

РЕЛИКТОВАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ МИЛЛИЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ МАССОЙ ОКОЛО МЭВ

А. Д. Долгов^{a,b,c*}, А. С. Руденко^{a,d**}

^a Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия

^b Институт теоретической и экспериментальной физики им. А. И. Алиханова
117218, Москва, Россия

^c Физический факультет, Университет Феррары
I-44100, Феррара, Италия

^d Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 30 сентября 2016 г.

Вычислена реликтовая концентрация легких миллизаряженных частиц (МЗЧ) с электрическим зарядом $e' = 5 \cdot 10^{-5} e$ и массами, немного большими или меньшими массы электрона. Эта концентрация зависит от отношения масс $\eta = m_X/m_e$, и для $\eta < 1$ она может быть настолько большой, что МЗЧ могут составлять всю космологическую темную материю или по крайней мере значительную ее часть. С другой стороны, для $\eta \gtrsim 1$ космологическая плотность энергии МЗЧ может быть довольно низкой, $\Omega_X h_0^2 \approx 0.02$ для скалярных МЗЧ и $\Omega_X h_0^2 \approx 0.001$ для фермионов со спином 1/2. Но даже меньшее из значений $\Omega_X h_0^2$ противоречит некоторым существующим ограничениям на концентрацию и параметры МЗЧ. Однако эти ограничения были получены при некоторых естественных или разумных предположениях о свойствах МЗЧ. Если ослабить эти предположения, то на диаграмме масса–заряд может появиться допустимая область, означающая, что МЗЧ могут быть частицами темной материи.

DOI: 10.7868/S0044451017040046

1. ВВЕДЕНИЕ

Миллизаряженные частицы (которые будем обозначать либо МЗЧ, либо X) — это гипотетические частицы с электрическим зарядом $e' = \epsilon e$, много меньшим элементарного заряда e , т. е. при $\epsilon \ll \ll 1$. Возможность существования таких частиц была предложена много лет назад различными авторами, например, в работе [1] в связи с возможным несохранением электрического заряда и в статье [2] в модели со вторым $U(1)$ калибровочным полем, «парафотонном». Позже в работе [3] частицы с $\epsilon \ll 1$ были рассмотрены как кандидаты в темную материю. С тех пор миллизаряженные частицы широко обсуждались в литературе, и различные ограничения для их параметров (массы и заряда) были

получены из лабораторных и ускорительных экспериментов, а также из астрофизических и космологических соображений. Диаграммы, где показаны исключенные области в параметрическом пространстве масса–заряд, можно найти, например, в работах [4–10]. Ограничения, полученные в последнее время, допускают, чтобы МЗЧ вносили только незначительный вклад в космологическую плотность, лучшее ограничение на сегодняшний день $\Omega_X h_0^2 < 0.001$ (95 % CL) [11].

Однако все эти ограничения получены при некоторых, пусть и минимальных, предположениях о свойствах МЗЧ. Единственное свойство, которое принимается без сомнения, — то, что МЗЧ участвуют в электромагнитном взаимодействии и обладают очень малым электрическим зарядом. По умолчанию считается, что все (или почти все) другие возможные взаимодействия МЗЧ пренебрежимо малы. Мы не будем использовать эти предположения, а примем вместо них принцип максимальной свободы, т. е. будем считать, что разрешено все, что явно

* E-mail: dolgov@fe.infn.it

** E-mail: a.s.rudenko@inp.nsk.su

не запрещено. Если это так, то МЗЧ могут составлять всю космологическую темную материю или по крайней мере значительную ее часть.

Статья построена следующим образом. В разд. 2 мы объясняем более подробно мотивацию данного исследования. В разд. 3 обсуждаем кинетическое уравнение, которое описывает плотность числа X -частиц в расширяющейся вселенной и аналитически вычисляем их вклад в космологическую плотность для случаев, когда масса m_X немного больше или немного меньше $m_e = 0.511$ МэВ (подпороговая аннигиляция). В разд. 4 представляем результаты численных вычислений, в разд. 5 — Заключение.

2. МОТИВАЦИЯ

Идея, что миллизаряженные частицы составляют часть темной материи, является довольно привлекательной. Например, недавно было предположено [12], что тайна происхождения галактических магнитных полей могла бы быть решена, если эти поля были созданы благодаря взаимодействию между электронами и миллизаряженными частицами темной материи.

Считается, что те частицы, которые намного легче, чем 1 МэВ, и обладают зарядом $\epsilon \gtrsim 10^{-9}$, исключены из-за их влияния на первичный нуклеосинтез [8]. Однако согласие с наблюдениями может быть восстановлено, если имеется ненулевая космологическая лептонная асимметрия [13]. Тем не менее мы не будем рассматривать в этой работе очень легкие миллизаряженные частицы с $m_X \ll 1$ МэВ.

