

初期宇宙由来の背景ニュートリノスペクトラム の精密計算とその直接観測に向けて

秋田謙介 (東工大)

arXiv:2005.07047

共同研究者：

山口昌英 (東工大)

2020年 6月2日
新学術「地下宇宙」領域研究会

Outline

1. Introduction

- ・ 動機
- ・ 現在の宇宙における宇宙背景ニュートリノ

2. ニュートリノ 脱結合とスペクトラム

3. Summary

Introduction

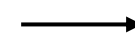
- 宇宙背景放射(CMB)の観測は多くの宇宙論パラメータに制限をつけた
- しかし、標準模型を超えた模型、初期宇宙の模型への制限はまだ不十分
初期宇宙をより知るための、将来の観測方法はあるか？

- 宇宙背景ニュートリノを用いた初期宇宙の観測

脱結合温度 ~ 2 MeV (CMBの脱結合温度 ~ 0.3 eV)

CMBからニュートリノの全エネルギー密度を特徴づける実効数に制限

$$\text{ニュートリノ実効数: } N_{\text{eff}} = 2.99^{+0.34}_{-0.33}$$



MeV scaleの物理に制限
将来1%まで精度が改善

直接観測によって N_{eff} 以上の情報を手に入れたい

Introduction

- 現在の宇宙における宇宙背景ニュートリノ

$$\text{平均運動量} : \langle p \rangle \sim 0.53 \text{ meV} \ll \sqrt{\Delta m_{21}^2}, \sqrt{|\Delta m_{31}^2|}$$

二つのニュートリノは非相対論的粒子

flavor neutrinoは質量行列の非対角項により量子化できない

left-handed neutrinoは非保存 (chiralityは非保存)

helicityが保存

直接観測のための第一歩として、一様等方宇宙で

ニュートリノ脱結合後の

Mass-diagonalな基底のnegative-helicity neutrinoのスペクトラムを求める



スペクトラム(分布関数)
が定義できない

ニュートリノ脱結合

- 脱結合温度 $2 \text{ MeV} \sim$ 電子の対消滅温度 $m_e = 0.5 \text{ MeV}$

電子の対消滅の一部がニュートリノに変換

脱結合の遅い高エネルギー側のスペクトラムが歪む
($\Gamma > H$)

