

(YITP-W-10-17)

基研研究会 「素粒子物理学の進展 2011」

2011年3月7日 3月10日
於 京都大学 基礎物理学研究所

(2011年8月3日受理)

平成23年3月7日から3月10日まで、京都大学基礎物理学研究所において標記研究会が行われました。この研究会は現象論的な側面を念頭に置き、素粒子物理学の発展を意図した研究交流を目的としています。11の招待講演に関しては、各分野の中心的研究者の方々に、基礎的事項から近年得られた結果・発展著しいテーマまでの総括講演をお願いしました。ハドロン・レプトンの物理から、宇宙物理、標準模型を越える物理等にわたる広範な講演が行われ、分野を超えた活発な討論がなされました。以下に講演者による報告をまとめます。なお講演のスライドは、

研究会 webpage: <http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~ppp/>

にて公開されています。

研究会世話人：

尾田 欣也 (大阪大)	北野 龍一郎 (東北大)	佐藤 丈 (埼玉大)
戸部 和弘 (名古屋大)	浜口 幸一 (東京大)	松本 重貴 (IPMU)
吉岡 興一 (京都大・連絡責任者)		

3月7日

平出 克樹	宇宙線研	XMASS 実験における暗黒物質探索
水野 恒史	広島大	Fermi 衛星による広がったガンマ線・宇宙線電子の観測と基礎物理学への制限
佐藤 亮介	東大理	Dark matter and sneutrino inflation
中井 雄一郎	基研	Inflation in Gauge Mediated Supersymmetry Breaking and Gravitino Dark Matter
関口 豊和	宇宙線研	場の理論的シミュレーションに基づくアクシオン宇宙ひもの解析

米倉 和也	東大理	Single scale model of SUSY breaking, gauge mediation and dark matter
鍋島 偉宏	富山大	ヒッグスポータル暗黒物質と次世代線形加速器における検証可能性
阿部 智広	名大	スリーサイトヒッグスレス模型におけるフレーバーの物理
浅野 雅樹	東北大	Natural Supersymmetry at the LHC
桑木野 省吾	名大理	Heterotic Asymmetric Orbifold and E6 GUT Model

3月8日

山脇 幸一	KMI	Quest for the Dynamical Origin of Mass
細谷 裕	大阪大	Extra Dimensions: Clues at LHC
柳田 勉	IPMU	Supersymmetry
藤本 教寛	神戸大	Higgs mechanism without Higgs potential in an extra dimension
酒井 学	YITP	(Extra)Ordinary Gaugomaly Mediation
山下 敏史	名大理	grand gauge-Higgs unification
兼村 晋哉	富山大	Physics of extended SUSY Higgs sectors

ポスター 1

永田 夏海	名大	Direct Detection of Vector Dark Matter
瀬戸 治	北海学園大	Masses of dark matter and neutrino from TeV-scale spontaneous $U(1)_{B-L}$ breaking
須貝 顕一	埼玉大	長寿命スタウによるヘリウム 4 原子核破碎反応が初期宇宙元素合成に与える影響
長尾 桂子	NTHU	Dark Matter in Inert Triplet Model
丸 信人	中央大	Direct Gauge Mediation of Uplifted Metastable Supersymmetry Breaking in Supergravity
榎本 成志	名大理	B-L genesis from the extended $SU(5)$ GUT
下村 崇	京大基研	Higgs Portal to Visible Supersymmetry Breaking
山中 長閑	大阪大	Constraint on R-parity violating MSSM at the one-loop level from P-, CP-odd e-N interaction
松尾 光	お茶大理	Constraints on LFV interactions from leptonic decays of pseudoscalar mesons in MSSM without R-parity
小西 康文	益川塾	Constraints from unrealistic vacua in the NMSSM
倉橋 信明	神戸大	ゲージ・ヒッグス統一模型におけるフレーバー混合と $D_0 - \bar{D}_0$ 混合

- 梁 正樹 東大理 Detailed Calculation of Higgs-Mediated μ -e Transition
in the Non Universal Higgs Model
- 西脇 健二 神戸大 Unitarity and BRST invariance in Dirichlet Higgs Model
- 清水 勇介 新潟大 S_4 Flavor Twisting and Large Neutrino Mixing

3月9日

- 佐藤 構二 筑波大 Tevatron におけるヒッグス粒子探索と新物理探索
- 浅井 祥仁 東大理 LHC TeV スケールの物理、2010 年の結果と今年の展望
- 白井 智 東大理 Gauge Mediation at Early Stage LHC
- 中村 栄太 東大理 SUSY Model Discrimination at an Early Stage of LHC
- 野尻 美保子 KEK Two jets and missing E_T signature to determine the spins
of the new particles
- 進藤 哲央 工学院大 R パリティが保存された超対称 2-loop 輻射シーソー模型の
コライダー現象論
- 猪木 慶治 理研 高エネルギーでのハドロン全断面積の普遍的増加と LHC で
の pp 全断面積の予言

ポスター 2

- 金田 邦雄 阪大理 トップ対生成のヘリシティ非対称性による
MSSM と UED の判別
- 飛岡 幸作 IPMU Discovery of minimal UED at the LHC
- 柳生 慶 富山大 ILC 実験での反跳を用いた $H^\pm W^\mp Z$ 結合測定による
エキゾチックヒッグス模型の検証
- 中路 紘平 東大理 Identifying the Origin of Longevity of Metastable
Stau at the LHC
- 藺藤 卓実 東大理 Reconstruction of Squark Decay with Long-lived
Stau at the LHC
- 高江洲 義太郎 総研大 Generating QCD amplitudes in the color-flow basis
with MadGraph
- 張ヶ谷 圭介 IPMU Threshold singularity for the pair production of gluinos
- 大熊 一正 福井工大 ハドロンコライダーで探るトップクォーク相互作用の
拡張とその制限
- 西尾 亮一 東大理 High-Energy photon-hadron scattering in holographic
QCD
- 小出 義夫 大阪大 Yukawaon Model with Two Family Symmetries

川瀬 英俊	名大理	Flavor Structure of E6 GUT Models
曾我見 郁夫	益川塾	基本フェルミオン族の外部対称性と内部対称性に関する非正統的考察
荒木 威	IHEP	Finite quantum corrections to neutrino mixing
杉山 弘晃	立命館大	Phenomenology in the Zee model with the A4 symmetry
山中 真人	益川塾	Correlation between flavour violating decay of tau and long-lived slepton in the coannihilation scenario with Seesaw mechanism

3月10日

三宅 秀樹	筑波大	Tevatron における B 物理の最新結果
大谷 航	ICEPP	MEG 実験の現状と展望
未包 文彦	東北大	原子炉 θ_{13} 実験 DoubleChooz の現状
山本 康裕	総研大	T-parity を課した littlest Higgs 模型における τ および μ の lepton flavor の破れ
横崎 統三	東大理	Large CP Violation in B_s Meson Mixing with EDM constraint in Supersymmetry
石森 一	新潟大	S_4 対称性による $\mu \rightarrow e$ と EDM の評価
小池 正史	埼玉大	レプトンフレーバー非保存探索の新たな過程 $\mu \rightarrow e \gamma$

Fermi-LAT Study of Cosmic-rays/Diffuse Gamma-rays and Implications on Particle Physics

Tsunefumi MIZUNO¹ on behalf of the *Fermi*-LAT collaboration

¹*Department of Physics, Hiroshima University, Hiroshima 739-8526, Japan*

The Galactic and extragalactic diffuse gamma-ray emission has been one of hot topics in high-energy astrophysics. The Galactic diffuse gamma-rays is a powerful probe to study cosmic-rays and the interstellar medium in the Milky Way. The extragalactic diffuse gamma-ray emission is composed of contributions from unresolved sources such as active galactic nuclei. They may also contain the signature of exotic physics like the annihilation of dark matter. Our knowledge of the diffuse gamma-ray emission was not good enough in the last century, however, due to the limited angular resolution, effective area and energy coverage of past instruments. The situation has been improved significantly by the advent of the Large Area Telescope (LAT) on board *Fermi* Gamma-ray Space Telescope launched in 2008 June. The *Fermi*-LAT also has a capability to measure cosmic-ray electron spectrum up to about 1 TeV and may probe nearby cosmic-ray electron accelerators or dark matter signal. We review the observation and analysis of the diffuse gamma-ray emission and cosmic-ray electrons by the *Fermi*-LAT, and implications on astrophysics and particle physics.

§1. Introduction

The Galactic diffuse gamma-ray emission is produced by interaction of Galactic cosmic-rays (CRs) with the interstellar medium (ISM) via nucleon-nucleon interaction and bremsstrahlung, and with the interstellar radiation field via inverse Compton scattering. It is a direct probe of Galactic CRs in distant locations, and may include signature of physics beyond the standard model, such as dark matter annihilation. Therefore the Galactic diffuse gamma-ray emission has been of significant interest and studied extensively since the beginning of the gamma-ray astrophysics.¹⁾⁻³⁾ It is also a foreground for the much fainter extragalactic diffuse emission.

One of the outstanding questions since the last century is a so-called "GeV-excess", the excess diffuse emission above 1 GeV seen in the EGRET data^{4),5)} relative to that expected from the model based on the directly measured CR spectra. This finding led to the proposal that the emission was a long-awaited signature of dark matter annihilation.⁶⁾ More conservative interpretations include the unexpectedly large variations of CR spectra in the Milky Way⁷⁾ and the instrumental effect.⁴⁾ The *Fermi*-LAT, with much improved sensitivity⁸⁾ over the EGRET, had been expected to shed light on this issue.

The extragalactic diffuse gamma-ray emission, or the extragalactic gamma-ray background (EGB), was first detected by SAS-2 mission⁹⁾ and its spectrum was measured up to 10 GeV by the EGRET.¹⁰⁾ The EGRET also established that the blazars (active galactic nuclei with a relativistic jet pointing towards us) represent the most numerous populations of gamma-ray objects. Therefore, undetected blazars (i.e., those under the sensitivity level of EGRET) are the most likely candidates for the origin of the EGB. Studies of the luminosity function of blazars showed that the contribution of blazars to the EGRET EGB could be in the range of 20–100%.¹¹⁾⁻¹³⁾ It is thus possible that the EGB encrypts the signature of truly diffuse emission processes, such as intergalactic shocks produced by large-scale structures¹⁴⁾ and the annihilation of dark matter. The contribution from non-blazar objects such as galaxy clusters and starburst/normal galaxies is also of interest. Therefore the EGB is one of main topics to be explored by the *Fermi*-LAT.

