

第7回

湯川記念財団・木村利栄理論物理学賞 受賞記念講演

「超重力理論と初期宇宙の元素合成」

川崎雅裕(東京大学宇宙線研究所)

登壇者 郡 和範(高エネルギー加速器研究機構)

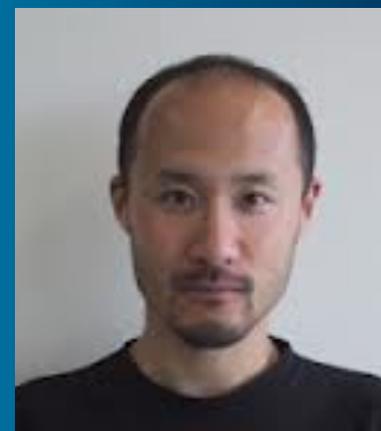
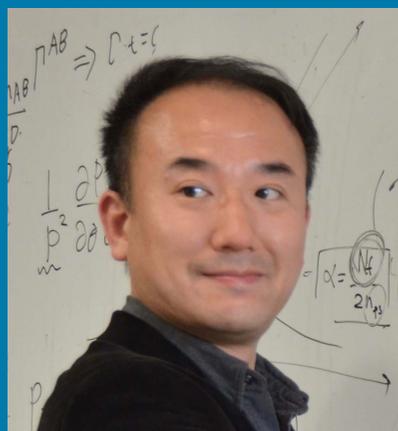
諸井健夫(東京大学大学院理学研究科)

2013年1月22日

京都大学基礎物理学研究所

たいへん名誉ある賞をいただき
誠にありがとうございます
我々の研究がこのように評価され
一同よろこんでおります

川崎 雅裕、郡 和範、諸井 健夫



目次

- はじめに
- 標準ビッグバン元素合成
- 超対称性と超重力理論
- ビッグバン元素合成による電磁的・ハドロンの崩壊する粒子への制限
- グラビティーノ問題
- 他の応用例
- 結論

遠藤-木村(1980)による、グラビティーノ のアノマリーの仕事

R.Endo and T.Kimura, PTP63(1980)3



- Kimura (1969)でゲージ場における3点axial anomalyと同じく、グラビトンにおいてもanomalyあることが発見された
- この論文で、重力場中でのgravitinoのanomalyを見いだした。

はじめに

- 重力をも統一する、究極理論は未完成
- 超重重力理論は標準理論を重力を含むように超対称に拡張した理論
- 重力のスケールであるプランク質量($M_p \sim 10^{19} \text{GeV}$)へは、将来実験では到達しないかもしれない
- 初期宇宙の温度が高かった時代の現象との整合性を調べ、超重重力理論をはじめとする究極理論の情報を得るという動機が生じる

ビッグバン元素合成との整合性 (宇宙開闢3分間)

- 量子重力の候補理論には不安定粒子が多数存在

グラビティーノ (超重力理論で予言、重力子のパートナー)

モジュライ場、ディラトン場 (超弦理論などで予言)

- 重力相互作用で崩壊するので、たいへん長寿命となり、ビッグバン元素合成の成功を脅かす

$$\text{寿命} \sim \frac{M_p^2}{m^3} \frac{\hbar}{c^2} \sim 10^6 \text{秒} \left(\frac{m}{10^3 \text{GeV}} \right)^{-3}$$

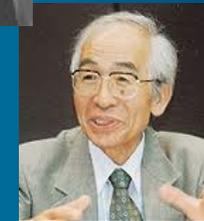
ビッグバン元素合成の理論研究

日本の系譜

1. 林忠四郎 n/p 比 (1950)



2. 佐藤文隆 Li Be B (1967-)



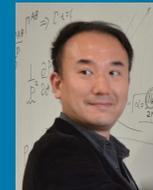
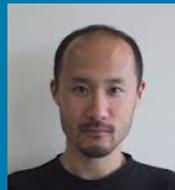
3. 佐藤勝彦 新理論の検証手段 (1977-)



4. 川崎雅裕 (1987-)



5. 諸井健夫 (1994-)、郡 和範 (1997-)



林忠四郎先生による先駆的な研究 (1950)

「 α - β - γ -林の理論」と呼ばれることも



Progress of Theoretical Physics, Vol. 5, No. 2, March~April, 1950.

Proton-Neutron Concentration Ratio in the Expanding Universe at the Stages preceding the Formation of the Elements.

Chushiro HAYASHI.

Department of Physics, Naniwa University.

(Received January 12, 1950)

現在の大阪府立大

§ 1. Introduction.

In the theory of the origin of the elements by Gamow, Alpher, and collaborators¹⁾, primordial matter (ylem) of the universe, which afterwards has been cooled down owing to the expansion of the universe and has formed the elements through nuclear reactions such as radiative capture and beta-decays, is assumed to consist solely of neutrons. At early stages, however, of high temperatures ($kT \gtrsim mc^2$, m being the electron mass) in the expanding universe before the formation of the elements, induced beta-processes caused by energetic electrons, positrons, neutrinos and antineutrinos, in addition to the natural decay of neutrons, such as



must have proceeded, their rates being faster at higher temperatures, and had a effect on the proton-neutron concentration ratio. At still higher temperatures $kT \gtrsim \mu c^2$ (μ is the mesons' mass), where large number of mesons are expected to be in existence, n - p conversion process induced by mesons would have been much more rapid owing to their stronger interactions with nucleons than the processes induced by light particles. Consequently, the n - p ratio must have been determined by the rates of such processes and those of changes in temperature and density in the universe resulting from its expansion.

佐藤勝彦-小林誠 (1977)による、 崩壊する重いニュートリノへの制限



Progress of Theoretical Physics, Vol. 58, No. 6, December 1977

Cosmological Constraints on the Mass and the Number of Heavy Lepton Neutrinos

Katsuhiko SATO and Makoto KOBAYASHI

Department of Physics, Kyoto University, Kyoto 606

(Received May 23, 1977)

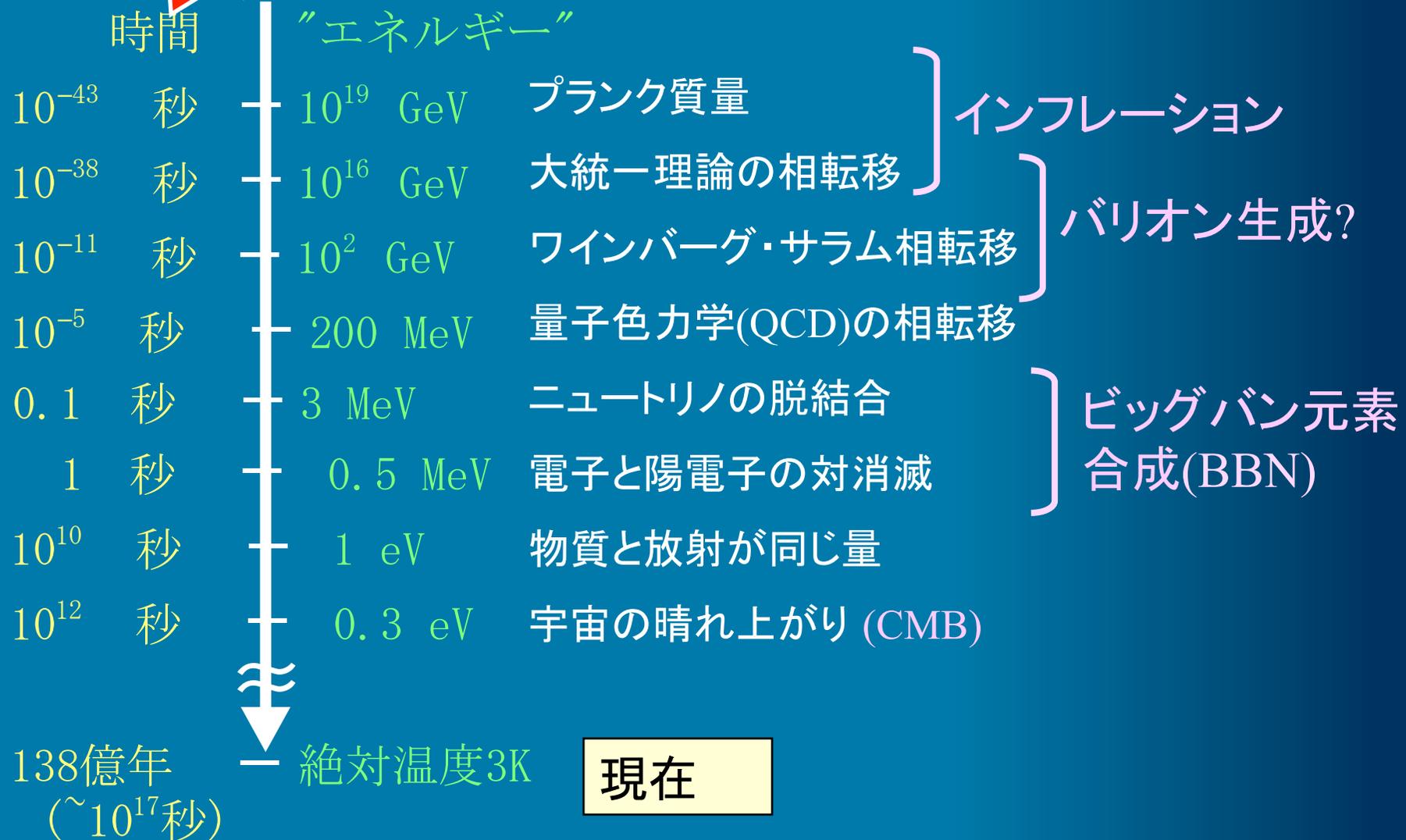
If the neutrinos associated with the heavy leptons have the masses, they may decay into the lower mass neutrinos. We discuss implications of the decays of those massive neutrinos in the standard big bang model of the universe and derive the constraints on their masses and the number from the cosmological observations, i.e., 1) the lower limit of the age of the universe and the upper limit of deceleration parameter, 2) the upper limit of the observed cosmic background radiation and 3) the upper limit of the primordial abundance of ${}^4\text{He}$. The following results are then obtained: 1) No neutrinos should exist in the mass range $70\text{ eV} < m_\nu < 23\text{ MeV}$. 2) If the muon and electron neutrinos are also massive, number of neutrinos lighter than 70 eV should be less than four. 3) A limit to the number of the neutrinos heavier than 23 MeV but lighter than 50 MeV is obtained as a function of the mass of neutrinos.

