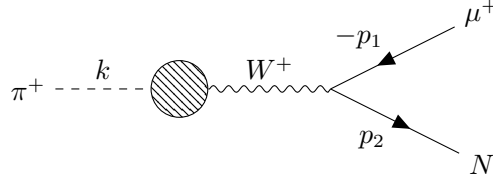


1 HNL 的产生过程

1.1 π^\pm 衰变

AGN 环境中通过 $p-p$ 与 $p-\gamma$ 过程产生大量的 π 介子。在标准模型下, 这些介子主要衰变成为 μ 子和 μ 子中微子, 而 HNL 的引入会使得 π 介子有可能衰变到 HNL 粒子。



由于 HNL 粒子通过混合角 $U_{\mu N}$ 参加弱作用, π^\pm 的衰变过程中, HNL 产生的衰变宽度与产生 ν_μ 的宽度只差一个混合角和运动学因子:

$$\frac{\Gamma_{\pi \rightarrow \mu N}}{\Gamma_{\pi \rightarrow \mu \nu}} = |U_{\mu N}|^2 \frac{((m_\mu^2 - m_N^2)^2 - m_\pi^2(m_\mu^2 + m_N^2))\sqrt{\lambda(m_\pi^2, m_\mu^2, m_N^2)}}{m_\mu^2(m_\mu^2 - m_\pi^2)(m_\pi - m_\mu)} \quad (1)$$

其中

$$\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2zx \quad (2)$$

此过程的运动学因子在 $m_N = 10-30 \text{ MeV}$ 的范围内从接近 1 下降到 0.7 左右, 故主要的贡献在混合角, 相空间抑制相比较而言不明显。

对于两体衰变, 产物在质心系中的能量是固定的, 能谱的分布来源于母粒子的能谱。HNL 在实验室系中的最大能量为

$$\frac{E_{N, \max}}{E_\pi} = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2 + m_N^2 + \sqrt{\lambda(m_\pi^2, m_\mu^2, m_N^2)}}{2m_\pi^2} \quad (3)$$

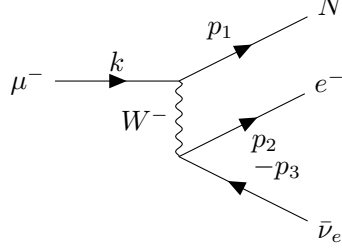
当取 $m_N \rightarrow 0$ 时得到无质量中微子的情况 [1]。在 $m_N = 10-30 \text{ MeV}$ 的范围内, 这一比值从 0.42 下降到 0.34 左右。而对中微子这一值为 $1 - m_\mu^2/m_\pi^2 \approx 0.43$ 。有质量的 HNL 相比较中微子从 π 介子中分得较少的能量。

这同时表明对于 π 介子衰变产生 HNL 的过程, [1] 中对于中微子的表达式仍然适用, 只需要替换上述比值即可。

1.2 μ 子衰变

处理 μ 子衰变这样的三体衰变会更加繁琐, 但事实上, 与处理 $\pi \rightarrow \mu N$ 的过程一样, 新过程只是标准模型产生中微子的衰变加上混合角和不可忽

略的质量。 μ 子产生 HNL 粒子的衰变过程如下：



其衰变宽度具有如下平凡的形式

$$\Gamma_{\mu \rightarrow N} = \Gamma_{\mu \rightarrow \nu} \times |U_{\mu N}|^2 \times \rho_{\mu}(m_N) \quad (4)$$

其中 HNL 的质量导致的运动学因子为

$$\rho_{\mu}(m_N) = -r_N^8 + 8r_N^6 + 24r_N^4 \sinh^{-1}\left(\frac{r_N^{-1} - r_N}{2}\right) - 8r_N^2 + 1 \quad (5)$$

其中 $r_N = m_N/m_{\mu}$ 。而衰变产生的 HNL 能谱为：

$$\frac{d\Gamma}{dE} = \frac{G_F^2 p^2 (3m_{\mu}^2 E + 3m_N^2 E - 4m_{\mu} p - 6m_N^2 m_{\mu})}{12\pi^3 E} \quad (6)$$

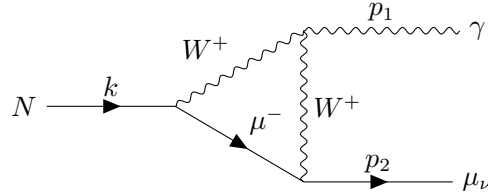
在 μ 子静止系下，我们可以比较其产生的 HNL 和 ν_{μ} 的能谱（图 1）。 μ 子产生 HNL 的情况下，产生的 HNL 能谱形状跟 ν_{μ} 较为相似，除了由于 HNL 存在质量而导致的截断。这使得相比于 ν_{μ} ，HNL 的能谱略向高能集中一点。