CR electrons lose energy rapidly via synchrotron radiation and inverse Compton scattering during their propagation in the interstellar space, making their spectrum softer than that of CR protons. This fact indicates that at the very high energy end CR electrons can probe nearby CR sources in the vicinity of the solar system. Recent results on the CR electron spectrum, published in 2008–2009 by PAMELA,¹⁵⁾ ATIC¹⁶⁾ and H.E.S.S.¹⁷⁾ have opened a new phase in the study of high-energy CR electrons. PAMELA reports an increase of positron fraction above 10 GeV, while ATIC detected a prominent spectral feature at around 500 GeV in the inclusive electron and positron spectrum. H.E.S.S. reports a sharp steepening or cutoff in the $e^- + e^+$ spectrum above 1 TeV. These results are not compatible with the conventional model of CR electrons and positrons proposed before. The nature of possible sources had been widely discussed, such as nearby pulsars and dark matter annihilation. (For a review, see Ref. 18))

§2. Galactic Diffuse Gamma-ray Emission

2.1. Diffuse Gamma-rays at Intermediate Latitude

Testing the GeV excess was one of the early studies of the diffuse gamma-ray emission seen by *Fermi*-LAT. Ref. 19) studied the data at intermediate Galactic latitude ($10^\circ \leq |b| \leq 20^\circ$). This region was chosen since it maximizes the fraction of signal from diffuse gamma-rays produced in the vicinity of the solar system, and hence uncertainties associated with CR propagation and knowledge of the ISM gas distribution should be minimized.

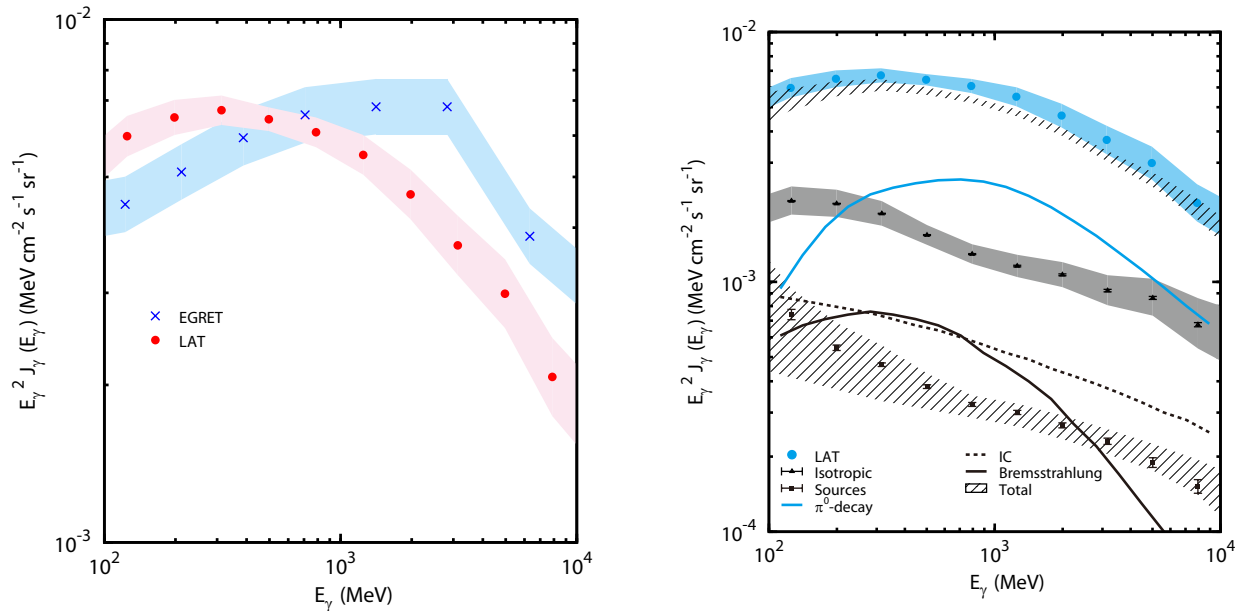


Fig. 1. (left) Diffuse emission spectra averaged over all Galactic longitudes for latitude range $10^\circ \leq |b| \leq 20^\circ$ obtained by the *Fermi* LAT¹⁹⁾ and the EGRET. Systematic uncertainties are shown by hatched areas. (right) *Fermi*-LAT data and the model for the same sky region. The contribution of each model component is also presented. Upper solid line and lower one represent the pion-decay and bremsstrahlung, respectively.

Figure 1 (left) shows LAT data averaged over all Galactic longitudes and latitude range $10^\circ \leq |b| \leq 20^\circ$. Also shown are the EGRET data for the same region of the sky. The hatched bands surrounding the LAT and EGRET represent the systematic uncertainties of these instruments. Although the contribution by point sources has not been subtracted for both data sets, the effect

on the diffuse emission is minor.

As shown by the figure, the LAT-measured spectrum is significantly softer than the EGRET measurement with an integrated intensity $J_{\text{LAT}}(\geq 1 \text{ GeV}) = (2.35 \pm 0.01) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ compared to the EGRET intensity $J_{\text{EGRET}}(\geq 1 \text{ GeV}) = (3.16 \pm 0.05) \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ where the errors are statistical only. Even if we take account of the systematic uncertainties of two instruments, the LAT spectrum is lower and softer than that measured by the EGRET above 1 GeV. We thus do not confirm the EGRET GeV-excess in this region of the sky and give strong constraints on the dark matter interpretations proposed to explain the EGRET data.

On the other hand, the LAT spectrum agrees reasonably with the spectrum of an *a priori* diffuse gamma-ray model based on the pre-*Fermi* CR measurements as shown by the right panel of the figure. In this figure we replots the *Fermi*-LAT data along with the spectra of a diffuse emission model based on local CR measurements, sources detected with more than 5σ significance and an isotropic component. The last term is thought to be comprised of residual particle contamination and the true extragalactic diffuse emission, and was obtained by fitting to data at higher Galactic latitudes. The *Fermi*-LAT spectral shape agrees well with the model in 100 MeV – 10 GeV. Although the overall intensity of the model is systematically lower by 10–20%, the diffuse gamma-ray emission model is based on pre-*Fermi* data, and the difference between the model and the data is of the same order as the uncertainty in the measured CR spectra at the relevant energies. The uncertainty of the ISM gas distribution could also contribute to the observed small discrepancy. We thus conclude that the LAT data and the model agree well with each other, providing a solid basis for future work to understand the diffuse gamma-rays and the CR distribution in larger scale. We also note that, although the *Fermi*-LAT data rule out the large EGRET GeV-excess, it is still interesting to look for a smaller excess in diffuse gamma-ray emission from, e.g., the Galactic halo where the signal due to dark matter annihilation is expected.

2.2. CR density Distribution

Knowledge of the distribution of CR densities within our Galaxy is a key to understand their origin and propagation. We thus performed the analysis of diffuse gamma-ray emission observed in the second (Galactic longitude $100^\circ \leq l \leq 145^\circ$) and the third ($210^\circ \leq l \leq 250^\circ$) Galactic quadrants. Those windows host kinematically well-defined segments of the Galactic spiral arms present along the line of sight and are the best regions to study the CR density distribution across the outer Galaxy.

Following a well-established approach that dates back to the COS-B era,²⁰⁾ we modeled the γ -ray emission as a linear combination of maps tracing the column density of the interstellar gas. Provided that the HI column densities are accurately measured, the emissivity per HI atom (traced by the 21 cm line of atomic hydrogen²¹⁾) directly probes the average CR densities in each of the region studied. In Figure 2 we summarize the integrated emissivity gradient (above 200 MeV) found beyond the Solar circle in the second and the third quadrants. The bow-ties indicate the systematic uncertainty due to the optical depth correction applied to the HI line intensities, which was found to be the dominant source of the systematics. See Ref. 23),24) for details of the analysis. Despite the uncertainties due to the optical-depth correction, both LAT studies consistently point to a slowly decreasing emissivity profile beyond Galactocentric radius $R = 10 \text{ kpc}$.

We will consider the predictions by a CR propagation model to see the impact of such a flat profile on the CR source distribution and propagation parameters. We utilize the GALPROP code,²⁵⁾ a numerical code which solves the CR transport within the Galaxy. A conventional model with the CR halo size $z_h = 4 \text{ kpc}$ predicts a gradient (solid line in Figure 2 left) steeper than that inferred from the LAT data.

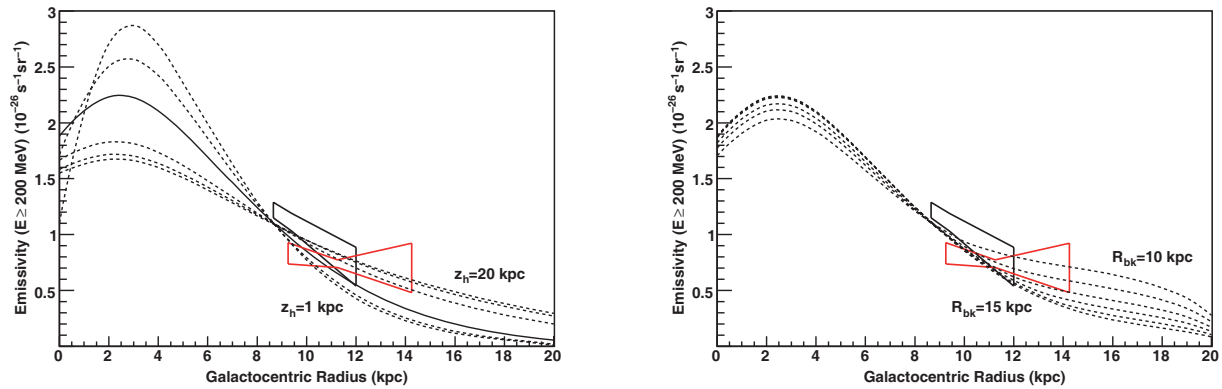


Fig. 2. Comparisons of the emissivity gradient obtained by the LAT and model expectations taken from Ref. 22). The bow-ties represent our estimates for the second (black) and the third (gray) quadrants, and the curves give the model predictions. The left panel shows models with different halo size from 1 kpc to 20 kpc (the solid line corresponds to 4 kpc). The right panel shows different choices of the break distance R_{bk} (from 10 to 15 kpc) beyond which a flat CR source distribution is assumed.

The discrepancy between the gamma-ray emissivity gradient and the distribution of putative CR sources has been known as the “gradient problem” since the COS-B era.²⁶⁾ The most straightforward possibility is a larger halo size, as discussed by, e.g., Ref. 25)–27). We therefore tried several choices of z_h as summarized in the dotted lines in the same panel, and found that a very large halo ($z_h \geq 10$ kpc) provides a gradient compatible with the gamma-ray data, if we fully take into account the systematic uncertainties. A CR source distributions flatter than a standard one are also investigated, as shown by the right panel of the figure. We obtained a reasonable fit to the data using a flat CR source distribution beyond $R = 10$ kpc. The LAT data thus favors a very large halo size and/or a flat CR source distribution than usually assumed.

Obviously the solution discussed above is not unique. The exploration could be extended to a non-uniform diffusion coefficient²⁸⁾ or convection.²⁹⁾ The bottom line is that the LAT data give good constraints on the CR and the matter distribution in the outer Galaxy and the diffuse gamma-ray model is significantly improved. In the future, the extension to the inner part and the accurate determination of the gradient over the whole Galaxy will be key to constraining the CR origin and transport. In addition, better modeling the Galactic diffuse emission is essential in searching for a dark matter signal in gamma-rays. For a review, see Ref. 30).

