}_A) \frac{\partial\vec{\beta}}{\partial\vec{\theta}_{AB}} \delta\vec{\theta}_A, \end{aligned} \quad (30)$$

где мы применили уравнение (5) линзы в последней строке.

Этот расчет приведен только на основе смещения позиции изображения А. В действительности каждое отдельное изображение накладывает ограничения на исходные позиции.

В общем случае мы можем записать уравнение (30) в виде:

$$\delta\Delta\Phi_{AB}(\delta\vec{\theta}) \approx (\vec{\theta}_B - \vec{\theta}_A) \delta\vec{\beta} \quad (31)$$

Дисперсия относительного потенциала Ферма $\sigma_{\Delta\Phi_{AB}}^2$ может быть выражена через ковариационную матрицу ошибок в положении плоскости источника $\vec{\Sigma}_{\beta} \equiv \sigma(\beta_i, \beta_j)$ как

$$\sigma_{\Delta\Phi_{AB}}^2 \approx (\vec{\theta}_B - \vec{\theta}_A)^T \vec{\Sigma}_{\beta} (\vec{\theta}_B - \vec{\theta}_A) \quad (32)$$

Распространение ковариационной матрицы ошибок в плоскости изображения изображения к $\vec{\Sigma}_{\theta,k} \equiv (\theta_{k,i}, \theta_{k,j})$ к ковариации плоскости источника $\vec{\Sigma}_{\beta,k}$ определяется выражением

$$\vec{\Sigma}_{\beta,k} = \vec{A}_k^T \vec{\Sigma}_{\theta,k} \vec{A}_k, \quad (33)$$

где $A_k = \frac{\partial\beta}{\partial\theta_k}$ - линзирующий якобиан положения изображения k. В режиме сильного гравитационного линзирования плоскость источника увеличивается и, таким образом, $\det(\vec{\Sigma}_{\beta,k}) \leq \det(\vec{\Sigma}_{\theta,k})$.

В случае некоррелированных астрометрических ошибок нескольких изображений источника гауссово распространение ошибки на неопределенность источника определяется выражением:

$$\vec{\Sigma}_{\beta} = \left(\sum_k \vec{\Sigma}_{\beta,k}^{-1} \right)^{-1}, \quad (34)$$

где $\vec{\Sigma}_{\beta,k}^{-1}$ — это обратные ковариационные матрицы, основанные на отдельных изображениях (уравнение (33)), суммированных по множеству изображений.

Из уравнений (17), (29) и (31) получаем выражение:

$$\frac{\delta H_0}{H_0} \approx \frac{D_{\Delta t}}{c \Delta\tau_{AB}} (\vec{\theta}_B - \vec{\theta}_A) \delta\vec{\beta} \quad (35)$$

С упрощением его можно записать как:

$$\frac{\delta H_0}{H_0} \approx \frac{D_{\Delta t}}{c} \frac{\theta_{AB}}{\Delta\tau_{AB}} \sigma_{\beta} \quad (36)$$

Чтобы астрометрическая погрешность была субдоминантной по отношению к погрешности измерения временной задержки, должно выполняться следующее требование (из уравнения (28)):

$$\theta_{AB} \sigma_{\beta} \lesssim \sigma_{\Delta\tau_{AB}} \frac{c}{D_{\Delta t}} \quad (37)$$

С фиксированной точностью временной задержки требования являются более строгими для линз, имеющих большой угловой размер. Однако временные задержки масштабируются в зависимости от линзы как $\Delta\tau_{AB} \propto \theta_{AB}^2$, и ошибка постоянной Хаббла, таким образом, масштабируется как

$$\sigma_{H_0} \propto \frac{\sigma_{\beta}}{\theta_{AB}} \quad (38)$$

Другими словами, астрометрические требования к линзам с малым расстоянием и короткой задержкой более строгие, чем к той же симметрии с большим разделением изображений, чтобы достичь той же точности постоянной Хаббла. И это несмотря на то, что линзы с малым разделением уже имеют более короткие временные задержки и, следовательно, большая неопределенность временной задержки, распространяющаяся на постоянную Хаббла (например, уравнение (28)).