Ограничения на ϵ получены также из невидимых распадов ортопозитрония. Такие ограничения применимы только для $m_X < m_e$ и составляют $\epsilon < 3.4 \cdot 10^{-5}$ для $m_X \ll m_e$ [10]. Однако они довольно слабы для $m_X \lesssim m_e$, потому что вероятность распада пропорциональна $(1 - m_X^2/m_e^2)^{n/2}$ (здесь $n = 1$ для X -частиц со спином $1/2$ и $n = 3$ для частиц со спином 0) [14], и для $m_X \geq m_e$ никаких ограничений на ϵ вообще не может быть получено.

Эксперимент, специально разработанный для детектирования миллизаряженных частиц, был выполнен в лаборатории SLAC (США) [7], где получены следующие ограничения (95 % CL): $\epsilon < 2.0 \cdot 10^{-5}$ для $m_X = 0.1$ МэВ, $\epsilon < 4.1 \cdot 10^{-5}$ для $m_X = 1$ МэВ. Однако без предположения о линейности сцинтиллятора для очень малых энерговыделений эти ограничения слабее примерно в два раза [7]. Грубо говоря, согласно этому эксперименту для электрического заряда МЗЧ выполняется условие $\epsilon \lesssim 5 \cdot 10^{-5}$ для

$m_X \approx m_e$. Ограничения, полученные в SLAC, справедливы, если МЗЧ настолько слабо взаимодействуют с обычным веществом, что способны пролететь сквозь 110 м скальных пород между источником и детектором. Это выполняется, если единственным взаимодействием, в котором участвуют МЗЧ, является (милли)электромагнитное. Новые более сильные взаимодействия могли бы убрать эти ограничения. Некоторые работы, посвященные этой теме, приведены в [15]. Полученные там ограничения являются довольно строгими, но, вероятно, более экзотические модели все еще возможны.

Есть также область $10^{-9} \lesssim \epsilon \lesssim 10^{-7}$, $m_X \lesssim 5$ МэВ, которая исключена в результате расчетов скорости потерь энергии сверхновой 1987А [8], но мы будем рассматривать здесь большие значения ϵ .

Миллизаряженные частицы с $\epsilon \lesssim 5 \cdot 10^{-5}$ и $m_X \approx m_e$ также исключены из-за ограничений на их реликтовую концентрацию, $\Omega_X h_0^2$. Соответствующую диаграмму можно найти, например, в работе [9]. В этой работе ограничения были получены из точных данных WMAP по реликтовому излучению, с использованием стандартного сценария нуклеосинтеза и формулы Ли – Вайнберга [16] для реликтовой концентрации. Однако там не приведены детали вычислений, в частности, как ограничение на $\Omega_X h_0^2$ было преобразовано в ограничения на массу и заряд X -частиц. Поэтому мы считаем, что необходимо пересмотреть эти ограничения более тщательно. Таким образом, в данной работе мы аккуратно вычисляем реликтовую концентрацию миллизаряженных частиц с массами, не очень отличающимися от массы электрона, $m_X \approx m_e$. Рассматриваем не только обычный случай, когда X -частицы могут аннигилировать в более легкие частицы, но также и аннигиляцию в e^+e^- «ниже порога» (если $m_X < m_e$), которая возможна для энергичных X -частиц из хвоста энергетического распределения [17–19]. Насколько нам известно, подпороговая аннигиляция миллизаряженных частиц ранее не исследовалась.

Как было упомянуто выше, наиболее строгое ограничение получено из анализа спектра угловых флуктуаций реликтового излучения в работе [11]. Существенным обстоятельством в выводе этого условия является предположение, что МЗЧ и протоны с электронами сильно связаны друг с другом, вследствие чего все они имеют температуру фотонов и движутся как единое целое, создавая акустические осцилляции. Таким образом, форма углового спектра определяется суммой космологических плотностей протонов и МЗЧ. Отдельное измерение диффузионного (силковского) затухания высоких мульти-

полей позволяет отделить вклад протонов и МЗЧ и получить максимальное ограничение на космологическую концентрацию МЗЧ. Предположение о довольно сильном взаимодействии между протонами и МЗЧ основано на оценке кулоновского взаимодействия между ними. Эта оценка верна, если температуры протонов и МЗЧ одинаковы и равны температуре реликтовых фотонов. Однако можно представить сценарий, например, с некоторыми новыми частицами, взаимодействующими с МЗЧ, когда температура МЗЧ могла бы быть значительно выше, чем T_γ . В этом случае кулоновское взаимодействие уменьшается, МЗЧ не участвуют в протонных акустических осцилляциях и ограничение исчезает. Этот сценарий требует отдельного рассмотрения.