標準ビッグバン元素合成

宇宙の歴史

開闢

cf) $1 \text{ GeV} \sim 10^{13} \text{ K}$



宇宙の温度が1MeVより高いとき

1) $T > 1 \text{ MeV}$ ($t < 1 \text{ 秒}$)

{ 放射で満ち満ちている γ, e^{\pm}, ν
少量の物質 中性子 n と陽子 p とダークマター

陽子と中性子は弱い相互作用で熱平衡状態を保つ



$$n_{\text{thermal}} \propto \text{Exp}[-m/T]$$

$$\frac{n_n}{n_p} = \text{Exp}\left[-\frac{m_n - m_p}{T}\right]$$

$$(m_n - m_p \sim 1.29 \text{ MeV})$$

2) $T < 1 \text{ MeV}$ ($t > 1 \text{ 秒}$)

弱い相互作用の反応率が、宇宙膨張率に追いつけなくなる

・弱い相互作用の反応率

$$\Gamma_{n \leftrightarrow p} \sim \sigma_{n \leftrightarrow p} n_e \sim T^5 / m_W^4$$

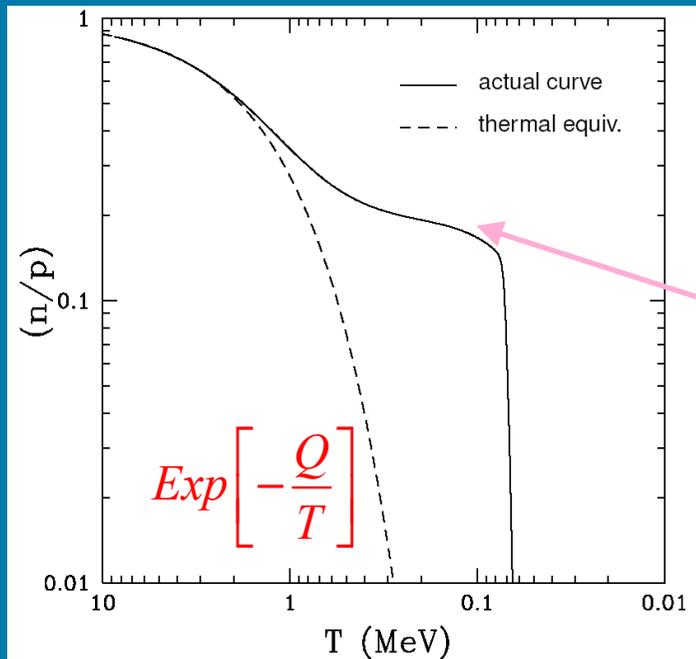
・宇宙の膨張率

$$H = \frac{\sqrt{\rho}}{3M_p} \sim \sqrt{g_*} T^2 / M_p$$

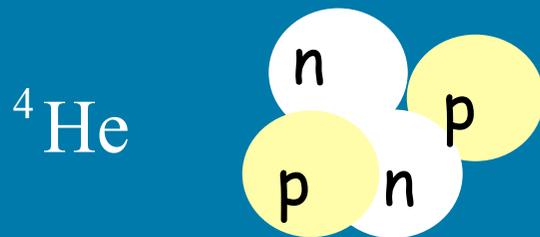
$$g_* \sim 3.36 \left[1 + 0.14(N_{\nu, \text{eff}} - 3) \right]$$

$$\frac{\Gamma_{n \leftrightarrow p}}{H} \sim \frac{T^3 M_p}{\sqrt{g_*} m_W^4} \sim \left(\frac{T}{0.8 \text{ MeV}} \right)^3 \left[1 + 0.14(N_{\nu, \text{eff}} - 3) \right]^{-1/2}$$

ヘリウム4の重量比



$$\left(\frac{n_n}{n_p} \right)_{\text{freezeout}} \approx \frac{1}{7}$$



$$n_{4\text{He}} = n_n / 2$$

$$Y_p \equiv \frac{\rho_{4\text{He}}}{\rho_B} \approx \frac{4 \times \cancel{m_N} \times n_{4\text{He}}}{\cancel{m_N} \times (n_n + n_p)} \approx \frac{2(n_n / n_p)_{\text{freezeout}}}{(n_n / n_p)_{\text{freezeout}} + 1} \approx 0.25$$

宇宙のはじまりの元素合成(宇宙年齢 1秒から3分、温度は100億度)

γ : 光子

p: 陽子

n: 中性子

^2H : 重水素 D

^3H : 3重水素 T

^3He : ヘリウム3

^4He : ヘリウム4

^6Li : リチウム6

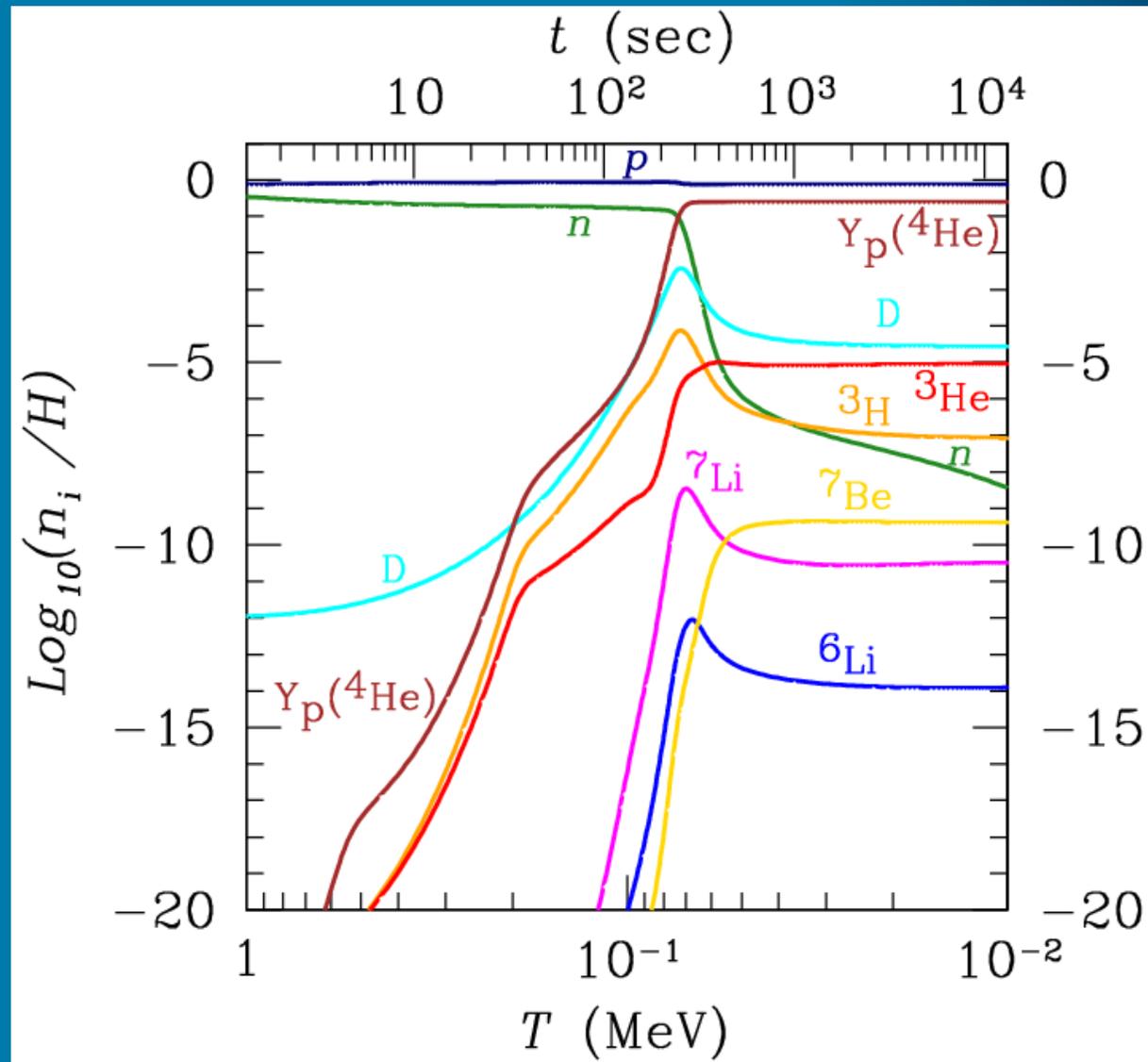
^7Li : リチウム7

^7Be : ベリリウム7

アニメーション:理化学研究所「元素誕生の謎にせまる」より

軽元素量の時間変化

$$\eta = 6.2 \times 10^{-10}$$



参考文献: KEK物理学シリーズ「宇宙物理学」、小玉、井岡、郡 (著)

タイムスケールの偶然の一致に感激！

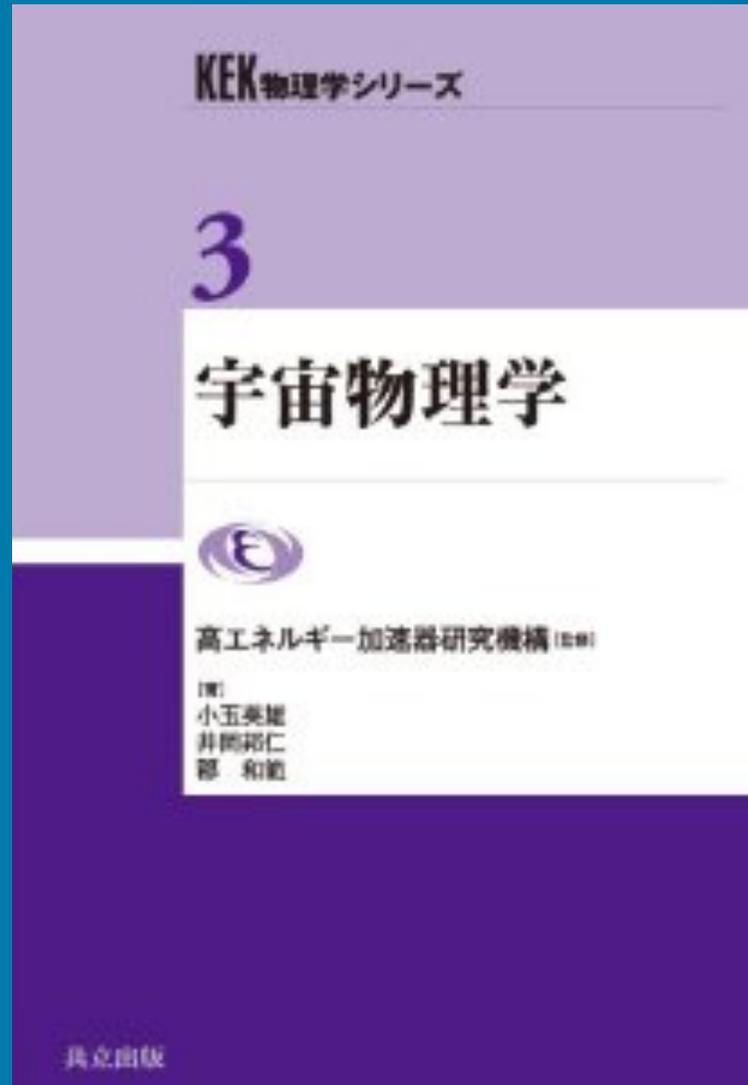
- 中性子の寿命

$$\tau_{n \rightarrow p \bar{\nu}_e e^-} \sim \frac{m_W^4}{\Delta m_{np}^5} \frac{\hbar}{c^2} \sim O(10^2) \text{ sec}$$

