

ФИЗИКА, ФИЗИКАНЫ ОҚЫТУ ӘДІСТЕМЕСІ ФИЗИКА, МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ

МРНТИ 29.15.33

УДК 524.3

Э.М. Ақжігітова¹, В.О. Курманғалиева¹, А.Д. Дүйсенбай¹, Н.К. Калжигитов¹

¹ ал-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық Университеті, Алматы қ., Қазақстан

«АУЫР ЭЛЕКТРОНДАРДЫҢ» ЛЕПТОНДЫҚ ҚАСИЕТТЕРІ ЖӘНЕ ОЛАРДЫҢ НЕЙТРОНДЫҚ ЖҰЛДЫЗДАРДА ПАЙДА БОЛУ ЖОЛДАРЫ

Аңдатпа

Жұмыс теориялық және ядролық астрофизиканың жаңа бағытын нейтрондық жұлдыздың қабатында аса үлкен қысым арқасында пайда болатын реакцияларды зерттеу арқылы дамытуға арналған. Нейтрондық жұлдыздарға деген қызығушылық оның құрылымының жұмбақтылығымен байланысты. Сонымен қоса үлкен тығыздығы мен өте күшті магниттік және гравитациялық өрісі де бар. Әлсіз әсерлесуге қатысатын бөлшектер тобы, лептондардың барлық физикалық қасиеттері қарастырылған. Лептондық әмбебаптық қасиеттерінің болжамдары талқыланды. Мюонның ыдырауы стандарттық модель аясында зерттелінген. Мюондардың аса тығыз материяда пайда болу жолдары қарастырылған. Мюон Жер бетінде өте тұрақсыз. Оның өмір сүру уақыты бірнеше микросекунды құрайды. Алайда, өте тығыз, нейтрондық жұлдыз құрамында ол тұрақты. Мюондардың аса тығыз жұлдыздар құрамында пайда болуы, яғни электронның мюонға айналуы энергетикалық тиімді. Және де кейбір ядролық реакцияларға қатыса алады.

Түйін сөздер: әлсіз әсерлесу, мюон, CP-инварианттың ауытқуы, Фейнман диаграммасы, нейтрондық жұлдыздар.

Аннотация

Э.М. Ақжігітова¹, В.О. Курманғалиева¹, А.Д. Дүйсенбай¹, Н.К. Калжигитов¹

¹Казахский Национальный университет имени аль-Фараби, г.Алматы, Казахстан

ЛЕПТОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ «ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕКТРОНОВ» И ИХ ПРОЯВЛЕНИЯ В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

Работа предназначена для развития нового направления теоретической и ядерной астрофизики путем исследования реакций, возникающие при повышенном давлении на слоях нейтронной звезды. Интерес к нейтронным звездам связан с загадкой его структуры. Кроме того, существуют большая плотность и чрезвычайно сильное магнитное и гравитационное поля. Предусмотрены физические свойства лептонов, частиц, участвующие в слабом взаимодействии. Обсуждено проявление лептонной универсальности. Распад мюона был изучен в стандартной модели. Изучены пути возникновения мюонов в более плотной материи. Мюон очень неустойчивая частица на Земле. Его время жизни составляет несколько микросекунд. Однако в очень плотной, нейтронной звезде он стабилен. Появление мюонов в составе более плотных звезд, то есть превращение электрона в мюон энергетически выгодно. Также может участвовать в некоторых ядерных реакциях.

Ключевые слова: слабое взаимодействие, мюон, нарушение CP-инвариантности, диаграмма Фейнмана, нейтронные звезды.

