АСТРОФИЗИКА

ТОМ 27 ОКТЯБРЬ, 1987 ВЫПУСК 2

УДК: 524.3—333—325.4

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ ПОЯВЛЕНИЯ СОБСТВЕННЫХ КРАСНЫХ СМЕЩЕНИЙ В СПЕКТРАХ КОМПАКТНЫХ ОБЪЕКТОВ

М. Ф. ХОДЯЧИХ

Поступила 10 июля 1986
Принята к печати 20 июня 1987

Предполагается, что наряду с гравитационным между частицами осуществляется дополнительное взаимодействие посредством «тяжелых квантов». Взаимодействие частиц в этом случае можно представить как гравитационное взаимодействие частиц, массы которых изменились вследствие дополнительного взаимодействия. При этом масса менее массивной частицы уменьшается, а сумма масс частиц остается постоянной. Масса электрона в среде уменьшается с увеличением количества вещества в его окрестностях на расстояниях порядка радиуса взаимодействия. Это должно приводить к увеличению длин волн спектральных линий. Выявлено увеличение средней лучевой скорости звезд в центральной, наиболее плотной зоне ядра скопления М3 относительно звезд вне этой зоны на $+3.9 \pm 1.3$ км $с^{-1}$, что находится в качественном согласии с предсказанием теории. Механизм привлекается для объяснения красных смещений квазаров и выявленных Арпом собственных красных смещений компактных галактик.

1. *Введение.* В настоящее время более общепринятым является мнение, что красные смещения квазаров имеют космологическую природу. Однако прямых доказательств правильности этой точки зрения нет. Вместе с тем регулярно появляются работы, авторы которых обсуждают наблюдательные данные, указывающие на локальный характер красных смещений квазаров. Бербидж [1], проанализировав наблюдаемые свойства квазаров, пришел к выводу, что существуют квазары двух типов: с космологическими и с локальными (собственными) красными смещениями. В связи с этим изучение возможных механизмов возникновения больших красных смещений в спектрах локальных объектов представляется целесообразным. Как показано ниже, при взаимодействии посредством «тяжелых квантов» массы тел могут изменяться, что должно приводить к появлению смещений линий в их спектрах.

В [2] рассмотрены предложенные в последнее время модели сильной гравитации. В основу модели Ишам, Салама и Страсди [3] положена идея смешивания двух метрических полей. Решение уравнений движения в этой модели содержит две ветви: а) потенциал имеет вид

$$\frac{2\mu}{r} + \frac{1}{6}\Delta^{3/2}M^2r^2, \tag{1}$$

где μ и Δ — произвольные постоянные, M — некоторый параметр размерности массы; б) для второй ветви характерно поведение юкавовского типа. В работе Иномата [4] предложена скалярно-тензорная модель сильной гравитации, построенная по аналогии со скалярно-тензорной теорией Бранса-Дикке [5], но вместо безмассового вводится массивное скалярное поле. При специальном выборе функции гравитационной связи и в отсутствие полей материи в решении потенциал Юкавы «накладывается» на шварцшильдовский потенциал

$$\frac{k_0}{r} + \frac{k}{r}e^{-\mu r}, \tag{2}$$

где k, k_0, μ — постоянные.

В этих геометризованных моделях сильной гравитации в простых примерах в решениях появляются члены юкавовского вида. В [6] показано, что модель сильной гравитации может быть реализована и в рамках конформной схемы, где единство физических свойств пространства — времени на макроскопическом и микроскопическом уровнях получают естественное объяснение. В решении (2) постоянные k и μ определяют вклад в потенциал члена юкавовского типа. При достаточно малой величине μ его вклад в потенциал может оказаться существенным и на макромасштабах. В этом плане представляет интерес рассмотрение возможности объединения потенциала Юкавы и гравитационного потенциала на больших расстояниях от источника поля.

2. *Объединение гравитационного потенциала и потенциала Юкавы.* Пусть в начале координат находится точечная масса μ_1. Тогда гравитационный потенциал в любой точке, кроме начала координат, определится статическим, сферически-симметричным решением уравнения

$$\Box\varphi' = 0.$$

Таким решением является хорошо известное выражение для гравитационного потенциала

$$\varphi' = -\frac{GM_1}{r}, \tag{3}$$

где G — гравитационная постоянная.