- 宇宙の温度が、質量差 $\Delta m_{np} \sim 1.3 \text{ MeV}$ を大きく下回る宇宙年齢 ($T \sim 0.1 \Delta m_{np}$)

$$t_{\text{cosmic}} \sim \frac{M_{\text{planck}}}{(0.1 \Delta m_{np})^2} \frac{\hbar}{c^2} \sim O(10^2) \text{ sec}$$

参考文献: KEK物理学シリーズ
「宇宙物理学」、小玉、井岡、郡 (著)



軽元素の観測量



● He4 $Y_p = 0.2534 \pm 0.0083$

Aver, Olive, Skillman (2012)

● D $D/H = (2.82 \pm 0.20) \times 10^{-5}$

Pettini et al.(2008)

● Li7 $\log_{10} ({}^7\text{Li}/H) = -9.90 \pm 0.09 (\pm 0.35)_{\text{sys.}}$

Bonifacio et al (2006)

● Li6 ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} < 0.046 \pm 0.022 (\pm 0.106)_{\text{sys}}$

系統誤差

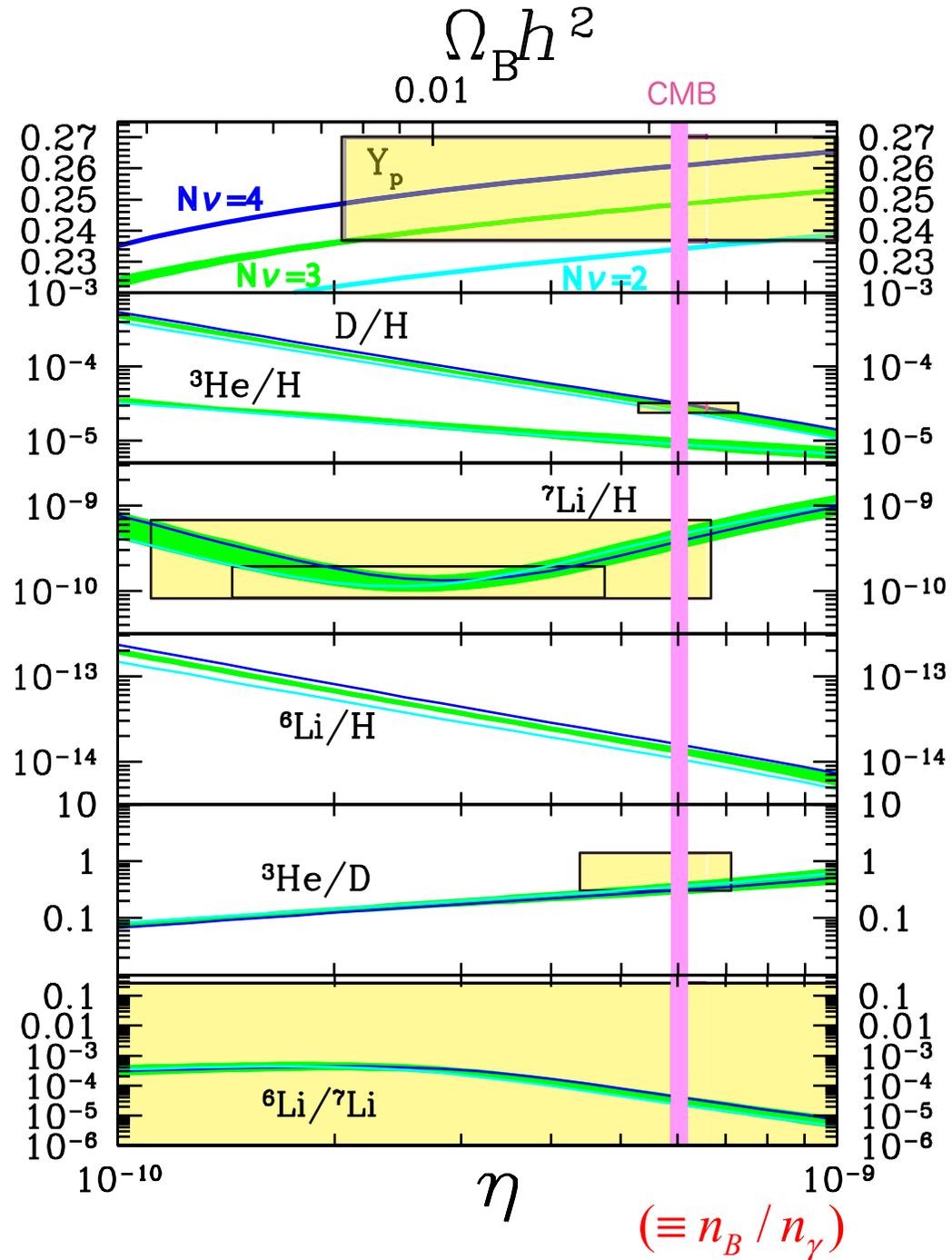
後で議論します

Asplund et al(2006)

● He3 ${}^3\text{He}/D < 0.83 + 0.27$

Geiss and Gloeckler (2003)

標準 BBN



超対称性と超重力理論

超対称性理論

✚ Supersymmetry (SUSY) : フェルミ粒子 ↔ ボーズ粒子

- ヒッグス質量の質量階層性問題を解決
- 電磁気力、弱い力、強い力の間の力の統一が、よりうまくいく

フェルミ粒子	↔	ボーズ粒子
ヒグシーノ	↔	ヒッグスボゾン
クォーク	↔	スカラークォーク (スクォーク)
レプトン	↔	スカラーレプトン (スレプトン)
ゲージーノ	↔	ゲージボゾン 光子
グラビティーノ	↔	グラビトン

本日の主役

ニュートラリーノを含む

ヒッグス質量の階層性問題

- 大統一のスケール

$$M_X \approx 10^{14} - 10^{15} \text{ GeV}$$

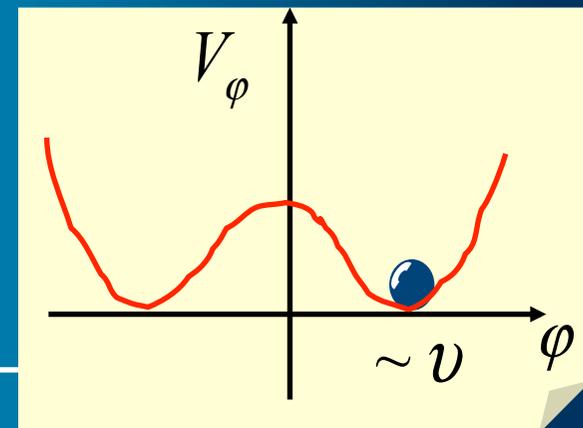
- 電弱理論のスケール

$$M_W \approx 10^2 - 10^3 \text{ GeV}$$

12-13桁も違うのはよいのか？

ヒッグス場のポテンシャル

$$V_\phi = \frac{\lambda}{4} (\phi^\dagger \phi - v^2)^2$$



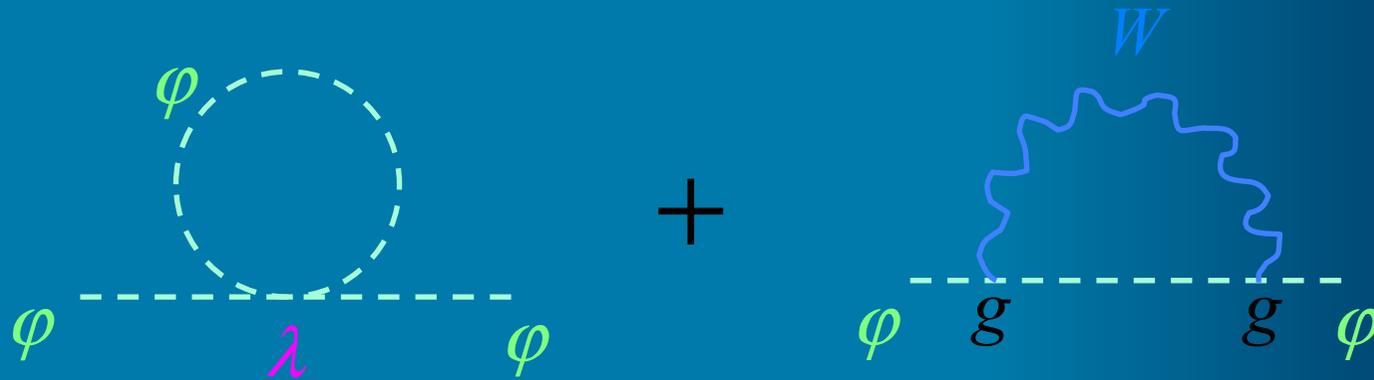
ヒッグス質量

$$m_{\phi 0}^2 = \left. \frac{d^2 V_\phi}{d\phi^2} \right|_v = 2\lambda v^2 \approx O(M_W^2)$$

ゲージボゾンや、フェルミオンに質量を与える神の粒子

$$m_\psi \sim h_\psi \langle \phi \rangle, m_Z \sim g \langle \phi \rangle$$

ヒッグス質量への量子補正



$$\delta m_\phi^2 \sim \lambda \Lambda^2 + g^2 \Lambda^2$$

エネルギー次元が2次の発散

その理論がこれ以上は使えない
という、エネルギーの上限を表す
カットオフスケール

$$\Lambda \sim M_X \sim 10^{15} \text{ GeV}$$

$$\delta m_\phi^2 \sim (10^{15} \text{ GeV})^2 ?$$

階層性問題はどのくらい不思議なことか？

補正を考えないヒッグス質量

$$m_{\phi_0}^2 \sim (10^2 \text{ GeV})^2$$

量子補正分は

$$\delta m^2 \sim (10^{15} \text{ GeV})^2$$

それらを足すと $m_{\phi}^2 \sim m_{\phi_0}^2 + \delta m_{\phi}^2 \sim (10^{15} \text{ GeV})^2$?