Abstract

LEPTON CHARACTERISTICS OF "HEAVY ELECTRONS" AND THEIR MANIFESTATIONS IN NEUTRON STARS

Akzhigitova E.M.¹, Kurmangaliyeva V.O.¹, Duisenbay A.D.¹, Kalzhigitov N.K.¹

¹Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

This work is intended to develop a new direction of theoretical and nuclear astrophysics by studying reactions that occur at high pressure on the crusts of neutron star. Interest in neutron stars is related to the mystery of its structure. In addition, there are a high density, an extremely strong magnetic and gravitational fields. The physical properties of leptons in weak interaction are involved and provided. The manifestation of lepton universality is discussed. The decay of the muon was investigated in the standard model. The ways in which muons occur in denser matter are studied. The muon is a very unstable particle on Earth. Its lifetime is a few microseconds. However, in a very dense, neutron star, it is stable. The appearance of muons in the composition of denser stars, that is, the transformation of the electron into a muon is energetically advantageous. It can also participate in some nuclear reactions.

Keywords: weak interaction, muon, violation of CP invariance, Feynman diagram, neutron stars.

Барлығына белгілі элементар бөлшектердің арасындағы әсерлесудің төрт түрі бар. Олардың бірі әлсіз әсерлесу. Табиғаттағы барлық заттар, бөлшектер бір-бірімен әсерлеседі. Бір қарағанда осындай сан-алуан болып келетін әсерлесулер негізінен іргелі әсерлесу деп аталатын төрт түрлі әсерлесудің нақтылы жағдайда көрініс табуы болып табылады. Іргелі әсерлесуге гравитациялық, электромагниттік, күшті және әлсіз әсерлесулер жатады.

Әлсіз әсерлесу деп фундаменталды әсерлесулердің ішіндегі ең әлсізін атайды. Оны эксперименттерде негізінен кванттық эффектер пайда болатын, элементар бөлшектердің ыдырауы арқылы зерттеледі. Әлсіз әсерлесуді байланыс тұрақтысы G_{Fermi} сипаттайды. Әсерлесудің бұл түріндегі жұптылықтың сақталмауы ерекше қасиет. Оның ашылуынан кейін теоретиктер оң және сол ұғымдарының арасындағы толық симметриялықтың бар екендігін көрсетуге тырысты, алайда ол бұрынғыға қарағанда кең мағыналы ұғым екені байқалды. Айналық шағылуы барлық фундаменталды әсерлесулер үшін инвариантты болуы бөлшектің антибөлшекпен (зарядтық түйіндес C) және токтың алмасуымен жүреді. Алайда кейінірек инварианттылықтың әмбебап еместігі орнатылды. Көп өмір сүретін бейтарап каондардың π^+ , π^- пиондарға әлсіз ыдырауы реакциялары бар. Егер де көрсетілген инварианттық орын алатын болса, онда ол тыйым салынған болар еді. Осылайша әлсіз әсерлесудің басқалардан ажыратылатын қасиеті ол - CP инварианттылықтың болмау қасиеті. Мүмкін бұл қасиет Ғаламдағы заттардың антибөлшектерден құралған антизаттардан басымдығын көрсететін жағдайға жауапты. Әлем және антиәлем симметриялық емес.

Әлсіз әсерлесудің тасымалдауы калибрлік базоны қандай деген сұраққа жауап ұзақ уақыт аралығында табыла қойған жоқ. Біріктірілген электроәлсіз әсерлесу - Вайнберг-Салам-Глэшоу теориясы барысында бұл түсінік қалыптаса бастады. Қазіргі уақытта әлсіз әсерлесуді тасымалдаушы бөлшек ретінде W^\pm - және Z^0 бозондары саналады. Зарядталған W^\pm - және бейтарап Z^0 бозондары спиндері 1 болатын, массасы жөнінде шамамен 100 m_p болатын элементар бөлшектер.

Лептондар жартылай спинге ие, күшті әсерлесуге қатыспайтын фундаменталды бөлшектер болып табылады. Олар кварктармен және калибрлі бозондармен бірге Стандартты модельдің бөлігін құрайды. Бізге белгілі лептондардың үш тобы белгілі. Олардың бірінші тобына электрон мен электрондық нейтрино, екінші тобына мюон және мюондық нейтрино, үшінші тобына тау-лептон және тау-нейтрино жатады. Әр топтың өзінің антибөлшектері бар. Сонда әр топтың құрамына теріс зарядталған лептон (заряды $-1e$), оң зарядталған антилептон (заряды $+1e$) және бейтарап нейтрино мен антинейтрино кіреді.