3. УРАВНЕНИЕ БОЛЬЦМАНА

Когда вселенная была достаточно горячей, миллизаряженные частицы находились в тепловом равновесии, если константа ϵ не была исчезающе малой. Например, для температур, больших m_X , равновесие по отношению к упругому рассеянию МЗЧ на электронах, а также $X\bar{X}$ -аннигиляции в e^+e^- -пары установилось при $T \lesssim \alpha^2 \epsilon^2 m_{Pl} \sim 10^5 (\epsilon/10^{-5})^2$ ГэВ. Однако вселенная расширялась, и после момента, когда темп аннигиляции $X\bar{X}$ -пар стал меньше, чем параметр Хаббла, $\Gamma_{ann} \lesssim H$, из-за бoльцмановского подавления плотности их числа при $T < m_X$, аннигиляция X -частиц практически остановилась и их число в сопутствующем объеме стало постоянным. Это явление называется замораживанием реакции (freeze-out).

Вывод уравнения Больцмана (кинетического уравнения), которое описывает эволюцию плотности числа частиц до и после их отщепления, подробно обсуждается в работах [17, 20]. Здесь мы кратко напоминаем этот вывод и предположения, при которых он верен.

Предположим, что за пределами Стандартной модели (СМ) нет других частиц кроме МЗЧ, которые могут быть как скалярами, так и фермионами. Считаем, что такие X -частицы стабильны и взаимодействуют напрямую только с фотонами, а посредством фотонов — с другими заряженными частицами СМ. Также неявно подразумевается, что ϵ , хотя и мало, но все еще довольно большое, чтобы выполнялись указанные ниже условия.

Температура замораживания, T_f , должна быть много меньше, чем m_X , иначе во вселенной было бы слишком много МЗЧ. Для $m_X \approx m_e$ рождение

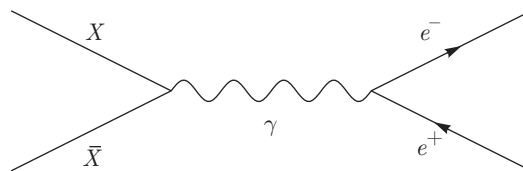


Рис. 1. Фейнмановская диаграмма для аннигиляции $X\bar{X} \rightarrow e^+e^-$

и аннигиляция МЗЧ происходят главным образом посредством реакции $X\bar{X} \leftrightarrow e^+e^-$, сечение которой при низких энергиях пропорционально $\epsilon^2 \alpha^2 / m_X^2$ (см. рис. 1). Другие неупругие процессы с участием X -частиц несущественны при таких температурах, например, сечение аннигиляции в два фотона $X\bar{X} \rightarrow \gamma\gamma$ сильно подавлено как $\epsilon^4 \alpha^2$, а распад плазмона $\gamma_P \rightarrow X\bar{X}$ также неэффективен при $m_X \approx m_e$ (распад плазмона существен только при $T \gtrsim 10$ МэВ, так как «масса» плазмона (плазменная частота) $\omega_P \approx 0.1T$ должна быть больше $2m_X$) [21]. Можно рассмотреть также аннигиляцию трех частиц $X\bar{X}e^\pm \rightarrow e^\pm\gamma$, сечение которой подавлено только как $\epsilon^2 \alpha^3$, но тут имеется дополнительное подавление по фазовому объему по сравнению с двухчастичным каналом $X\bar{X} \rightarrow e^+e^-$. Такая трехчастичная реакция может быть существенна при температурах и массах МЗЧ меньших, чем рассмотренные здесь, когда обычная аннигиляция $X\bar{X} \rightarrow e^+e^-$ сильно подавлена.

Обычно предполагается, что кинетическое равновесие X -частиц сохранялось и после замораживания их аннигиляции, т. е. при температурах $T \lesssim m_X$. Равновесие оставалось до тех пор, пока скорость упругого рассеяния $X + e^- \rightarrow X + e^-$ была много больше, чем скорость расширения вселенной, H . Если асимметрия между частицами и античастицами не была слишком большой, то числа заполнения частиц были малы, $f \ll 1$, и поэтому в этот период времени X -частицы, электроны и позитроны подчинялись статистике Больцмана и описывались равновесными функциями распределения, $f_i^{eq} = \exp[-(E_i - \mu_i)/T]$, где E_i и μ_i — соответственно энергия и химический потенциал i -го сорта частиц.