2.6 Астрометрические требования для наблюдения к телескопам и кандидатам с линзированием

Для того, чтобы получить желаемую точность измерения постоянной Хаббла с помощью временных задержек, нужно иметь данные об объектах, которые будут соответствовать требованиям, полученным ранее. Или же необходимо построить такой телескоп, астрометрическая точность которого будет подходить для наблюдаемых изображений.

Поставим задачу для определения того, нужно ли наблюдать тот или иной линзированный объект для конкретного телескопа, и того, с помощью каких телескопов в общем случае его можно исследовать:

- Вначале нужно определить угловое разделение изображений А и В $\theta_{AB} = \theta_B - \theta_A$ источника;
- С помощью кампаний мониторинга или теоретических соображений, исходящих из модели линзы, нужно получить значение относительной временной задержки $\Delta\tau_{AB}$ с погрешностью $\sigma_{\Delta\tau_{AB}}$;
- С помощью методов, описанных в разделе 2.5 необходимо определить угловые расстояния D_d, D_s, D_{ds} . Для этого, исходя из наблюдений, определяется дисперсия скоростей и используется полученное ранее значение величины θ_{AB} (уравнение (27));
- Далее определяется по спектру красное смещение линзы z_d и по формуле для расстояния временной задержки, фигурирующей в уравнении (16), вычисляется $D_{\Delta t}$;
- После этого необходимо проверить соотношение (37), используя имеющуюся у данного телескопа погрешность σ_β . Либо подобрать её для общего случая так, чтобы требование (37) выполнялось.
- По формуле (36) следует вычислить соотношение погрешности вычисления постоянной Хаббла к ней самой и сравнить полученное значение с необходимой точностью измерения. Последняя должна быть больше. В общем случае следует подобрать σ_β для случая, когда полученная величина нестрого меньше заданной точности, и посмотреть, соответствует ли это значение какому-нибудь из имеющихся телескопов.

. Если последние два пункта выполняются, то объект можно использовать для дальнейших наблюдений с нужным нам телескопом. Во втором случае по этим требованиям можно посмотреть, с какими имеющимися телескопами в принципе можно достичь необходимой точности вычисления постоянной Хаббла, а также сделать вывод о том, какие приборы нам можно соорудить для таких объектов.

2.7 Примеры

В таблице 1 (данные взяты из [6]) приведены пять конкретных примеров угловых расстояний между изображениями с $z_d = 0,5$ и $z_s = 2$ и временных задержек, а также астрометрическая точность телескопа, соответствующая указанной точности временной задержки (уравнение (28)) и 5-процентной неопределенности постоянной Хаббла, которую необходимо достичь. Точность измерения временной задержки выбирается так, чтобы соответствовать текущей точности наблюдений (Примеры 1–3) или будущим амбициозным измерениям (Примеры 4 и 5). Требования выражаются как погрешности в положении источника σ_β . Чтобы связать эти требования с астрометрической погрешностью плоскости изображения σ_θ , необходимо принять во внимание количество изображений и их отдельные увеличения (уравнение (34)).

Пример	$\theta_{AB} (arcsec)$	$\Delta\tau(d)$	$\sigma_{\Delta\tau}(d)$	$\sigma_{H_0}(\sigma_\beta) \leq \sigma_{H_0}(\sigma_{\Delta\tau})(mas)$	$\sigma_{H_0}(\sigma_\beta) \leq 5\% (mas)$
1	20	1000	30	18	30
2	3	100	3	12	20
3	2	10	1	6	3
4	1	4	0,25	3	2,4
5	1	1	0,025	0,3	0,6

Таблица 1: Примеры [6]

Пример 1: Для типичной кластерной линзы с угловым расстоянием между изображениями 20 угловых секунд и временной задержкой 1000 дней астрометрическое требование составляет 30 мс в плоскости источника, чтобы не превышать 5-процентную неопределенность в постоянной Хаббла. Это обычно достигается с помощью HST. Поэтому такие объекты можно наблюдать. В случае сверхновой «Refsdal» ($z_d = 0,54$ и $z_s = 1,49$) угловое расстояние между изображениями SX и S1-4 составляет около 8 угловых секунд, а временная задержка составляет около 350 дней. Таким образом, астрометрические требования в плоскости источника составляют примерно 20 мс, чтобы соответствовать 5-процентной точности H_0 .