電弱理論のスケールを得る為には、補正を全て足して偶発的な 相殺？

$$m_{\phi_0}^2 + \delta m_{\phi_1}^2 - \delta m_{\phi_2}^2 + \delta m_{\phi_3}^2 + \dots \sim (10^2 \text{ GeV})^2 ?$$

[$O(10^{15} \text{ GeV})$]²

アメリカのGDP (2013)

\$ 14,310,087,734,958.59 (収入)

-) \$ 14,310,087,734,957.70 (支出)

\$ 0.89 <



すごい微調整!

超対称性による自然な解決

もし超対称性が完全ならば、フェルミ粒子とボーズ粒子の両方の寄与が丁度、相殺する

$$\begin{aligned}
 & \varphi \text{ --- } \left(\text{Feynman diagram with fermion loop } t \text{ and vertices } h_t \right) \text{ --- } \varphi \quad + \quad \varphi \text{ --- } \left(\text{Feynman diagram with scalar loop } \tilde{t} \text{ and vertex } h_t^2 \right) \text{ --- } \varphi \quad = \quad 0 \\
 & - \frac{1}{(4\pi)^2} h_t^2 \Lambda^2 \qquad \qquad \qquad \frac{1}{(4\pi)^2} h_t^2 \Lambda^2 \qquad \qquad \qquad \text{完全なSUSY}
 \end{aligned}$$

たとえもし、超対称性が破れていても Λ は \log の中

$$\delta m_\varphi^2 \sim \frac{1}{(4\pi)^2} h_t^2 m_{\tilde{t}}^2 \ln \left(\frac{\Lambda^2}{m_{\tilde{t}}^2} \right)$$

すべての超対称性粒子の質量がウィークボゾンの質量程度ならばよい

$$m_{\tilde{t}}^2 \sim m_{\tilde{b}}^2 \sim \dots \sim O(M_W^2)$$

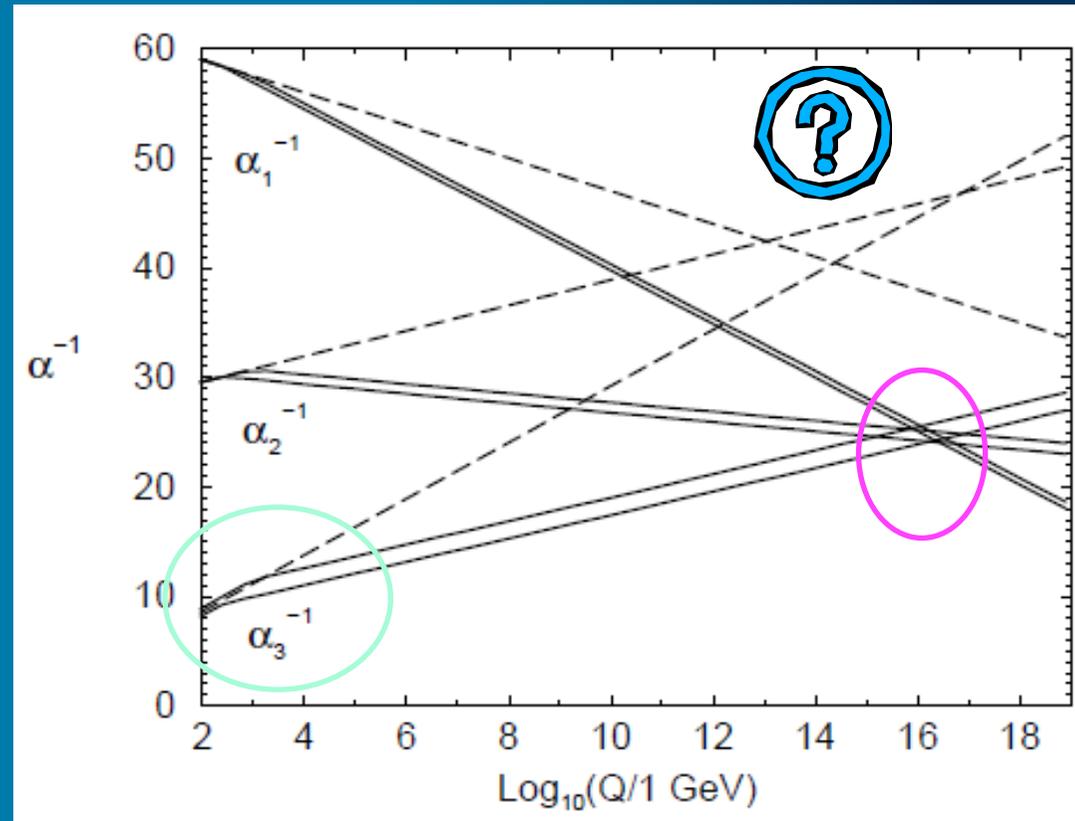
超対称性による力の統一

電磁気力、弱い力、強い力の結合定数は統一される？

$$M_X \approx 10^{16} \text{ GeV}$$

超対称性理論では、強い力の漸近的自由に従わない粒子も多数加わるため、傾きを変える

$$\mu \geq 10^2 \text{ GeV}$$



Martin, "A Supersymmetry Primer"

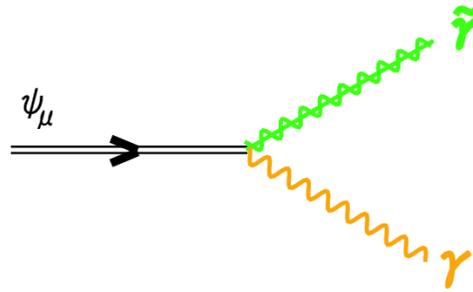
超対称性の破れと 4次元の超重重力理論モデル

- 超対称性の破れのスケールはグラビティーノ質量に現れる

$$m_{3/2} \sim \frac{F}{M_p} \sim \begin{cases} \gg O(1)\text{TeV} & : \text{アノマリー伝達} \\ > \sim O(10^2)\text{GeV} - O(1)\text{TeV} & : \text{重力伝達} \\ < O(10^2)\text{GeV} - O(1)\text{TeV} & : \text{ゲージ伝達} \end{cases}$$

ビッグバン元素合成による、崩壊 粒子への制限

光子を出す崩壊モード



1) Electro-magnetic cascade

$$\gamma + \gamma_{\text{BG}} \rightarrow e^+ + e^-$$

$$\gamma + e_{\text{BG}}^- \rightarrow \gamma + e^-, \quad e^- + \gamma_{\text{BG}} \rightarrow e^- + \gamma$$

$$\gamma + \gamma_{\text{BG}} \rightarrow \gamma + \gamma$$

2) many soft photons are produced

3) Photo-dissociation of light elements

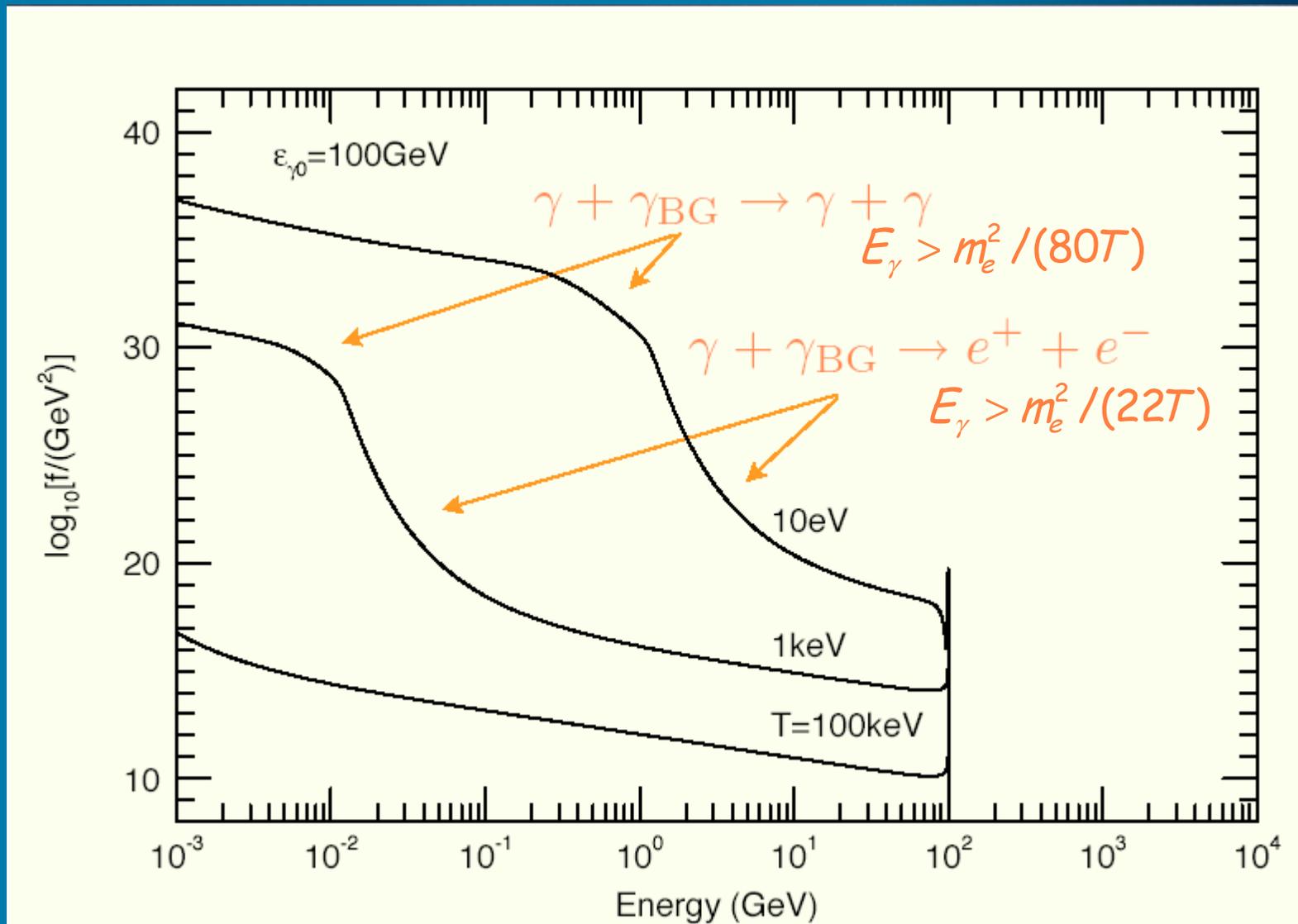
$$D + \gamma \rightarrow p + n,$$

$${}^4\text{He} + \gamma \rightarrow {}^3\text{He} + n, \quad \text{T} + p, \quad D + p + n$$