Химические потенциалы вводятся для того, чтобы описать различия между плотностями числа частиц и античастиц в тепловом равновесии. Эволюция μ_j определяется неупругими реакциями, и в полном равновесии они удовлетворяют условию $\mu + \bar{\mu} = 0$, где $\bar{\mu}$ — химический потенциал античастиц. Если химическое равновесие нарушено, то приведенное выше условие не обязательно выполняется и химические потенциалы могут быть ненулевыми даже в отсут-

ствие асимметрии между частицами и античастицами. Обычно предполагается, что плотности числа X -частиц и античастиц равны между собой, $n_X = n_{\bar{X}}$. Когда аннигиляция $X\bar{X}$ -пар уже заморожена, но кинетическое равновесие сохраняется, распределения частиц и античастиц имеют одинаковую форму: $f = \exp[(\mu - E)/T]$ с $\mu = \bar{\mu}$. В этом случае μ часто называют эффективным химическим потенциалом, и он обычно является функцией времени, но не энергии частицы. Соответственно, распределение можно представить как

$$f = C(t)f^{(eq)} \equiv C(t)\exp(-E/T). \quad (1)$$

Мы также предполагаем, что имеет место T -инвариантность, вследствие чего амплитуды, возведенные по модулю в квадрат и просуммированные по спинам, равны для прямых и обратных реакций, $\sum_s |A_{a \rightarrow b}|^2 = \sum_s |A_{b \rightarrow a}|^2$, с очевидным изменением знаков скоростей участвующих частиц.

В итоге при всех сделанных предположениях уравнение Больцмана для X -частиц в метрике Фридмана – Леметра – Робертсона – Уокера (FLRW) может быть записано следующим образом:

$$\dot{n}_X + 3Hn_X = -\langle\sigma v\rangle(n_X^2 - n_{X,eq}^2). \quad (2)$$

Здесь n_X — плотность числа X -частиц, $n_{X,eq}$ — равновесная плотность числа частиц, т.е. соответствующая нулевому химическому потенциалу, $H = \dot{a}/a$ — параметр Хаббла (a — космологический масштабный фактор), и $\langle\sigma v\rangle$ — усредненное произведение сечения процесса $X\bar{X} \rightarrow e^+e^-$ на скорость Мёллера.

Следуя работе [17], можно получить, что

$$\langle\sigma v\rangle = \frac{1}{8m_X^4 T K_2^2(m_X/T)} \times \int_{\max(4m_X^2, 4m_e^2)}^{\infty} \sqrt{s}(s - 4m_X^2)\sigma(s)K_1\left(\frac{\sqrt{s}}{T}\right) ds, \quad (3)$$

где сечение $\sigma(X\bar{X} \rightarrow e^+e^-)$ просуммировано по конечным и усреднено по начальным спинам, K_i — модифицированные функции Бесселя второго рода порядка i . Примечательно, что случаи $m_X \leq m_e$ и $m_X \geq m_e$ отличаются друг от друга только из-за нижнего предела в интеграле (3).

Вместо $n_X(t)$ введем безразмерную величину $Y(\xi) = n_X/s$. Здесь $\xi = m_X/T$, а $s = g_{*s}(2\pi^2/45)T^3$ — плотность энтропии (не следует путать ее с мандельштамовской переменной s), где $g_{*s} = 3.94$ — эффективное число релятивистских

степеней свободы в плотности энтропии при $T \ll m_e$, что включает в себя фотоны и три сорта безмассовых нейтрино. Функция $Y(\xi)$ очень удобна из-за соотношения $\dot{s} + 3Hs = 0$, которое означает, что полная энтропия в сопутствующем объеме сохраняется, $sa^3 = \text{const}$. Более того, $Y(\xi)$ имеет простой физический смысл, она пропорциональна полному числу X -частиц, $Y = n_X/s \propto n_X a^3 = N_X$.

В радиационно-доминированной вселенной ($T \gtrsim 1$ эВ) плотность энергии выражается следующей формулой:

$$\rho = \frac{3}{32\pi} \frac{m_{Pl}^2}{t^2} = g_* \frac{\pi^2}{30} T^4, \quad (4)$$

где $m_{Pl} \approx 1.22 \cdot 10^{19}$ ГэВ — масса Планка, $g_* = 3.38$ — эффективное число релятивистских степеней свободы в космологической плотности энергии при $T \ll m_e$. Соотношение (4) показывает, что температура T ведет себя как $1/\sqrt{t}$. Тогда легко перейти от переменной t к новой переменной $\xi = m_X/T$.

Уравнение Больцмана (2) запишется как

$$\frac{dY}{d\xi} = -\sqrt{\frac{45}{4\pi^3 g_*}} \frac{m_{Pl}}{m_X^2} \xi s \langle\sigma v\rangle (Y^2 - Y_{eq}^2), \quad (5)$$

где $Y_{eq} = n_{X,eq}/s$ и $n_{X,eq} = (g_X/2\pi^2)K_2(m_X/T)m_X^2 T$ [17] (здесь g_X — число спиновых степеней свободы для X -частиц, $g_X = 1$ для скаляров и $g_X = 2$ для фермионов со спином $1/2$).