Пример 2: Типичная массивная галактика с расстоянием между изображениями 3 угловых секунды и относительной временной задержкой 100 дней требует аналогичной относительной астрометрической точности 20 мс в плоскости источника, чтобы соответствовать требованию 5-процентной погрешности для H_0 . Это аналогично случаю самых больших временных задержек у четырехлинзовых квазаров RXJ1131-1231 и V1608+656, или у двухлинзового квазара SDSSJ1206+4332.

Пример 3: Изображения с меньшим расстоянием в 2 угловых секунды и относительной временной задержкой 10 дней приводят к астрометрическим требованиям в 3 угловых секунды, что значительно более требовательно, чем в

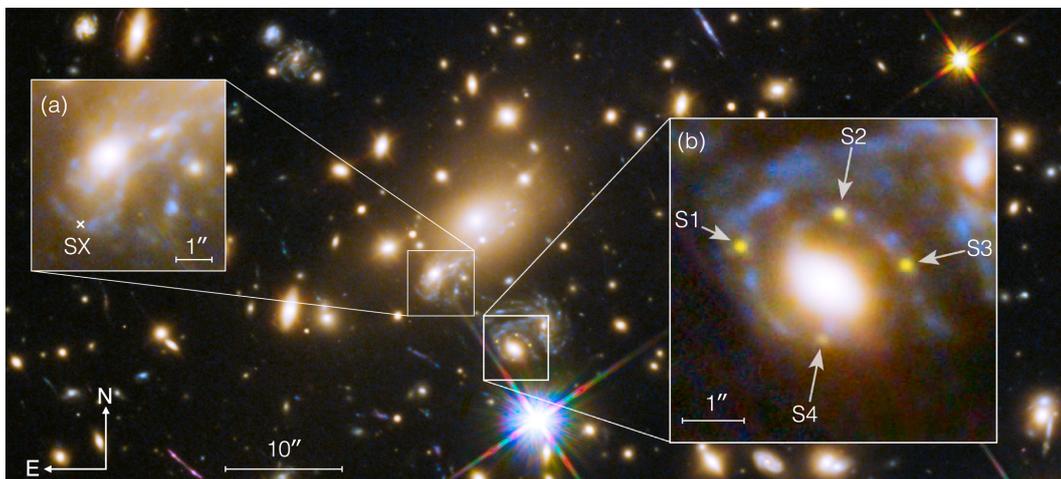
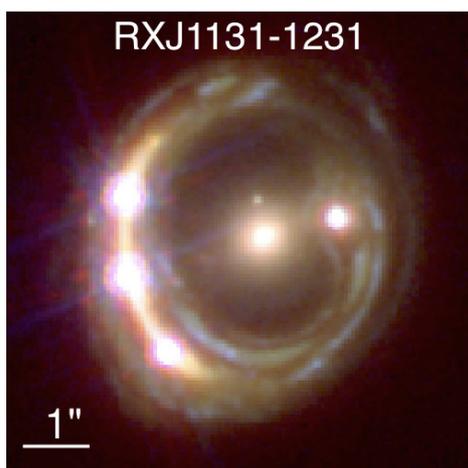
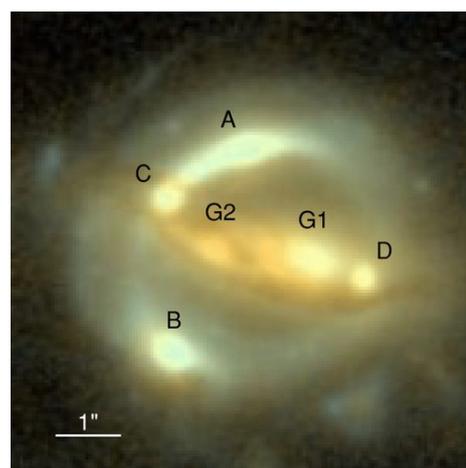