$${}^3\text{He} + \gamma \rightarrow D + p + n, \quad \text{etc.}$$

$$\text{He3/D} \gg \sim O(1)$$

光を出す崩壊でつくられる、高エネルギー光子のスペクトル

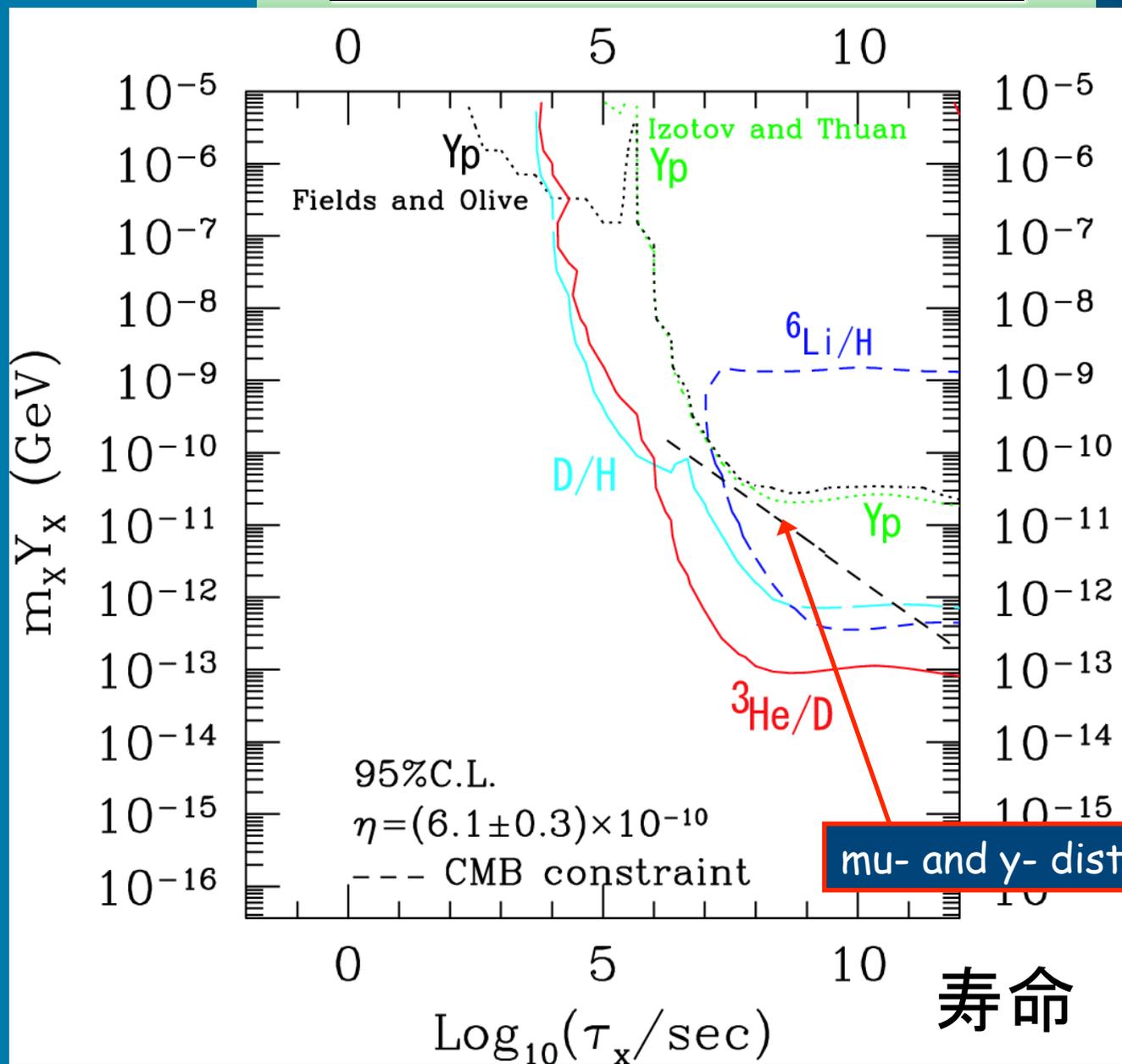


Kawasaki, Moroi (1994)

光放出する崩壊粒子への制限

正味の存在量

$$y_x \equiv \frac{n_x}{s}$$

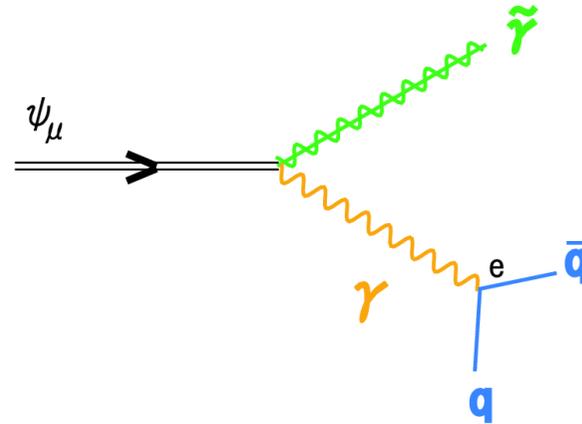


Kawasaki, Moroi (1994), and Kawasaki, Kohri, Moroi (2001)

ハドロンへの崩壊モード

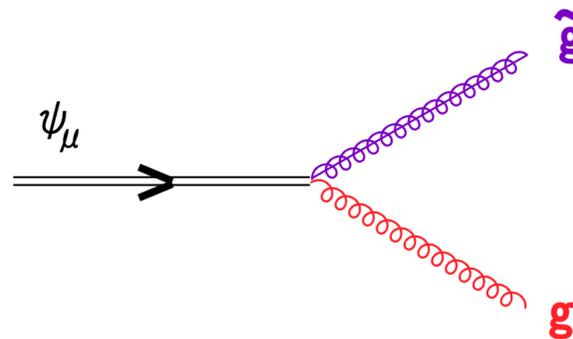
Reno, Seckel (1988)

S. Dimopoulos et al.(1989)



Two hadron jets with
 $E_{\text{jet}} = m_X / 3$

$$B_h \approx \alpha / 4\pi \approx 10^{-3}$$



One hadron jet with
 $E_{\text{jet}} = m_X / 2$

$$B_h = 1$$

クォーク・グルーオン放出にともなうハドロン化のモンテカルロ, (PYTHIA, Sjostrand (1994, ...))

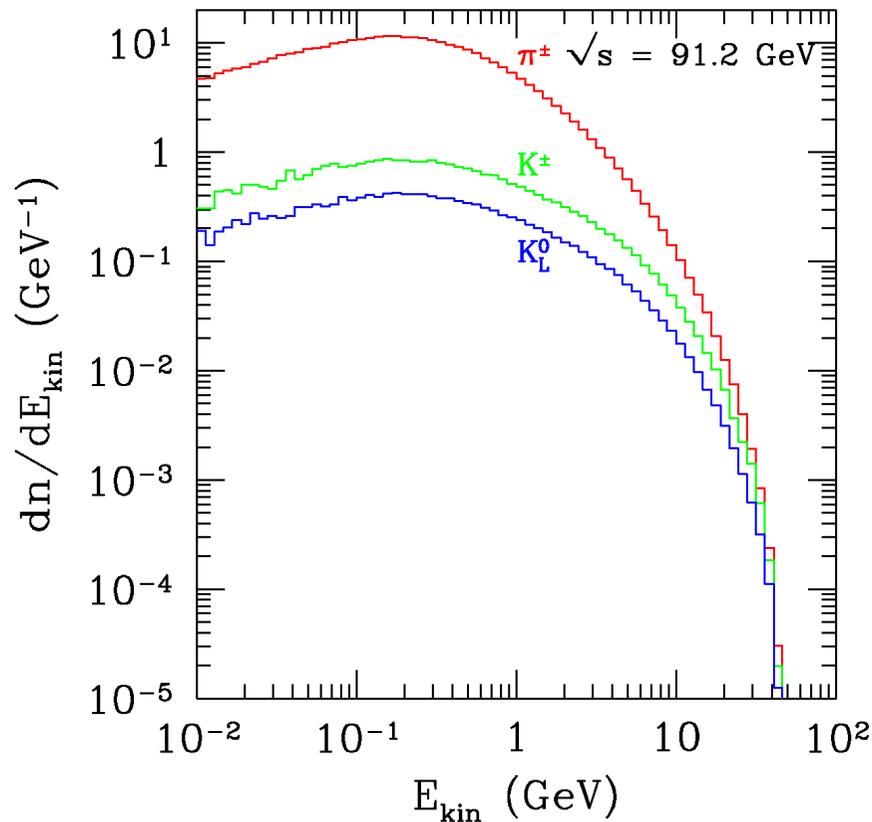
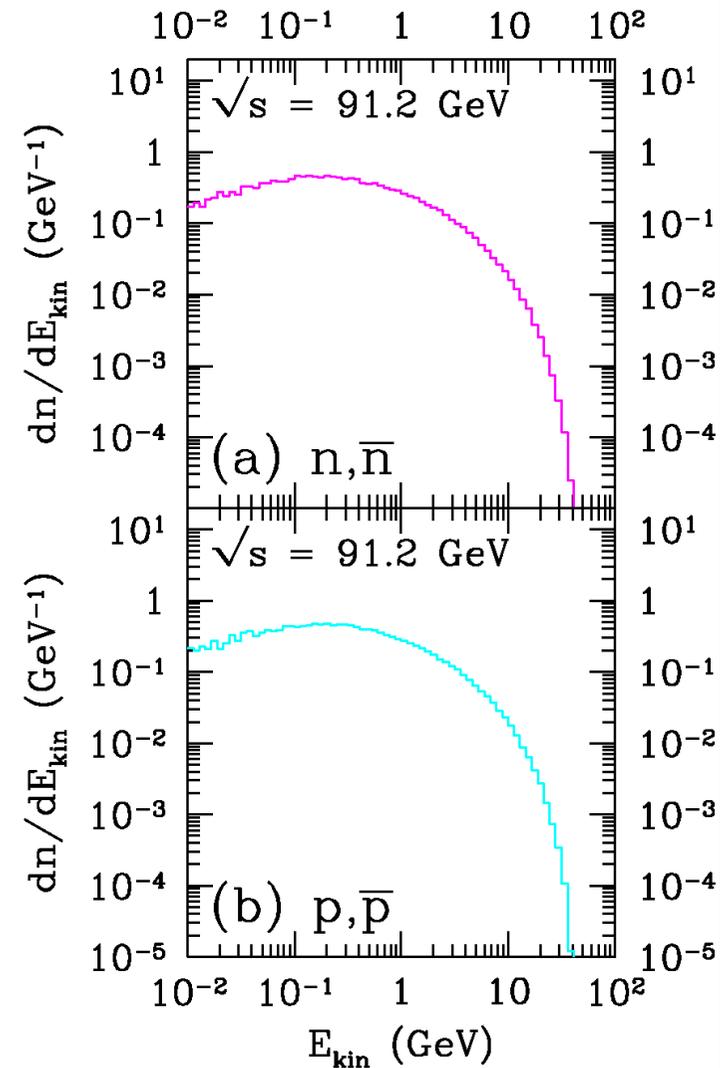


FIG. 3. Plot of the spectrum of the produced mesons ($\pi^+ + \pi^-$, $K^+ + K^-$, and K_L^0) as a function of the kinetic energy E_{kin} . This is the case that the center of mass energy is $\sqrt{s} = 91.2$ GeV which corresponds to the Z^0 resonance. They are computed by using the JETSET 7.4 Monte Carlo event generator.