Можно также допустить, что между телами существует взаимодействие, носителем которого являются частицы с не равной нулю массой покоя. Потенциал φ'', описывающий такое взаимодействие, определим, следуя Юкаве [2], уравнением

$$\Box\varphi'' - \mu^2\varphi'' = 0,$$

где μ — постоянная. Статическое, сферически-симметричное и равное нулю на бесконечности решение этого уравнения имеет вид

$$\varphi'' = C''(M_1)\,\frac{e^{-\mu r}}{r}, \tag{4}$$

где $C''(M_1)$ — величина, не зависящая от r.

Если наряду с гравитационным осуществляется и взаимодействие посредством «тяжелых квантов», общий потенциал φ будет равен

$$\varphi = \varphi' + \varphi''. \tag{5}$$

Пусть тело с массой M_2 находится на расстоянии r от тела M_1. Найдем энергию взаимодействия тел M_1 и M_2. Вначале положим $M_2 \ll M_1$, что позволяет пренебречь возмущениями в поле φ'' со стороны тела M_2. В этом случае энергия взаимодействия тел M_1 и M_2 будет равна

$$U = -\frac{GM_1M_2}{r} + M_2C''(M_1)\,\frac{e^{-\mu r}}{r} = -GM_1\,\frac{M_2[1 - C(M_1)\,e^{-\mu r}]}{r}. \tag{6}$$

Энергия только гравитационного взаимодействия определится выражением

$$U = -GM_1\,\frac{M_2}{r}. \tag{6'}$$

Как видим, выражения (6) и (6′) отличаются наличием в (6) множителя в скобках. При $C = 0$ оба выражения совпадают.

Масса — одна из важнейших характеристик материальных объектов, являющаяся мерой инерции, энергии и способности тела участвовать в гравитационном взаимодействии. Последнему соответствует понятие гравитационной массы, которая определяется по гравитационному взаимодействию. Для этого можно воспользоваться законом всемирного тяготения или математически эквивалентным ему выражением для энергии гравитационного взаимодействия (6′). Выражение (6) также можно рассматривать как энергию гравитационного взаимодействия тел, приняв, что масса второго тела ($M_2 \ll M_1$) равна

$$M_2' = M_2[1 - C(M_1)\,e^{-\mu r}]. \tag{7}$$

Здесь и в дальнейшем массы изолированных тел обозначены через M, а массы взаимодействующих — M'. Как следует из (6), (6′), взаимодействие посредством «тяжелых квантов» можно свести к изменению масс взаимодействующих тел.

Эффект дополнительного вазимодействия определяется фунцией $C(M_1)$. Из физических соображений изменение массы тела должно быть тем больше, чем больше M_1. В дальнейшем примем

$$C(M_1) = bM_1, \tag{8}$$

где b — постоянная, или, полагая $b = 1/M_0$, представим (7) в виде

$$M_2' = M_2\left[1 - \frac{M_1}{M_0}e^{-\mu r}\right]. \tag{9}$$

Это выражение справедливо при $M_2 \ll M_1$, т. е. когда относительным изменением массы M_1 можно пренебречь. При произвольных значениях M_1 и M_2 изменение массы M_1 под воздействием M_2 должно быть учтено. Тогда для тел M_2 и M_1 получим

$$M_2' = M_2[1 - f(M_1, M_2)e^{-\mu r}], \tag{10}$$

$$M_1' = M_1[1 - f(M_2, M_1)e^{-\mu r}], \tag{10'}$$

причем

$$\lim_{M_2 \to 0} f(M_1, M_2) = C(M_1). \tag{11}$$

При произвольных величинах масс M_1 и M_2 формула (6) перепишется в виде

$$U = -G\frac{M_1'M_2'}{r}, \tag{6''}$$

т. е. полная энергия взаимодействия равна энергии гравитационного взаимодействия тел, массы которых изменились вследствие их взаимодействия посредством «тяжелых квантов».