Рис. 3: Сверхновая «Refsdal» [2]

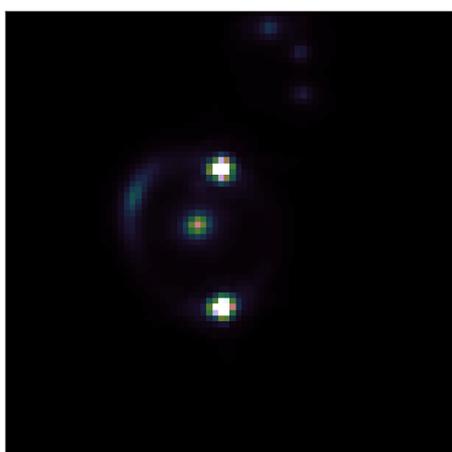
примерах 1 и 2. Этот пример соответствует либо соседним изображениям квазаров с четырьмя линзами и большим угловым размером, либо линзе меньшего размера, что аналогично HE 0435-1223 или паре с меньшими временными задержками RXJ1131-1231 и V1608+656.



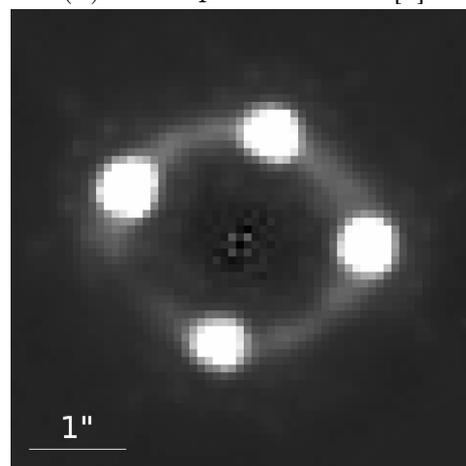
(a) Квазар RXJ1131-1231 [4]



(b) Квазар V1608+656 [8]



(c) Квазар SDSSJ1206+4332 [11]



(d) Квазар HE 0435-1223 [7]

Рис. 4: К примерам 2 и 3

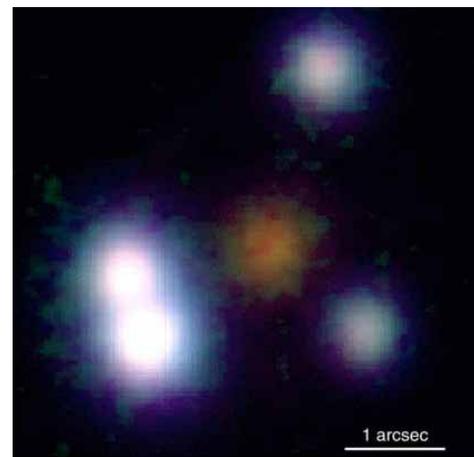
Пример 4: Короткие временные задержки с расстоянием между изображе-

ниями в 1 угловую секунду и относительной задержкой в 4 дня, как и ожидается от линз с малым расстоянием или соседних пар изображений, должны соответствовать астрометрическим требованиям 2,4 мс.

Пример 5: Маленькие и симметричные линзы с расстоянием между изображениями в 1 угловую секунду и относительной задержкой в 1 день приводят к тому, что в астрометрии требуются более точные измерения для достижения 5-процентной точности постоянной Хаббла. Реалистичные измерения временной задержки будут менее точными, чем указанные в Таблице 1, если не будут доступны другие измерения (например, гравитационные волны). Этот последний пример мотивирован недавним открытием линзированной сверхновой iPTF16geu и рентгеновскими измерениями тесной пары PG1115+080.