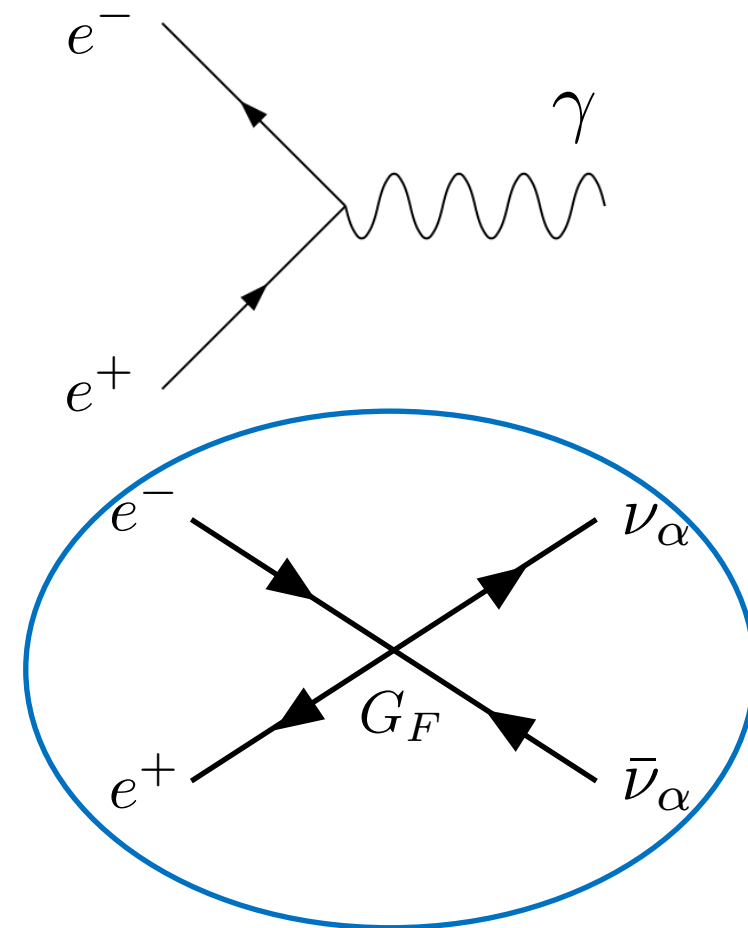
精密な N_{eff} の観測にも備え

QEDの有限温度効果を $\mathcal{O}(e^3)$ まで考慮し

スペクトラムの発展式を解く

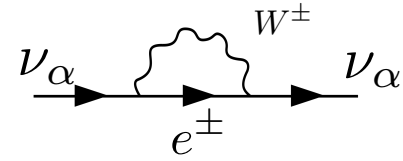
$$\langle a_\beta^\dagger(\mathbf{p}) a_\alpha(\mathbf{p}') \rangle = (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{p}') (\rho_p)_{\alpha\beta} \quad (\alpha, \beta = e, \mu, \tau)$$

$$(\partial_t - H p \partial_p) \rho_p = -i \left[\left(\frac{M^2}{2p} - \frac{8\sqrt{2} G_F p}{3m_W^2} E \right), \rho_p \right] + C[\rho_p],$$



高エネルギー領域で
この反応が起きやすい

Setup



refractive効果

$\mathcal{O}(e^3)$ までの補正を考慮

$$(\partial_t - Hp\partial_p)\rho_p = -i \left[\underbrace{\left(\frac{M^2}{2p} - \frac{8\sqrt{2}G_F p}{3m_W^2} E \right)}_{\text{振動項}}, \rho_p \right] + \underbrace{C[\rho_p]}_{\text{衝突項(散乱,対消滅)}} + \frac{d\rho}{dt} = -3H(\rho + P)$$

エネルギー保存則
(T_γ の発展を記述)

- 上式をcomoving coordinateで解く

$$x = m_e a, \quad y = p a, \quad z = T_\gamma a$$

time momentum Photon temperature

- 初期条件

$$z_{\text{in}} \simeq 1, \quad x_{\text{in}} = m_e / (10 \text{ MeV}), \quad \rho_y^{\text{in}} = \text{diag} \left(\frac{1}{e^{y/z_{\text{in}}} + 1}, \frac{1}{e^{y/z_{\text{in}}} + 1}, \frac{1}{e^{y/z_{\text{in}}} + 1} \right).$$

- スペクトラムと N_{eff} を flavor基底と mass基底で求める

$$N_{\text{eff}} = \left(\frac{z_0}{z_{\text{fin}}} \right)^4 \left(3 + \frac{\delta\rho_{\nu_e}}{\rho_{\nu_0}} + \frac{\delta\rho_{\nu_\mu}}{\rho_{\nu_0}} + \frac{\delta\rho_{\nu_\tau}}{\rho_{\nu_0}} \right), \quad z_0, \rho_{\nu_0} : \text{電子が全て光子に対消滅したときの量}$$

$\delta\rho_{\nu_\alpha} = \rho_{\nu_\alpha} - \rho_{\nu_0}, \quad z_{\text{fin}} : \text{final value of } z$