Из закона сохранения полной энергии для системы тел M_1 и M_2, сближающихся под действием взаимных гравитационных сил на расстояниях, существенно превышающих их гравитационные радиусы, следует, что сумма их масс остается постоянной:

$$M_1' + M_2' = M_1 + M_2. \tag{12}$$

Учитывая (10) и (10′), получим из (12) функциональное уравнение для функции вариации масс:

$$M_2 f(M_1, M_2) = -M_1 f(M_2, M_1). \tag{13}$$

Решим его, представив f в виде полинома и потребовав, чтобы полином был наинизшей степени. Тогда окончательно при произвольном соотношении масс тел с учетом (8), (11) с точностью до знака перед функцией вариации масс получим

$$M_2' = M_2\left[1 - \frac{M_1(M_1 - M_2)}{M_0(M_1 + M_2)}e^{-\mu r}\right]. \tag{10''}$$

При $M_1 = M_2$ дополнительное взаимодействие не приводит к изменению масс.

Анализ формулы (10″) позволяет рассмотреть некоторые свойства дополнительного взаимодействия. Пусть тело M_2 — элементарная частица, а тело M_1 состоит из двух таких же частиц. Тогда при приближении M_2 к M_1 масса M_2 должна уменьшаться, и когда взаимные расстояния между тремя частицами станут сравнимы по величине, масса частицы M_2 согласно (10″) должна быть меньше масс частиц тела M_1. С другой стороны, все три частицы одинаковы. Для устранения этого противоречия потребуем, чтобы тела M_1 и M_2 были элементарными частицами. Если тело M_1 состоит из N элементарных частиц, а тело M_2 — элементарная частица, то полное изменение массы M_2 будет определяться взаимодействием M_2 с каждой частицей тела M_1. Обобщив (10″) на этот случай найдем

$$M_2' = M_2\left[1 - \sum_{i=1}^{N}\frac{m_i(m_i - M_2)}{M_0(m_i + M_2)}e^{-\mu r_i}\right], \tag{14}$$

где m_i, r_i — масса и расстояние i-ой частицы тела M_1 от частицы M_2.

Пусть тело M_1 состоит из пар электронов и протонов, а его радиус $R \ll \mu^{-1}$. Оценим массу электрона m_r вблизи такого тела. Масса электрона будет изменяться вследствие взаимодействия с протонами тела M_1. Из (14) получим

$$m_r = m\left[1 - \frac{M_1 \bar{m}^p}{M_0(\bar{m}^p + m)}\,\frac{\bar{m}^p - m}{\bar{m}^p + m}\,e^{-\mu r}\right] \simeq m\left[1 - \frac{M_1}{M_0}e^{-\mu r}\right], \tag{15}$$

где $\bar{m}^p$ и m — массы изолированных протона и электрона соответственно. Для протона найдем

$$\bar{m}^p_r = \bar{m}^p\left[1 + \frac{M_1 m}{M_0(\bar{m}^p + m)}\,\frac{\bar{m}^p - m}{\bar{m}^p + m}\,e^{-\mu r}\right]. \tag{15'}$$

Если тело M_2 также состоит из пар протонов и электронов, его полная масса согласно (15) и (15′) при приближении к M_1 изменяться не будет.

Изменение масс частиц при взаимодействии посредством «тяжелых квантов» можно объяснить процессами их испускания и поглощения. В приложении это показано на примере простой квазиклассической модели. Получены основные соотношения, выведенные выше путем объединения гравитационного и юкавовского потенциалов. При этом знак перед функцией вариации масс определяется однозначно: разность масс взаимодействующих частиц увеличивается, что в рассмотренной модели объясняется эффектом гравитационной фокусировки.