Kohri (2001)

(I) BBNの開始前後の頃 ($T > 0.1\text{MeV}$)

Reno and Seckel (1988) , Kohri (2001)

中性子と陽子の入れ替え反応に影響

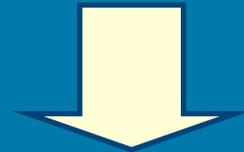


$$\Gamma_{n \leftrightarrow p} = \Gamma_{n \leftrightarrow p}^{\text{weak}} + \Gamma_{n \leftrightarrow p}^{\text{strong}}$$

ハドロン放出にとも
なう変更

$$\Gamma_{n \leftrightarrow p} \uparrow \Rightarrow n/p \uparrow$$

通常のn/pの凍結後でも効いてしまう



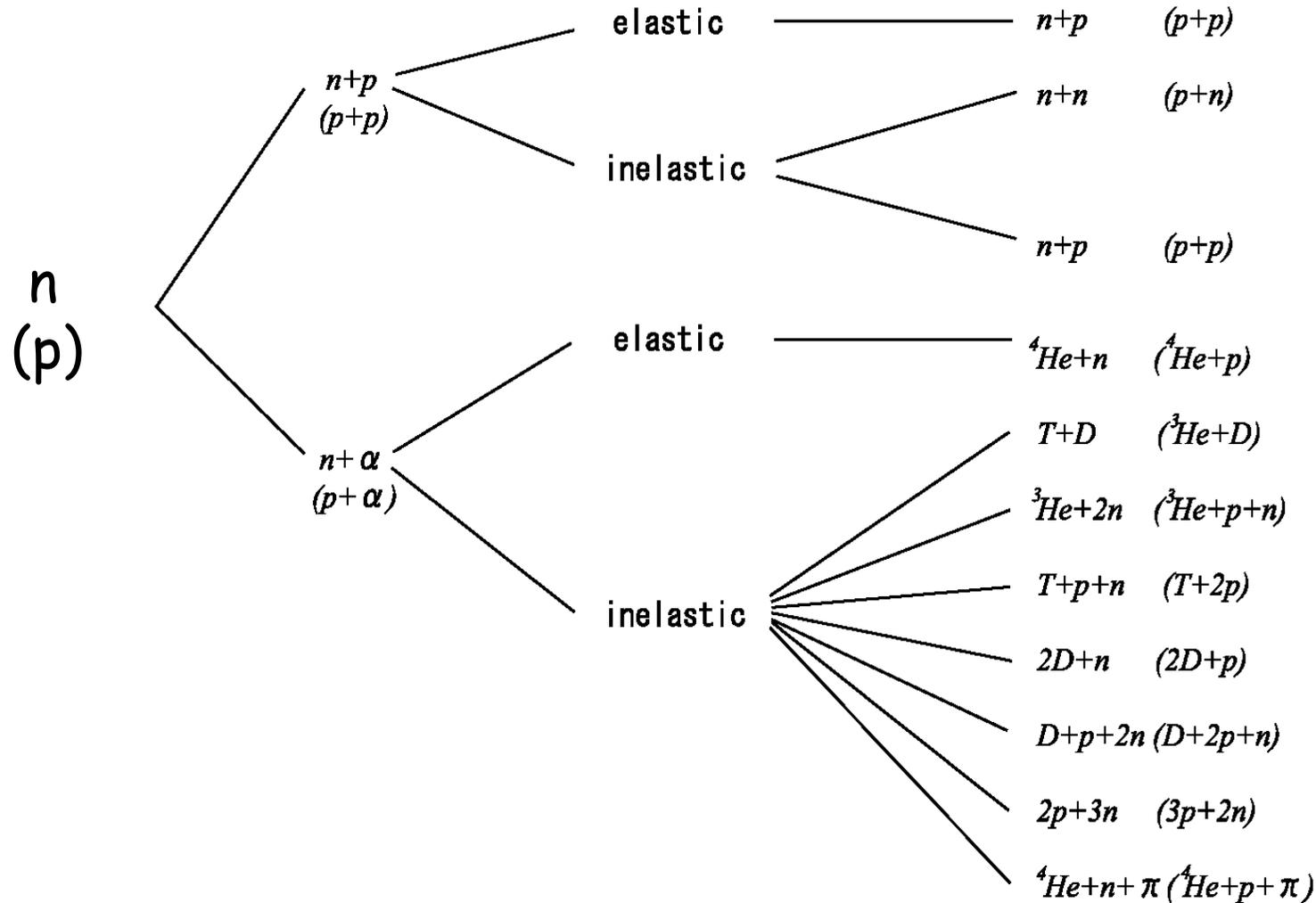
たくさんの He4 , D , Li7 ...が作られる

(II) BBNが起きた後 ($T < 0.1\text{MeV}$)

高エネルギー中性子による He4 の破碎とシャワー

S. Dimopoulos et al. (1988)

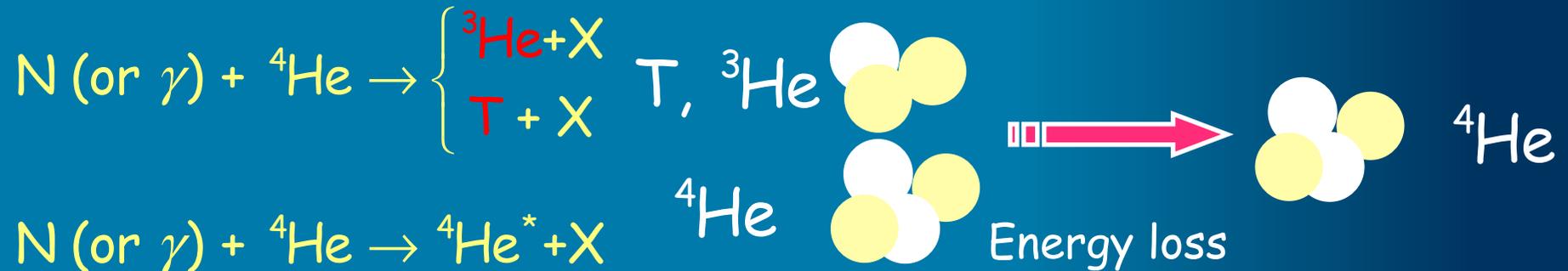
Kawasaki, Kohri, Moroi (2004)



非熱的にリチウム、ベリリウムも作られます

S. Dimopoulos et al (1989)

Jedamzik (2000)



① T(He3) - He4 collision



② He4 - He4 collision



リチウムの観測値の誤差

- 星の中で壊される効果などを考え、大きな系統的誤差を採用します(これがないとBBNは棄却されてしまいます[リチウム7問題])

$$\log_{10}({}^7\text{Li}/\text{H}) = -9.90 \pm 0.09 (\pm 0.35)_{\text{syst.}}$$

Melendez,Ramirez(2004)

$${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li} < 0.046 \pm 0.022 (\pm 0.106)_{\text{sys}}$$

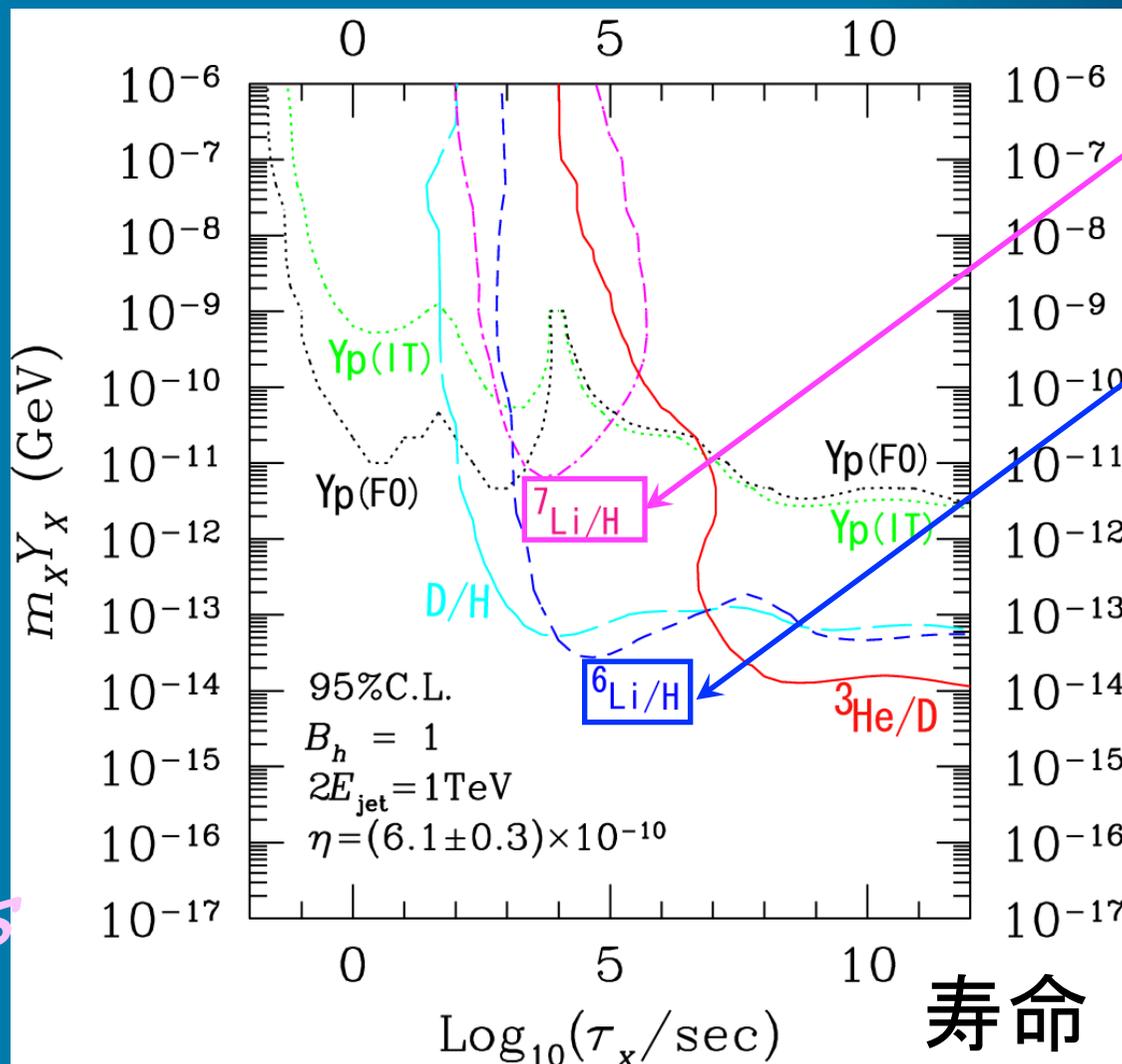
Asplund et al(2006)