Мюонды алғаш рет ғарыштық сәулелерде тіркелді. Алғашқыда жапондық ғалым Х. Юкаваның гипотезасына сәйкес ядролық күштің тасымалдаушы бөлшегіне ұқсатуға тырысты. Алайда ондай бөлшек атом ядросымен қарқынды әсерлесу керек еді. Сол кездегі деректер бойынша оның затпен әлсіз әсерлесетіні байқалған. Осы «парадокс» Х. Юкаваның болжамдаған қасиеттеріне ие бөлшек, пи-мезон ашылғаннан кейін шешілді. Пи-мезон мюон мен нейтриноға ыдырайды. Мюондарды сипаттайтын барлық физикалық қасиеттер Кесте 1-де көрсетілген.

Кесте 1. Мюонды сипаттайтын физикалық шамалар

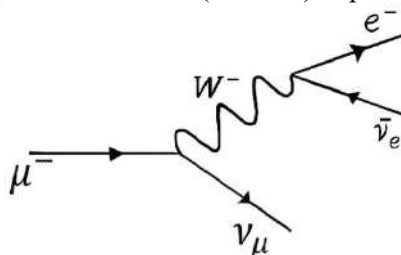
Атауы	Мәні	Белгіленуі	Өлшем бірлігі
Мюонның тыныштық массасы	1,883532711	m_μ	10^{-28} кг
Массаның атомдық бірлігінде мюонның тыныштық массасы	0,11342891317	m_μ	м.а.б.
Мюонның тыныштық массасы электронвольтта	105,65838934	$m_\mu - m_\mu c^2 / \{e\}$	МэВ
Мюонның массасынның электрон массасына қатынасы	206,7682623	$\frac{m_\mu}{m_e}$	
Мюонның молярлық массасы	1,1342891317	$M(\mu)$	10^{-4} кг/моль
Мюонның магниттік моменті	4,490451415	μ_μ	10^{-26} Дж*Тл
Бор магнетондағы мюонның магниттік моменті	4,84197	$\frac{\mu_\mu}{m_b}$	10^{-3}
Ядролық магнетондағы мюонның магниттік моменті	8,890598113	$\frac{\mu_\mu}{m_n}$	10^{-3}
Мюонның магниттік моментінің аномалиясы	1,165923084		10^{-3}

Мюонның радиациялық ыдырауын зерттеу, мюонның электрон мен гамма квантқа ыдырауын зерттеуден басталды. Ең алғашқы эксперименттер 1947 жылы $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ ыдырауы бойынша жүргізілді.

Бірақ Хинкс пен Понтерковоның жүргізген тәжірибелері жемісті болмады. Жұптылықтың сақталмайтындығы ашылғаннан кейін, әлсіз әсерлесудің тасымалдалдаушысы векторлық бозондар екені ашылды. 1958 жылы Фейнберг егер аралық бозон бар болса, онда ол келесі ыдырауды болдыратынын $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ көрсетті. $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ процессінің қандай да бір эксперименталдық қадағалулары болмағандықтан, екі нейтриноның бар екендігі туралы гипотезаға әкелді. Гипотеза бойынша нейтрино мюонмен қарпылады және ол электрондық қарпудан ерекшеленеді. Осылайша $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ процессі тыйым салынған. Екі нейтринолық гипотеза эксперименталды түрде Брукхевен лабораториясында (Brookhaven National Laboratory BNL) пионнан ыдырап шыққан нейтриномен шашыраған мюондарды бақылау жолымен тексерілген. Эксперимент нәтежесі бойынша, тұйықталған жүйеде күшті, электромагниттік және әлсіз әсерлесулердің әсерінен жүретін барлық процесстерде, әр лептондық сандар L_e, L_μ және L_τ бірдей сақталады [1]. Алайда лептондық зарядтың сақталмауы нейтрино үшін эксперименттің көрсетуі бойынша нейтринолардың арасында нейтринолық осцилляцияға алып келеді.