3. *Собственные красные смещения линий в спектрах космических тел.* При изменении гравитационной массы частицы будет изменяться и ее инертная масса. Предположим, что при взаимодействии посредством «тяжелых квантов» выполняется принцип эквивалентности тяжелой и инертной массы (ниже будут сделаны оценки возможностей экспериментального контроля выполнения этого принципа). Тогда изменение массы электрона m вследствие дополнительного взаимодействия может быть обнаружено по изменению длин волн линий в спектрах тел. Постоянная Ридберга R_Z равна

$$R_Z = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3 c\left(1 + \frac{m}{M_Z}\right)},$$

где e — заряд электрона, h — постоянная Планка, M_Z — масса ядра с атомным номером Z. Так как при взаимодействии электрона с нуклонами масса электрона уменьшается, уменьшится и постоянная Ридберга, и все спектральные линии сместятся в красную часть спектра. Величина красного смещения z определится по формуле

$$1 + z = \frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{m}{m_r}, \tag{16}$$

где λ_0, λ — лабораторная и наблюдаемая длины волн спектральной линии.

В Галактике изменение массы электрона будет происходить вследствие его взаимодействия с нуклонами окружающей среды. Примем, что плотность среды ρ постоянна и среда состоит из водорода — наиболее распространенного элемента во Вселенной. С помощью (15) найдем относительное изменение массы электрона:

$$\delta = \frac{V_r}{c} = \frac{m - m_r}{m} = \frac{4\pi\rho}{M_0}\int_0^\infty e^{-\mu r} r^2 dr = \frac{8\pi\rho r_0^3}{M_0}, \tag{17}$$

где $r_0 = \mu^{-1}$. Плотность вещества в окрестностях Солнца равна $\rho_0 = 0.7 \cdot 10^{-23}$ г см$^{-3}$. Если в какой-то области плотность ρ, осредненная на масштабах порядка r_0, отличается от ρ_0, это приведет к изменению лучевых скоростей звезд, расположенных в этой области, на величину ΔV_r

$$\Delta V_r = c\delta_0\left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1\right), \quad \delta_0 = \frac{8\pi\rho_0 r_0^3}{M_0}. \tag{18}$$

Отсюда видно, что собственные красные смещения могут быть обнаружены при достаточно больших плотностях вещества в областях Галактики, сравнимых по размерам с радиусом взаимодействия r_0 или превышающих его. Наибольшие плотности в Галактике наблюдаются в шаровых звездных скоплениях, где в центральных зонах пространственные плотности звезд превосходят плотность звезд в окрестностях Солнца на несколько порядков. Гунн и Гриффин [8] с помощью фотоэлектрического спектрометра измерили в скоплении М3 лучевые скорости 111 звезд ярче $14^m\!.0$ с точностью ~ 1 км $с^{-1}$. Используя приведенные в работе [8] расстояния звезд от центра скопления в проекции на небесную сферу, выраженные в секундах дуги, и лучевые скорости звезд, мы вычислили средние лучевые скорости звезд в центральной зоне скопления при различных радиусах зоны. Радиус центральной, наиболее плотной зоны ядра скопления составляет ~ 1.5 пк (угловой радиус $30''$). Использовались данные о 107 звездах, так как у двух звезд из общего списка лучевые скорости переменные и у двух звезд лучевые скорости более чем в три раза превосходят среднеквадратическую лучевую скорость всех звезд скопления. В табл. 1 для каждой выделенной зоны приведены: предельные угловые расстояния звезд от центра скопления r, число звезд в зоне n, средняя лучевая скорость звезд $\overline{V}_r$ и ее погрешность $\sigma_{\overline{V}_r}$ (в км $с^{-1}$).

Таблица 1

	n	$\overline{V}_r$	$\sigma_{\overline{V}_r}$
$r<15''$	7	+3.72	1.12
$r<30''$	21	+1.30	0.91
$r<60''$	37	+0.28	0.85
$r>60''$	70	−0.14	0.56

Средняя лучевая скорость звезд увеличивается с уменьшением радиуса зоны. В выделенные зоны попадают звезды, расположенные внутри цилиндра (r мало), ось которого ориентирована вдоль луча зрения. Вследствие быстрого уменьшения пространственной плотности звезд с удалением от центра скопления, основной вклад в $\overline{V}_r$ вносят звезды, расположенные на расстояниях от центра меньших или сравнимых с радиусом цилиндра. Как видим из таблицы, средние лучевые скорости звезд увеличиваются с приближением к центру скопления и $\overline{V}_r$ в центре больше, чем на периферии скопления на величину 3.86 ± 1.25 км $с^{-1}$. Большая погрешность результата обусловлена малым объемом выборки исследованных звезд в центральной зоне. Для подтверждения выявленного эффекта нужны исследования лучевых скоростей более слабых звезд в центральной зоне скопления. Вместе с тем представляет интерес анализ возможных причин появления зависимости $\overline{V}_r(r)$.

