

利用微引力透镜效应搜寻银河系内的重子暗物质

富坚 sc06022004 杨晓峰 sc06022005 闫震 sc06022006

【摘要】

本文介绍了利用微引力透镜效应来搜寻银河系内重子暗物质的原理、观测以及当前不同小组的工作和主要进展。首先简要回顾了对重子暗物质的认识过程，其中广泛分布于星系之中的暗天体被称为晕族大质量致密天体¹（简称 MACHO）。然后介绍了一些关于引力透镜的一些基本概念和基本公式，其中简单讨论了强引力透镜、弱引力透镜和微引力透镜的区别，并写出微引力透镜的两个重要参数光深和光变时标的定义及表达式。接着详细阐述了对于 MACHO 探测的方法和一些观测效应细节。最后介绍了目前几个小组的工作，包括 MACHO 小组和 EROS 小组等，其中 MACHO 小组近来的工作得出 MACHO 为银晕的重要组成部分，质量比例约为 20%；而 EROS 最近工作得出的比例上限为 7%，这与 MACHO 小组的结果存在冲突。

【关键词】微引力透镜、暗物质、MACHO、麦哲伦星系、银晕

引言：

由星系质光比及盘星系转动曲线等证据，人们很早就认识到了这么一个事实：星系中绝大部分质量是由不可见的暗物质所组成的。其中对于类似我们银河系的盘星系来说，暗物质主要分布在星系晕中。

暗物质本质是什么？目前一般认为可以分成两类。第一类是所谓的“弱相互作用重粒子”，简称 WIMP。它们是那些不参加电磁相互作用和强相互作用的基本粒子，除了中微子外，其它粒子还只存在于理论预言中，尚没有任何实验或观测证据。另一类则是重子暗物质。人们一般认为，重子物质除了能构成我们直接可观测到的天体（包括恒星、星际气体、星际尘埃等）之外，还形成了大量致密暗天体，它们广泛分布于星系之中。根据原初核合成理论并结合一些观测数据表明，重子物质应该超过现在可见物质总量的10倍（C. Renault et al. 1997）。这些暗天体被称为晕族大质量致密天体（massive astrophysical compact halo object），简称为 MACHO²（K. Griest 1991）。MACHO 可能是的候选者包括：褐矮星（未达到恒星点火质量 $0.08M_{\odot}$ 的天体）、“自由漂浮”行星（Free-Floating Planet，行星质量但不围绕任何恒星转动的天体）、雪球（Snowball，类似于彗核，但比彗核大很多的天体）、死亡恒星的残骸（包括冷却的白矮星、停止脉冲的中子星、无吸积过程的黑洞）等。

寻找和探测 MACHO 对于研究星系的形成和演化是十分重要的。虽然 MACHO 有可能发出微弱的电磁辐射，但我们无法在星系尺度上直接观测到如此微弱的辐射。因此需要用其它方法来探测 MACHO，其中最有效可行的手段是引力透镜效应。B. Paczyński（1986）首次提出，当我们观测远处恒星时，如果视线上有暗天体（质量介于 $10^{-6}M_{\odot}$ 到 $100M_{\odot}$ ）经过的话，由于微引力透镜（microlensing）效应，恒星的亮度将在一定时间内有所增大。通过观测银河系周围星系中恒星，从中探寻由微引力透镜效应导致的光变，并根据此类事件发生几率，我们原则上可以估算出银河系内 MACHO 的总质量。自从 1993 年开始至今，有多个小组开展了微引力透镜效应搜寻银河系 MACHO 的项目，目前已取得一些重要结果。

下面，本文将具体介绍利用微引力透镜来搜寻和估算银河系内的 MACHO。第一部分为

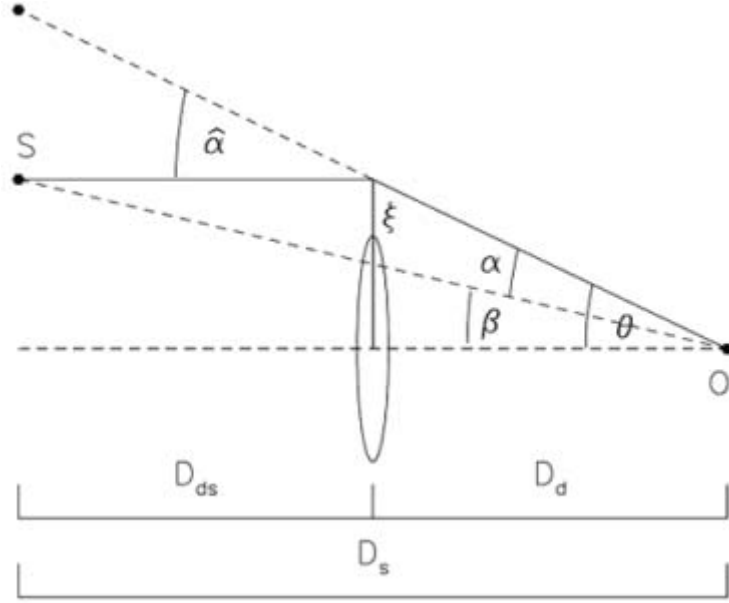
¹本文中天文学术语的翻译来自于 <http://www.lamost.org/astrodict>。

²请注意此处 MACHO 天体和后面 MACHO 小组的名称区分。

微引力透镜效应的理论及一些相关概念；第二部分为探测 MACHO 时的方法以及一些观测效应的细节；第三部分为目前几个小组的工作进展以及一些结果。

一、基本公式和概念

在具体讲述如何用微引力透镜效应搜寻 MACHO 之前，先来推导一些引力透镜效应的基本公式，并介绍一些相关的基本概念。



图一 引力透镜系统示意图

S 和 I 分别是源和像，O 是观测者， $\hat{\alpha}$ 是真实的偏折角， α 是由观测还原的偏折角，观测者与透镜天体的连线为光轴， β 是源与光轴之间的夹角， θ 是像与光轴的夹角。 D_d 、 D_{ds} 和 D_s 分别是透镜与源，观测者与透镜，观测者与源之间的距离。 ξ 为碰撞参数。（R. Narayan 1996）