Flavor neutrino spectra

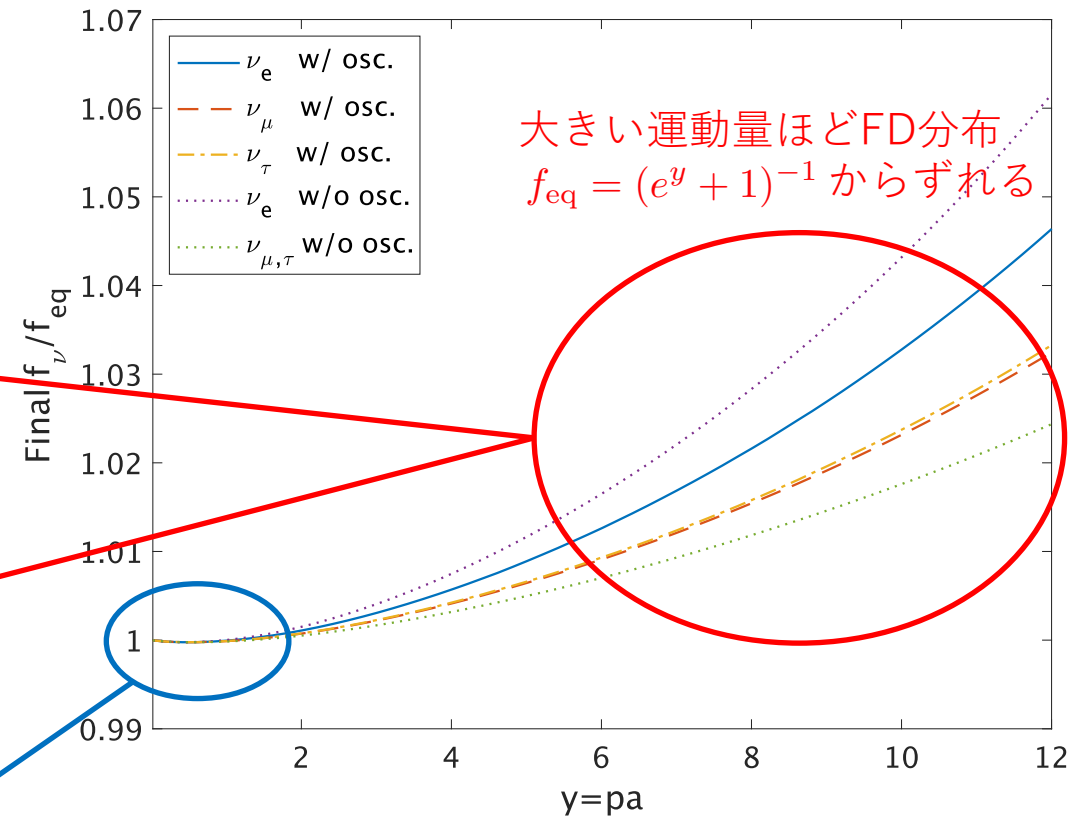
- Charged current

$$J_{e\nu_e}^\mu = \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) e$$

を通じて ν_e の歪みが大きくなる

- ニュートリノ振動は各スペクトラムを平衡化

- 小さい運動量は対消滅していない高エネルギーの電子との散乱により大きい運動量にシフト



図：脱結合後のスペクトラム

Flavor neutrinoの特徴量

- N_{eff} への各効果の寄与

ニュートリノ振動: +0.00056

$\mathcal{O}(e^2)$ の有限温度効果: +0.01026

$\mathcal{O}(e^3)$ の有限温度効果: -0.00095

$$N_{\text{eff}} = 3.044$$

- ニュートリノ振動は ν_e の数を減らす
 → 電子の ν_e への対消滅が促進
 → N_{eff} がわずかに大きくなる

| Case | z_{fin} | N_{eff} |
|--|------------------|------------------|
| Instantaneous decoupling | 1.40102 | 3.000 |
| No mixing + No QED | 1.39910 | 3.03404 |
| No mixing + QED up to $\mathcal{O}(e^2)$ | 1.39789 | 3.04430 |
| No mixing + QED up to $\mathcal{O}(e^3)$ | 1.39800 | 3.04335 |
| mixing + QED up to $\mathcal{O}(e^2)$ | 1.39786 | 3.04486 |
| mixing + QED up to $\mathcal{O}(e^3)$ | 1.39797 | 3.04391 |

| Case | $\delta\bar{\rho}_{\nu_e}(\%)$ | $\delta\bar{\rho}_{\nu_\mu}(\%)$ | $\delta\bar{\rho}_{\nu_\tau}(\%)$ |
|--|--------------------------------|----------------------------------|-----------------------------------|
| Instantaneous decoupling | 0 | 0 | 0 |
| No mixing + No QED | 0.949 | 0.397 | 0.397 |
| No mixing + QED up to $\mathcal{O}(e^2)$ | 0.937 | 0.391 | 0.391 |
| No mixing + QED up to $\mathcal{O}(e^3)$ | 0.937 | 0.391 | 0.391 |
| mixing + QED up to $\mathcal{O}(e^2)$ | 0.712 | 0.511 | 0.523 |
| mixing + QED up to $\mathcal{O}(e^3)$ | 0.712 | 0.511 | 0.523 |

