ОТКЛОНЕНИЕ ЛУЧЕЙ СВЕТА В ГАЛО ТЕМНОЙ МАТЕРИИ ГАЛАКТИК

Г.М. Авхунбаева[1], Е.К. Аймуратов[2], А.Ж. Умиралиева[2]
[1]*Астрофизический институт им. Фесенкова, Алматы*
[2]*Казахский Национальный Педагогический Университет им. Абая, Алматы*

В работе исследовано отклонение лучей света в гало темной материи галактик, которые описываются профилями Наварро-Френка-Уайта, Баркета, Эйнасто и Кравцова-Клыпина. Численные оценки углов отклонения дают величины ~0.”00001, которые на два порядка меньше точности, достигнутой при гравитационном микролинзировании.

1 Введение

Согласно современному представлению общая морфологическая структура галактики включает следующие компоненты: центральная часть (ядро галактики), окружаещий её балдж, газопылевой диск, звездный кластер и гало темной материи [1]. Важно подчеркнуть, что гало темной материи составляет основную часть общей массы галактики (до 90%).

В данной работе мы рассмотрим движение света в галактике, считая, что на характер его распространения влияет только темная материя. Это означает, что мы рассматриваем движение света вдали от цетральной части галактики, размеры которой обозначим R.

Будем считать, что размеры галактики в целом равны r_0. Тогда область движения лучей света зададим условием $r_0 >> r >> R$. Отсюда следует, что $\dfrac{r}{r_0} << 1$.

Для изучения отклонения лучей света в гало темной материи необходимо знать её пространственное распределение.

В литературе известен ряд профилей темной материи. Это профиль Наварро–Френка-Уайта [2], профиль Баркета [3], профиль Эйнасто [4], профиль Кравцова - Клыпина [5] и другие [6],[7]. Совершенно понятно, что каждый из этих профилей будет приводить к различным эффектам в движений лучей света. Это обусловлено тем, что галактика, благодаря своей массе, искривляет окружающее её пространство-время. А искривлённое пространство-время, согласно [8], можно рассматривать как своеобразную среду с соответствующим эффективным показателем преломления.

Целью данной работы является исследование движения лучей света в гало темной материи, описываемой различными профилями, и сопоставление показателей преломления такой среды для нахождения наибольшего угла отклонения лучей света. Это, в свою очередь, дает возможность улучшить теорию гравитационного микролинзирования.

2 Модели сферически-симметричного гало темной материи

Запишем общий вид метрики сферически - симметричного гравитационного поля:

$$dS^2 = -e^{\lambda(r)}dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) + e^{\nu(r)}c^2dt^2, \tag{1}$$

где, согласно [9],

$$e^{\lambda(r)} = 1 + \frac{8\pi G}{c^2 r}\int_0^r \rho(r)r^2dr, \tag{2}$$

$$e^{\nu(r)} = \exp\int_r^\infty \left(\frac{8\pi G}{c^2}\left(\rho(r)+p\right) re^{\lambda} - \frac{d\lambda}{dr}\right) dr\ . \qquad (3)$$

Здесь $\rho(r)$ и $p(r)$ плотность вещества и его давление, соответственно. Теперь для решения нашей задачи нужно задать конкретные выражения этих величин. Во введении было отмечено, что в литературе известен ряд профилей темной материи. В нашей работе, для достижения поставленной цели, используются только некоторые из них.

i) Для профиля Наварро-Френка-Уайта

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\frac{r}{r_0}\left(1+\frac{r}{r_0}\right)^2} \qquad (4)$$

имеем следующее решение

$$e^{\lambda(r)} = 1 + \frac{8\pi G}{c^2 r}\int_0^r \frac{\rho_0}{\frac{r}{r_0}\left(1+\frac{r}{r_0}\right)^2} r^2 dr\ , \qquad (5)$$

$$e^{\nu(r)} = \exp\int_r^\infty \left(\frac{8\pi G}{c^2}\frac{\rho_0}{\frac{r}{r_0}\left(1+\frac{r}{r_0}\right)^2} re^{\lambda} - \frac{d\lambda}{dr}\right) dr\ . \qquad (6)$$

Здесь и далее по тексту ρ_0 - плотность темной материи в центре галактики.