图一是一个典型的引力透镜系统。由图中可以看出 $\hat{\alpha}$ 与 α 之间的关系为

$$\alpha = \frac{D_{ds}}{D_s} \hat{\alpha} \quad (1)$$

还有 $\theta D_{ds} = \beta D_s + \hat{\alpha} D_{ds}$ ，再由(1)式可得

$$\beta = \theta - \alpha \quad (2)$$

(2)式又叫做透镜方程。由广义相对论可得出偏折角

$$\hat{\alpha} = 4GM/c^2 \xi \quad (3)$$

假定透镜有一个为常数的质量面密度 Σ ，即 $M = \Sigma \pi \xi^2$ ，再由(1)式，可以得到

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

其中 $\xi = D_d \theta$ 。我们再定义一临界面密度

$$\Sigma_{cr} = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_s}{D_d D_{ds}} = 0.35 \text{g} \cdot \text{cm}^{-2} \left(\frac{D}{1 \text{Gpc}} \right)^{-1} \quad (5)$$

其中 $D = \frac{D_d D_{ds}}{D_s}$ 。对于一个具有临界密度的透镜来说，偏折角 $\alpha = \theta$ ，所以 $\beta = 0$ 。由(1)式

和(3)式，透镜方程可以写为

$$\beta = \theta - \frac{D_{ds}}{D_d D_s} \frac{4GM}{c^2 \theta} \quad (6)$$

当 $\beta = 0$ 时，我们得到

$$\theta_E = \left[\frac{4GM}{c^2} \frac{D_{ds}}{D_d D_s} \right]^{1/2} \quad (7)$$

θ_E 为爱因斯坦半径。对位于银晕中的 MACHO 来说，爱因斯坦半径非常小，大约只有 1 个毫角秒的量级。所以一般称之为微引力透镜。地面上的望远镜一般分辨率只有一个角秒。哈勃空间望远镜只有 0.1 角秒。所以我们一般看不到两个独立的像，而是看到整体光度的变化。

透镜方程可以用爱因斯坦半径改写为

$$\beta = \theta - \frac{\theta_E^2}{\theta} \quad (8)$$

解这个方程得到两个解：

$$\theta_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\beta \pm \sqrt{\beta^2 + 4\theta_E^2} \right) \quad (9)$$

也就是说，任一个源会被一个点质量的透镜折射出两个像，一个在爱因斯坦半径以内，一个在爱因斯坦半径以外。引力使光线偏折，没有改变亮度，但是改变了接收的立体角，所以从像接收的总流量是改变的，

$$\text{放大率} = \frac{\text{像的面积}}{\text{源的面积}} \quad (10)$$

所以放大率

$$\mu = \frac{\theta}{\beta} \frac{d\theta}{d\beta} \quad (11)$$

再由(8)式可得

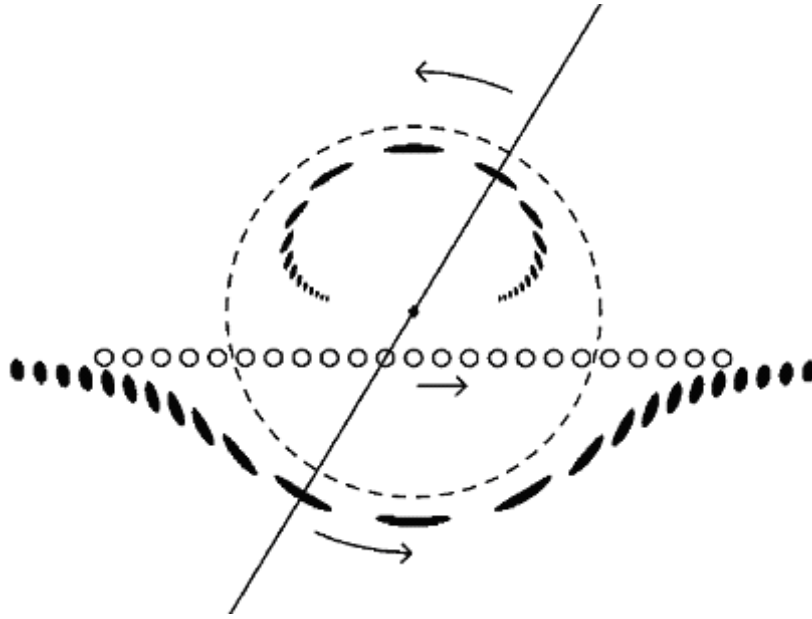
$$\mu_{\pm} = \left[1 - \left(\frac{\theta_E}{\theta_{\pm}} \right)^4 \right]^{-1} = \frac{u^2 + 2}{2u\sqrt{u^2 + 4}} \pm \frac{1}{2} \quad (12)$$

其中 $u = \beta \theta_E^{-1}$ 。总的放大率应当是两个绝对值相加。

$$\mu = |\mu_+| + |\mu_-| = \frac{u^2 + 2}{u\sqrt{u^2 + 4}} \quad (13)$$

当 $\beta = \theta_E$ ，即 $u = 1$ 时， $\mu = 3/\sqrt{5} = 1.3416$ ，换成视亮度 $\Delta m = 0.3197 \text{ mag}$ 。这样的亮度变化还是很容易观测到的。

再来简单看一下强引力透镜、弱引力透镜与微引力透镜的区别。强引力透镜产生多重像且被强烈地扭曲。主要由以下两种情况产生：源和观测者连线位于星系团的中心区域，或位于星系的核内部区域。而且强引力透镜放大率很大，其较强的增亮效应可用于研究较远、较暗的背景星系。弱引力透镜也会产生多重像，但是扭曲程度非常小。通常星系通过弱透镜的作用扭曲形成椭圆的图像。而微引力透镜是由前景运动的天体产生的透镜现象，光度放大率不是很大，观测光度的变化可以得到透镜天体的性质。图二是一个微引力透镜成像的示意图。



图二 微引力透镜示意图，虚线的圆代表爱因斯坦环，中心的黑点是透镜天体。一排的小圆圈远处移动的恒星，它逐渐落入爱因斯坦环中。黑体的椭圆代表所成的两个像。图中直线表示在任何时候两个像、透镜、与源都在一条直线上。(B. Paczyński, 1996)