§3. Extragalactic Gamma-ray Background

The Galactic diffuse gamma-ray emission presents a strong foreground signal to the much fainter extragalactic diffuse emission, and hence is a source of the systematic uncertainty of the EGB. The instrumental background from mis-classified CRs also contributes to the error of the EGB spectrum. To overcome this issue, Ref. 31) adopted very stringent event selection criteria at the expense of efficiency. The Galactic diffuse gamma-ray emission was modeled using the GALPROP code, with particular attention given to characterizing the systematic uncertainties in the foreground modeling. The isotropic background was then derived through a simultaneous fit to the Galactic diffuse emission, resolved gamma-ray sources and the solar gamma-ray emission in $|b| \geq 10^\circ$. The obtained isotropic component contained the contributions from the CR background. The residual background was estimated using the detailed instrument simulation, and then sub-

tracted from the fitted isotropic component to obtain the true EGB. The derived EGB spectrum from 200 MeV to 100 GeV is shown in Figure 3 (left), which visually shows how important the modeling of the Galactic diffuse emission is to evaluate the EGB spectrum.

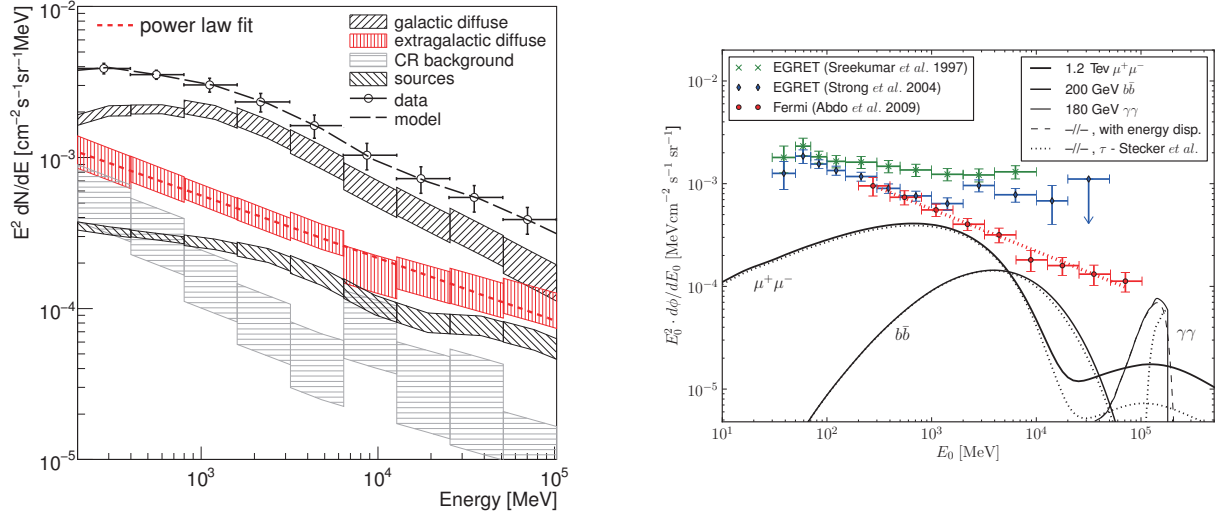


Fig. 3. (left) *Fermi*-LAT measured gamma-ray intensity with fit results for the energy range from 200 MeV to 100 GeV and for $|b| \geq 10^\circ$ reported by Ref. 31). Note that LAT data are dominated by the systematic uncertainties, not the statistical errors. (right) Extragalactic gamma-ray background spectra measured by *Fermi*-LAT and EGRET, together with three potential types of gamma-ray spectra induced by dark matter considered in the analysis of Ref. 32).

Using the *Fermi*-LAT EGB, Ref. 32) consider three types of generic dark matter candidates with distinctively different gamma-ray signatures: those annihilating into quarks, charged leptons and monochromatic photons. The most conservative limit on an annihilation cross section $\langle\sigma v\rangle$ can be placed by restricting the dark matter signals not to exceed the measured intensity. Predicted gamma-ray fluxes from annihilating dark matter are strongly affected by the underlying distribution of dark matter, and a moderate case considered by Ref. 32) for three representative annihilation final states ($\mu^+\mu^-$, $b\bar{b}$, and $\gamma\gamma$) is exemplified by Figure 3 right panel. The obtained limits for the dark matter cross sections are $\langle\sigma v\rangle = 1.2 \times 10^{-23} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ (for a 1.2 TeV WIMP annihilating to $\mu^+\mu^-$), $5 \times 10^{-25} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ (for a 200 GeV WIMP annihilating to $b\bar{b}$) and $2.5 \times 10^{-26} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ (for a 180 GeV WIMP annihilating to $\gamma\gamma$). It is already possible for leptonic dark matter model to exclude some model space proposed to explain the excess of electrons and positrons measured by the *Fermi*-LAT and PAMELA experiments. (See also § 4)

The limits obtained so far were a factor of 10–1000 times higher than the expected thermal WIMP cross section, $\langle\sigma v\rangle \sim 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$. More stringent limit can be derived in principle by first subtracting the contributions from unresolved astrophysical sources. Ref. 33) examined the $\log N$ - $\log S$ distribution of high-latitude sources. They found that most of unassociated high-latitude sources are likely to be blazars (see Figure 4 left panel). The distribution is compatible at brighter fluxes (more than $6 \times 10^{-8} \text{ ph cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) with a Euclidean function, but at fainter fluxes the $\log N$ - $\log S$ distribution displays a significant flattening. By extrapolating and integrating the $\log N$ - $\log S$ distribution to zero flux, they derived a fraction of less than 40% for the contribution by blazars to the EGB, as summarized by Figure 4 right panel. The contribution of other sources is less determined but has been extensively studied by theoretical calculations (e.g., Ref. 34),35)).

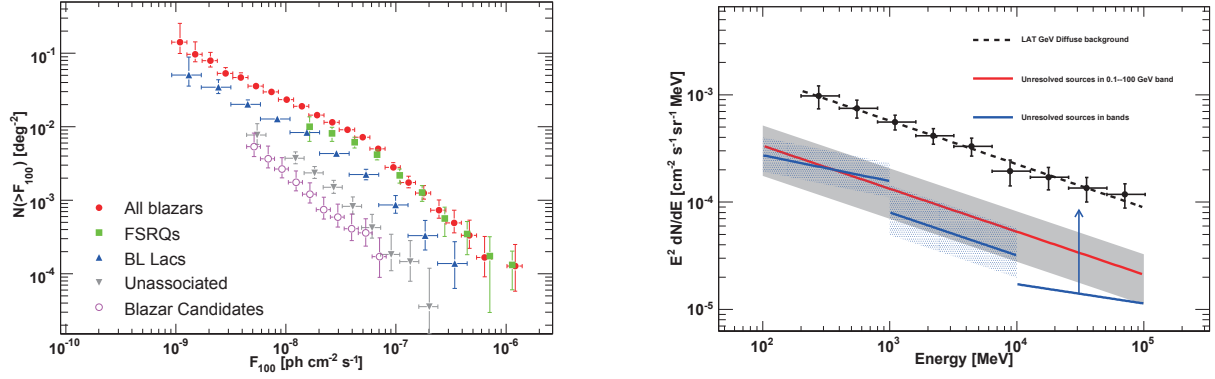


Fig. 4. (left) Cumulative source count distribution of *Fermi* blazars and subsamples reported by Ref. 33). (right) Contribution of point sources to the EGB obtained by extrapolating and integrating the $\log N$ - $\log S$ to zero flux, taken from Ref. 33). The line from 100 MeV to 100 GeV was derived from the study of $\log N$ - $\log S$ in the whole band, while three solid lines come from the study of individual energy band. The bands show the total (statistical and systematic) uncertainty.

§4. Cosmic-Ray Electrons

It was recognized in the early stage of the LAT design that being a pair-conversion type gamma-ray telescope, the LAT intrinsically is an electron spectrometer.³⁶⁾ Thanks to its large effective area, large solid angle and long exposure, the LAT gives by far the highest statistics on CR electron and positron spectrum from about 10 MeV to 1 TeV.

The resulting spectrum of high energy CR electrons from 7 GeV to 1 TeV is shown in Figure 5 (left) together with the CR electron spectra previously reported. The *Fermi*-LAT spectrum smoothly connects with the HESS electron measurements at higher energies and can be fitted by a power-law with spectral index of 3.03–3.13 within the systematic errors. It does not confirm the anomalous spectral features reported by ATIC.¹⁶⁾

Nevertheless, there is a less dramatic feature apparent above 200 GeV in the *Fermi*-LAT spectrum. While the data are compatible with a power-law spectrum within the systematic uncertainties, if a model with a power-law spectrum constrained by other data (such as the model curve shown in the figure) is compared with the *Fermi*-LAT data, the significance of the spectral feature can be high. Therefore the *Fermi*-LAT data and the positron fraction measured by PAMELA¹⁵⁾ have motivated the construction of dark matter models to produce the apparent features observed by these instruments. Those scenarios require a self-annihilation cross section about 100-1000 times larger than the expected thermal WIMP cross section ($\langle\sigma v\rangle \sim 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$) to explain the relatively large number of additional electrons and positrons, as discussed, e.g., by Ref. 18). Some parameter space of such models is excluded by the *Fermi*-LAT EGB spectrum.³²⁾

A more conservative scenario is to invoke the nearby CR electron/positron accelerators such as pulsars. If a few sources are responsible of PAMELA positron fraction and *Fermi*-LAT electron spectrum, anisotropy of CR electron may be observed in high energies. Although *Fermi*-LAT has not detected significant anisotropy of the arrival direction in 60 GeV up to 480 GeV, the obtained upper limit has been already close to the expectations from individual nearby pulsars, as shown by Figure 5 (right).

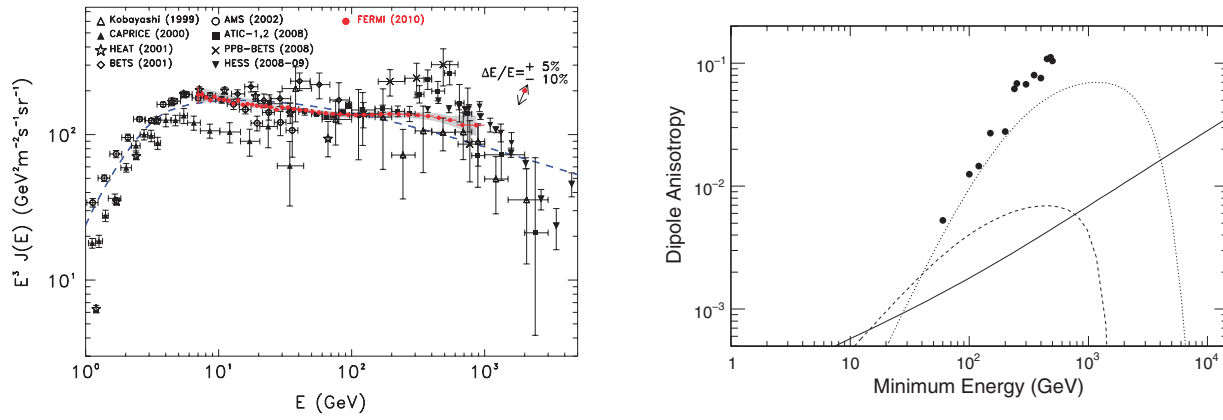


Fig. 5. (left) The *Fermi*-LAT CR electron spectrum compared with previous measurements.³⁷⁾ The band shows systematic errors. Dashed line shows the model based on pre-*Fermi* results. (right) Dipole anisotropy as a function of minimum energy of *Fermi*-LAT CR electrons reported by Ref. 38). Solid line corresponds to the pure diffusive model calculated by GALPROP. The anisotropy expected from two nearby pulsars are shown by dashed and dotted lines. See Ref. 38) for details.