Для вычисления этих интегралов воспользуемся условием $\frac{r}{r_0} << 1$, которое позволяет подынтегральные выражения разложить в ряд Тейлора. В дальнейшем мы ограничимся слагаемыми не выше порядка $\frac{8\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\left(\frac{r}{r_0}\right)$. С указанной точностью имеем

$$e^{\lambda(r)} = 1 + \frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\left(\frac{r}{r_0}\right), \qquad (7)$$

$$e^{\nu(r)} = 1 + \frac{8\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2 - \frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\left(\frac{r}{r_0}\right). \qquad (8)$$

Поэтому метрика центрально-симметричного гравитационного поля гало темной материи представится в виде

$$dS^2 = -\left[1 + \frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0 r\right] dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\varphi^2) +$$

$$+\left[1 + \frac{8\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2 - \frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0 r\right] c^2 dt^2 . \qquad (9)$$

Напомним, что для исследования движения лучей света в некоторой метрике – нахождение показателя преломления гравитационного поля – необходимо приравнять нулю её 4-х мерный интервал [8]. Поскольку в ценрально–симметричной метрике показатель преломления может зависеть только от радиуса, то будем считать $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\varphi = 0$. Таким образом, из (9) имеем

$$-\left[1+\frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0 r\right] dr^2 + \left[1+\frac{8\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2 - \frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0 r\right] c^2 dt^2 = 0. \tag{10}$$

Вводя скорость движения света в среде как

$$\upsilon = \frac{dr}{dt}, \tag{11}$$

из (10) получаем

$$\left[1+\frac{8\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2 - \frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0 r\right] c^2 = \left[1+\frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0 r\right] \upsilon^2. \tag{12}$$

Поскольку показатель преомления среды (в нашем случае гравитационного поля гало темной материи) по определению равен

$$n = \frac{c}{\upsilon}, \tag{13}$$

то из (12) с указанной выше точностью находим его величину как

$$n = 1 + \frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2 \left(1+\frac{r}{r_0}\right). \tag{14}$$

Отсюда видно, что показатель преломления прямо-пропорционально зависит от расстояния.

ii) Рассмотрим теперь профиль Баркета

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left(1+\frac{r}{r_0}\right)\left(1+\frac{r^2}{r_0^2}\right)}, \tag{15}$$

так, что

$$e^{-\lambda(r)} = 1 - \frac{8\pi G}{c^2 r}\int_0^r \frac{\rho_0}{\left(1+\frac{r}{r_0}\right)\left(1+\frac{r^2}{r_0^2}\right)} r^2 dr, \tag{16}$$

$$e^{\nu(r)} = \exp\int_r^\infty \left(\frac{8\pi G}{c^2}\frac{\rho_0}{\left(1+\frac{r}{r_0}\right)\left(1+\frac{r^2}{r_0^2}\right)} r e^{\lambda} - \frac{d\lambda}{dr}\right) dr. \tag{17}$$

Для вычисления этих интегралов также воспользуемся условием $\frac{r}{r_0} \ll 1$, которое позволяет подынтегральные выражения разложить в ряд Тейлора, ограничиниваясь слагаемыми не выше порядка $\frac{8\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\left(\frac{r}{r_0}\right)$. С указанной точностью имеем

$$e^{\lambda(r)} = 1, \tag{18}$$

$$e^{\nu(r)} = 1+\frac{8\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\left(\frac{r}{r_0}\right). \tag{19}$$

Здесь метрика центрально-симметричного гравитационного поля гало темной материи имеет следующий вид

$$dS^2 = -dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta\ d\varphi^2) + \left[1+\frac{8\pi G}{c^2}\rho_0 r_0 r\right] c^2 dt^2. \tag{20}$$

Снова используем условие, что для исследования движения лучей света в некоторой метрике – нахождение показателя преломления гравитационного поля – необходимо приравнять нулю её 4-х мерный интервал [8]. Считая $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\varphi = 0$, из (20) имеем

$$dr^2 = \left[1+\frac{8\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\left(\frac{r}{r_0}\right)\right] c^2 dt^2. \tag{21}$$

Используя выражение для скорости света в среде (11), из (21) имеем

$$\left[1+\frac{8\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\left(\frac{r}{r_0}\right)\right] c^2 = \upsilon^2. \tag{22}$$

Введя, как и ранее, показатель преломления среды $n = \frac{c}{\upsilon}$, из (22) с указанной выше точностью находим его величину

$$n = 1+\frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\left(\frac{r}{r_0}\right). \tag{23}$$

Отсюда видно, что показатель преломления по-прежнему прямо-пропорционально зависит от расстояния.

iii) Наш следующий шаг – исследование профиля Эйнасто. Он имеет вид

$$\rho(r) = \tilde{\rho}_0 \exp\left\{-\frac{2}{\alpha}\left[\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\alpha} - 1\right]\right\}. \tag{24}$$

В отличие от оригинальной работы [4], мы введем переобозначение $\rho_0 = \tilde{\rho}_0 \exp\left(\frac{2}{\alpha}\right)$, а второй экспоненциальный сомножитель разложим в ряд Тейлора. Тогда профиль Эйнасто примет вид

$$\rho(r) = \rho_0\left[1-\frac{2}{\alpha}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\alpha}\right]. \tag{25}$$

Поэтому выражение (25) формально соответствует всем вышеприведенным обозначениям.