考虑一个点质量的透镜天体和远处的源天体形成的微引力透镜系统，透镜天体在运动，当远处的源进入爱因斯坦半径时，光度逐渐变大，当透镜天体远离时，光度又逐渐变小，光变时标为

$$\hat{t} = \frac{D_d \theta_E}{v} = 0.214 \text{ yr} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{D_d}{10 \text{ kpc}} \right)^{1/2} \left(\frac{D_{ds}}{D_s} \right)^{1/2} \left(\frac{200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}}{v} \right) \quad (14)$$

对麦哲伦星系中几百万颗亮星进行监测，如果光变时标从两个小时到两年之间，就可以发现银晕中质量介于 $10^{-6} \sim 10^{12} M_\odot$ 的 MACHO。

看到一个微引力透镜事件的机率通常是用光深 τ 来表示，也就是对于一个给定的源天体在任意时刻落在爱因斯坦半径以内的概率叫做光深。所以光深的表达式可以写成这样一个积分

$$\tau = \frac{1}{\delta\omega} \int dV n(D_d) \pi \theta_E^2 \quad (15)$$

其中 $dV = \delta\omega D_d^2 dD_d$ ，半径为 D_d 立体角为 $\delta\omega$ 的无穷小球壳的体积。 n 是透镜天体的数密度。代入爱因斯坦半径的表达式，光深可以写为

$$\tau = \int_0^{D_s} \frac{4\pi G \rho}{c^2} \frac{D_d D_{ds}}{D_s} dD_d = \frac{4\pi G}{c^2} D_s^2 \int_0^1 \rho(x) x(1-x) dx \quad (16)$$

其中 $x = D_d D_s^{-1}$ ， ρ 是透镜天体的质量密度。如果 ρ 沿着视线方向是一个常数。那么光深可以简化为

$$\tau = \frac{2\pi}{3} \frac{G \rho}{c^2} D_s^2 \quad (17)$$

我们可以简单估计一下银晕中 MACHO 的光深，我们假定 D_s 为整个银河系的尺度，根据维力定理可以得到：

$$\frac{GM_{\text{tot}}}{D_s} \approx \frac{G \rho D_s^3}{D_s} \approx V^2 \quad (18)$$

取 $V_{\text{rot}} \sim 210 \text{ km/s}$ ，这是银河系中恒星的平均转速。那么光深大约为

$$\tau \approx \frac{V_{\text{rot}}^2}{c^2} \approx 5 \times 10^{-7} \quad (19)$$

在实际测量时，把光深写为

$$\tau = f \frac{V_{\text{rot}}^2}{c^2} \quad (20)$$

f 代表透镜天体总质量占银晕质量的比例。

二、MACHO 的探测

从 1993 年至今，有多个小组开展了利用微引力透镜效应搜寻银河系 MACHO 的项目。它们包括：美国和澳大利亚的 MACHO (massive compact halo object)^[1]，法国及一些其他欧洲国家的 EROS (Expérience de Recherche d'Objets Sombres)^[2]，波兰和美国的 OGLE (Optical Gravitational Lensing Experiment)^[3]等。其中 MACHO 小组观测的观测时间最长，观测数据和探测到的引力透镜事件最多。另外，哈勃空间望远镜 (HST) 也不定期的执行微引力透镜效应搜寻 MACHO 的观测任务。

1、探测方法

要通过微引力透镜效应探测银河系晕中 MACHO，观测的光源本身就要位于银河系晕之外，并且要选择光源天体分布较密的区域，这能使探测到微引力透镜事件的几率较大。因此银河系附近星系中的明亮恒星可以作为探测银河系晕中 MACHO 的理想光源。目前，几个小组一般都以大小麦哲伦云 (LMC, SMC) 中的恒星作为光源 (P. Popowski et al. 2003)。另外，MACHO 和 EROS 也同时在探测银河系核球部分的 MACHO³，他们则采用人马座矮星系 (Sgr dwarf) 以及银河系自身中心部分的恒星作为光源天体 (C. Hamadache et al. 2006，

³ MACHO 的意义现在已扩大，不只局限于星系晕中，位于星系其他部分的暗天体也被统称为 MACHO。

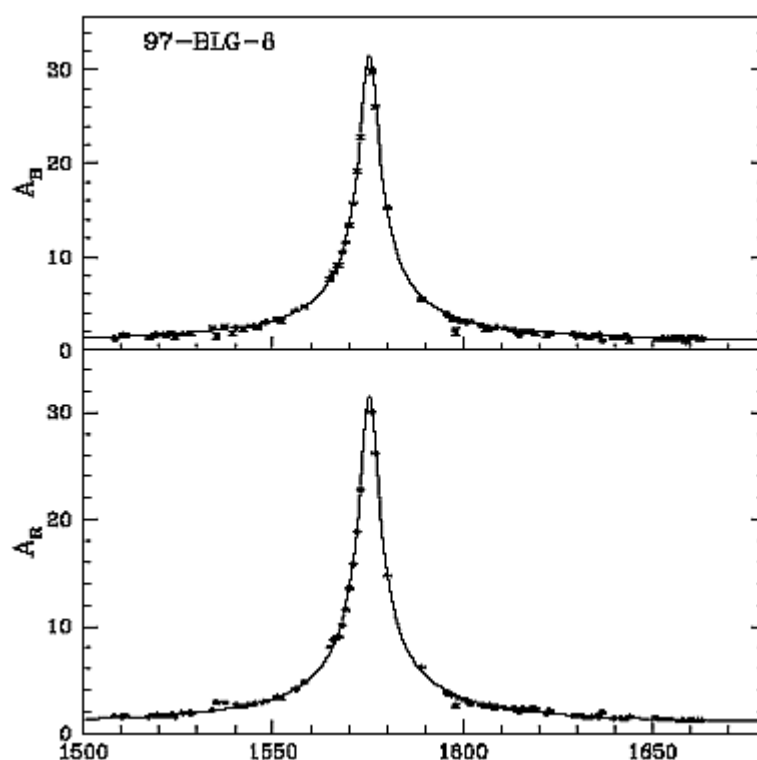
P. Popowski et al. 2005)。

由(19)估算表明, 探测到 MACHO 微引力透镜效应事件的概率极低 (光深 $\tau \sim 10^{-7}$), 即要长期注视几百万到上千万颗恒星的亮度变化才可能看到 MACHO 微引力透镜事件(K. Griest 1991)。因此必需利用自动跟踪望远镜来监测这些光源恒星的光变。