重い不安定粒子 X が、光子とハドロンを両方出す崩壊モードを持つ場合の一般的な制限

川崎、郡、諸井 (04)

正味の存在量

$$Y_x \equiv n_x / s$$



グラビティーノ問題への応用

グラビティーノ生成 1

- 散乱による熱的生成 (熱化はしないまでも)

Bolz, Brandenburg, Buchmuller (01,08)

Kawasaki, Kohri, Moroi (05)

Pradler, Steffen (07)

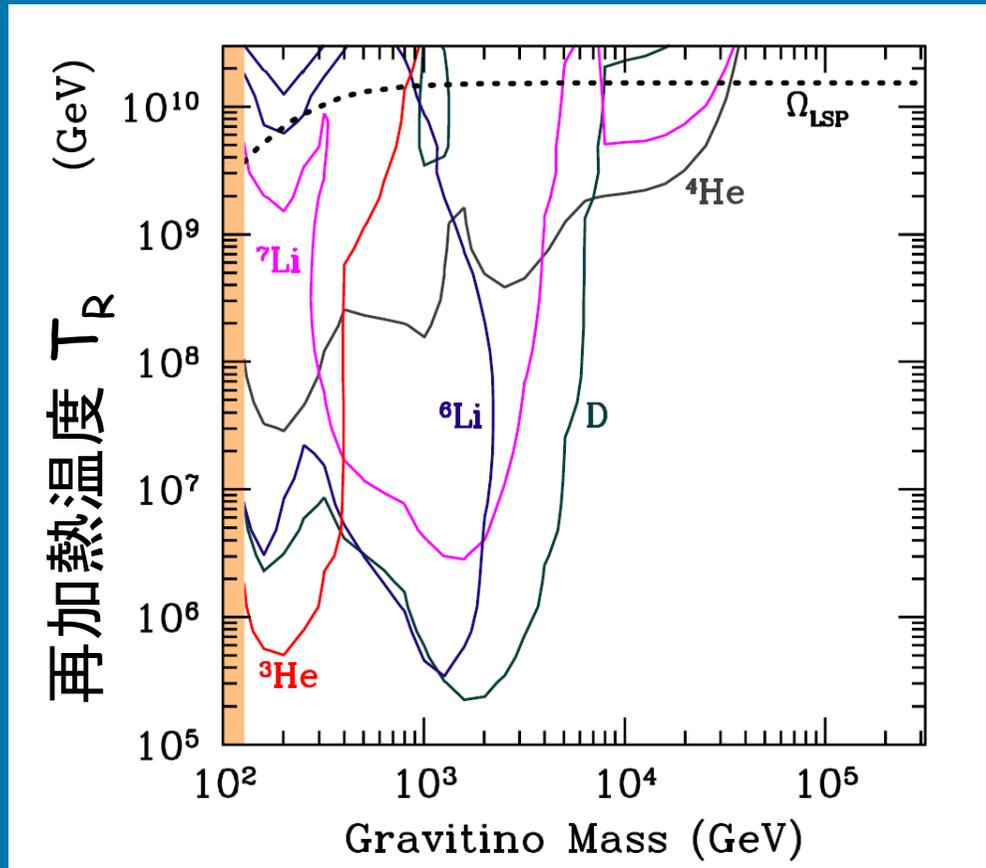
存在量 $Y_{3/2} \equiv n_{3/2} / s$

$$Y_{3/2} \simeq 2 \times 10^{-14} \left(\frac{T_R}{10^8 \text{ GeV}} \right) \left(1 + \frac{m_{\tilde{g}}^2}{3m_{3/2}^2} \right)$$

宇宙の再加熱温度への上限

$\psi_\mu \rightarrow \text{LSP} + \text{Hadrons}$

川崎、郡、諸井、四柳 (08)



$$T_R \approx 10^9 \text{ GeV} (y_{3/2} / 10^{-12})$$

$$y_{3/2} \equiv n_{3/2} / s$$

$$\tau \sim m_{pl}^2 / m_{3/2}^3$$

$$\sim 10^9 \text{ s} (m_{3/2} / 10^2 \text{ GeV})^{-3}$$

ニュートラリーノ (bino) が一番軽い超対称性粒子(LSP)であるモデルについての解析

グラビティーノが一番軽く(LSP)、ニュートラリーノが2番目に軽い(NLSP)超対称性理論のモデルの解析

Feng, Su, and Takayama (03)

Steffen (06)

Kawasaki, Kohri, Moroi, Yotsuyanagi (08)

$$\chi \rightarrow \psi_{\mu} + \sum_{\mu} Z_{\mu} \text{ or } B_{\mu}$$

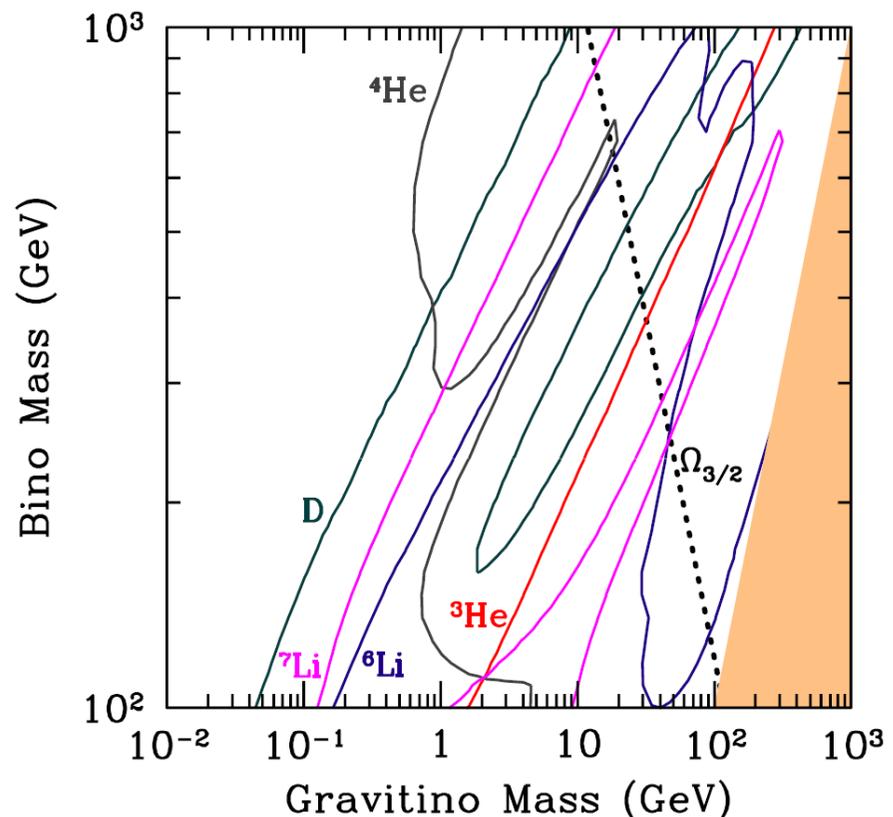
ニュートラリーノの寿命

$$\tau \sim m_{3/2}^2 m_{pl}^2 / m_{NLSP}^5$$

ニュートラリーノの存在量

$$Y_{\tilde{B}} = 4 \times 10^{-12} \times \left(\frac{m_{\tilde{B}}}{100 \text{ GeV}} \right) : \text{bulk}$$

崩壊から出てくるグラビティーノは、ダークマターには足りない



グラビティーノ生成 2

- 他の重い粒子の崩壊による非熱的生成

Nakamura and Yamguchi (06)

Endo, Hamaguchi and F.Takahashi (06)

Dine,Kitano,Morrise,Shirman (06)

Kawasaki,F.Takahashi, Yanagida (07)