Подставляя (25) в (2) и (3) и, как обычно, проводя там разложения в ряд Тейлора по параметру $\frac{r}{r_0} << 1$, получаем

$$e^{-\lambda(r)} = 1 - \frac{8\pi G}{c^2 r}\int_0^r \rho_0(1 - \frac{2}{\alpha}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\alpha})\, r^2 dr\ , \tag{26}$$

и

$$e^{\nu(r)} = \exp\int_r^{\infty}\left[\frac{8\pi G}{c^2}(\rho_0(1 - \frac{2}{\alpha}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\alpha})\, re^{\lambda}) - \frac{d\lambda}{dr}\right]dr\ . \tag{27}$$

Вычисляя, как и прежде, с требуемой точностью интегралы в (26) и (27), имеем:

$$e^{\lambda(r)} = 1 - \frac{8\pi G}{c^2}\frac{\rho_0}{3}r^2(1 - \frac{6}{\alpha(\alpha+3)}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\alpha}), \tag{28}$$

$$e^{\nu(r)} = 1 + \frac{8\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\left[\frac{1}{2}(1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2) - \frac{2}{\alpha(\alpha+2)}(1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^{2+\alpha})\right] -$$

$$- \frac{8\pi G}{c^2}\frac{\rho_0}{3}r^2(1 - \frac{6}{\alpha(\alpha+3)}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\alpha}). \tag{29}$$

Таким образом, показатель преломления гравитационного поля гало темной материи галактики описывается следующим выражением

$$n(r) = 1 + \frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\frac{2}{3}\left(\frac{r}{r_0}\right)^2(1 - \frac{6}{\alpha(\alpha+3)}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\alpha}) -$$

$$- \frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\left[\frac{4}{\alpha(\alpha+2)}(1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^{2+\alpha}) - (1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2)\right]. \tag{30}$$

iv) И, наконец, рассмотрим профиль Кравцова–Клыпина [5]

Здесь, в отличие от профилей Наварро–Френка-Уайта и Баркета, используются уже три неопределенных коэффициента α, β, γ. Эта неопределенность позволяет исследовать более общие профили темной материи.

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\gamma}\left[1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\alpha}\right]^{\frac{\beta-\gamma}{\alpha}}}. \tag{31}$$

Для нахождения метрики гравитационного поля, порожденной распределением Кравцова–Клыпина, воспользуемся выражением для бинома Ньютона

$$(a+b)^n = a^n + na^{n-1}b + \frac{n(n-1)}{2}a^{n-2}b^2 + \ldots \tag{32}$$

С его помощью разложим выражение в знаменателе, стоящее в квадратных скобках.

Кроме того, для учета условия $\frac{r}{r_0} << 1$, которое было использовано выше, положим $\alpha = 1$.

Тогда

$$\rho(r) = \rho_0 [\frac{1}{\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\gamma}} - (\beta - \gamma)(\beta - \gamma - 1)\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\beta - 2\gamma - 2}]. \tag{33}$$

Подставляя это выражение в (2) и (3), находим коэффициенты метрического тензора

$$e^{-\lambda(r)} = 1 - \frac{8\pi G}{c^2 r}\int_0^r [\frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\gamma}} - (\beta - \gamma)(\beta - \gamma - 1)\rho_0\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\beta - 2\gamma - 2}] r^2 dr\ , \tag{34}$$

и

$$e^{\nu(r)} = \exp\int_r^{\infty} [\frac{8\pi G}{c^2}(\frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\gamma}} - (\beta - \gamma)(\beta - \gamma - 1)\rho_0\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\beta - 2\gamma - 2} r e^{\lambda}) - \frac{d\lambda}{dr}] dr\ . \tag{35}$$