| Case | $\delta\bar{n}_{\nu_e}(\%)$ | $\delta\bar{n}_{\nu_\mu}(\%)$ | $\delta\bar{n}_{\nu_\tau}(\%)$ |
|--|-----------------------------|-------------------------------|--------------------------------|
| Instantaneous decoupling | 0 | 0 | 0 |
| No mixing + No QED | 0.583 | 0.240 | 0.240 |
| No mixing + QED up to $\mathcal{O}(e^2)$ | 0.575 | 0.236 | 0.236 |
| No mixing + QED up to $\mathcal{O}(e^3)$ | 0.575 | 0.236 | 0.236 |
| mixing + QED up to $\mathcal{O}(e^2)$ | 0.435 | 0.311 | 0.319 |
| mixing + QED up to $\mathcal{O}(e^3)$ | 0.436 | 0.312 | 0.319 |

$$\delta\bar{\rho}_{\nu_\alpha} = (\rho_{\nu_\alpha} - \rho_{\nu_0})/\rho_{\nu_0}, \quad \delta\bar{n}_{\nu_\alpha} = (n_{\nu_\alpha} - n_{\nu_0})/n_{\nu_0}$$

Massive neutrino spectra

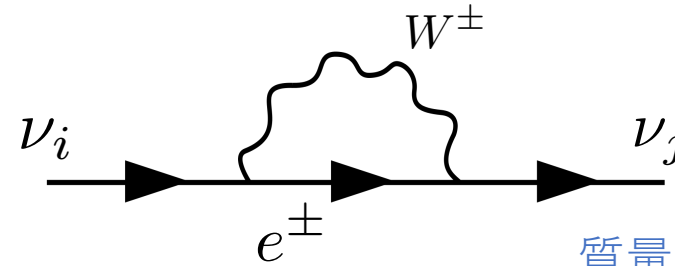
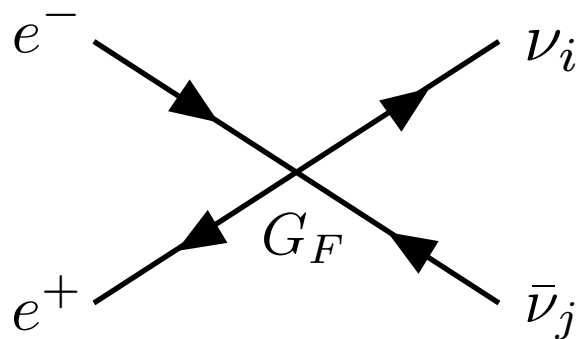
- Charged currents

$$J_{e\nu_e}^\mu = \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) e,$$

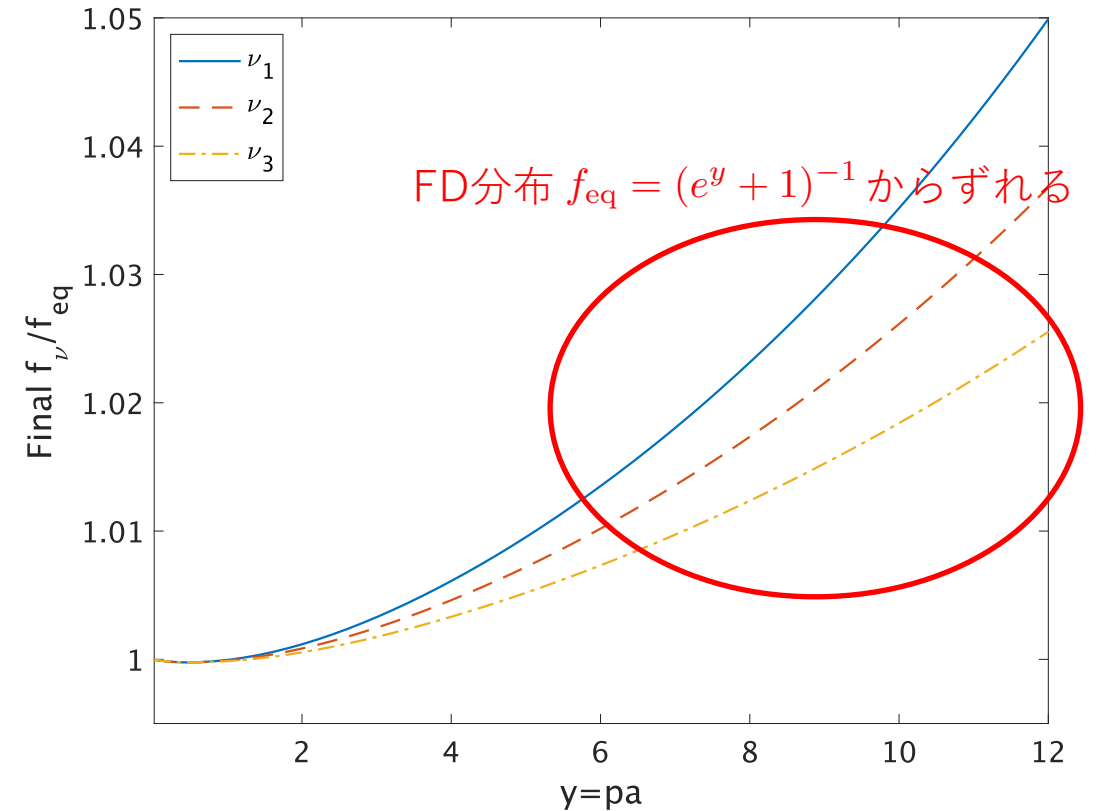
$$= \sum_{i=1}^3 \underline{U_{ei}^*} \bar{\nu}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) e.$$