I. Когда X -частицы являются скалярами, сечение $X\bar{X} \rightarrow e^+e^-$ аннигиляции для нетождественных X и \bar{X} равно

$$\sigma(X\bar{X} \rightarrow e^+e^-) = \frac{4\pi}{3} \alpha^2 \epsilon^2 \frac{1}{s} \times \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{s}} \sqrt{1 - \frac{4m_X^2}{s}} \left(1 + \frac{2m_e^2}{s}\right). \quad (6)$$

Множитель $\sqrt{1 - 4m_e^2/s}$ возникает, как обычно, из фазового объема конечных частиц, а множитель $\sqrt{1 - 4m_X^2/s}$ происходит от начальной скорости в с.ц.м., связанной с тем, что аннигиляция скалярных частиц происходит в P -волне. Таким образом, это сечение обращается в нуль при $s = 4m_X^2$ и/или $s = 4m_e^2$.

Подставляя (6) в (3) находим, что

$$\langle\sigma v\rangle = \frac{4\pi}{3} \alpha^2 \epsilon^2 \frac{1}{m_X^2} \frac{\xi}{\eta^3 K_2^2(\xi)} I_s(\xi, \eta), \quad (7)$$

где

$$I_s(\xi, \eta) = \int_{\max(1, \eta^2)}^{\infty} \sqrt{x-1} \left(1 - \frac{\eta^2}{x}\right)^{3/2} \times \\ \times \left(1 + \frac{1}{2x}\right) K_1\left(\frac{2\xi\sqrt{x}}{\eta}\right) dx \quad (8)$$

при $x = s/4m_e^2$, $\eta = m_X/m_e$.

II. Когда X -частицы являются фермионами со спином $1/2$, имеем

$$\sigma(X\bar{X} \rightarrow e^+e^-) = \frac{4\pi}{3} \alpha^2 \epsilon^2 \frac{1}{s} \frac{\sqrt{1-4m_e^2/s}}{\sqrt{1-4m_X^2/s}} \times \\ \times \left(1 + \frac{2m_e^2}{s} + \frac{2m_X^2}{s} + \frac{4m_X^2 m_e^2}{s^2}\right). \quad (9)$$

При $m_X = m_e = m$ это сечение принимает ненулевое постоянное значение, $\sigma = 3\pi\alpha^2\epsilon^2/4m^2$ на пороге $s = 4m^2$.

Подставляя (9) в (3), получаем

$$\langle\sigma v\rangle = \frac{4\pi}{3} \alpha^2 \epsilon^2 \frac{1}{m_X^2} \frac{\xi}{\eta^3 K_2^2(\xi)} I_f(\xi, \eta), \quad (10)$$

где

$$I_f(\xi, \eta) = \int_{\max(1, \eta^2)}^{\infty} \sqrt{x-1} \left(1 - \frac{\eta^2}{x}\right)^{1/2} \times \\ \times \left(1 + \frac{1}{2x} + \frac{\eta^2}{2x} + \frac{\eta^2}{4x^2}\right) K_1\left(\frac{2\xi\sqrt{x}}{\eta}\right) dx. \quad (11)$$

В итоге уравнение Больцмана принимает следующий вид:

$$\frac{dY}{d\xi} = -\frac{\epsilon_5^2}{\eta^4} I(\xi, \eta) \left(a \frac{Y^2}{\xi K_2^2(\xi)} - b\xi^3\right), \quad (12)$$

где $\epsilon_5 = 10^5\epsilon$; $I(\xi, \eta) = I_s$, когда X — скаляр, и $I(\xi, \eta) = I_f$, когда X — фермион со спином $1/2$; a и b — численные константы:

$$a = 10^{-10} \frac{4\sqrt{5}\pi^{3/2}\alpha^2}{45} \frac{m_{Pl}}{m_e} \frac{g_{*s}}{\sqrt{g_*}} \approx 3.0 \cdot 10^8, \quad (13)$$

$$b = 10^{-10} \frac{45\sqrt{5}\alpha^2}{4\pi^{13/2}} \frac{m_{Pl}}{m_e} \frac{g_X^2}{g_{*s}\sqrt{g_*}} \approx 2.6 \cdot 10^5 g_X^2. \quad (14)$$

Как было сказано выше, из-за расширения вселенной реакция $X\bar{X} \rightarrow e^+e^-$ в конце концов «замораживается». После этого число стабильных X -частиц остается постоянным в сопутствующем объеме, и в современную эпоху их плотность энергии стремится к

$$\rho_{X,0} = m_X n_{X,0} = m_e \eta Y_0 s_0. \quad (15)$$

Здесь значения в современную эпоху обозначены индексом «0», $s_0 \approx 2.9 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ — современная плотность энтропии, и мы учитываем, что сейчас массивные X -частицы являются нерелятивистскими.