Заманауи элементар бөлшектер физикасы бойынша біздің түсінігіміз Стандарттық модельге сүйенген (SM) [2,3,4]. Ол күшті және электроәлсіз әсерлесулердің біріккен теориясы. Стандартты модельдің құрылымы 1960-шы және 1970-шы жылдардағы калибрлік теорияның теориялық өңдеулері негізінде жасалынған. Сол уақыттан бері SM негізінде көптеген теорияға сәйкес эксперименталдық тексерулер жүргізілген.

Мюон электроннан біршама ауыр болғандықтан, ол потенциалды түрде электронға және едәуір жеңіл бөлшектерге ыдырауы мүмкін. Бұл процесс неліктен болатындығы жұмбақ болған. Элементар бөлшектер физикасының Стандартты моделінде мюон теріс электр заряды және спині $\frac{1}{2}$ болатын тұрақсыз бөлшек. Электрон, τ -лептон, нейтрино мюонмен қосылып, фермиондардың лептондық классын құрайды. Мюонның ыдырауы (Сурет 1-де) $\mu \rightarrow e \nu \bar{\nu}$ әлсіз ыдырауларды зерттеуді бастайтын процесс. Себебі ол таза лептондық процесс және онда адрондар қатыспайды. Мюондық ыдыраудың басқада модалары, түрлері бар, олар келесі кестеде (Кесте 2) көрсетілген.



Сурет 1. Мюонның ыдырауы Фейнман диаграммасы бойынша көрсетілген

Кесте 2. Мюонның ыдырау каналдары

μ^- мюонның ыдырау каналдары	
Модалар	Ыдырау ықтималдықтары
$e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$	$\approx 100\%$
$e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e \gamma$	$(6.0 \pm 0.5) * 10^{-8}$
$e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e e^- e^+$	$(3.4 \pm 0.4) * 10^{-5}$
$e^- \nu_e \bar{\nu}_\mu$	$< 1.2\%$
$e^- \gamma$	$< 4.2 * 10^{-13}$
$e^- e^+ e^-$	$< 1.0 * 10^{-12}$
$e^- 2\gamma$	$< 7.2 * 10^{-11}$

«Ауыр электрондардың» аса тығыз жұлдызда пайда болу жолдары. Мюондардың нейтрондық жұлдыз құрамында пайда болуын Бете-Джонсон теңдеуі арқылы көрсеткен жөн. Бете-Джонсон потенциалы келесі түрде алынады:

$$V_{BJ}(r) = \sum_j C_j \frac{e^{-Jx}}{x} + V_T(r), \quad (1)$$

$$x \equiv \mu r, \quad \mu \equiv \frac{m_{\pi} c}{\hbar} = 0,7 \text{ ФМ}^{-1}. \quad (2)$$

коэффициенті $j \neq 1$ болғанда эксперименталдық мәндермен салыстырылып алынады. C_1 және тензорлық потенциал бірпиондық алмасу моделіне сәйкес алынады.

Бете мен Джонсон өздерінің көпбөлшекті техникасын гиперондық сұйықтықты да зерттеуге қолданған. Гиперондық сұйық келесі бөлшектерден тұрады: n , p , Λ , Σ және Δ . Массалары 1250 Мэвтан кіші болатын жеңіл гиперондар нейтрондық жұлдыздардың әдеттегі тығыздықтарында шын мәнінде пайда бола алады екен.

Басқа да бөлшектердің пайда болуын көрсету үшін осы күй теңдеуіне қосу керек. Алдымен мюонның нейтрон, протон және электроннан тұратын идеал газда пайда болуын қарастырамыз. Қалыпты жағдайларда мюон нейтринолар шығару арқылы электронға ыдырап кетеді.

