

2. félévi beszámoló

Seller Károly, sellerk@caesar.elte.hu
Részecskefizika és csillagászat program
Témavezető: Trócsányi Zoltán

Dolgozat címe: Cosmological constraints on a U(1) extension of the standard model

A második félév során a gyengén csatolt U(1) mértékszimetriával kiterjesztett standard modell kozmológiai következményeivel foglalkoztam. A modell spektrumában szereplő jobb-kezes neutrínók közül a legkönnyebb lehetséges sötét anyag jelölt. Ennek igazolásához meg kell vizsgálni az új részecskék kölcsönhatásait a standard modellel, valamint fel kell térképezni azon folyamatokat melyek ilyen jobb kezes neutrínókat keltenek.

A feladat a lehetséges neutrínó-keltő folyamatok megtalálása és osztályozása fontosság szerint. A fa-szintű hatáskeresztmetszetek és bomlási arányok ismeretében meghatározható az úgynevezett hőmérséklet-átlagolt hatáskeresztmetszet, illetve bomlási arány, ami a Boltzmann egyenletek központi eleme. Ezek ismeretében felírható egy differenciál-egyenlet rendszer amellyel követni lehet a különböző részecskék sűrűségét az idő függvényében, és ez extrapolálható a jelen korra, amiből származó becslést összehasonlíthatjuk a sötét anyag sűrűségére vonatkozó mérések eredményével.

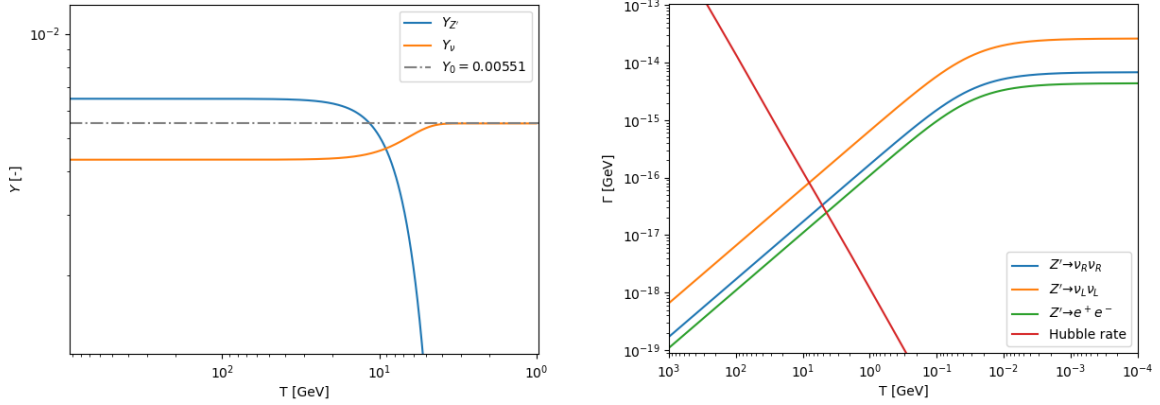
Félévben végzett kutatások ismertetése

Az új U(1) mértékbozon keresésére irányuló kísérletekből tudjuk, hogy a kiterjesztett modellben szereplő Z' mértékbozon tömege nem lehet kisebb, mint körülbelül 20 MeV. Nehéz Z' mértékbozon esetén pedig az új mértékcsatolás válik olyan nagygyá, ami ellentmond a standard model pontos ellenőrzéseinek. Így a modell szempontjából érdekes tömegtartomány 20–100 MeV. A jobb-kezes neutrínók közül egyet választhatunk könnyűnek $m_4 = \mathcal{O}(10 \text{ keV})$ -nek míg a másik kettőt nehéznek, $m_{5,6} = \mathcal{O}(100 \text{ GeV})$.