Зависимость $\overline{V}_r(r)$ может быть следствием явления сегрегации (увеличения процентного содержания более массивных и более ярких звезд с приближением к центру скопления), если у более ярких звезд скопления вследствие каких-то причин появляются положительные лучевые скорости. Для проверки этого предположения были вычислены $\overline{V}_r$ слабых ($m > 13^m\!.5$, $n = 22$, $\overline{V}_r = 0.85$ км с$^{-1}$) и ярких звезд ($m < 13^m\!.0$, $n = 22$, $\overline{V}_r = 1.08$ км с$^{-1}$) в области ядра скопления ($r < 200''$). Поскольку средние лучевые скорости слабых и ярких звезд близки по величине, явление сегрегации не может объяснить зависимость $\overline{V}_r(r)$.

С другой стороны, зависимость $V_r(r)$ находится в согласии с предсказанием изложенной выше теории. Так как других удовлетворительных объяснений ее найти не удалось, в дальнейшем примем, что увеличение лучевых скоростей звезд с приближением к центру скопления происходит вследствие уменьшения массы электрона за счет увеличения плотности вещества. Заметные изменения $\overline{V}_r$ могут происходить на расстояниях порядка радиуса взаимодействия r_0. Учитывая данные табл. 1 ($20''$ соответствует 1 пк), примем $r_0 = 1$ пк $= 3.1 \cdot 10^{18}$ см, массу скопления — $M = 5 \cdot 10^5 = 10^{39}$ г [8]. По известному распределению плотности внутри скопления найдем плотность в центре скопления $\rho(0) \simeq 10^{-18}$ г см$^{-3}$. С помощью (17) получим $M_0 \simeq 10^{63}$ г.

Представляет интерес оценка относительного изменения масс электрона и нуклона в окрестностях Солнца. Из (18) следует $\delta_0 = 6 \cdot 10^{-11}$. Относительное изменение массы нуклона составит $\delta_0' = 3 \cdot 10^{-14}$.

Используя оценки M_0 и r_0, сравним потенциалы, гравитационный φ' и φ''. Для нуклона на расстоянии порядка его радиуса найдем $\varphi' \simeq \simeq 10^{-18}$ см^2 с$^{-2}$, $\varphi'' \simeq 10^{-85}$ см^2 с$^{-2}$, то есть взаимодействие посредством «тяжелых квантов» является существенно более слабым, чем гравитационное. Масса «тяжелого кванта» равна $\sim 10^{-58}$ г.

Полная масса тела, состоящего из водорода, не изменится при дополнительном взаимодействии с окружающей средой, также состоящей из водорода. Если тело состоит из смеси химических элементов, его полная масса будет изменяться вследствие взаимодействия нейтронов тела с протонами и электронами окружающей среды. Это приводит к принципиальной возможности экспериментального изучения выполнения принципа эквивалентности при дополнительном взаимодействии. Относительное изменение масс тел из различных материалов в окрестности Солнца составляет величину порядка δ_0, что примерно на два порядка ниже экспериментального уровня контроля выполнения принципа эквивалентности [9].

Собственные красные смещения могут появляться также и у внегалактических объектов. В компактных галактиках плотности могут значительно превосходить $\rho(0)$ в шаровых скоплениях, что должно приводить к появлению у них заметных красных смещений. В этой связи отметим, что Арп в своих работах, например [10, 11], приводит многочисленные примеры, когда лучевые скорости по различным признакам взаимодействующих галактик различаются на 10^3—10^4 км с$^{-1}$.