$$\mu^{-} \rightarrow e^{-} + \nu_{\mu} + \bar{\nu}_e. \quad (4)$$

Егер электрондардың Ферми энергиясы қажетті шамадан жоғары болса, онда электрондардың мюонға айналуы энергетикалық тұрақты болады. Сондықтан электрондар мен мюондар арасында тепе-теңдік орнайды:

$$\mu^{-} \leftrightarrow e^{-}. \quad (5)$$

Мұнда әдетте, жүйеден нейтрино ұшып шығады. Мюонды-электрондық өтулер, тепе-теңдік орын алатын уақыт бізді қызықтырады. Ол үшін реакция жылдамдықтарын табу қажет. Химиялық тепе-теңдік теңдеуін жазатын болсақ:

$$\mu_{\mu} = \mu_e, \quad (6)$$

және де кейбір шамалардың сақталуын талап етеміз (біздің жағдайымызда мысалы, зарядтың сақталу заңы). Нейтрондар, протондар және электрондар арасындағы тепе-теңдіктер келесі теңдеуге алып келеді:

$$\mu_n = \mu_p + \mu_e, \quad (7)$$

ал, электрлік бейтараптықтан келесі өрнек шығады:

$$n_p = n_e + n_{\mu}. \quad (8)$$

Химиялық потенциал және бөлшектер концентрациясына байланысты белгілі (5) - (8) өрнектерден және тығыздыққа арналған теңдеуден құралған теңдеулер жүйесі арқылы барлық газдардың сипаттамаларын алуға болады. Мысалға, идеалды газ үшін:

$$m_{\mu} c^2 (1 + x_{\mu}^2)^{1/2} = m_e c^2 (1 + x_e^2)^{1/2}, \quad (9)$$

$$m_n c^2 (1 + x_n^2)^{1/2} = m_p c^2 (1 + x_p^2)^{1/2} + m_e c^2 (1 + x_e^2)^{1/2}, \quad (10)$$

$$(m_p x_p)^3 = (m_e x_e)^3 + (m_{\mu} x_{\mu})^3, \quad (11)$$

$$\rho = \frac{m_n}{\lambda_n^3} \chi(x_n) + \frac{m_p}{\lambda_p^3} \chi(x_p) + \frac{m_e}{\lambda_e^3} \chi(x_e) + \frac{m_{\mu}}{\lambda_{\mu}^3} \chi(x_{\mu}), \quad (12)$$

мұндағы x – қарапайым Ферми импульстары. Мюонның пайда болуына сәйкес келетін табалдырық шарттар $n_{\mu} = 0$, $x_{\mu} = 0$ түрге ие. Электрондар ультрарелятивистік болғандықтан, оларды $x_e \gg 1$ деп санауға болады. Сонда (9) - (11) формулалар келесі түрге енеді:

$$m_{\mu} = m_e x_e, \quad (13)$$

$$m_n (1 + x_n^2)^{1/2} = m_p (1 + x_p^2)^{1/2} + m_e x_e, \quad (14)$$

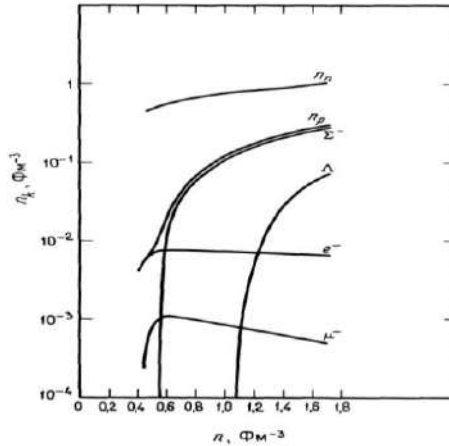
$$m_p x_p = m_e x_e. \quad (15)$$

Осылайша,

$$x_n = \left\{ \left[\frac{(m_p^2 + m_\mu^2)^{\frac{1}{2}} + m_\mu}{m_n} \right]^2 - 1 \right\}^{1/2} = 0,4986, \quad (16)$$

және сонда $x_p = 0,1126$, $x_e = 206,8$ және $\rho = 8,21 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$.

Нейтрондық жұлдыздардағы бариондардың толық концентрациясынан газдағы бос гиперондардың салыстырмалы концентрациясы сурет 2-де көрсетілген. Бұл графикте көрсетілген нәтижелер, Кануто жұмысы бойынша [5] концентрацияларды салыстыру арқылы алынған.