探测到了恒星光变并不意味着探测到了 MACHO 的微引力透镜事件。因为很多原因会引起源恒星产生光变, 比如源恒星是食变双星或者变星。但这些因素产生的光变很容易与引力透镜产生的光变区分开来。对于食变星, 观测到的恒星的光变是周期性的, 而 MACHO 从恒星前经过产生的光变是一次性的。至于由于恒星内部各种原因而产生的光变 (变星), 则会在不同波段表现出不同的亮度变化。而引力透镜则不会, 因为根据等效原理, 引力场对不同波长的光产生的偏折角是相同的, 故微引力透镜会使星光各个波段产生的放大倍率完全相同 (即引力透镜无色散)。因此为了区分恒星自身光变和引力透镜引起的光变, 望远镜实际都是从红蓝两个波段监测恒星光变的, 如果两波段光变不同, 则说明是恒星自身所引起的, 作为微引力透镜寻找 MACHO 的副产品, MACHO 小组在积累了多年观测资料后编制了一个很完整的 LMC 变星表 (Alcock, C. et al. 2003)。如果两个波段的光变曲线完全相同, 并且不是周期性的, 则被认为是 MACHO 引起的微引力透镜放大效应所导致的 (透镜天体也不可能是恒星, 因为恒星会把自身的光度叠加在源恒星的光变曲线上, 从而在各波段产生不同的光变曲线)。

2、普通引力透镜事件及透镜天体参数的估算

从 1993 年至今, 通过几个小组对无数恒星光度变化进行长时间的监测之后, 发现了很多由 MACHO 微引力透镜效应引起的恒星光度增亮事件。其中绝大部分是普通的微引力透镜, 其光变曲线大都如图三所表现得那样, 是左右对称的。



图三 一次微引力透镜事件的光变曲线, 上下图分别为红蓝波段的观测结果
(C. Alcock et al. 2000)

发现了微引力透镜事件,我们最想知道的当然是透镜天体质量 M 以及到我们的距离 D_d 。

但是我们最多只能从光变曲线上得到光变时标 $\hat{t}$ 以及放大倍率 μ 这两个量,而且 μ 的实际意义并非这么简单,因为在 LMC、SMC 以及银心中的恒星分布都比较密集而无法把它们单独区分开来,所以我们看到的光源亮度往往来自多颗恒星的叠加,但其中只有一颗恒星的亮度真正被引力透镜放大了,因此往往难以得到实际的放大被率。若想准确测量放大被率,一种方法是寻找那些由 H-R 图水平支上的恒星作为光源天体而产生的引力透镜事件,因为水平支上的恒星亮度高,体积大,从而易于与周围恒星区分开,并确定实际放大倍率 μ (P. Popowski et al. 2005)。但水平支上的恒星与主序星相比十分稀少,因此大部分 MACHO 产生的微引力透镜事件的光源恒星还是主序星。如此一来,对于大部分微引力透镜事件来说,往往只有光变时标 $\hat{t}$ 这一个可观测量。

由(7)和(14)可得,

$$M = \frac{c^2}{4G} \hat{t}^2 v^2 \frac{D_s}{(D_s - D_d) D_d} \quad (21)$$

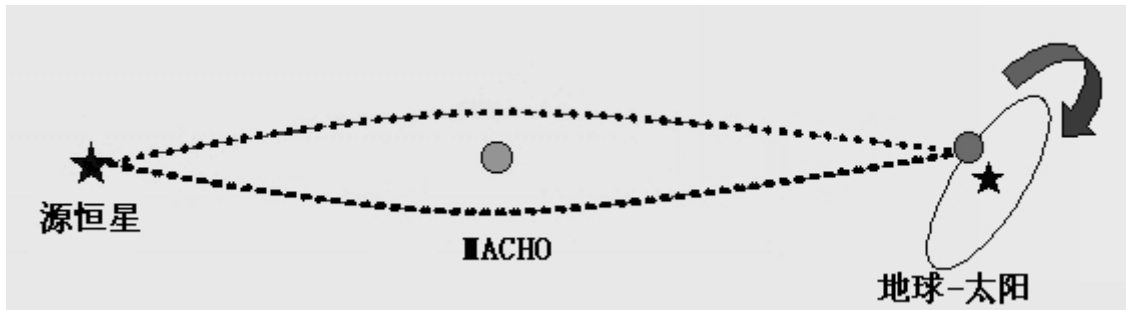
其中的 $\hat{t}$ 可通过光变曲线测出,光源天体距离 D_s 也可以通过其他测定恒星距离的方法大致测出。但是透镜天体质量 M 、透镜距离 D_d 和横向速度 v 这三个量是相互简并的,我们无法单独确定这些量。一般只能采用估算值,即把银河晕中 MACHO 的距离 D_d 取平均而看作一个常数,相应的速度 v 也近似等于 D_d 处恒星或者星团的运动速度 (Paczynski. 1986, 1991; Griest, K. 1991); 对于核球部分的 MACHO 也采用类似方法进行估算。显而易见,这样估算会造成很大的误差,因此在实际观测中除了结合水平支恒星源的事件之外,还寄希望于能找到一些特殊的微引力透镜,以消除参量简并所带来的不确定性 (P. Popowski et al. 2003)。

3、特殊效应:

下面介绍一下近年来几个小组所探测到的几类特殊微引力透镜效应:

(1)视差效应 (Parallax Effect) 和双目视差效应 (Xallarap Effect)