Az energia megmaradása miatt a Z' mértékbozon csak $m_{Z'}/2$ -nél kisebb tömegű fermion-párra bomolhat. Ezek lehetnek neutrínók, a legkönnyebb jobb-kezes neutrínó, elektronok. Szabad kvarkok nem léteznek. A könnyű kvarkok legkönnyebb kötött állapotai a pionok, és az általunk vizsgált tartományban $m_{Z'} < m_\pi$, ezért a könnyű kvarkok végállapotai nem jelenhetnek meg. Neutrínók esetén eldöntendő kérdés, hogy Dirac vagy Majorana természetűek, de ez nem változtat sokat a bomlási arányokon hiszen a különbség az $m_\nu^2/m_{Z'}^2 \approx 0$ hányadoson keresztül jelenik meg. Például a legkönnyebb jobb-kezes neutrínóra történő bomlások esetén

$$\Gamma_{Z' \rightarrow \nu_4 \bar{\nu}_4}^{\text{Dirac}} = \frac{\alpha_e m_{Z'}}{6} \left(C_{\nu_R}^{(Z')} \right)^2 \sqrt{1 - \frac{4m_4^2}{m_{Z'}^2}} \left[1 - \frac{m_4^2}{m_{Z'}^2} \right] \quad (1)$$

$$\Gamma_{Z' \rightarrow \nu_4 \nu_4}^{\text{Majorana}} = \frac{\alpha_e m_{Z'}}{6} \left(C_{\nu_R}^{(Z')} \right)^2 \left[1 - \frac{4m_4^2}{m_{Z'}^2} \right]^{\frac{3}{2}}, \quad (2)$$



1. ábra. A bal oldalon látható a (6) egyenlet numerikus megoldása, míg a jobb oldalon a termikusan átlagolt bomlási arányok szerepelnek a Hubble *állandóval* együtt. Látható, hogy a bomlás akkor hatékony, amikor a bomlási arány nagyobb, mint a Hubble állandó adott hőmérsékleten vett értéke. Magas hőmérsékleten a bomlási ráták kicsik, ezért mind Z' mind ν_4 értéke megegyezik az egyensúlyi értékükkel.

ahol $C_{\nu_R}^{(Z')}$ egy modell paramétereitől függő szám. Hasonlóan bal-kezes neutrínók esetén

$$\Gamma_{Z' \rightarrow \nu_i \nu_i}^{\text{Majorana}} = \frac{\alpha_e m_{Z'}}{6} \left(C_{\nu_L}^{(Z')} \right)^2 \left[1 - \frac{4m_i^2}{m_{Z'}^2} \right]^{\frac{3}{2}}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (3)$$

valamint elektron-positron párra

$$\Gamma_{Z' \rightarrow e^- e^+} = \frac{\alpha_e m_{Z'}}{6} \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{m_{Z'}^2}} \left[\left((C_{e_L}^{(Z')})^2 + (C_{e_R}^{(Z')})^2 \right) \left(1 - \frac{m_e^2}{m_{Z'}^2} \right) + 6 \frac{m_e^2}{m_{Z'}^2} C_{e_L}^{(Z')} C_{e_R}^{(Z')} \right]. \quad (4)$$

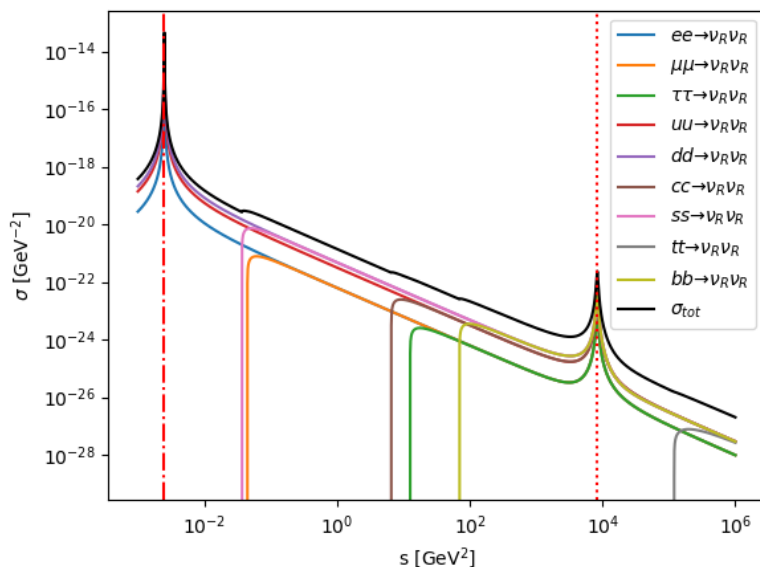
Ez az összes lehetséges bomlási csatorna a Z' bozonra.