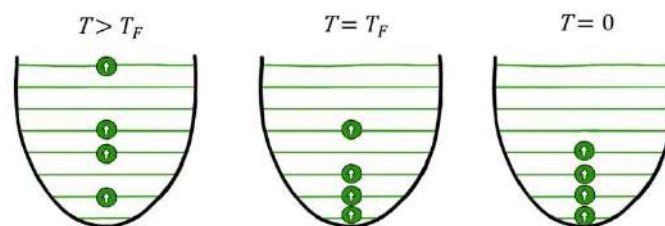


Сурет 2. Бариондардың толық концентрациясынан газдағы бос гиперондардың салыстырмалы концентрациясы

Барлық көпбөлшектік есептеу теңдеулері секілді, Бете мен Джонсонның нәтежиелері де айтарлықтай нақты емес. Мюондардың нейтрондық жұлдыздардың пішінделу барысында мюондардың пайда болуы нейтриноның ағыны мен энергиясын көбейтуге алып келеді. Және де ол жұлдыздың жылдамырақ сығылуына септігін тигізеді. Бұл дерекке Германия мен АҚШ-та астрофизиканы сандық модельдеу арқылы қол жеткізді.

Нейтрондық жұлдыз пайда болу уақытында нейтрино оның заттарымен тепе-теңдікке келеді. Содан кейін, бірнеше секунд ішінде кеңістікте шашырай бастайды. Бұл жағдайда электрондық нейтрино ағыны антинейтрино ағынына қарағанда біршама үлкен болады, сондықтан жұлдыз теріс электрондық лептон санына ие болады. Бұл жұлдыздың одан әрі эволюциясын анықтайды және оның зат құрамында протондар аз болуына әкеледі.

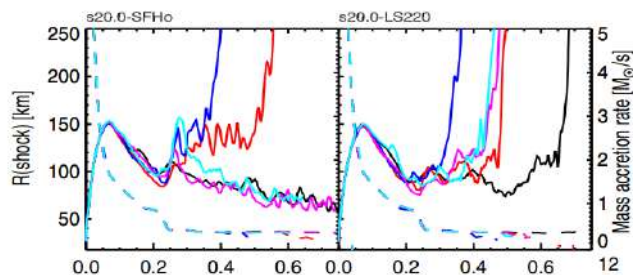
Әдетте астрофизиктер асқынжаңа жарылысы түрінде ерте ме кеш жарылып кететін «ыстық» нейтрондық жұлдызды қалыптастыру кезінде мюондардың пайда болуын елемейді. Бұл жуықтаудың негізділігі мюонның үлкен массасы арқылы негізделген, шамамен 105 мегаэлектронвольт, бұл электроннан 207 есе көп. Жас нейтрондық жұлдыз максималды 30 мегаэлектронвольт температураға (шамамен $3,5 \times 10^{13}$ Кельвин) жетуі мүмкін, шын мәнінде бұл өте жақсы себеп емес, өйткені фотонды және электрондардың осы температура бөлу 100 мегаэлектронвольттен жоғары температураға дейін созылады. Сондықтан көшу мюон және антимюондар электрон мен позитрон аннигиляциясы ($e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$) немесе екі жоғары энергетикалық фотон ($\gamma\gamma \rightarrow \mu^+ \mu^-$) реакциясы есебінен пайда болуы мүмкін. Мюон спині жартылай бүтін спинге тең болғандықтан Паули принципіне бағынады (Сурет 3).



Сурет 3. Паули принципіне бағынатын бөлшектер үшін энергетикалық деңгейлер

Нейтрондық жұлдыздың пайда болуын және асқын жаңаның келесі жаркылдарын, мюон мен антимюонның пайда болуын және динамикасын он түрлі реакцияларын есепке ала отырып, модельделді [6]. Ғалымдардың есептеулері релятивистік емес нейтрино гидродинамикасын жұлдыздың эффективті потенциалында сипаттайтын, PROMETHEUS-VERTEX құралы көмегімен жүргізілді. Есептеулердің дәлдігі v/c шамасымен шектеледі, мұндағы v - «жұлдызды сұйықтық» жылдамдығы, ал c - жарық жылдамдығы.