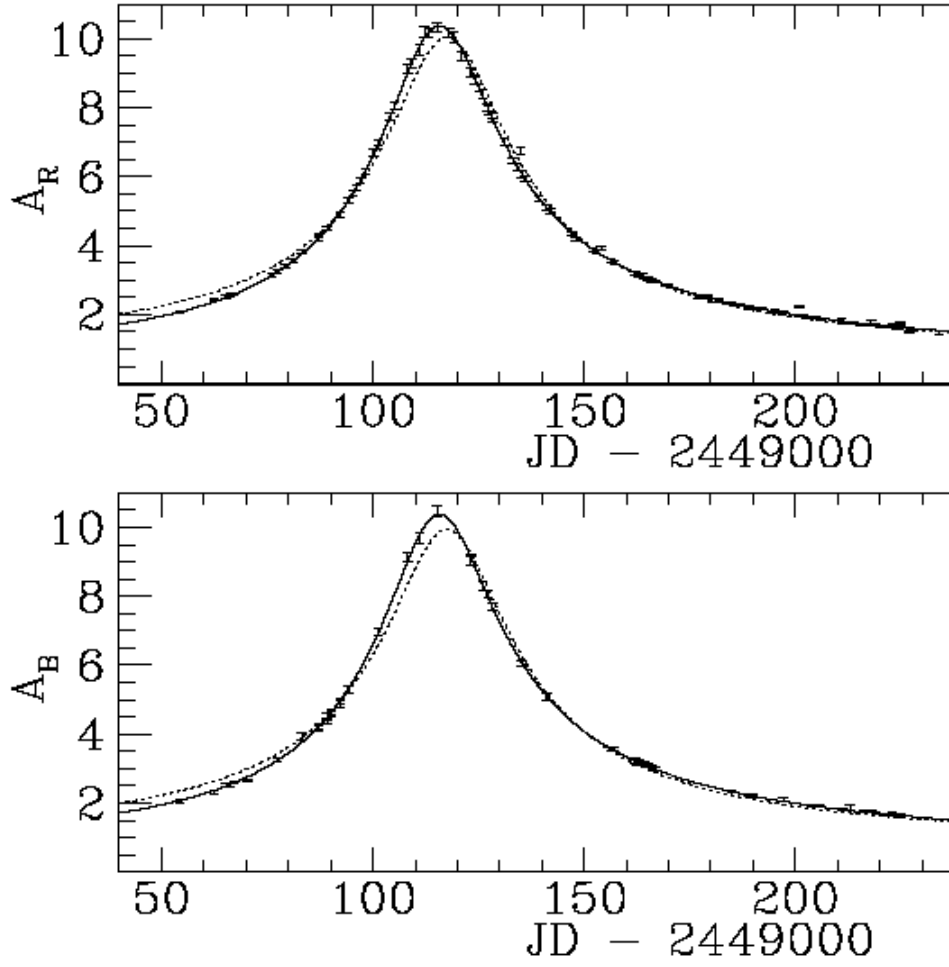
由于地球绕太阳公转,因而我们与透镜天体和源恒星之间存在相对速度,这会使 MACHO 微引力透镜所导致的恒星光变曲线产生微小的不对称,这被称为视差效应(图四)。如果一个微引力透镜放大事件持续的时标小于一年,并且透镜投影速度不比地球公转的速度



图四 视差效应示意图

大很多时,视差效应就可能被观测到 (Gould 1992; Alcock et al. 1995)。图五为视差效应的光变曲线示意图,其中虚线为没有视差效应时的光变曲线,实线为实际存在视差效应时的实

测拟合曲线，其峰值两侧存在的微小的不对称。



图五 视差效应光变曲线示意图，上下分别为红蓝波段的光变曲线
虚线为没有视差效应时的光变曲线，实线为实际存在视差效应时的实测拟合曲线
(Alcock, C., et al. 1995)

利用视差效应，可以部分消除透镜天体质量 M 、透镜距离 D_d 和横向速度 v 三个参数之间的简并 (P. Popowski et al. 2003)。对视差效应光变曲线进行拟合之后，我们可以得到 v 以及光源相对于我们的横向速度 $\tilde{v}$ ，其中 v 与 $\tilde{v}$ 之间的关系满足

$$\tilde{v} = v \frac{D_s}{D_s - D_d}$$

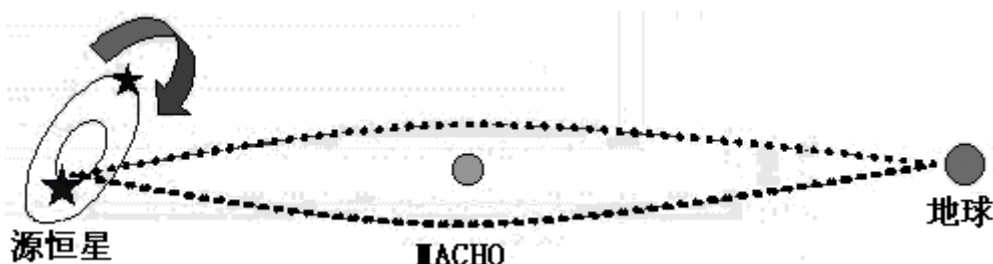
把 $\tilde{v}$ 代入(7)和(14)可得，

$$M = \frac{c^2}{4G} \hat{t}^2 \tilde{v}^2 \frac{D_s - D_d}{D_s D_d} = \frac{c^2}{4G} \hat{t}^2 \tilde{v} \frac{v}{D_d}$$