Acknowledgements

The *Fermi* LAT Collaboration acknowledges support from a number of agencies and institutes for both development and the operation of the LAT as well as scientific data analysis. These include NASA and DOE in the United States, CEA/Irfu and IN2P3/CNRS in France, ASI and INFN in Italy, MEXT, KEK, and JAXA in Japan, and the K. A. Wallenberg Foundation, the Swedish Research Council and the National Space Board in Sweden. Additional support from INAF in Italy and CNES in France for science analysis during the operations phase is also gratefully acknowledged.

References

- 1) Kraushaar, W. L., et al., *Astrophys. J.* **188** (1972), 341
- 2) Fichtel C. E., et al., *Astrophys. J.* **222** (1978), 833
- 3) Lebrun F., et al., *A&A* **107** (1982), 390
- 4) Hunter, S. D., et al., *Astrophys. J.* **481** (1997), 205
- 5) Strong, A. W., et al., *Astrophys. J.* **537** (2000), 763
- 6) de Boer W., et al., *A&A* **444** (2005), 51
- 7) Strong, A. W., et al., *Astrophys. J.* **613** (2004), 962
- 8) Atwood, W. B., et al., *Astrophys. J.* **697** (2009), 1071
- 9) Fichtel, C. E., et al., *Astrophys. J.* **198** (1975), 163
- 10) Sreekumar, P., et al., *Astrophys. J.* **494** (1998), 523
- 11) Stecker, F. W., & Salamon M. H. *Astrophys. J.* **464** (1996), 600
- 12) Chiang, J., & Mukherfee, R. *Astrophys. J.* **496** (1998), 752
- 13) Mücke, A., & Pohl, M. *MNRAS* **312** (2000), 177
- 14) Loeb, A., & Waxman, E. *Nature* **405** (2000), 156
- 15) Adriani, O., et al., *Nature* **458** (2009), 607
- 16) Chang, J., et al., *Nature* **456** (2008), 362
- 17) Aharonian, F. A., et al., *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008), 261104
- 18) Grasso, D., et al., *Astroparticle Physics* **32** (2009), 140
- 19) Abdo, A. A., et al., *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009), 251101
- 20) Lebrun, F., et al., *Astrophys. J.* **274** (1983), 231
- 21) Kalberla, P. M. W., et al., *A&A* **440** (2005), 775
- 22) Tibaldo, L., et al., *Nuovo Cimento C.*, **34** 3 (2010), 163
- 23) Abdo, A. A., et al., *Astrophys. J.* **710** (2010), 133

- 24) Ackermann, M., et al., *Astrophys. J.* **726** (2011), 81
- 25) Strong, A. W., et al., *A&A* **207** (1988), 1
- 26) Bloemen, H., *ARA&A* **27** (1989), 469
- 27) Stecker, F. W. et al, *Astrophys. J.* **217** (1977), 843
- 28) Evoli, C. et al., *JCAP* **10** (2008), 18
- 29) Breitschwerdt, D., et al., *A&A* **385** (2002), 216
- 30) Baltz, E. A., et al., *JCAP* **7** (2008), 13
- 31) Abdo, A. A., et al., *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010), 101101
- 32) Abdo, A. A., et al., *JCAP* **1004** (2010), 14
- 33) Abdo, A. A., et al., *Astrophys. J.* **720** (2010), 435
- 34) Fields, B. D., et al., *Astrophys. J.* **722** (2010), L199
- 35) Makiya, R., et al., *Astrophys. J.* **728** (2011), 158
- 36) Moiseev, A., et al., *Proc. of XXX ICRC* **2** (2007), 449
- 37) Ackermann, M., et al., *Phys. Rev. D* **82** (2010), 092004
- 38) Ackermann, M., et al., *Phys. Rev. D* **82** (2010), 092003

Dark matter and sneutrino inflation

佐藤 亮介 (東大理)

共同研究者：波場 直之(阪大)、松本 重貴(IPMU)

近年の天文学的な観測の進展により、現在の宇宙には暗黒物質と呼ばれるものが存在していることが明らかとなっている。暗黒物質の起源が何であるかを議論する際に、大きなヒントとなりうるのがそのエネルギー密度の大きさである。宇宙に占めるバリオンと暗黒物質のエネルギー密度は比較的近い値にあり、このことはバリオンと暗黒物質の起源が同一であることを示唆していると考えることができる。

この考え方に従い、近年提唱された枠組みに “Asymmetric Dark Matter” が存在する。[1] この枠組みでは暗黒物質は $B - L$ 電荷を持っており、初期宇宙で生成されたバリオン数の非対称性が暗黒物質の量を決定する。この機構とバリオン数生成のメカニズムを組み合わせれば、バリオンと暗黒物質を単一の模型で説明することができる。バリオン数生成のメカニズムはいくつか知られているが、その中でも興味深いものに “Sneutrino Inflation” と呼ばれるものがある。[2] この模型では、右巻きスニュートリノがインフラトンとして働くことでインフレーションを引き起こし、インフラトンが壊れて宇宙を再加熱する際に、バリオン数の非対称性を生成する。

我々は、“Asymmetric Dark Matter” と “Sneutrino Inflation” を組み合わせることで、暗黒物質、バリオン数の非対称性、インフレーション、さらにシーソー機構によるニュートリノの微小な質量を同時に説明する模型を構築した。

参考文献

- [1] D. E. Kaplan, M. A. Luty, K. M. Zurek, Phys. Rev. **D79**, 115016 (2009). [arXiv:0901.4117 [hep-ph]].
- [2] H. Murayama, H. Suzuki, T. Yanagida, J. 'i. Yokoyama, Phys. Rev. Lett. **70**, 1912-1915 (1993).

Inflation in Gauge Mediation and Gravitino Dark Matter*

京都大学 基礎物理学研究所 中井雄一郎

E-mail: ynakai@yukawa.kyoto-u.ac.jp

ゲージ媒介模型の超対称性の破れるセクターにおいて宇宙初期のインフレーションのダイナミクスを説明する可能性を提案する [1, 2]。すなわち、インフレーションを担うインフラトンの転がるポテンシャルを隠れたセクターのものとする。実際に、観測データと合うインフレーションを起こすことができることが分かった。さらに、ゲージ媒介模型であるので、隠れたセクターに存在するインフラトンは標準模型のゲージ相互作用を通じて標準模型のセクターに崩壊し、再加熱温度などを計算することが可能である。このシナリオでは、一般に再加熱温度は高くなり、熱浴で gravitino が大量生成する問題が生じるように思われるが、模型には超対称性の破れに伴う Moduli 場が存在し、この場はインフレーション中に最終的な真空での値とは異なる点に安定化するため、宇宙の温度が下がってくると、真空のまわりで振動をはじめ。最終的には、Moduli 場は崩壊するが、その際のエントロピー生成によって gravitino 密度は薄められるため、宇宙論的に問題ない量を得ることが可能である。Moduli 場の崩壊によっても gravitino は生成され、2つの寄与が合わさって現在の宇宙に存在するダークマターの質量密度を実現することが可能である (Figure 1)。

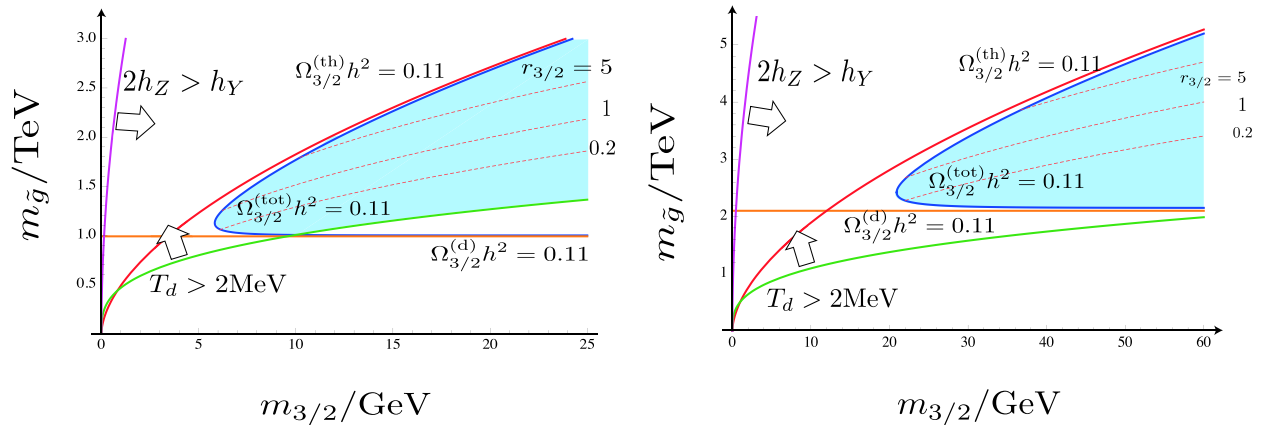


Figure 1: gravitino 質量 (横軸) と gluino 質量 (縦軸) の許される領域。Moduli 質量は、300 GeV (左) または 500 GeV (右) としている。

References

- [1] Y. Nakai and M. Sakai, Prog. Theor. Phys. **125**, 395 (2011) [arXiv:1004.2099 [hep-ph]].
- [2] K. Kamada, Y. Nakai and M. Sakai, arXiv:1103.5097 [hep-ph].