Рассмотрим возможность появления собственных красных смещений у квазаров. Размеры центральных тел у квазаров, оцениваемые по временному масштабу изменения блеска, существенно меньше 1 пк. В этом случае величина красного смещения на расстоянии r от центрального тела согласно (14) будет равна

$$1+z=\left(1-\frac{M}{M_0}e^{-\mu r}\right)^{-1}. \qquad (19)$$

По современным оценкам массы квазаров составляют $M\simeq 10^7 \div 10^9 M_\odot \simeq 10^{40}-10^{42}$ г. Подставляя в (19) найденную выше порядковую оценку M_0, найдем, что в спектрах квазаров могут наблюдаться большие собственные красные смещения.

Яркие линии в спектрах квазаров образуются в их газовых оболочках. Линии поглощения образуются в облаках газа. В большинстве случаев красные смещения, найденные по линиям поглощения, оказываются меньше красных смещений эмиссионных линий. В рассматриваемой модели это можно объяснить тем, что облака газа преимущественно находятся за пределами эмиссионной газовой оболочки.

В заключение автор благодарит доцента кафедры теоретической физики ХГУ В. М. Пыжа и старшего научного сотрудника ХФТИ, доктора физ.-мат. наук М. П. Рекало за ценные советы.

Харьковский государственный
университет

ПРИЛОЖЕНИЕ

Квазиклассическая модель взаимодействия посредством «тяжелых квантов». Изменение масс частиц можно объяснить процессами испускания и поглощения «тяжелых квантов». Покажем это на примере простой квазиклассической модели. Масса произвольной частицы α будет определяться ее способностью испускать и поглощать «тяжелые кванты». Чтобы не усложнять дальнейший анализ, предположим, что «тяжелые кванты» являются нейтральными частицами. Примем, что излучательная способность частицы пропорциональна ее массе M'_α. Пусть поглощение «тяжелого кванта» становится возможным при сближении его с частицей на расстояние $r_{\bar{p}}$ и вероятность поглощения в этом случае пропорциональна массе частицы M_α. Гравитационное поле частицы увеличивает эффективное сечение, так что прицельное расстояние l и $r_{\bar{p}}$ удовлетворяют соотношению

$$\frac{l^2}{r_{\bar{p}}} = 1 + \frac{2GM'_\alpha}{v^r_\infty r_p} \text{ или } \frac{l^2}{r^2_p} = 1 + \frac{4GM'_\alpha}{c^2 r_p}, \tag{П1}$$

соответственно при скорости относительно частицы $v_\infty \ll c$ и $v_\infty \simeq c$. Учитывая вышесказанное, представим условие стационарности массы частицы в виде

$$\frac{dM'_\alpha}{dt} = -AM'_\alpha + Bn^0_\alpha M_\alpha(1 + \varepsilon M'_\alpha) = 0, \tag{П2}$$

где A и B — постоянные, n^0_α — число «тяжелых квантов» в единице объема в окрестности частицы α, величина ε учитывает эффект гравитационной фокусировки согласно (П 1). Оценить корректно величину ε пока не представляется возможным, так как для этого нужно знать помимо статистики «тяжелых квантов» также вероятности их взаимодействия с частицей в зависимости от их энергии и от расстояния $r_{\bar{p}}$ до частицы.

Концентрация «тяжелых квантов» в окрестности частицы определяется уравнением (П 2):

$$n^0_\alpha = \frac{A}{B} \frac{M'_\alpha}{M_\alpha(1 + \varepsilon M'_\alpha)}. \tag{П3}$$

Величина M_α характеризует способность частицы поглощать „тяжелые кванты“ и не зависит от n^0_α. Если вследствие каких-то причин n^0_α уменьшится, это приведет к уменьшению M'_α. Считая, как и ранее, в случае изолированной частицы $M_\alpha = M'_\alpha$, из (П3) найдем концентрацию n^0_α в окрестностях частицы α. Плотность вероятности встретить испущенный частицей „тяжелый квант“ на расстоянии r от частицы пропорциональна $\exp(-\mu r)$, а концентрация „тяжелых квантов“ на этом расстоянии будет равна $n^0_\alpha \exp(-\mu r)$.