Jobb-kezes neutrínó keletkezhet Z vagy skalár bomlása esetén is, azonban ezek valószínűsége elhanyagolható. Z esetén a csatolás a modell paraméterezése miatt kicsi (azaz $C_{\nu_R}^{(Z)} \ll C_{\nu_R}^{(Z')}$), skalárookra pedig

$$\Gamma_{S \rightarrow \nu_4 \nu_4}^{\text{Majorana/Dirac}} = \frac{\alpha_e}{8 \sin^2 \Theta_W \tan^2 \beta} \frac{m_4^2}{m_W^2} m_S \left[1 - 4 \frac{m_4^2}{m_S^2} \right]^{3/2} \propto \frac{m_4^2}{m_W^2} \approx 0. \quad (5)$$

Ez azt jelenti, hogy csak bomlásokat tekintve egyedül a Z' bozonokat kell figyelembe vennünk. A megoldandó Boltzmann-egyenletrendszer két egyenletből fog állni. Az első a Z' bozonok számát követi, amely a teljes Z' bomlási ráta alapján csökken, a második pedig a jobb-kezes neutrínók számát követi, ami minden időpillanatban az adott Z' bozonok számától függ. Jelölje \mathcal{Y}_i az i részecske együttmozgó számsűrűségét. A dimenziómentes hőmérséklet jellegű $z = m_{Z'}/T$ változó függvényében az egyenletrendszer a

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{Y}_{Z'}}{dz} &= -\frac{2\pi^2}{45} \sqrt{\frac{45}{4\pi^3}} \frac{z m_{Pl}}{m_{Z'}^2} g_{\text{decay}}^*(z) \langle \Gamma_{Z', \text{tot}} \rangle(z) \mathcal{Y}_{Z'}, \\ \frac{d\mathcal{Y}_\nu}{dz} &= \frac{2\pi^2}{45} \sqrt{\frac{45}{4\pi^3}} \frac{z m_{Pl}}{m_{Z'}^2} g_{\text{decay}}^*(z) \langle \Gamma_{Z' \rightarrow \nu_4 \nu_4} \rangle(z) \mathcal{Y}_{Z'} \end{aligned} \quad (6)$$



2. ábra. A lehetséges $f\bar{f} \rightarrow \nu_4\nu_4$ hatáskeresztmetszetek grafikonjai a tömegközépponti energia s függvényében. Függőleges szaggatott és pontozott vonallal az $s = m_{Z'}^2$ és $s = m_V^2$ rezonanciák vannak jelölve. A hatáskeresztmetszetben komplex tömeget használva, $m_V^2 = m_{V,pole}^2 + im_V\Gamma_V$, a hatáskeresztmetszet véges, $\sigma(s = m_V^2) < \infty$.

alakban írható. A termikusan átlagolt bomlási ráta Maxwell-Boltzmann közelítésben megkapható, mint

$$\langle \Gamma_{x \rightarrow yy} \rangle(z) = \Gamma_{x \rightarrow yy} \frac{K_1(z)}{K_2(z)}, \quad \text{ahol} \quad z = \frac{m_x}{T} \quad (7)$$

és K_1 , K_2 a módosított másodfajú Bessel-függvények. A bomlások hőmérsékletfüggése azonos, ezért a bomlások elágazási arányai függetlenek hőmérséklettől. Feltételezve, hogy $m_i \ll m_{Z'}$ a bal-kezes neutrínókra, a modell egy adott paraméterezésére

$$\text{BR}(Z' \rightarrow e^-e^+) = 0.117, \quad (8)$$

$$\text{BR}(Z' \rightarrow \nu_L\nu_L) = 0.701, \quad (9)$$

$$\text{BR}(Z' \rightarrow \nu_4\nu_4) = 0.182. \quad (10)$$

Természetesen nem csak a bomlások befolyásolják az egyes részecskefajták számát, hanem szórások is. A legjelentősebb folyamat a fermionok szórása jobbkezes neutrínókra, $f\bar{f} \rightarrow \nu_4\nu_4$. Ez a folyamat fagráf közelítésben Z és Z' bozonokon keresztül valósulhat meg s csatornás folyamatban (skalárokat elhanyagoljuk). A hatáskeresztmetszet analitikus alakja nem túlságosan informatív, ezért csak ábrázolom őket a 2. ábrán minden egyes kezdeti fermion párra (ugyanazon paraméter-értékek mellett mint korábban).