Вклад таких X -частиц в космологическую плотность энергии составляет

$$\Omega_X h_0^2 = \frac{\rho_{X,0}}{\rho_c} h_0^2 \approx 1.4 \cdot 10^5 \eta Y_0, \quad (16)$$

где $\rho_c \approx 1.88 \cdot 10^{-29} h_0^2 \text{ г/см}^3$ — критическая плотность вселенной.

4. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

В этом разделе мы численно решаем уравнение Больцмана (12), чтобы вычислить Y_0 и соответственно $\Omega_X h_0^2$. Очевидно, что чем слабее взаимодействие X -частиц, тем большее их число остается после отщепления, т. е. меньшее ϵ_5 соответствует большему $\Omega_X h_0^2$. Используем в расчетах значение $\epsilon_5 = 5$, которое соответствует верхнему пределу для ϵ , полученному в SLAC [7], хотя, как упоминалось выше, этот предел может быть подвергнут сомнению, если имеются некоторые аномальные взаимодействия X -частиц. Поскольку значение электрического заряда X -частиц теперь зафиксировано, остался только один свободный параметр, $\eta = m_X/m_e$.

График функции $Y(\xi)$ для скалярных X и $m_X = m_e$ показан на рис. 2. Картина для других масс и/или спинов X -частиц была бы похожей: когда температура достаточно высока, функция $Y(\xi)$ близка к равновесной, $Y_{eq}(\xi)$, но когда температура

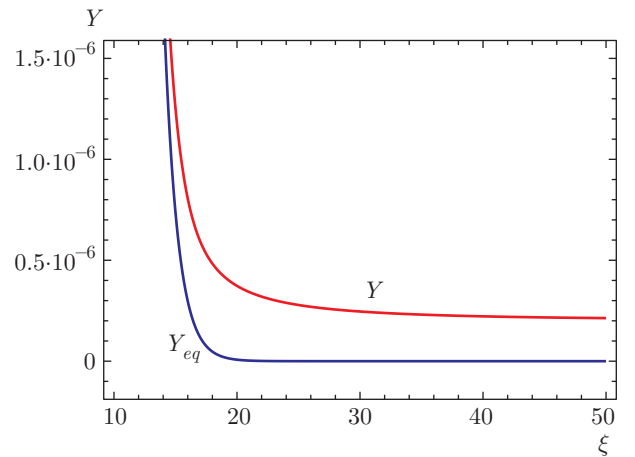


Рис. 2. Численное решение $Y(\xi)$ уравнения Больцмана (12) для скалярных миллизаряженных частиц при значениях параметров $\epsilon_5 = 5$, $\eta = 1$ ($m_X = m_e$); $Y_{eq}(\xi)$ — равновесная функция

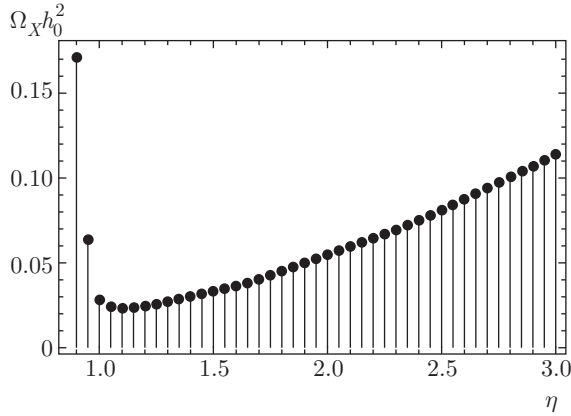


Рис. 3. Реликтовая концентрация $\Omega_X h_0^2$ скалярных миллизаряженных частиц для различных значений отношения масс, $\eta = m_X/m_e$, при фиксированном $\epsilon_5 = 5$

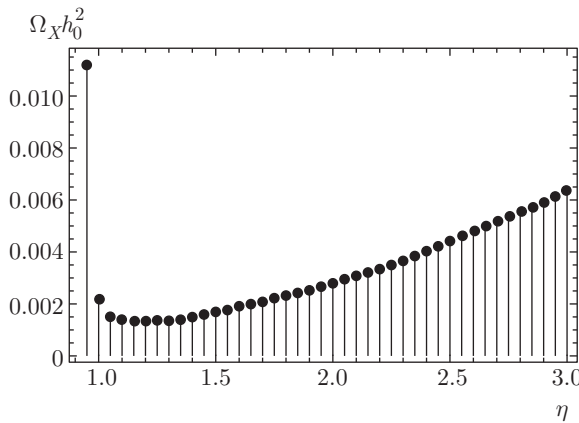


Рис. 4. Реликтовая концентрация $\Omega_X h_0^2$ миллизаряженных частиц — фермионов со спином $1/2$ — для различных значений отношения масс, $\eta = m_X/m_e$, при фиксированном $\epsilon_5 = 5$

уменьшается до значений, меньших $m_X/20$, равновесие нарушается и $Y(\xi)$ стремится к постоянному значению, Y_0 .