(a) Сверхновая iPTF16geu [3]



(b) PG1115+080 [5]

Рис. 5: К примеру 5

Все примеры являются хорошими вариантами для сегодняшних и будущих наблюдений. Однако рассмотренные трудности для последних говорят о том, что в настоящем не все телескопы способны наблюдать известные нам объекты с нужной высокой точностью, и нужны новые способы или же достойные приборы.

3 Заключение

В данной работе:

- приведены основные положения из теории гравитационных линз, которые необходимы для использования метода космографии временных задержек;
- описаны способы получения расстояния во Вселенной, так же требуемые для вычисления постоянной Хаббла;
- произведена оценка погрешности для H_0 , вносимая неточностью астрометрических измерений;
- поставлена задача с астрометрическими требованиями, необходимыми для достижения нужной точности H_0 ;
- приведены конкретные примеры, на которых применяется данная задача.

Не все примеры пока что подходят для сегодняшних наблюдений, поэтому требуются новые методы и приборы. Тогда мы сможем получать больше данных, сможем уточнять наши вычисления. Однако несоответствие некоторых объектов поставленным требованиям также помогает отсеять кандидатов и выбрать наилучших из них.

Полученные астрометрические требования хорошо подходят для отбора линзированных объектов, так как в них используются данные, которые мы можем непосредственно получить из наблюдений. Однако стоит учесть, что не только они вносят погрешность в значение H_0 . На самом деле, можно учесть еще неопределенности вычисления распределения массы в линзе, измерения временных задержек, определения модели линзы. Все они могут наложить более грубые ограничения на параметры космических объектов, которые мы наблюдаем, а так же на приборы и их способности.

Метод космографии временных задержек достаточно молодой, и он требует большего количества исследований и вычислений. С учётом всех тонкостей в будущем мы сможем получить достаточно точное значение постоянной Хаббла и, возможно, решить кризис в космологии.

Список литературы

- [1] А. Ф. Захаров, Гравитационные линзы, 1997
- [2] C. Grillo et al., 2018 ApJ 860 94. DOI 10.3847/1538-4357/aac2c9
- [3] Goobar A. et al. , 2017, Science, 356, 291 10.1126/science.aal2729
- [4] Inh Jee et al., A measurement of the Hubble constant from angular diameter distances to two gravitational lenses. Science 365, 1134-1138 (2019). DOI:10.1126/science.aat7371
- [5] Paul L. Schechter et al., 1997 ApJ 475 L85. DOI 10.1086/310478
- [6] Simon Birrer, Tommaso Treu, Astrometric requirements for strong lensing time-delay cosmography, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 489, Issue 2, October 2019, Pages 2097–2103, <https://doi.org/10.1093/mnras/stz2254>
- [7] Suyu, S. Bonvin, Vivien Courbin, Frederic Fasnacht, C. Rusu, Cristian Eduard Sluse, Dominique Treu, T. Wong, K. Auger, M. Ding, X. Hilbert, S. Marshall, P. Rumbaugh, Nick Sonnenfeld, Alessandro Tewes, Marcel Tihhonova, Olga Agnello, Adriano Blandford, R. Chen, Geoff C.-F Spiniello, Chiara. (2016). H0LiCOW - I. H0 Lenses in COSMOGRAIL's Wellspring: Program overview. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 468. 10.1093/mnras/stx483.
- [8] Suyu S. H., Marshall P. J., Auger M. W., Hilbert S., Blandford R. D., Koopmans L. V. E., Fasnacht C. D., Treu T., 2010, ApJ, 711, 201 10.1088/0004-637X/711/1/201
- [9] Treu T., Suyu S. H. Marshall P. J, Strong lensing time-delay cosmography in the 2020s. Astron Astrophys Rev 30, 8 (2022). <https://doi.org/10.1007/s00159-022-00145-y>
- [10] URL: <http://ppc.inr.ac.ru/uploads/674Kukleva.pdf>
- [11] URL: <https://research.ast.cam.ac.uk/lensedquasars/indiv/SDSSJ1206+4332.html>
- [12] URL: [https://ru.wikipedia.org/wiki/Гравитационная линза](https://ru.wikipedia.org/wiki/Гравитационная_линза)