*本講演は、鎌田耕平氏 (東大)、酒井学氏 (京大基研) との共同研究に基づく。

場の理論的シミュレーションに基づく アクシオン宇宙ひもの解析

東京大学宇宙線研究所 関口豊和

量子色力学における強い CP 問題の有力な解法である Peccei-Quinn(PQ) 機構では、アクシオンと呼ばれる軽い擬南部-Goldstone ボゾンが予言されるとともに、宇宙初期での大域的 $U(1)_{PQ}$ 対称性の自発的な破れにより、アクシオンひもと呼ばれる位相欠陥の宇宙論的ネットワークの形成が起こりうる。アクシオンひもの振動や衝突、ループの蒸発のにより多量のアクシオンが放射され、それらは現在の宇宙において冷たい暗黒物質 (CDM) として存在する可能性がある。その量を場の理論的シミュレーションにより精確に求め、観測から見積もられる CDM の量と比較する事で、アクシオン模型に対する制限を求めるとともに、初期宇宙の熱史について議論を行った。

我々は、[1] のシミュレーションを更に大規模化し、これまで行われたシミュレーションの中で最大となる格子数 512^3 において、PQ スカラー場の場の理論的シミュレーションを行った。加えて解析手法において、新しいストリングの同定方法や、pseudo-power spectrum estimator によるエネルギースペクトルの見積もりを導入し、解析の信頼性および精度の向上を行った。

得られたエネルギースペクトルを図 1 に示す。この結果は、放出されるアクシオンのエネルギースペクトルが、ホライズンスケールでピークを持ち、高い波数で指数関数的に減衰するとする [2] などの主張を支持しており、[1] による結果とよい一致を示す。対して、スペクトルの振幅が波数に逆比例するとする [3] などの主張に対しては否定的な結果となっている。一方、ホライズン体積内のアクシオンひもの平均本数 ξ については $\xi = 0.87 \pm 0.14$ (1σ) との見積もりを得た。この結果は、[1] など他の異なるストリング同定方法で得られた結果と良い一致を示しており、信頼性の高いものとみなせる。

以上の結果を用いることで、宇宙初期に自発的な $U(1)_{PQ}$ の破れが起こる場合、アクシオン崩壊定数 f_a に対し、上限 $f_a \lesssim 3 \times 10^{11}$ GeV が与えられることを示した。

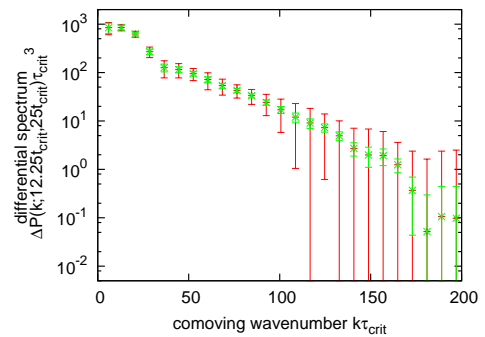


図 1: アクシオンひもから放出されたアクシオンのエネルギースペクトル。緑(赤)線は統計(系統)誤差を表す。

参考文献

- [1] M. Yamaguchi, M. Kawasaki and J. Yokoyama, Phys. Rev. Lett. **82**, 4578 (1999).
- [2] R. L. Davis and E. P. S. Shellard, Nucl. Phys. B **324**, 167 (1989).
- [3] D. Harari and P. Sikivie, Phys. Lett. B **195**, 361 (1987).

Single scale model of SUSY breaking, gauge mediation, and dark matter

Kazuya Yonekura

*Department of Physics, University of Tokyo, Tokyo 113-0033, Japan
IPMU, University of Tokyo, Chiba 277-8586, Japan*

Constructing a model of supersymmetry (SUSY) breaking and its mediation to the SUSY standard model (SSM) is one of the most important issues if SUSY is relevant to nature. Phenomenologically, an interesting scenario is as follows. Suppose that there is a SUSY breaking sector which has only one mass scale Λ as a free parameter. SUSY breaking is mediated via standard model gauge interaction (i.e. gauge mediation). We also assume that there is a neutral, stable particle in the hidden sector which can be a candidate for dark matter. Then, the masses of SSM sparticles, the dark matter, and the gravitino is roughly given by

$$m_{\text{sparticle}} \sim \frac{g^2}{16\pi^2} \Lambda, \quad m_{\text{dark-matter}} \sim \Lambda, \quad m_{\text{gravitino}} \sim \frac{\Lambda^2}{M_{\text{Planck}}},$$

where g represents the standard model gauge couplings.

If we require that the sparticle mass scale is of order $m_{\text{sparticle}} \sim 1$ TeV, we obtain $\Lambda \sim 100$ TeV. Then, we obtain that the gravitino mass is of order $m_{\text{gravitino}} \sim 1$ eV. Such a light gravitino is known to cause no cosmological problems and hence is very interesting. But in that case the lightest sparticle in the SSM cannot be a dark matter. However, if there is a neutral, stable particle in the SUSY breaking sector, its mass is of order $m_{\text{dark-matter}} \sim 100$ TeV. It is known that this is a correct mass scale for a strongly interacting particle to be a dark matter. Therefore, a strongly interacting SUSY breaking sector with a single mass scale $\Lambda \sim 100$ TeV may realize a phenomenologically very interesting scenario.

The assumption of strongly coupled SUSY breaking sector with a single mass scale and its application to gauge mediation seems very natural in the context of dynamical SUSY breaking and direct gauge mediation. But constructing an explicit model is not easy. In the sequence of works¹⁾⁻³⁾, such a model is constructed which indeed is strongly coupled, has a single mass scale, has a candidate for dark matter and can be applied to gauge mediation.

References

- 1) K. -I. Izawa, F. Takahashi, T. T. Yanagida, K. Yonekura, "Conformal Supersymmetry Breaking in Vector-like Gauge Theories," Phys. Rev. **D80**, 085017 (2009). [arXiv:0905.1764 [hep-th]].
- 2) T. T. Yanagida, K. Yonekura, "Semi-direct Gauge Mediation in Conformal Windows of Vector-like Gauge Theories," Phys. Rev. **D81**, 125017 (2010). [arXiv:1002.4093 [hep-th]].
- 3) T. T. Yanagida, K. Yonekura, "A Conformal Gauge Mediation and Dark Matter with Only One Parameter," Phys. Lett. **B693**, 281-286 (2010). [arXiv:1006.2271 [hep-ph]].

ヒッグスポータル暗黒物質と 次世代線形加速器における検証可能性

兼村 晋哉^a、松本 重貴^b、鍋島 偉宏^a、谷口 裕幸^a

^a 富山大理、^b 数物連携宇宙機構

暗黒物質は、現在の宇宙のエネルギー密度の 23% を占める、光と相互作用しない物質である。この物質が素粒子であり、弱い相互作用程度の相互作用をする質量をもった粒子 (WIMP) であるとすると、WMAP 実験から、その質量は 10GeV から 1000GeV 程度と期待される。一方、このエネルギー領域を探索するため LHC 加速器が稼働中であり、将来の稼働に向けて線形加速器 International Linear Collider(ILC)、Compact Linear Collider(CLIC) が計画中である。そのため、これら加速器実験では暗黒物質の質量、標準模型粒子との相互作用等の性質を解明することが求められている。

暗黒物質の質量は電弱対称性の破れのスケールであるため、暗黒物質とヒッグス粒子との深い関係が示唆される。そのため、WIMP 暗黒物質の模型粒子との相互作用の内、最も重要なものの一つは、ヒッグス-暗黒物質結合となる。これより、標準模型粒子の内ヒッグス粒子とのみ結合可能な暗黒物質である、ヒッグスポータル暗黒物質の加速器における検証可能性の解析は重要である。

ヒッグスポータル暗黒物質をそれぞれスカラー、フェルミオン、ベクトルとした場合の LHC 実験での解析については既になされている [1]。それによると、暗黒物質の質量が重く、ヒッグス粒子が暗黒物質対に崩壊不可能な場合は、その LHC 加速器での検出が困難であることがわかっている。

本研究 [2] では、ヒッグス粒子が暗黒物質対に崩壊不可能な質量領域での、ヒッグスポータル暗黒物質の ILC、CLIC、における検証可能性の解析を行った。この解析では重心系のエネルギーが 1TeV 及び 5TeV の線形加速器で積分ルミノシティが 1ab^{-1} たまっている場合を想定し、 $e^{\pm}e^{-} \rightarrow e^{\pm}e^{-}h^{*} \rightarrow e^{\pm}e^{-}DD$ の Z boson fusion 過程に注目した。ここで D は暗黒物質である。適切なカットを加えたシグナル、バックグラウンド解析を行った結果、重心系のエネルギーが 5TeV の加速器では、暗黒物質がフェルミオン、あるいはベクトルである場合に、99% の確からしさでその質量がおおよそ 90GeV 程度までの領域を検証可能であることがわかった。本研究では、ヒッグス粒子が暗黒物質対に崩壊不可能な場合、重心系のエネルギー 5TeV の加速器は、1TeV のもの比べヒッグスポータル暗黒物質の検証に役立つという結果が得られた。

参考文献

- [1] S. Kanemura, S. Matsumoto, T. Nabeshima and N. Okada, Phys. Rev. D **82** (2010) 055026.
- [2] S. Kanemura, S. Matsumoto, T. Nabeshima and H. Taniguchi, arXiv:1102.5147 [hep-ph].

スリーサイトヒッグスレスモデルにおけるフレーバーの物理¹

名古屋大学 阿部智広

Email: abetomo@eken.phys.nagoya-u.ac.jp

電弱対称性の破れをヒッグス場を導入せずに記述するモデルとして、ヒッグスレスモデルがある。このモデルでは、摂動論的ユニタリティーを回復させるために、無限個のゲージ場およびフェルミオンを導入する必要がある。しかし、現象論的な観点からは、それらのうちで比較的軽い質量のもののみが重要であるため、現象論的解析の際には、有効理論を用いた解析が効率的である。

スリーサイトヒッグスレスモデルは [1]、ヒッグスレスモデルの有効理論のうちで、標準モデルからの拡張が最小限のものである。このモデルは、標準モデルよりも多くの湯川相互作用を含むため、一般には、実験で強く制限されている大きな FCNC 過程が存在する。これを避けるため、これまでのこのモデルの解析では、一般にはフレーバーの構造を持つパラメータがフレーバーの構造を持たないという仮定がされていた。しかし、この仮定は、対称性で保証されたものではないため、量子補正の下で破れる。そこで、今回我々は、上記仮定が実験から定量的にどの程度要求されるのかのツリーレベルでの解析を行った。解析の際には、 $\Delta F = 2$ 過程を計算し、そこらの実験からの制限を用いた [2]。解析の結果、仮定からのずれは、定量的におよそ 1% 未満程度でなければならないことがわかった。この結果は、このモデルの紫外完全化を考える際に強い制限を与える。

また、上記仮定のもとで量子補正を考慮した場合の実験との整合性を調べた。これらの量子補正として、まずくりこみ群の効果でパラメータに現れるフレーバーの構造がどのようなものかを調べた。解析の結果、この効果によって $\Delta F = 2$ 過程を生成するには 2 ループの量子補正が必要なこと、および、標準モデルフェルミオンの質量および CKM 行列による抑制されることがわかった。定量的には、実験で得られている上限値から二桁以上小さい値しかえられなかった。また、Box diagram からの寄与も計算した。これは、1 ループの量子補正であるので、前述のくりこみ群の効果よりも大きいことが期待されるが、実際にはくりこみ群と同程度の寄与しかもたらさないことがわかった。この理由は、モデルに含まれる新しいゲージボソンと標準モデル粒子の結合は、電弱精密測定から強く制限されるため [3]、ダイアグラムは必然的に新しいフェルミオンを含むものになり、その質量で抑制されるが、その質量は電弱精密測定から 1.8 TeV 以上でなければならないので、その抑制は非常に強いためである。これらより、上記仮定の下では量子補正を考慮しても実験からの制限と無矛盾であることがわかった。

[1] R. S. Chivukula, B. Coleppa, S. Di Chiara *et al.*, Phys. Rev. **D74**, 075011 (2006). [hep-ph/0607124].