Для двух частиц α и β, расположенных на расстоянии r друг от друга, уравнения стационарности представим в виде:

$$\frac{dM'_\alpha}{dt} = -AM'_\alpha + B[n^0_\alpha + n^0_\beta \exp(-\mu r)]\, M_\alpha (1 + \varepsilon M'_\alpha) = 0,$$

$$\frac{dM'_\beta}{dt} = -AM'_\beta + B[n^0_\beta + n^0_\alpha \exp(-\mu r)]\, M_\beta (1 + \varepsilon M'_\beta) = 0.$$

Определим из первого уравнения n_α (выражение в квадратных скобках) в окрестности частицы α и из второго — n_β. Найдем разность $n_\alpha - n_\beta$ и, используя обозначения

$$M = M_\alpha + M_\beta = M'_\alpha + M'_\beta; \quad x = \frac{M_\alpha}{M}; \quad y = \frac{M'_\alpha}{M}; \quad \gamma = \varepsilon M,$$

после несложных преобразований с учетом (П3) получим уравнение для определения M'_α в зависимости от M, x и r:

$$\frac{y}{x}[1 + \gamma(1 - y)] - \frac{1 - y}{1 - x}(1 + \gamma y) = \gamma(1 - 2y)(1 - e^{-\mu r}). \tag{П4}$$

Следует отметить, что полученное выражение не зависит от фоновой концентрации «тяжелых квантов», так как при его выводе использовалась разность $n_\alpha - n_\beta$. Оно удовлетворяет функциональному уравнению (13). При $x \ll 1$, пренебрегая членами второго порядка малости, получим выражение для M'_α:

$$M'_\alpha = M_\alpha [1 - \varepsilon M_\beta e^{-\mu r}], \tag{П5}$$

совпадающее с (9) при $M_0 = \varepsilon^{-1}$. В отличие от (9) и (10) знак перед функцией вариации масс здесь определяется однозначно.

THE NEW MECHANISM APPEARANCE OF PRORER REDSHIFTS OF COMPACT OBJECTS

M. F. KHODYACHIKH

It is supposed that the interaction between the particles by means of "heavy quantums" is realized alongside with the gravitation interaction. This interaction may be reduced to the gravitation interaction of particles whose masses are changed on account of additional interaction. The mass of the smaller particle decreases and the sum of particle masses remains constant. The mass of electron in the medium

decreases for augmentation of the quantity of the matter in its neighbourhood at the distance of the order of interaction radius. This must bring about an increase of the wavelengths of spectral lines. The increase of the mean radial velocity of the stars has been revealed at the central most denser zone of nucleus of the star cluster M3 in relation to stars outside the nucleus at 3.9 ± 1.3 km s^{-1}, which is in agreement with the prediction of the theory qualitatively. The mechanism has been used for the explanation of quasar redshifts and the proper redshifts of galaxies revealed by Arp.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G. Burbidge*, "Objects High Redshift. Symp. N 92. Int. Astron. Union, LosAngeles, 1979", Dordrecht e. a., 1980, p. 99.
2. *В. М. Пыж*, Проблемы ядерной физики и космических лучей, вып. 12, 60, 1980.
3. *C. J. Isham, A. Salam, J. Strathdee*, Phys. Rev. D: Part and Fields, 3, 867, 1971.
4. *A. Inomata*, Proc. of the 1-st M. Grossman meeting on general gelativity, Triest, 1975, p. 119.
5. *C. Brans, R. H. Dicke*, Phys. Rev., 124, 925, 1961.
6. *В. М. Пыж*, Проблемы ядерной физики и космических лучей, вып. 12, 74, 1980.
7. *H. Yukawa*, Proc. Phys.-Math. Soc. Jap., 17, 48, 1935.
8. *J. E. Gunn, R. F. Griffin*, Astron. J., 84, 752, 1979.
9. *В. В. Брагинский, В. И. Панов*, Ж. эксперим. и теор. физ., 61, 875, 1975.
10. *H. Arp*, Astrophys. J., 263, 54, 1982.
11. *H. Arp*, Sky and Telesc., 65, 307, 1983.