Определяя численно Y_0 для разных значений параметра η и используя уравнение (16), можно найти $\Omega_X h_0^2$ для X -частиц, как скаляров, так и фермионов. Соответствующие результаты представлены на рис. 3 и 4.

Большие значения $\Omega_X h_0^2$ для малых η имеют простое объяснение. Если аннигиляция $X\bar{X} \rightarrow e^+e^-$ происходит «ниже порога» ($m_X < m_e$), то чем меньше η , тем меньше число X -частиц в высокоэнергетической части их распределения, которые имеют достаточно энергии, чтобы аннигилировать в более тяжелые e^+e^- . Поэтому $\Omega_X h_0^2$ растет экспоненциально быстро при $\eta < 1$, когда η убывает.

Когда $\eta > 1$, все X -частицы аннигилируют «выше порога». Таким образом, величина Y_0 слабо зависит от η и остается почти постоянной, но $\Omega_X h_0^2$ в общем слегка увеличивается с ростом η , главным образом из-за множителя η в правой части уравнения (16). В итоге оказывается, что при $\eta \approx 1.1$ вклад МЗЧ в космологическую плотность энергии, $\Omega_X h_0^2$, принимает минимальное значение, когда экспоненциальное убывание функции $\Omega_X h_0^2(\eta)$ сменяется ее медленным ростом. С ростом η плотность числа МЗЧ ведет себя как $n_X \propto 1/(\sigma_{ann} m_X) \propto m_X$ и потому их плотность энергии увеличивается как m_X^2 , т. е. $\Omega_X h_0^2$ возрастает как η^2 .

Значения $\Omega_X h_0^2$ для фермионов много меньше, чем для скаляров при тех же η (см. рис. 3 и 4), из-за поведения соответствующих аннигиляционных сечений: скаляры аннигилируют в P -волне, поэтому их сечение подавлено вблизи порога дополнительной степенью скорости, $v \sim T/m_X$, тогда как для фермионов, которые аннигилируют в S -волне, такого подавления нет.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы вычислили космологическую плотность энергии, $\Omega_X h_0^2$, миллизаряженных частиц с массами $m_X \sim m_e$ и электрическим зарядом $e' = 5 \cdot 10^{-5}e$, что является максимальным значением заряда МЗЧ, которое допускает эксперимент SLAC [7]. Мы обнаружили, что величина $\Omega_X h_0^2$ может меняться в широком диапазоне значений, в зависимости от отношения $\eta = m_X/m_e$. Для подпороговой аннигиляции $X\bar{X} \rightarrow e^+e^-$ ($m_X < m_e$) она даже может быть столь же большой, как и наблюдаемая плотность энергии темной материи, около 0.2. С другой стороны, при $m_X \gtrsim m_e$ космологическая плотность энергии МЗЧ может быть довольно низкой, $\Omega_X h_0^2 \approx 0.02$ для скалярных МЗЧ и $\Omega_X h_0^2 \approx 0.001$ для фермионов со спином $1/2$.

Однако даже наименьшее из полученных здесь значений $\Omega_X h_0^2$ либо противоречит (для скаляров), либо по крайней мере находится в некотором несоответствии (для фермионов со спином $1/2$) с наиболее сильным ограничением [11], $\Omega_X h_0^2 < 0.001$ (95 % CL). Таким образом, кажется, что в простых моделях миллизаряженные частицы (особенно скаляры) не могут давать вклад в темную материю.

Тем не менее в более сложных сценариях все еще остается возможность того, что миллизаряженные частицы могут составлять заметную часть темной материи. В частности, ограничение, полученное

из реликтового излучения [11], можно существенно ослабить, если температура реликтовых МЗЧ выше, чем температура протонов во время рекомбинации водорода. Такая экзотическая возможность может быть реализована, если существует новая долгоживущая частица, которая до рекомбинации распадается на $X\bar{X}$ -пары и разогревает их. Однако для эффективного разогрева необходимо новое более сильное взаимодействие между МЗЧ.

С другой стороны, ограничение SLAC [7] на величину миллизаряда может быть ослаблено, если существуют новые (аномальные) взаимодействия X -частиц, которые могли бы сильно уменьшить их среднюю длину пробега в веществе, но необходима дополнительная работа, чтобы проверить совместимость этой гипотезы с другими данными из физики частиц.