[2] M. Bona *et al.* [UTfit Collaboration], JHEP **0803**, 049 (2008) [arXiv:0707.0636 [hep-ph]].

[3] T. Abe, S. Matsuzaki and M. Tanabashi, Phys. Rev. D **78**, 055020 (2008) [arXiv:0807.2298 [hep-ph]].

¹本講演は、Prof. R. S. Chivukula, Prof. E. H. Simmons および棚橋誠治氏との共同研究に基づくものである。

Natural Supersymmetry at the LHC

東北大学 浅野雅樹

これまでの電弱精密測定から、比較的軽いヒッグス粒子の存在が予言されている。一方で、ヒッグス粒子の質量に対する量子補正の寄与の大きさを考えると、標準模型のカットオフスケールは 1TeV かそれより低い程度であると推測されるが、これまでの実験結果はカットオフスケールがより高い場合と良く一致している。カットオフスケールが高くなれば、ヒッグス粒子の質量が軽くなるために「微調整」が必要となる。ヒッグス粒子の質量は「微調整」によって実現されているのだろうか。

標準模型を超える物理を記述するものとして、最小超対称模型は詳しく研究されてきた。超対称性によって、最小超対称模型ではヒッグス粒子の質量に対する量子補正は標準模型と違って2次発散を含まない。これによって最小超対称標準模型にはヒッグス粒子の軽さとこれまでの実験結果を「微調整」無く説明できる領域が存在する。

最小超対称模型では、ヒッグス粒子の質量は μ 項、 m_{H_u} 項に依っている。それぞれの項と、 m_{H_u} 項の輻射補正が大きくなるしない(「微調整」が無い)事は、スカラートップ、ヒッグシーノが軽く、さらにメッセンジャースケールの低い(グラビティーノの軽い)ゲージ伝達機構であれば実現される。このことから、電弱精密測定と「微調整」問題が示唆するスカラートップ/ヒッグシーノ/グラビティーノという超対称模型のシグナルがLHCでどの様に測る事ができるか調べた[1]。

ヒッグシーノはZボソンかヒッグス粒子を出してグラビティーノに崩壊するので、レプトンに崩壊するZボソンを使って M_{T_2} の端点からヒッグシーノの質量を測定できる事を示した。またスカラートップの質量も、ボトムクォークとZボソンを使った M_{T_2} の端点から測定できる。ここでグラビティーノの質量は 0 GeV を仮定した。さらに、ヒッグシーノの崩壊からヒッグス粒子が生成されるため、超対称シグナルからのヒッグス粒子の質量測定の可能性も示した。

このシグナルはLHCでの早期発見が期待される。LHCでの発見可能性について、さらに詳しい研究を現在行っている。

参考文献

- [1] M. Asano, H. D. Kim, R. Kitano and Y. Shimizu, JHEP 1012 (2010) 019 [arXiv:1010.0692 [hep-ph]].

Heterotic Asymmetric Orbifold and E_6 GUT Model*

桑木野省吾[†]（名古屋大学）

標準模型を超弦理論の有効理論として再現するひとつの可能性として、超対称大統一理論を仲介する可能性がある。本研究ではとくに、湯川相互作用の階層性を簡単に説明すること等に利点のあるアノマラス $U(1)_A$ や世代対称性をもちいた E_6 大統一理論 [1] を、超弦理論で実現することを試みた。

上記の超対称大統一理論を導出するために、ヘテロティック超弦理論の非対称オービフォルドコンパクト化を考察した。まず簡単のため4次元の E_6 超対称大統一理論が最低限持つべき条件（4次元 $\mathcal{N} = 1$ SUSY、 E_6 大統一群、随伴表現ヒッグス、3世代物質場）を弦模型構築に要請し模型を構築した。随伴表現ヒッグスを実現するため、Diagonal embedding method（格子の持つ入れ替えの対称性でオービフォルドする）を用いた。また Lattice engineering technique [2]（欲しい Even self-dual lattice をすでに知られている Even self-dual lattice（たとえば E_8 格子）から作る方法）を非対称オービフォルドに応用することでシステマティックなモデルのサーチを可能にした。本研究では出発点として $(E_6)^3 \times (A_2)^2 \times \bar{E}_6$ 格子（[3] の格子と同等だが作り方は違う）を \mathbb{Z}_{12} 非対称オービフォルド模型の枠組みでオービフォルドした。この範囲で可能な全てのオービフォルドのうち、モジュラー不変なモデルを探したところ9個のモデルが無矛盾であることが分かった。

そのうち、随伴表現ヒッグスを含む3世代 E_6 模型を三つ構成することができた。そのうちひとつの模型は [3] で知られている模型とマスレススペクトルが同じになったが、その他ふたつの模型は新しい模型であることが分かった。残念ながら他の欲しかったアノマラス $U(1)_A$ 対称性、世代対称性などの要素はこれらの模型には含まれないことが分かった。よって、他の Lattice engineering technique によって構成可能な Even self-dual lattice やその他のオービフォルド作用（ $\mathbb{Z}_3 \times \mathbb{Z}_3$ 等）においてさらなる模型構築を行う必要がある。

参考文献

- [1] N. Maekawa, Phys. Lett. **B561**, 273-278 (2003).
- [2] W. Lerche, A. N. Schellekens, N. P. Warner, Phys. Rept. **177**, 1 (1989).
- [3] Z. Kakushadze, S. H. H. Tye, Phys. Rev. **D55**, 7878-7895 (1997).

*このトークは、伊藤元治氏、前川展祐氏、森山翔文氏、竹井一陽氏、山下敏史氏（名古屋大学）、寺口俊介氏（大阪大学）、高橋圭次郎氏（台湾交通大学）との共同研究（arXiv:1012.1690）に基づきます。

[†]skuwa@eken.phys.nagoya-u.ac.jp

Quest for the Dynamical Origin of Mass

Koichi YAMAWAKI

*Kobayashi-Maskawa Institute for the Origin of Particles and the Universe (KMI),
Nagoya University.*

Higgs boson (“sigma meson”) as formulated in the Gell-Mann-Levy (GL) linear sigma model may be a composite object as it turned out in QCD. We shall discuss a composite Higgs boson in various models of dynamical symmetry breaking with large anomalous dimension at conformal fixed point: The techni-dilaton (“conformal Higgs”) in the conformal/scale-invariant (walking) technicolor (TC) near the Caswell-Banks-Zaks conformal fixed point with $\gamma_m \simeq 1$, the $\bar{t}t$ composite (“top-Higgs”) in the top-quark condensate model with $\gamma_m \simeq 2$, and their variants in the models with $1 < \gamma_m < 2$ (strong ETC TC, etc.). The conformal gauge dynamics is characterized by the essential singularity scaling, breakdown of the GL effective theory, and large anomalous dimension $\gamma_m = 1$. In contrast to the folklore that TC is a “Higgsless theory”, there exists a composite Higgs, techni-dilaton, in the conformal/scale-invariant TC as a composite pseudo Nambu-Goldstone boson which is a remnant of (approximate) conformal symmetry, with its mass arising from the (nonperturbative) scale anomaly. The techni-dilaton with the mass 500 – 600 GeV, or other composite Higgs boson may be discovered at LHC.

The Origin of Mass is the most urgent issue of the particle physics today and is to be resolved at the LHC experiments. In the standard model (SM), all masses are attributed to a single parameter of the vacuum expectation value (VEV), $\langle H \rangle$ of the hypothetical elementary particle, the Higgs boson. The VEV simply picks up the mass scale of the input parameter M_0 which is tuned to be tachyonic ($M_0^2 < 0$) in such a way as to tune $\langle H \rangle \simeq 246$ GeV (“naturalness problem”). As such SM does not explain the Origin of Mass. Particle theorists looking desperately beyond the SM have been fighting on this central problem over 30 years without decisive experimental information. Now we are facing a new era that LHC experiments will tell us which theory is right while others are not.

It should be recalled that the very concept of SSB was created by the 2008 Nobel prize work of Nambu¹⁾ in the concrete form of DSB where the nucleon mass m_N was dynamically generated via Cooper pairing of (then elementary) nucleon and anti-nucleon, “nucleon condensate”, based on the Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) analogue of superconductor: Accordingly, there appeared pions as massless Nambu-Goldstone (NG) bosons which were dynamically generated to be nucleon composites in the same sense as in the Fermi-Yang^{2)/Sakata model.³⁾ Thus the SSB was born as DSB! The real physical meaning of this mysterious tachyonic mode was actually revealed by Nambu as the BCS instability where attractive forces (effective four-fermion interactions) between nucleon and anti-nucleon give rise to the nucleon Cooper pairing (tachyonic bound state) which changes the vacuum from the original (free) one into the true one having no manifest symmetry. There also was predicted a scalar nucleon composite, the σ meson, with the physical mass $\simeq 2m_N$. Before advent of the concept of SSB, low energy hadron physics was well described by the effective theory of Gell-Mann-Levy (GL) linear sigma model⁴⁾ with the explicit sigma}

meson, which was simply assumed to have negative mass squared at Lagrangian level. Actually, the GL linear sigma model Lagrangian is a model formally equivalent to the SM Higgs Lagrangian, with the Higgs boson being the counterpart of the sigma meson.

The most straightforward realization of the Nambu's work in the context of modern particle physics is the top quark condensate model ("Top-mode Standard Model")⁵⁾⁻⁷⁾ where the role of the nucleon is simply replaced by the top quark, this time formulated in the gauged Nambu-Jona-Lasinio (NJL) model with the SM gauge interactions in addition to the four-fermion interactions among the top quarks. The composite Higgs boson as a $\bar{t}t$ bound state has mass $M_H \sim \sqrt{2}m_t$ characteristic to the gauged NJL model at $1/N_c$ leading order in contrast to $M_H = 2m_t$ which would have been obtained in the NJL model without gauge interactions. Including subleading $1/N_c$ effects yields $M_H \simeq 1.1m_t$ ⁷⁾ for $\Lambda = 10^{16-19}\text{GeV}$, although the top mass prediction is rather too high $m_t \gtrsim 220\text{GeV}$. Now the questions: What is the origin of the four-fermion interactions? How can we get a realistic top quark mass $m_t \simeq 172\text{GeV}$ in a natural way?