Физиктер жұлдыз массасын Күн массасынан жиырма есе үлкен және зерттелетін нысан айналмайды деп есептеген. Есептеулерді ықшамдау мақсатында ғалымдар екіөлшемді симметриялық емес үлгіде жұмыс жасаған. Есептеулер нәтежиелері мюондарды есепке алғанда және мюондарды есепке алмағанда Сурет 4-те көрсетілген.



Сурет 4. Уақыттың жұлдыз радиусынан (сол жақта) және аккреция жылдамдығынан (оң жақта) тәуелділігі. Есептеулер нәтежиелері мюондарды есепке алғанда – қара сызықпен, мюондарды есепке алмағанда – қызыл сызықпен белгіленген

Нәтижесінде, мюондарды моделге енгізгенде, жұлдыздың қысу жылдамдығы артып, асқын жаңаның жарылысы тезірек жүреді. Сонымен бірақ уақытта, мюондық антинейтрино ағыны едәуір ұлғаяды, бұл сол типтегі нейтрино ағындарынан асып түседі [7,8]. Сондықтан мюондар жұлдыздарда жинала бастайды. Бір қызығы, көптеген мюондар жоғары температура болатын жерлерде жиналады.

Егер электрондардың Ферми энергиясы жоғары болатын болса онда оған мюондық энергетикалық күйге ауысқаны энергетикалық тиімді. Себебі электрондар үшін энергетикалық күйлер Паули принципі бойынша толық болады. Ал мюондар үшін төменірек деңгейге мюонға айналып орналасса тиімді (Сурет 3).

Тау-лептондардың Нейтрондық жұлдыздарда пайда болуын қарастырмадық. Себебі тау-лептон массасы мюонның массасынан едәуір үлкен, ол шамамен 1777 МэВ болады. Бұл дегеніміз, нейтрондық жұлдыз затының температурасынан алпыс есе, электрон массасынан үш жарым мың есе үлкен деген сөз. Сондықтан тау-лептонның нейтрино мен антинейтрино пайда болуына әсері мардымсыз аз. Мюонданудың нейтрондық жұлдыздың пайда болуына әсерінде атқаратын рөлін анықтау үшін, дәлдеу болып есептелетін үшөлшемді модельді қолданған абзал. Сонымен қоса спин-флейворлық осцилляцияны да есепке алған жөн, ол дегеніміз бір түрдегі нейтриноның екінші түрдегі нейтриноға айналуы.

Пайдаланылған әдебиеттер тізімі:

- 1 ALEPH Collaboration, Heister A. et al., Measurement of the Michel parameters and thenu/tau helicity in tau lepton decays// Eur. Phys. J. C - 2001 - Vol. 22 - P. 217-218.
- 2 Weinberg S., A model of leptons//Phys. Rev. Lett. - 1967.- Vol. 19 - P. 1264-1268.
- 3 Glashow S.L. Partial symmetries of weak interactions//Nucl. Phys.- 1961.- Vol. 22 - P. 579-580.
- 4 Salam A. Elementary particle theory. Svartholm, Stockholm, Almqvist and Wiksel, 1968 - 367 p.
- 5 Шапиро С.Л., Тьюколски С.А. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды // в 2 ч. / Пер. с англ. - М.: Мир, 1985. Ч.2- С. 400
- 6 Bollig R., Janka H.-T., Lohs A., Martinez-Pinedo G., Horowitz C.J., Melson T., Muon creation in supernova matter facilitates neutrino-driven explosions//[arXiv:1706.04630v2], 17.10.2017
- 7 Haensel P., Potekhin A., Yakovlev D. Neutron Stars, Kluwer Academic Publishers, 2007. - P. 630
- 8 Camenzind M. Compact Objects in Astrophysics. - New York; Berlin Heidelberg: Springer, 2007. - P. 620