A bomlási rátával ellentétben a termikusan átlagolt hatáskeresztmetszetre nincs egyszerű képlet, hanem egy s -integrált kell numerikusan elvégeznünk minden egyes hőmérsékletre. Maxwell-Boltzmann közelítésben

$$\langle \sigma_{xx \rightarrow yy} v_{M01} \rangle(T) = \frac{1}{8m_x^4 T K_2^2(m_x/T)} \int_{4m_x^2}^{\infty} ds \sigma_{xx \rightarrow yy}(s) (s - 4m_x^2) \sqrt{s} K_1\left(\frac{\sqrt{s}}{T}\right). \quad (11)$$

definiálja a termikusan átlagolt hatáskeresztmetszetet. Ez az integrál természetesen csak akkor véges, ha σ véges, azaz a bozonikus propagátorokban komplex tömegeket kell használnunk, $m_V^2 = m_{V,pole}^2 + im_V\Gamma_V$. Hasonlóan a bomlási arányhoz, itt is összehasonlíthatunk

a Hubble állandóval. Természetesen magát a hatáskeresztmetszetet nem tudjuk, mert más a dimenziója, ezért az egyensúlyi számsűrűség-szeresét vesszük, ami lényegében a reakciók sebességét fejezi ki, és ez már összehasonlítható a Hubble-tágulással. Amennyiben a Hubble tágulás gyorsabb, mint a kölcsönhatások rátája, a folyamat nem változtatja érdemben a részecskék számát. Azaz olyan hőmérséklet-tartományokat keresünk, ahol $n_f^{eq}(T)\sigma_{f\bar{f}\rightarrow\nu_4\nu_4}(T) > H(T)$.

A korábban használt paraméterekkel az elektronokra vonatkozó ráta rendkívül széles hőmérséklet-tartományban a Hubble tágulás fölött helyezkedik el. Ez egyrésztől jó jel, mert egy reális paraméterezésre sok jobb-kezes neutrínó keletkezését jósolja, másrésztől viszont valószínűleg nem lehet jó, mert túl sok elektront tüntethet el. Továbbá a QCD fázisátalakulás kezelése $T \sim 285$ MeV környékén elbonyolítja a differenciálegyenlet integrálását. A fázisátalakulás miatt az effektív szabadsági fokok száma gyorsan zuhan, ami egy diszkontinuitást kelt a deriváltakban, és így a Boltzmann-egyenletben megjelenő g^* -ban is:

$$\frac{d\mathcal{Y}_\nu}{dz} = -\frac{2\pi^2}{45} \sqrt{\frac{45}{4\pi^3}} \frac{m_{Pl}m_Z}{z^2} \sqrt{g^*(z)} \langle \sigma v_{Mol} \rangle (\mathcal{Y}_\nu^2 - \mathcal{Y}_{\nu,eq}^2), \quad z = \frac{m_Z}{T}. \quad (12)$$

A közvetlen célkitűzések jelen pillanatban a paraméterezésre való érzékenység ellenőrzése, az effektív szabadsági fokok rendezése és megértése a QCD fázisátalakulás közelében, valamint megfelelő paraméterezés mellett a teljes Boltzmann egyenletrendszer megoldása, kiterjesztve az elektronok sűrűségének követésével is.

Tanulmányok

A második félévben 3 tantárgyat vettem fel. Standard Modellt, Haladó Térelméletet és a Szolitonok és Instantonok órasorozat első féléves óráját végeztem el, mindegyiket jeles eredménnyel.

A félévben került volna megrendezésre a ELFT iskolája a Standard Modellen túli fizikáról, amelyre előadással készültem kutatási témámról, azonban ez határozatlan időre el lett halasztva tekintettel a járványra.