Back to the history, the Nambu's theory for the origin of mass of nucleon (then the "elementary particle") was later developed into DSB in the underlying microscopic theory, QCD, where the gluonic attractive forces again generate the Cooper pairing of quark and antiquark (instead of nucleon and anti-nucleon), the quark condensate $\langle \bar{q}q \rangle$, which then gives rise to the BCS instability and the dynamical mass of quarks: Pions are now composites of quarks instead of nucleons. Hence Nambu's idea was established in a deeper level of matter. Several variants of the top quark condensate were proposed in the context of gauge theory ("topcolor")⁸⁾ instead of the NJL-type four-fermion interactions. The correct top mass $m_t \simeq 175\text{GeV}$ can be arranged in the variants of topcolor with extra dimensions, which tend to yield similar composite Higgs mass $M_H \simeq 1.1m_t \simeq 180 - 190\text{GeV}$ for $\Lambda \sim 10^2\text{TeV}$.(see e.g.⁹⁾). At any rate generic feature of the top quark condensate is

$$M_H \gtrsim m_t. \quad (0.1)$$

More radically, Technicolor (TC)¹⁰⁾ is an attractive idea to account for the Origin of Mass without introducing ad hoc Higgs boson and tachyonic mass parameter: The mass arises *dynamically* from the condensate of the techni-fermion and the anti techni-fermion pair $\langle \bar{T}T \rangle$ which is triggered by the attractive gauge forces between the pair analogously to the quark-antiquark condensate $\langle \bar{q}q \rangle$ in QCD. As in the QCD with the ideal mass quarks the theory has no mass scale (scale-invariant) at classical level, while the mass scale arises in the quantum theory like Λ_{QCD} in a very sophisticated way due to the scale anomaly reflected in the running of the gauge coupling ("dimensional transmutation"). All the mass in TC would pick up this mass scale, analogue of Λ_{QCD} , through dynamics. For the TC with $SU(N_{\text{TC}})$ gauge symmetry and N_f flavors ($N_f/2$ weak doublets) of techni-fermions, the technipion decay constant $F_\pi = \langle H \rangle / \sqrt{N_f/2}$ corresponds to the pion decay constant $f_\pi \simeq 93\text{MeV}$ in QCD, and hence the TC may be a scale-up of QCD by the factor $F_\pi/f_\pi \simeq 2650/\sqrt{N_f/2}$. Then the mass scale of the condensate $\Lambda_\chi = (-\langle \bar{T}T \rangle / N_{\text{TC}})^{1/3}$ as the

Origin of Mass may be estimated as

$$\Lambda_\chi \simeq \left(\frac{-\langle \bar{q}q \rangle}{N_c} \right)^{1/3} \cdot \frac{F_\pi/\sqrt{N_{\text{TC}}}}{f_\pi/\sqrt{N_c}} \simeq 450 \text{ GeV} \cdot \left(\frac{N_c/N_{\text{TC}}}{N_f/2} \right)^{1/2}, \quad (0.2)$$

where we have used a typical value $(-\langle \bar{q}q \rangle)^{1/3} \simeq 250 \text{ MeV}$ ($N_c = 3$).

The original version of TC, just a simple scale-up of QCD, however, is plagued by the notorious problems: Excessive flavor-changing neutral currents (FCNCs), and excessive oblique corrections of $\mathcal{O}(1)$ to the Peskin-Takeuchi S parameter¹²⁾ compared with the typical experimental bound about 0.1.

The FCNC problem was resolved long time ago by the TC based on the near conformal gauge dynamics with $\gamma_m \simeq 1$,^{13),14)} with almost *non-running (conformal) gauge coupling*, based on the pioneering work by Maskawa and Nakajima¹¹⁾ who discovered *non-zero critical coupling*, $\alpha_{\text{cr}} (\neq 0)$, for the $S\chi\text{SB}$ to occur. Such a large anomalous dimension makes the condensate enhanced by the mass renormalization $Z_m^{-1} = (\Lambda/\Lambda_\chi)^{\gamma_m}$, $\langle \bar{T}T \rangle_\Lambda = Z_m^{-1} \langle \bar{T}T \rangle$,¹⁵⁾ where Λ is the higher scale, typically the Extended TC (ETC) scale Λ_{ETC} , responsible for the mass of quarks/leptons and the excessive FCNC's. (For reviews see Ref.¹⁶⁾ and¹⁷⁾).

In addition to solving the FCNC problem, the theory made a definite prediction of ‘‘Techni-dilaton (TD)’’,¹³⁾ a composite Higgs as a pseudo Nambu-Goldstone (NG) boson of the scale symmetry which is broken spontaneously and explicitly by the dynamical generation of the mass of techni-fermions $m (\sim \Lambda_\chi)$, even though the gauge coupling is nonrunning (conformal). The mass of TD should be of order $\mathcal{O}(m)$ or less, although the scale symmetry is explicitly broken also by the higher scale, $\Lambda_{\text{ETC}} (\gg m)$.

We also found¹⁸⁾ even larger anomalous dimension $1 < \gamma_m < 2$ in the gauged Nambu-Jona-Lasinio (NJL) model (gauge theory plus chiral-invariant four-fermion interaction),¹⁹⁾ based on the explicit solution²⁰⁾ of the ladder SD equation for the gauge coupling weaker than the critical coupling $\alpha < \alpha_{\text{cr}}$. Such a large anomalous dimension may be useful²⁰⁾ for the strong coupling ETC models which develop even stronger enhancement of the condensate than the conformal/scale-invariant gauge dynamics alone. The model has potentiality to accommodate mass of the top quark in the ETC framework (See e.g., Ref.²¹⁾). There also exists a composite Higgs boson in this type of model, which resembles the TD for the non-running gauge coupling even though the scale symmetry is explicitly broken by the four-fermion interaction characterized by the scale of ETC, Λ_{ETC} . The mass was estimated as

$$M_{\text{H}} \simeq \sqrt{2} m, \quad (0.3)$$

in the limit $\Lambda_{\text{ETC}} \gg m$. For the typical one-family model this implies $M_{\text{H}} \simeq 500 \text{ GeV}$. Actually, the composite Higgs of this model can be identified with the TD itself at $\alpha = \alpha_{\text{cr}}$, since the four-fermion interactions can be regarded as induced interactions by the conformal/scale-invariant TC dynamics with non-running gauge coupling at $\alpha = \alpha_{\text{cr}}$ where the anomalous dimension becomes $\gamma_m = 1$, so that the four-fermion operators become marginal with dimension $d = 2(3 - \gamma_m) = 4$.¹⁹⁾

In this talk I describe composite Higgs boson in various models of dynamical symmetry breaking with large anomalous dimension (see Ref.¹⁷⁾ for basis and classics

before 1996), namely a class of composite Higgs models based on the conformal/scale-invariant gauge dynamics having large anomalous dimension characteristic to the conformal UV/IR fixed point.

Particular focus will be placed on the techni-dilaton (TD) in the conformal/scale-invariant TC dynamics in its modern version,²²⁾⁻²⁴⁾ which is based on the Caswell-Banks-Zaks (CBZ) infrared (IR) fixed point,²⁵⁾ $\alpha_* = \alpha_*(N_f, N_{TC})$, in the two-loop beta function for the number of massless flavors $N_f (< 11N_{TC}/2)$ larger than a certain number $N_f^* (\gg N_{TC})$. See Fig. 1 and later discussions. Due to the IR fixed point

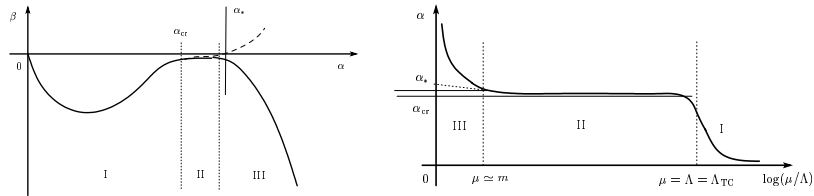


Fig. 1. The beta function and $\alpha(\mu)$ for conformal/scale-invariant TC.

the coupling is almost non-running (conformal) all the way up to the intrinsic scale Λ_{TC} which is generated by the scale anomaly associated with the (two-loop) running of the coupling analogously to Λ_{QCD} . For $\mu > \Lambda_{TC}$ (Region I of Fig. 1) the coupling no longer walks and runs similarly to that of QCD. When we set α_* slightly larger than α_{cr} , we have a condensate or the dynamical mass of the techni-fermion $m (\sim \Lambda_\chi)$, much smaller than the intrinsic scale of the theory $m \ll \Lambda_{TC}$. The CBZ-IR fixed point α_* actually disappears (then becoming would-be IR fixed point) at the scale $\mu \lesssim m$ where the techni-fermions have acquired the mass m and get decoupled from the beta function for $\mu < m$ (Region III in Fig. 1). Nevertheless, the coupling is still walking due to the remnant of the CBZ-IR fixed point conformality in a wide region $m < \mu < \Lambda_{TC}$ (Region II in Fig. 1). The theory acts like the conformal/scale-invariant TC^{13),14)}: It develops a large anomalous dimension $\gamma_m \simeq 1$ for the almost non-running coupling in the Region II.^{23),24)} Here Λ_{TC} plays a role of cutoff Λ identified with the ETC scale: $\Lambda_{TC} = \Lambda = \Lambda_{ETC}$.

I argue^{*)} that in contrast to the simple QCD scale-up which is widely believed to have no composite Higgs particle (“higgsless”), a salient feature of conformal/scale-invariant TC is the *conformality which manifests itself by the appearance of a composite Higgs boson (“conformal Higgs”) as the Techni-dilaton (TD)*¹³⁾ with mass M_H relatively lighter than other techni-hadrons: $M_H < M_\rho, M_{a_1} \dots = \mathcal{O}(\Lambda_\chi) \ll \Lambda_{TC} = \Lambda_{ETC}$, where $M_\rho, M_{a_1} \dots$ denote the mass of techni- ρ , techni- a_1 , etc. This is contrasted to the QCD dynamics where there are no scalar bound states lighter than others. Note that there is no idealized limit where the TD becomes exactly massless to be a true NG boson, in sharp contrast to the chiral symmetry breaking. Scale symmetry is always broken explicitly as well as spontaneously^{**) .}

*) Preliminary discussions on the revival of the techni-dilaton¹³⁾ were given in several talks.²¹⁾

**) The straightforward calculations near the conformal edge indicated²⁶⁾ that there is no isolated massless spectrum: $M_H/F_\pi, M_H/M_\rho, \dots \rightarrow \text{const.} \neq 0$ even in the limit of $\alpha_* \rightarrow \alpha_{cr}$ ($N_f \rightarrow N_f^{\text{crit}}$)

There are many issues for the walking/conformal TC; Existence of IR fixed point and large anomalous dimension in non-SUSY gauge theories, critical number of flavors of the conformal phase transition, mass of the composites in the walking/conformal TC, the S parameter, realistic model buildings, etc. These will be dealt with in the lattice studies which are currently being done by various groups including our group at KMI, Nagoya.