PMNS行列

を通じた二体散乱、refractive効果によって、
スペクトラムに違いが生じる



質量が補正を受ける



(comoving momentum)

図：脱結合後のスペクトラム

Massive neutrinoの特徴量

- N_{eff} はflavor基底の値とほぼ一致！

$$N_{\text{eff}} = 3.044$$

- N_{eff} への $\mathcal{O}(e^3)$ の有限温度効果の寄与

$$: \underline{+0.00095}$$

flavor基底と一致

- エネルギー密度と数密度の熱平衡状態からのずれは直接観測によって初期宇宙への制限を得る上で役立つはず

| Case | z_{fin} | N_{eff} |
|------------------------------|------------------|------------------|
| QED up to $\mathcal{O}(e^2)$ | 1.39786 | 3.04483 |
| QED up to $\mathcal{O}(e^3)$ | 1.39797 | 3.04388 |

| Case | $\delta\bar{\rho}_{\nu_1}(\%)$ | $\delta\bar{\rho}_{\nu_2}(\%)$ | $\delta\bar{\rho}_{\nu_3}(\%)$ |
|------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|
| QED up to $\mathcal{O}(e^2)$ | 0.764 | 0.573 | 0.409 |
| QED up to $\mathcal{O}(e^3)$ | 0.764 | 0.574 | 0.409 |

| Case | $\delta\bar{n}_{\nu_1}(\%)$ | $\delta\bar{n}_{\nu_2}(\%)$ | $\delta\bar{n}_{\nu_3}(\%)$ |
|------------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| QED up to $\mathcal{O}(e^2)$ | 0.468 | 0.350 | 0.248 |
| QED up to $\mathcal{O}(e^3)$ | 0.468 | 0.350 | 0.248 |

$$\delta\bar{\rho}_{\nu_i} = (\rho_{\nu_i} - \rho_{\nu_0})/\rho_{\nu_0}, \quad \delta\bar{n}_{\nu_i} = (n_{\nu_i} - n_{\nu_0})/n_{\nu_0}$$

Flavorとmass基底におけるスペクトラムの関係

In ultra-relativistic limit,

$$\nu_\alpha = \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i} \nu_i \quad \longleftrightarrow \quad a_\alpha(\mathbf{p}, t) = \sum_{i=1,2,3} U_{\alpha i} a_i(\mathbf{p}, t) \quad (\alpha = e, \mu, \tau)$$

このとき

$$f_{\nu_\alpha}(\mathbf{p}, t) = \sum_{i,j=1,2,3} U_{\alpha j}^* U_{\alpha i} (\rho_p)_{ij}$$

After the neutrino decoupling, $(\rho_p)_{ij} \simeq 0$ ($i \neq j$) and

$$f_{\nu_\alpha}(\mathbf{p}, t) = \sum_{i=1,2,3} |U_{\alpha i}|^2 f_{\nu_i}(\mathbf{p}, t)$$

この関係を使えば、別の基底の分布関数を簡単に求めることができる！

Summary

- 現在の宇宙で、宇宙背景ニュートリノスペクトラムを観測するためには、mass-diagonalな基底のスペクトラムを観測するべきであり、この基底でのスペクトラムを明らかにした。
- 精密な直接・間接観測に備えて、電磁相互作用の有限温度効果を $\mathcal{O}(e^3)$ まで取り入れ、ニュートリノスペクトラムを明らかにした。
- このとき、観測量であるニュートリノ実効数は $N_{\text{eff}} = 3.044$.