通过测量可得 $\hat{t}$ ，并结合所得的 v 和 $\tilde{v}$ ，确定透镜天体质量的不确定因素就只剩下透镜距离 D_d 了。

与视差效应正好相反的是双目视差效应 (xallarap effect)。如图六所示，若源恒星是双

星，由于它绕公共质心旋转，也会使我们与透镜天体和源恒星之间存在相对速度，从而使引力透镜光变曲线发生偏差。与视差效应类似，双目视差效应也能部分消除参量间的简并。



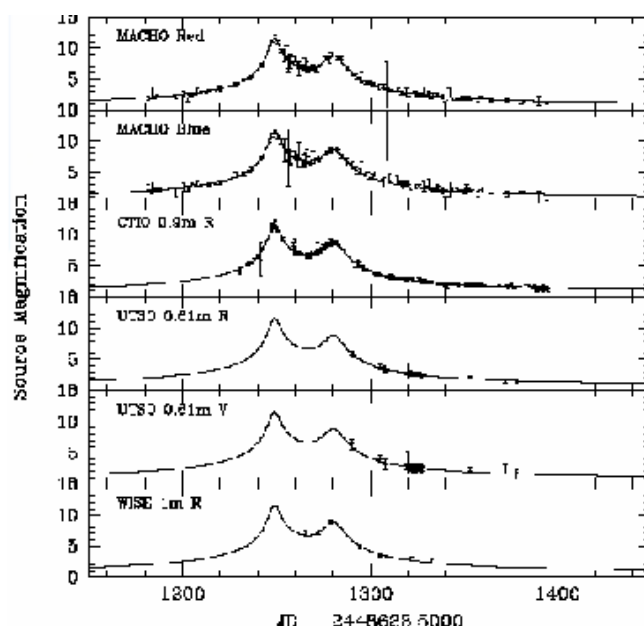
图六 双目视差效应示意图

(2)双透镜效应 (Binary-lens)

大约 50% 的恒星是处于双星系统中的，因此我们会很自然地认为，相当比例的 MACHO 也是成对的（比如白矮星、中子星、黑洞、褐矮星相互结对，或行星围绕较大质量 MACHO 天体旋转等）。事实证明，这种猜想是正确的，几个观测小组的确观测到了一定数量双 MACHO 天体所造成的微引力透镜事件，简称双透镜效应 (binary-lens)。

当一对双 MACHO 天体经过源恒星前时，会产生两次微引力透镜效应，因而源恒星的光变曲线会出现双峰（如图七所示）。通过双峰放大倍率的比值，我们可以确定两透镜天体的质量比。更重要的是，利用双引力透镜效应也可以部分消除透镜天体三个参量间的简并。

由于光源恒星并非一完全点源，在理论上，其光变曲线与点光源的光变曲线存在一定差别，但单引力透镜时，这种差别太小而无法测量。而双引力透镜效应则会使这种差别变得更加显著，通过对这种有限尺度效应的测量，我们就有可能获知透镜天体的本动速度 $\dot{r} = v/D_d$ ，从而消除 v 与 D_d 间的简并 (Gould 1994 ; Afonso et al.2000)。



图七 双透镜事件 95 BULGE 12 的光变曲线

除此之外，还观测到了一些其它特殊效应，比如扩展源效应 (extend source effect)，它是由于源恒星自身因素所造成的，对确定透镜天体参数没有多大关系。

在积累了多年 MACHO 引力透镜事件的观测数据之后，可以统计出发生概率，并结合推算出的 MACHO 天体的质量，从而估算出光深 τ 并得出 MACHO 总质量所占比例 f 。

三、目前的探测进展结果

1、几个小组的工作情况

从上世纪九十年代开始，多个小组从事了利用微引力透镜搜寻 MACHO 的工作。这些小组通过观测 SMC 和 LMC 中的上百万颗恒星作为光源来寻找微引力透镜事件。然后用一定模型来估算出银河系 MACHO 的光深 τ ，并定出透镜质量占银晕部分的比例 f 。根据(20)， τ 的数量级是

$$\tau = f \frac{V_{\text{rot}}^2}{c^2} \sim f \times 10^{-6}$$

其中 $V_{\text{rot}} \sim 210 \text{ km/s}$ 是银河系旋转速度， τ 和 fV_{rot}^2/c^2 之间的比例因子取决于晕的结构。

MACHO 小组 (Alcock et al.2000) 使用的模型是基准值通常对于球型等温晕模型的核球半径为 5Kpc，也被称为 S-Model。对于 LMC，这个模型给出 $\tau_{\text{lmc}} = 5.1f \times 10^{-7}$ ，也可以写成 $f = \tau_{\text{lmc}} / 5.1 \times 10^{-7}$ 。对于 SMC，S-Model 给出 $\tau_{\text{smc}} \sim 1.4\tau_{\text{lmc}}$ 。若对于一个扁平的晕，这个值会更小一些 $\tau_{\text{smc}} \sim \tau_{\text{lmc}}$ (Sackett and Gould 1993)。

微引力透镜事件同时可以以光变时标 $\hat{t}$ 描述， $\hat{t}$ 光变时标是透镜天体在爱因斯坦半径内运动的时间。我们可以把(14)写成

$$\hat{t} = r_E / v_t$$

v_t 是透镜天体相对于偏折光线的横向运动速度。对于高放大率事件， $2\hat{t}$ 时间内放大率 $\mu > 1.34$ 。由(7)可知 $\hat{t}$ 正比于 $M^{1/2}$ 。在 S-Model 中取 MACHO 的三维速度弥散值为 $270 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ，给出光变时标

$$\langle \hat{t} \rangle \sim 70 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/2} \text{ days}$$

在 MACHO 小组的前几年工作中，他们提出对于 LMC 的微引力透镜事件率的观测得出银晕的大部分重要组成是 MACHO。Alcock (Alcock et al.2000) 等人的工作是利用 17 个观测事件 (其中 13 个事件满足他们的 A 标准高信号噪音，另外 4 个 B 标准低信号噪音) 确定了光深 $\tau = 1.2_{-0.3}^{+0.4} \times 10^{-7}$ (20%-30%的系统误差)。这样对应的占银晕的比例 f 在 0.08~0.50

之间。相应的事件平均光变时标 $\hat{t}$ 为 40 天，对应的 MACHO 质量范围在 $0.15 M_{\odot} \sim 0.9 M_{\odot}$ 之间。而在同一时期 EROS 小组的数据 (Afonso et al.2003) 对于同样的质量范围给出了一个上限 $f < 0.2$ 。显然 EROS 小组的工作否定了 MACHO 小组认为 f 存在很大区间的结果。

一开始人们倾向于假定 MACHO 是银晕的主要组成部分，但随着 MACHO 小组的观测工作不断进行发现 f 越来越小。近来的工作集中在对核球部分的微引力透镜事件，最近的观

测大都集中在核球区域的光深上。考虑到 MACHO 小组观测的观测时间最长，观测数据和探测到的引力透镜事件最多，下面来介绍 MACHO 小组最近的工作(P. Popowski et al. 2005)。