回到实验室参考系后，参考 [1] 中的处理方式，可以得到 HNL 的能谱。这里我们忽略了 π 介子产生的 μ 子的极化问题。

2 HNL 寿命与衰变

2.1 辐射衰变

考虑圈图的情况下，HNL 可以通过风味改变中性流发生辐射衰变，直接产生 γ 射线。典型的费曼图如下（还有另一个经由 μ 子发射光子的图）：



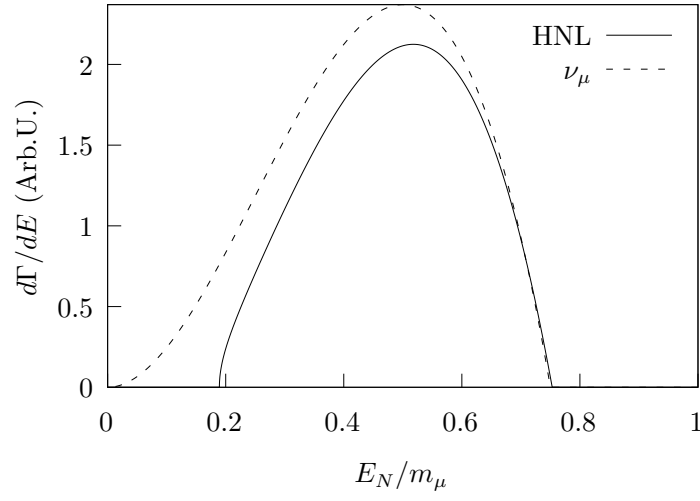


图 1: 在 μ 子静止系中, 其衰变产生的有质量 HNL 和无质量 ν_μ 的能谱比较。此图中 HNL 质量 $m_N = 20$ MeV。能谱对 ν_μ 进行了归一化处理, 并令 $|U_{\mu N}|^2 = 1$ 。

然而，虽然我们在本文章中只考虑 HNL 与 ν_μ 的混合，在典型的 ISS 模型中，HNL 会与所有味的中微子混合。这意味着此过程会受到 GIM 机制的抑制，使得衰变宽度正比于 $(\frac{m_N}{m_W})^2$ ，难以主导衰变过程。

如果我们考虑其它机制产生的辐射衰变，情况会有所不同。现时有很多模型可以加强这一过程，我们暂时不关注具体过程的原理，而仅关注这一简单的两体衰变过程。

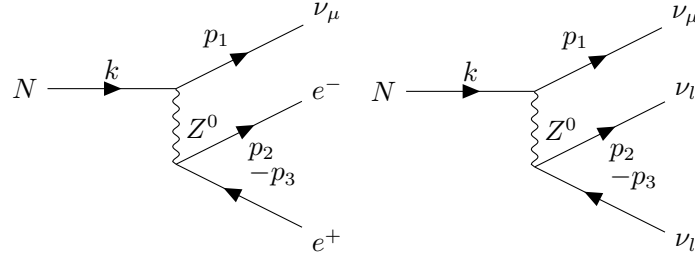
2.2 轻子衰变

对于 HNL 粒子的衰变过程，其必须经由与 ν_μ 的混合完成，考虑到我们研究的质量范围，其只能通过 Z^0 通道衰变。可能的通道有：

$$N \rightarrow \nu_\mu + e^- + e^+$$

$$N \rightarrow \nu_\mu + \nu_l + \nu_l$$

费曼图则如下



电子对衰变通道的振幅可以写为

$$i\mathcal{M}_{(N \rightarrow e^+ e^- \nu_\mu)} = -i\sqrt{2}U_{\mu N}G_F[\bar{u}_e(p_2)\gamma^\mu(2s_w^2 - \frac{1-\gamma^5}{2})v_e(p_3)] \quad (7)$$

$$\times [\bar{u}_{\nu_\mu}(p_1)\gamma_\mu(\frac{1-\gamma^5}{2})u_N(k)] \quad (8)$$

全中微子通道的振幅为

$$i\mathcal{M}_{(N \rightarrow \nu_l \nu_l \nu_\mu)} = -i\frac{\sqrt{2}}{2}U_{\mu N}G_F[\bar{u}_{\nu_l}(p_2)\gamma^\mu(\frac{1-\gamma^5}{2})v_{\nu_l}(p_3)] \quad (9)$$

$$\times [\bar{u}_{\nu_\mu}(p_1)\gamma_\mu(\frac{1-\gamma^5}{2})u_N(k)] \quad (10)$$

参考文献

- [1] S. R. Kelner, F. A. Aharonian, and V. V. Bugayov, “Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime,” *Physical Review D—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology*, vol. 74, no. 3, p. 034018, 2006.