Проведя здесь все необходимые вычисления, получаем с нужной точностью явный вид этих коэффициентов

$$e^{\lambda(r)} = 1 + \frac{1}{3-\gamma}\frac{8\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\left[\left(\frac{r}{r_0}\right)^{2-\gamma} - \frac{(\beta - \gamma)(\beta - \gamma - 1)}{(\beta - 2\gamma + 1)}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\beta - 2\gamma}\right], \tag{36}$$

$$e^{\nu(r)} = 1 + \frac{8\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\frac{1}{2-\gamma}\left(1 - \frac{5-2\gamma}{3-\gamma}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{2-\gamma}\right) -$$

$$- \frac{8\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\frac{(\beta - \gamma)(\beta - \gamma - 1)}{(\beta - 2\gamma)}\left(1 - \frac{2\beta - 4\beta + 1}{\beta - 2\gamma + 1}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\beta - 2\gamma}\right). \tag{37}$$

Таким образом, показатель преломления для профиля Кравцова-Клыпина оказывается равным

$$n(r) = 1 + \frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\frac{(\beta - \gamma)(\beta - \gamma - 1)}{(\beta - 2\gamma)}\left(1 - \frac{3\beta - 6\beta + 1}{\beta - 2\gamma + 1}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\beta - 2\gamma}\right) -$$

$$- \frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\frac{1}{(2-\gamma)}\left(1 - \frac{7-3\beta}{3-\gamma}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{2-\gamma}\right). \tag{38}$$

3 Отклонение лучей света в гравитационных полях гало темной материи галактик

Для нахождения отклонения лучей света в гравитационных полях гало темной материи галактик, которые были получены выше, воспользуемся известным из оптики неоднородных сред общим выражением [10]:

$$\Delta\theta = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d}{dr}(\ln n) dr = 2\ln n \Big|_{-\infty}^{r} . \tag{39}$$

Подставляя сюда все полученные нами показатели преломления, последовательно получаем

$$\Delta\theta_{NFW} = 2\frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\left(1+\frac{r}{r_0}\right), \tag{40}$$

$$\Delta\theta_{B} = 2\frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\left(\frac{r}{r_0}\right), \tag{41}$$

$$\Delta\theta_{E} = 2\frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\,\frac{2}{3}\left(\frac{r}{r_0}\right)^2\left(1-\frac{6}{\alpha(\alpha+3)}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\alpha}\right)-$$

$$-2\frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\left[\frac{4}{\alpha(\alpha+2)}\left(1-\left(\frac{r}{r_0}\right)^{2+\alpha}\right)-\left(1-\left(\frac{r}{r_0}\right)^{2}\right)\right], \tag{42}$$

$$\Delta\theta_{KK} = 2\frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\,\frac{(\beta-\gamma)(\beta-\gamma+1)}{\beta-2\gamma}\left(1-\frac{3\beta-6\gamma+1}{\beta-2\gamma+1}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{\beta-2\gamma}\right)-$$

$$-2\frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2\,\frac{1}{(2-\gamma)}\left(1-\frac{7-3\gamma}{3-\gamma}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{2-\gamma}\right) \tag{43}$$

Для оценки величины этих углов примем, что средняя плотность темной материи имеет значение $\rho_0 \sim 10(-23)$ *г/см³*, размеры типичной галактики $r_0 \sim 50$ *МПс*, а текущий радиус $r \sim 0.5$ *МПс*. Тогда, учитывая, что $\frac{G}{c^2} \approx 10(-28)$ *см/г*, а $\frac{r}{r_0} \approx 10(-2)$, получаем следующую оценку для основного сомножителя $\frac{4\pi G}{c^2}\rho_0 r_0^2 \approx 3\cdot 10(-5)$. Соответственно, для угла отклонения Наварро–Френка–Уайта получаем величину $\Delta\theta_{NFW} \approx 6\cdot 10(-5)$, для угла отклонения Баркета $\Delta\theta_B \approx 6\cdot 10(-5)$. В угловых единицах, следовательно, имеем $(1'' \approx 5\cdot 10(-6))$

$$\Delta\theta_{NFW} \approx +12'', \tag{44}$$

$$\Delta\theta_{B} \approx +12'', \tag{45}$$

Что касается углов для метрики Эйнасто и Кравцова-Клыпина, то, оставляя в (42) и (43) члены, которые зависят лишь от неопределенных коэффициентов, имеем с нужной точностью

$$\Delta\theta_E \approx -12''\left(\frac{4}{\alpha(\alpha+2)}+1\right), \quad (46)$$

$$\Delta\theta_{KK} = +12''\left(\frac{(\beta-\gamma)(\beta-\gamma+1)}{\beta-2\gamma}-\frac{1}{2-\gamma}\right) \quad (47)$$

4 Заключение

Анализируя найденные результаты, можно сделать следующие выводы:

Во-первых, полученные значения углов отклонения представляются очень большими. В самом деле, величина отклонения лучей света в гравитационном поле Солнца равна $\Delta\theta = 1.75''$ [8] и лишь на порядок меньше выражений (44) и (45). Найденные нами численные оценки, как не трудно видеть, существенно зависят от величины плотности темной материи. Если использовать среднее для всей Вселенной её значение $\rho_{DM} \sim 10(-30)$ *г/см^3* [1], то полученные углы отклонения в радианной мере будут иметь порядок $\sim 10(-12)$ или в угловой мере $\sim 0.''00001$. Заметим, что при гравитационном линзировании галактик достигнутая на сегодняшний день точность составляет $0.''001$.