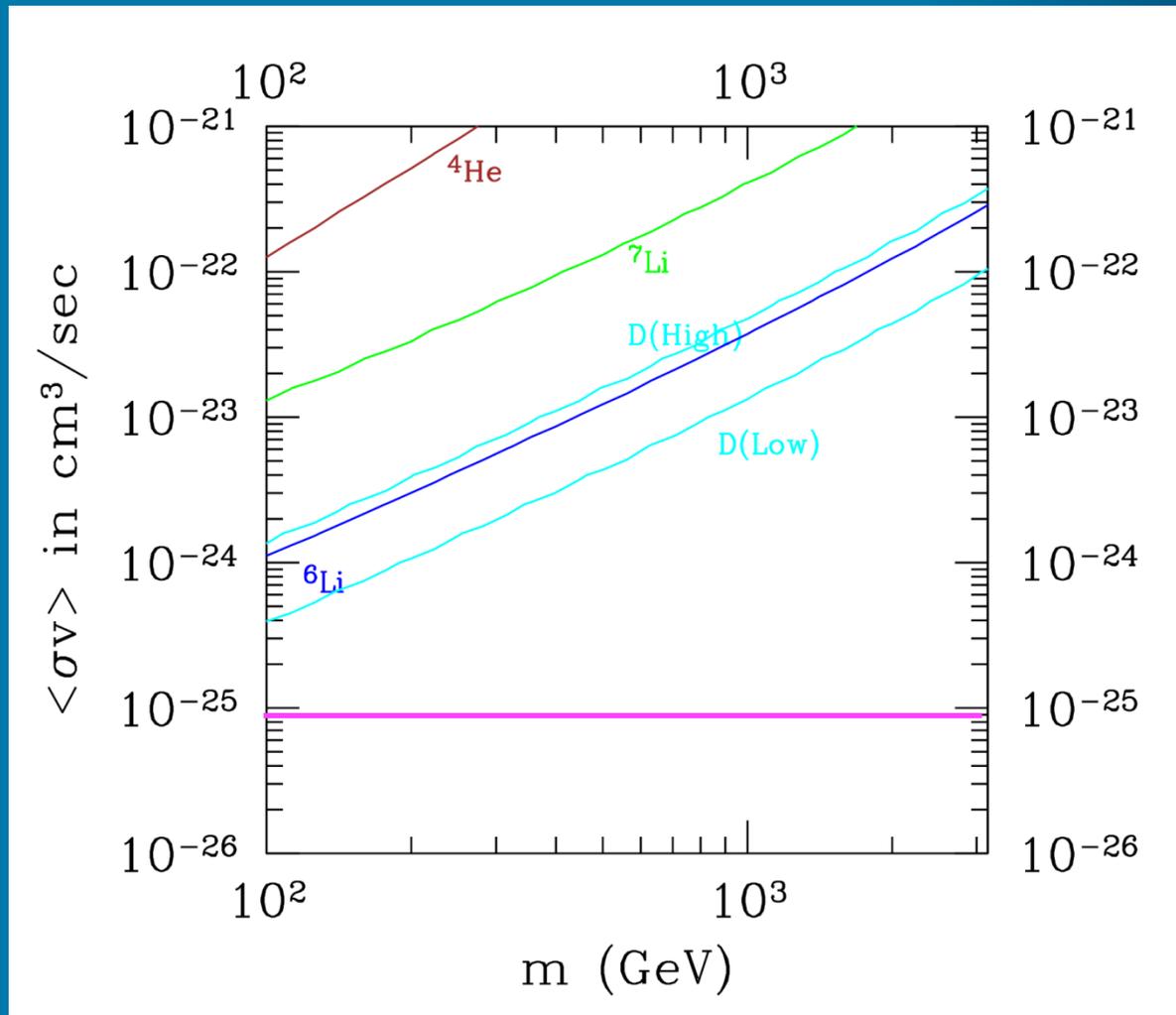
存在量 $Y_{3/2} \equiv n_{3/2} / s$

$$Y_{3/2} \sim 7 \times 10^{-15} \times \left(\frac{T_R}{10^8 \text{GeV}} \right)^{-1} \left(\frac{\langle \phi \rangle}{10^{18} \text{GeV}} \right)^2 \left(\frac{m_\phi}{10^8 \text{GeV}} \right)^2$$

その他の応用

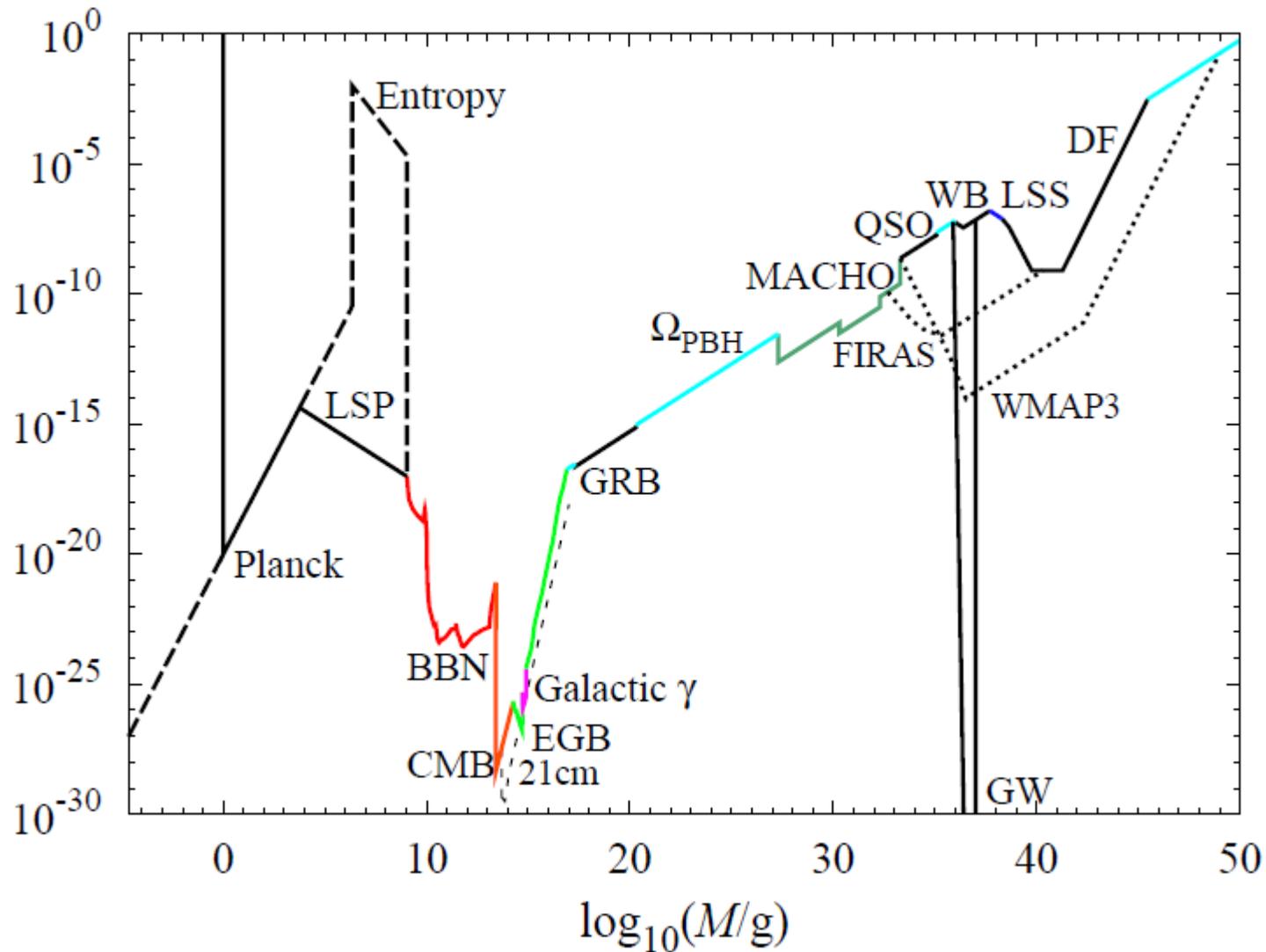
BBNによる、対消滅してハドロンを出している ダークマターの断面積への上限

久野、川崎、郡、諸井、中山 (09)



原始ブラックホールの存在量の上限

β

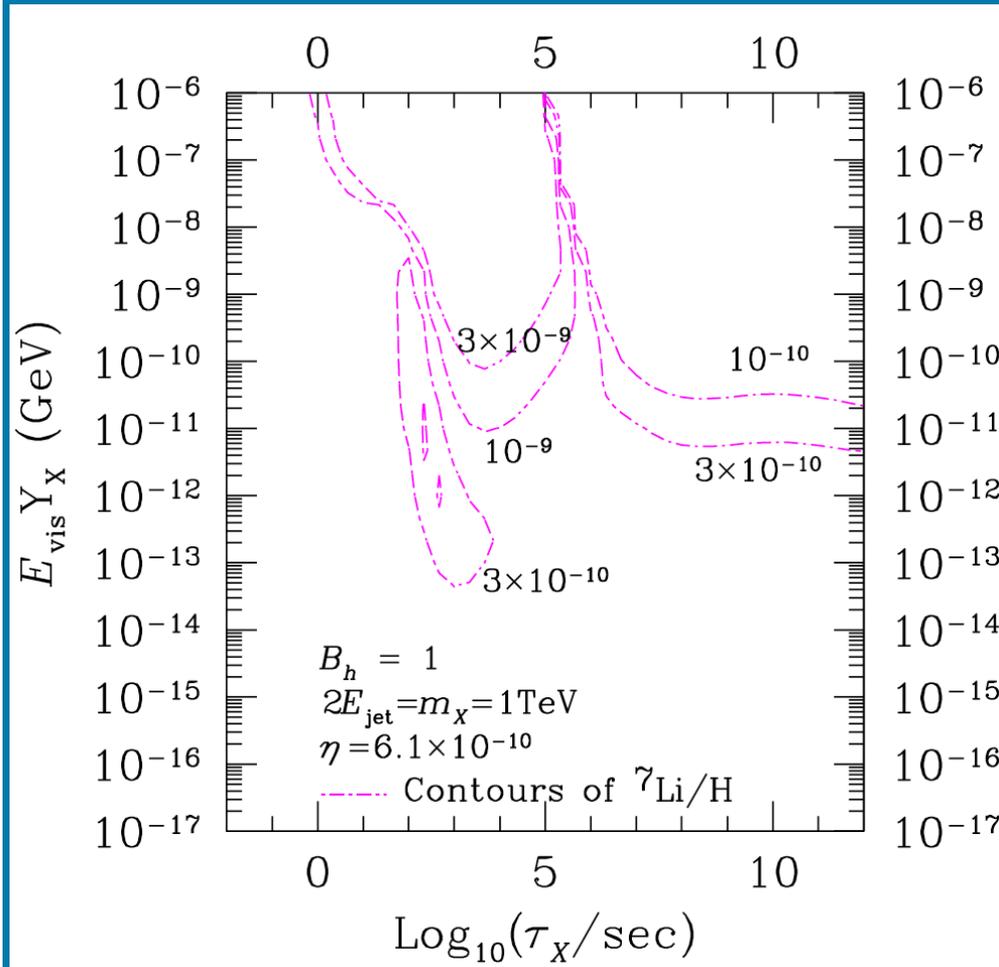


カー、郡、仙洞田、横山 (2010)

ポジティブな例

ハドロンを放出して崩壊する粒子
によるリチウム7問題の解決

ハドロン放出崩壊で、リチウム問題を解決



ハドロン的に崩壊すると大量の中性子が放出される

効率的に $\text{Be}7$ ($\text{Li}7$)を壊す



${}^7\text{Li}$ is produced later by ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$

Jedamzik (04)

Kawasaki, Kohri, Moroi (2004)

結論

- ビッグバン元素合成の理論研究は、湯川秀樹の門弟であった、林忠四郎さん以来、世界のトップを走る、日本のお家芸。
- ビッグバン元素合成を使うと、超重力理論、超弦理論など新理論が予言する不安定粒子の情報を得る事ができる(佐藤勝彦さんが開拓)。
- もし、グラビティーノが不安定な場合、インフレーション後の宇宙の再加熱温度に厳しい上限がつく

$$T_R \leq 3 \times 10^5 \text{ GeV} - 10^7 \text{ GeV}$$

$$(m_{3/2} = 100 \text{ GeV} - 1\text{TeV})$$

- これはインフレーションのモデルづくりだけでなく、上記の標準理論を越える理論への、貴重な示唆を与える。