Таким образом, пока еще нет полного запрета на то, что МЗЧ с массами $m_X \sim m_e$ могут составлять значительную часть космологической темной материи. Очевидно, требуется более детальное исследование как предложенных, так и других экзотических моделей, чтобы удовлетворить ограничениям, полученным из экспериментов физики частиц.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации для ведущих научных школ Российской Федерации, НШ-9022-2016.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Yu. Ignatiev, V. A. Kuzmin, and M. E. Shaposhnikov, Phys. Lett. B **84**, 315 (1979).
2. B. Holdom, Phys. Lett. B **166**, 196 (1986).
3. H. Goldberg and L. J. Hall, Phys. Lett. B **174**, 151 (1986).
4. M. I. Dobroliubov and A. Yu. Ignatiev, Phys. Rev. Lett. **65**, 679 (1990).
5. S. Davidson, B. Campbell, and D. C. Bailey, Phys. Rev. D **43**, 2314 (1991).
6. S. Davidson and M. Peskin, Phys. Rev. D **49**, 2114 (1994) [hep-ph/9310288].
7. A. A. Prinz et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 1175 (1998) [hep-ex/9804008].
8. S. Davidson, S. Hannestad, and G. Raffelt, *Updated bounds on millicharged particles*, JHEP **05**, 003 (2000) [hep-ph/0001179].
9. S. L. Dubovsky, D. S. Gorbunov, and G. I. Rubtsov, Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz. **79**, 3 (2004) [JETP Lett. **79**, 1 (2004)] [hep-ph/0311189].
10. A. Badertscher et al., Phys. Rev. D **75**, 032004 (2007) [hep-ex/0609059].
11. A. D. Dolgov, S. L. Dubovsky, G. I. Rubtsov, and I. I. Tkachev, Phys. Rev. D **88**, 117701 (2013) [arXiv:1310.2376 [hep-ph]].
12. Z. Berezhiani, A. D. Dolgov, and I. I. Tkachev, Eur. Phys. J. C **73**, 2620 (2013) [arXiv:1307.6953 [astro-ph.CO]].
13. Z. Berezhiani, A. D. Dolgov, and I. I. Tkachev, JCAP **1302**, 010 (2013) [arXiv:1211.4937 [astro-ph.CO]].
14. S. N. Gninenko, N. V. Krasnikov, and A. Rubbia, Mod. Phys. Lett. A **17**, 1713 (2002).
15. M. Pospelov, Phys. Rev. D **80**, 095002 (2009) [arXiv:0811.1030 [hep-ph]]; B. Batell, M. Pospelov, and A. Ritz, Phys. Rev. D **80**, 095024 (2009) [arXiv:0906.5614 [hep-ph]]; M. D. Diamond and P. Schuster, Phys. Rev. Lett. **111**, 221803 (2013) [arXiv:1307.6861 [hep-ph]]; H. Vogel and J. Redondo, JCAP **1402**, 029 (2014) [arXiv:1311.2600 [hep-ph]]; B. Batell, P. deNiverville, D. McKeen, M. Pospelov, and A. Ritz, Phys. Rev. D **90**, 115014 (2014) [arXiv:1405.7049 [hep-ph]]; B. Batell, R. Essig, and Z. Surujon, Phys. Rev. Lett. **113**, 171802 (2014) [arXiv:1406.2698 [hep-ph]]; A. Fradette, M. Pospelov, J. Pradler, and A. Ritz, Phys. Rev. D **90**, 035022 (2014) [arXiv:1407.0993 [hep-ph]]; D. E. Soper, M. Spannowsky, C. J. Wallace, and T. M. P. Tait, Phys. Rev. D **90**, 115005 (2014) [arXiv:1407.2623 [hep-ph]]; R. Foot and S. Vagnozzi, Phys. Rev. D **91**, 023512 (2015) [arXiv:1409.7174 [hep-ph]]; E. Izaguirre and I. Yavin, Phys. Rev. D **92**, 035014 (2015) [arXiv:1506.04760 [hep-ph]]; F. Nozzoli, arXiv:1608.00405 [astro-ph.IM].
16. Ya. B. Zeldovich, Adv. Astron. Astrophys. **3**, 241 (1965); М. И. Высоцкий, А. Д. Долгов, Я. Б. Зельдович, Письма в ЖЭТФ **26**, 200 (1977) [M. I. Vysotsky, A. D. Dolgov, and Ya. B. Zeldovich, JETP Lett. **26**, 188 (1977)]; B. W. Lee and S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **39**, 165 (1977).
17. P. Gondolo and G. Gelmini, Nucl. Phys. B **360**, 145 (1991).
18. K. Griest and D. Seckel, Phys. Rev. D **43**, 3191 (1991).
19. R. T. D'Agnolo and J. T. Ruderman, Phys. Rev. Lett. **115**, 061301 (2015) [arXiv:1505.07107 [hep-ph]].
20. E. W. Kolb and M. S. Turner, Front. Phys. **69**, 1 (1990).
21. Z. Berezhiani and A. Lepidi, Phys. Lett. B **681**, 276 (2009) [arXiv:0810.1317 [hep-ph]].