Во-вторых, в случае профилей Наварро-Френк-Уайта, Баркета и Кравцова-Клыпина происходит фокусирование лучей света, так как $\Delta\theta > 0$, а случае профиля Эйнасто происходит расфокусирование лучей света, поскольку $\Delta\theta < 0$. При этом ясно, что выражения (46) и (47) существенно зависят от значения коэффициентов α, β, γ.

Действительно, для угла отклонения Эйнасто $\alpha \neq -2$, $\alpha \neq 0$. Поэтому область определения этого параметра $-2 < \alpha < 0$. Наибольшее значение угла отклонения получается при $\alpha = -1$, таким образом, что $\Delta\theta_E \approx +48''$.

И, наконец, для метрики Кравцова-Клыпина из (47) следует, что $\beta \neq 2\gamma$, $\gamma \neq 2$.

Авторы выражают благодарность научному руководителю д.ф.-м.н. профессору Леониду Михайловичу Чечину за постановку проблемы и помощь в решении задачи.

Литература

1. Чернин А.Д. Темная энергия и всемирное антитяготение // УФН 178 (267–300) 2008; Чернин А.Д. Космический вакуум // УФН 171 (1153–1175) 2001.

2. Navarro J.F., Frenk C.S., White S.D.M. The Structure of Cold Dark Matter Halos // arXiv: astro-ph / 9508025, 7 Aug. 1995; Herritt D., Navarro J.E., Ludlow A., Jenkins A. Universal Density Profile for Dark and Luminous Matter // arXiv: 0502515 V1 [astro- ph] 24 Feb. 2005.

3. Burket A. The Structure of Dark Matter in Dwarf Galaxies // arXiv: arstro-ph / 9504041, 20 Nov.1999.

4. Einasto J. The Dark Matter and Large Scale Structure // arXiv: astro-ph / 0012161 V1, 7 Dec.2000.

5. Avila-Reese V., Firmani C., Klypin A., Kravtsov A.V. The Density Profiles of Dark Matter Haloes: Diversity and Dependence on Environment // arXIV: astro-ph/9906260, 1999.

6. Catena R., Ullio P. A Novel Determination of the Local Dark Matter Density // arXiv:09070018. V2. [astro-ph] 30 Jul.2009.
7. Evans N.W., An J.H. Distribution Function of Dark Matter // arXiv: astro- ph / 0511687 V2, 19 Nov.2005.
8. Фок В.А. Теория пространства, времени и тяготения // М., Физматгиз, 1961, 156 с.
9. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Теория тяготения и эволюция звёзд // М., Наука, 1971.
10. Друде П. Оптика // Л.-М., Гостехиздат, 1935, 437 с.

ГАЛАКТИКАНЫҢ ҚАРАҢҒЫ МАТЕРИЯ ГАЛОСЫНДАҒЫ ЖАРЫҚ СӘУЛЕСІНІҢ АУЫТҚУЫ

Г.М. Авхунбаева, Е.Қ. Аймұратов, А.Ж. Өміралиева

Бұл жұмыста галактиканың қараңғы материя галосындағы жарық сәулесінің Наварро-Френк-Уайт, Баркет, Эйнасто және Кравцов-Клыпин профильдері арқылы жазылған ауытқулары зерттелді. Бұрыштық ауытқулардың сандық көрсеткіштері гравитациялық микролинзирлеу кезінде 2 ретті аз дәлдікпен ~0,"00001 шамасын берді.

THE DEFLECTION OF LIGHT RAYS IN THE GALAXIES' HALOS OF DARK MATTER

G.M. Avkhunbayeva , Y.K. Aimuratov , A.Zh. Umiralieva

The deflection of light rays in the halos of dark matter described by Navarro-Frenk-White, Burket, Einasto and Kravtsov-Klypin profiles were searched. Numerical estimations for deflecting angles gives magnitude ~0."00001, that are two orders smaller than achievement accuracy at the gravitational microlensing.