先介绍 MACHO 小组利用七年的巡天数据对核球区域的观测分析工作。我们知道光深 τ 是对于一个给定的天体源在任意时刻落在爱因斯坦环内的概率， τ 是微引力透镜事件的重要参数。MACHO 小组给出了对于银河系核球微引力透镜光深的一个新的测定。在这个新的测定中选取了 500 多个红团簇巨星源（即水平支上的光源恒星）中的 62 微引力透镜样本（其中 60 个独立的）给出了详细有效的分析。利用 42 个样本进行考察其中在 4.5deg^2 内的 73900 个红团簇巨星源得出在区域 $(l, b) = (1^\circ 50' - 2^\circ 68')$ 中，光深 $\tau = 2.17^{+0.47}_{-0.38} \times 10^{-6}$ ，这与理论期望值符合的很好。

作为与先前 MACHO 小组工作的对比，利用以前的场分析，此新测定是使用红团簇巨星样本进行分析的。例如对于(Alcock, et al. 1997) 所用的 24 个区域，发现 37 个红团簇巨星事件，给出 $\tau = 1.36^{+0.35}_{-0.28} \times 10^{-6}$ 。而更早的结果是 $\tau = 3.9^{+1.8}_{-1.2} \times 10^{-6}$ 。通过对 8 个不同区域的分析（Alcock, et al. 2000），几乎全部独立的样本给出在 $(l, b) = (2^\circ 68', -3^\circ 35')$ 区域 $\tau = 2.20^{+0.67}_{-0.52} \times 10^{-6}$ ，这与先前的 $\tau = 2.43^{+0.38}_{-0.38} \times 10^{-6}$ 一致。

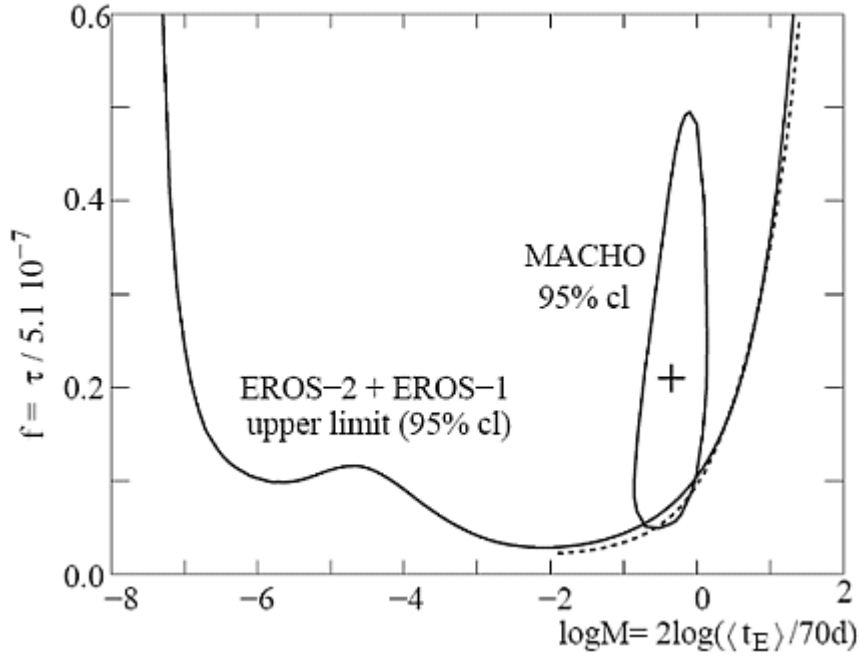
MACHO 小组的新光深值 $\tau = 2.17^{+0.47}_{-0.38} \times 10^{-6}$ 同样和先前的 EROS 组的测量一致。EROS 组通过对 16 个红团簇巨星事件进行有效的计算后得出在 $(l, b) = (2^\circ 5', -4^\circ 0')$ 区域 $\tau = 0.94^{+0.29}_{-0.29} \times 10^{-6}$ 。具体的光深值有一些差异是因为测量的天区不同。而最新星系核球的光深理论预言值是 $\tau = 1.63 \times 10^{-6}$ （Han & Gould 2003），可见 MACHO 小组对光深测定的值与理论值符合的非常好。但需要注意的是，在这个测定光深的事件中有 41% 的光变时标 $\hat{t}$ 超过 100 天，63% 的超过 50 天，这和一些星系结构和星系动力学理论是有矛盾的，但是却与其它包含沿着星系棒有流注运动的理论模型相符合。Evans & Belokurov（2002）发现平均变化时标区间从有星系棒流注运动的 100 天到没有星系棒流注运动的 30 天。现在的光深和光变时标值对于区分开这些动力学理论和支持哪种模型还不够确定，这有待于进一步的观测工作。

下面介绍 EROS 小组最近的工组（P. Tisserand, et al. 2006），其最近的结果与 MACHO 小组的结果有巨大冲突。EROS 得出的结果 $f \leq 7\%$ 因而排除了 MACHO 是银晕的重要组成部分。

在 EROS 最近的工作中扩展了他们先前的分析得出结果：对于 $M \sim 0.4 M_\odot$ 的 MACHO，光深 $\tau_{\text{lmc}} < 0.36 \times 10^{-7}$ ，所对应的 $f < 0.07$ 。这个结果不像先前的 EROS 的工作对于 f 的限制， $f < 0.07$ 明显与 MACHO 小组的结果矛盾。EROS 小组是基于较保守的分析，他们在选取样本时仅仅选取麦哲伦星系中被很好测定的明亮样本恒星，这种恒星只占总数的 20%。EROS 小组认为利用亮星子样本比利用暗星作为样本对于光深能给出更值得信赖的测定。这样的选择可以追溯到对银河系核球透镜光深的测定上。对于在 Baade 窗口（ $l = 1^\circ, b = -3.9^\circ$ ）方向的核

球星体，近来的计算给出的全部光深值为 $1 \times 10^{-6} \sim 1.6 \times 10^{-6}$ 。如上文中提到前几年不同的小组对核球区域的光深测定分歧很大，一开始人们还认为需要修改星系模型。利用这些亮星，对于核球区域的透镜光深的测量，三个不同的小组MACHO (Popowski et al.2005)，EROS (Haqmadache et al.2006) 和OGLE (Sumi et al.2006) 最近的工作给出了与星系模型预言的一致结果。这从另一个角度说明了采用亮星作透镜源样本的可靠性。当然EROS小组的工作中可能的系统误差是假定双透镜效应对光深的影响非常小，大概只占10%左右。

从图八我们可以看出在 $10^{-7}M_{\odot} < M < 5 M_{\odot}$ 区间内可以排除掉MACHO是星系暗物质的重要组成部分。具体点说，质量介于 $10^{-3}M_{\odot} \sim 10^{-1} M_{\odot}$ 之间MACHO的比例 $f < 0.04$ ，质量介于 $10^{-6}M_{\odot} \sim 1M_{\odot}$ 之间的 $f < 0.1$ 。



图八 EROS小组对于 f 的上限和MACHO小组的 f 区域。虚线为EROS小组的计算值。
(P. Tisserand et al.11 Jul 2006)

此外还有一些其它小组也给出了它们的结果。比如 MEGA 小组 (de Jong et al.2006) 的结果是 $f < 0.3$ ，AGAPE 小组 (Calchi Novati et al.2000) 的工作结果是 $0.2 < f < 0.9$ 。很显然 AGAPE 小组的工作对于 MACHO 占银晕的质量比例 f 没有太大的限制力。

2、对 MACHO 小组和 EROS 小组结果不一致的初步讨论和对 MACHO 组成的解释

一开始EROS小组和MACHO小组的动机是搜寻 $M \sim 0.07 M_{\odot}$ 的褐矮星，但是后来褐矮星作为银晕的重要组成部分可能性被排除了。MACHO观测到17例光变时标在40天左右的事件被认为是存在MACHO的证据。这些看不见的MACHO有可能是原初黑洞或者冷却的白矮星，但是后来的观测否定了这一点。无论如何，EROS小组的限制 $\tau_{\text{lmc}} < 0.36 \times 10^{-7}$ 和MACHO

小组的结果 $\tau_{\text{lmc}} = 1.2^{+0.4}_{-0.3} \times 10^{-7}$ 相互冲突的。当然对数据样本的选取不同可能解释这一点，MACHO小组用稠密区的暗星 (13.4 deg^2 内的 1.1×10^7 颗)，而EROS小组用疏散区域的亮星 (84 deg^2 内的 0.7×10^7 颗)，包括在EROS-2中使用的 0.2×10^7 颗亮星同样在MACHO的样本中。对于MACHO小组测定的光深偏高的解释另一种可能就是他们用了稠密区的样本。

MACHO的组成可能包括褐矮星、原初黑洞、无吸积过程的黑洞和冷却的白矮星等。观

测可以限制MACHO的组成,即使有褐矮星、原初黑洞、无吸积过程的黑洞也占非常低的比例。MACHO组成最大的可能(Alcock, C., et al. 2000)是冷却的白矮星(有证据显示可能占银河系暗物质的10%-50%)。但对冷却的白矮星占的具体比例仍然有大的争议,不同的小组在结合微引力透镜及其它观测结果后,倾向于认为冷白矮星约占20%。

【参考文献】

- 1、 <http://www.macho.mcmaster.ca/> MACHO 主页
- 2、 <http://www.lal.in2p3.fr/EROS/presa.html> EROS 主页
- 3、 <http://www.astro.princeton.edu/~stanek/ogle/> OGLE 主页
- 4、 Alcock, C. et al. 2003yCat.2247....0A
- 5、 P. Popowski et al. 2003 astro-ph/0304464v1
- 6、 C. Hamadache¹ et al. 2006 A&A. A 454 (2006) 185-199
- 7、 B. Paczyński. 1986, ApJ, 304, 1
- 8、 B. Paczyński. 1991, ApJ, 371, L63
- 9、 Griest, K. 1991, ApJ, 366, 412
- 10、 C. Renault et al. 1997, A&A, 324, L69
- 11、 Gould, A. 1992, ApJ, 392, 442
- 12、 Alcock, C., et al. 1995, ApJ, 454, L125
- 13、 P. Popowski et al. 29 Jul 2005 astro-ph/0410319v2
- 14、 Alcock, C., et al. 2000, ApJ, 541, 734
- 15、 Afonso, C., et al. 2000, ApJ, 532, 340
- 16、 Gould A. 1994. ApJ, 421, L71
- 17、 B. Paczyński. 1996, A&A, 34, 419
- 18、 R. Narayan 1996 astro-ph/9606001 v2
- 19、 Calchi Novati, S., Paulin-Henriksson, S., An, J., et al. (AGAPEcoll.) 2005, A&A, 443, 911
- 20、 Sackett, P.D. and Gould, A., 1993, ApJ, 419, 648
- 21、 Mancini, L., Calchi Novati, S., Jetzer, Ph., & Scarpetta, G. 2004, A&A, 427, 61
- 22、 Graff, D. & Gardiner, L.T. 1999, MNRAS, 307, 577
- 23、 Afonso, C., Albert, J. N., Andersen, J., et al. (EROS-2 coll.) 2003, A&A, 400, 951
- 24、 Alcock, C., Allsman R. A., Alves D. R., et al. (MACHO coll.) 1997, ApJ, 479, 119
- 25、 Han, C. and Gould, A. 2003, ApJ, 592, 172
- 26、 Evans, N.W. & Belokurov, V. 2002, ApJ, 567, L119
- 27、 Hamadache, C., Le Guillou, L., Tisserand, P., et al (EROS-2coll.) 2006, A&A, 454, 185
- 28、 Sumi, T., Wozniak, P. R., Udalski, A., et al. (OGLE coll.) 2006, ApJ, 636, 240.
- 29、 de Jong, J. T. A., Widrow, L.M., Cseresnjcs, P., et al. (MEGAcoll.) 2006, A&A, 446, 855
- 30、 P. Tisserand. et al. 11 Jul 2006 astro-ph/0607207v1