For the phenomenological purpose, I argue through several different calculations^{26),27)} that the techni-dilaton mass in the typical conformal/scale-invariant TC models will be in the range:

$$m_H = 500 - 600 \text{ GeV}, \quad (0.4)$$

which is definitely larger than the SM Higgs bound but still within the discovery region of the LHC experiments.

This work was supported by the JSPS Grant-in-Aid for Scientific Research (S) # 22224003.

References

- 1) Y. Nambu, "A 'Superconductor' Model of Elementary Particles and its Consequencies", Talk given at a conference at Purdue (1960), reprinted in "Broken Symmetries, Selected Papers by Y. Nambu", ed:s T. Eguchi and K. Nishijima, World Scientific (1995); Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122**, 345 (1961).
- 2) E. Fermi and C. N. Yang, Phys. Rev. **76**, 1739 (1949).
- 3) S. Sakata, Prog. Theor. Phys. **16**, 686 (1956).
- 4) M. Gell-Mann and M. Levy, Nuovo Cim. **16** (1960) 705.
- 5) V. A. Miransky, M. Tanabashi, and K. Yamawaki, Phys. Lett. **B 221** (1989), 177; Mod. Phys. Lett. **A 4** (1989), 1043.
- 6) Y. Nambu, Enrico Fermi Institute Report No. 89-08, 1989; W. J. Marciano, Phys. Rev. Lett. **62** (1989), 2793; Phys. Rev. **D41** (1990), 219.
- 7) W. A. Bardeen, C. T. Hill and M. Lindner, Phys. Rev. **D41** (1990), 1647.
- 8) C. T. Hill, Phys. Lett. B **266**, 419 (1991).
- 9) M. Hashimoto, M. Tanabashi and K. Yamawaki, Phys. Rev. D **69**, 076004 (2004)
- 10) S. Weinberg, Phys. Rev. D **13** (1976), 974; D **19** (1979), 1277; L. Susskind, Phys. Rev. D **20** (1979), 2619; See for a review of earlier literature, E. Farhi and L. Susskind, Phys. Rep. **74** (1981), 277.
- 11) T. Maskawa and H. Nakajima, Prog. Theor. Phys. **52** (1974), 1326; **54** (1975), 860.
- 12) M. E. Peskin and T. Takeuchi, Phys. Rev. Lett. **65** (1990), 964; Phys. Rev. D **46** (1992), 381; B. Holdom and J. Terning, Phys. Lett. B **247** (1990), 88; M. Golden and L. Randall, Nucl. Phys. B **361** (1991), 3.
- 13) K. Yamawaki, M. Bando and K. Matumoto, Phys. Rev. Lett. **56** (1986), 1335; M. Bando, K. Matumoto and K. Yamawaki, Phys. Lett. B **178** (1986), 308. See also M. Bando, T. Morozumi, H. So and K. Yamawaki, Phys. Rev. Lett. **59** (1987), 389 .
- 14) T. Akiba and T. Yanagida, Phys. Lett. B **169** (1986), 432; T. W. Appelquist, D. Karabali and L. C. R. Wijewardhana, Phys. Rev. Lett. **57** (1986), 957; T. Appelquist and L. C. R. Wijewardhana, Phys. Rev. D **36** (1987), 568. For an earlier work on this line based on pure numerical analysis see B. Holdom, Phys. Lett. B **150** (1985), 301.
- 15) B. Holdom, Phys. Rev. D **24**, 1441 (1981).
- 16) C. T. Hill and E. H. Simmons, Phys. Rept. **381** (2003), 235 [Erratum-ibid. **390** (2004), 553];

where $F_\pi/\Lambda_{\text{TC}}, M_H/\Lambda_{\text{TC}}, M_\rho/\Lambda_{\text{TC}}, \dots \rightarrow 0$. In the case of holographic TD,²⁷⁾ this fact is realized in a different manner: Although there apparently exists an isolated massless spectrum, $M_H/F_\pi \rightarrow 0$ while $M_\rho/F_\pi, M_{a_1}/F_\pi \rightarrow \text{const.} \neq 0$, the decay constant of the TD diverges $F_H/F_\pi \rightarrow \infty$ in that limit and hence it gets decoupled.

- 17) K. Yamawaki, Lecture at 14th Symposium on Theoretical Physics, Cheju, Korea, July 1995, arXiv:hep-ph/9603293.
- 18) V. A. Miransky and K. Yamawaki, *Mod. Phys. Lett. A* **4**, 129 (1989).
- 19) W. A. Bardeen, C. N. Leung and S. T. Love, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1230 (1986).
- 20) K. i. Kondo, H. Mino and K. Yamawaki, *Phys. Rev. D* **39**, 2430 (1989); K. Yamawaki, in *Proc. Johns Hopkins Workshop on Current Problems in Particle Theory 12, Baltimore, June 8-10, 1988*, edited by G. Domokos and S. Kovesi-Domokos (World Scientific Pub. Co., Singapore 1988); T. Appelquist, M. Soldate, T. Takeuchi, and L. C. R. Wijewardhana, *ibid.*
- 21) K. Yamawaki, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **180**, 1 (2010) [arXiv:0907.5277 [hep-ph]]; arXiv:1008.1834 [hep-ph]. See also *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **167**, 127 (2007).
- 22) K. D. Lane and M. V. Ramana, *Phys. Rev. D* **44**, 2678 (1991).
- 23) T. Appelquist, J. Terning and L. C. Wijewardhana, *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996), 1214; T. Appelquist, A. Ratnaweera, J. Terning and L. C. Wijewardhana, *Phys. Rev. D* **58** (1998), 105017.
- 24) V. A. Miransky and K. Yamawaki, *Phys. Rev. D* **55**, 5051 (1997) [Erratum-*ibid.* **D 56**, 3768 (1997)]
- 25) W. E. Caswell, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 244 (1974); T. Banks and A. Zaks, *Nucl. Phys. B* **196** (1982), 189.
- 26) M. Hashimoto and K. Yamawaki, *Phys. Rev. D* **83**, 015008 (2011), and references therein.
- 27) K. Haba, S. Matsuzaki and K. Yamawaki, *Phys. Rev. D* **82**, 055007 (2010);

The Past, Present and Future in Particle Physics

Tsutomu Yanagida (IPMU)

I consider that the state of particle physics is now very similar to that just before the discovery of the J/Ψ , roughly about 40 years ago. At that time, some of the young people including myself were very much interested in the presence of quarks, but never believed they would be found in the near future. Now, many of the young people presenting here are very much interested in something beyond the standard model, but they have doubts that they will actually see such new physics at the LHC in the near future. In my talk, I gave my view on the history of particle physics from the early 20th century to the present. This included the Large Number Hypothesis by Eddington and by Dirac, the Cosmological Constant Problem first discussed by Pauli etc. I showed the reason why I believe that new physics will appear soon, based on my view on that history. Finally, I raised one crucial problem we face now, which is "Why have new particles not been discovered yet?". I believe that an answer to this question will be a very important clue to the properties of any new physics.

Higgs mechanism without Higgs potential in an extra dimension

藤本教寛^A、長澤智明^B、大谷聡^C、坂本真人^A神戸大理^A、苫小牧高専^B、ピサ大^C

標準模型は今日まで大変な成功を収めてきたが、その内部には未だ幾つかの謎や問題が存在している。例えば自発的対称性の破れを引き起こすために、我々は負の 2 乗質量項を手で用意してやる必要があった。今回我々は高次元ゲージ理論の枠組みにおいて、点状相互作用を持つ 1 次元量子力学系の研究 [1]-[3] を応用し余剰次元方向に一般的な境界条件を考察することによって、負の 2 乗質量項を導入することなく自発的対称性の破れが起こせることを見出した。

5 次元複素スカラー場の作用が次で与えられる場合、

$$S = \int d^4x \int_0^L dy \left[\Phi^*(x, y) (\partial^\mu \partial_\mu + \partial_y^2 - M^2) \Phi(x, y) - \frac{\lambda}{2} (\Phi^*(x, y) \Phi(x, y))^2 \right], \quad (1)$$

余剰次元方向に許される一般的な境界条件は次のように与えられる。

$$\begin{cases} \Phi(x, 0) + L_+ \partial_y \Phi(x, 0) = 0, \\ \Phi(x, L) - L_- \partial_y \Phi(x, L) = 0. \end{cases} \quad (-\infty \leq L_\pm \leq +\infty) \quad (2)$$

この一般的な境界条件のもとでは、Kaluza-Klein(KK) 粒子の質量スペクトラムに負の 2 乗質量モードが存在しうる。この理論を 4 次元質量固有状態で見ると、複素スカラー場を次のようにモード展開する。

$$\Phi(x, y) = \sum_n \varphi_n(x) f_n(y), \quad (3)$$

ここで、 $f_n(y)$ はエルミート演算子 $(-\partial_y^2)$ の固有状態として取り、複素スカラー場の境界条件を引き継ぐ。

$$-\partial_y^2 f_n(y) = E_n f_n(y), \quad (4)$$

$$\begin{cases} f_n(0) + L_+ \partial_y f_n(0) = 0, \\ f_n(L) - L_- \partial_y f_n(L) = 0. \end{cases} \quad (5)$$

これにより 4 次元の質量固有状態に移行することができる。

$$V_{4d}(\varphi_n) = \sum_n (E_n + M^2) |\varphi_n(x)|^2 + (\text{quartic term}), \quad (6)$$

ここで、一般的な境界条件 (5) により、(4) 式の固有状態には束縛状態が存在しうる。そのため、状況によっては

$$E_B + M^2 < 0, \quad (7)$$

が実現し、KK 粒子の質量スペクトラムに負の 2 乗質量項が存在しうる。これにより、負の 2 乗質量項を導入する必要なしに、自発的対称性の破れを実現することができる。また、我々のこの機構には、余剰次元の半径や境界条件を指定するパラメータなどに依存した豊富な相構造が存在する。

参考文献

- [1] M.Reed, B.Simon, in: Methods of Modern Mathematical Physics, vol. II, Academic Press, New York, 1980.
 [2] P.Šeba, Czech. J.Phys. 36(1986)667.
 [3] S.Albeverio, F.Gesztesy, R.Høegh-Krohn, H.Holden, Solvable Models in Quantum Mechanics, Springer, New York, 1988.

(Extra)Ordinary Gauge/Anomaly Mediation*

京都大学 基礎物理学研究所 酒井学

E-mail: msakai@yukawa.kyoto-u.ac.jp

超対称性の破れの伝達において、アノマリーによる媒介とゲージ相互作用による媒介の2つの寄与が存在するモデルについて調べた。ゲージ媒介を行うメッセンジャーのスケールが conformal compensator の F 項から導かれるモデルでは、soft scalar mass に対する2つの媒介モデルの寄与は同じオーダーとなり、アノマリー媒介モデルにあった slepton の二乗質量が負になるという問題は、ゲージ媒介の寄与により解決される。またゲージ媒介モデルでしばしば gaugino の質量が小さくなるという問題も、アノマリーによる媒介の寄与により解決される。soft scalar mass のスペクトラムは、それぞれのモデルに比べより広い構造を持ち、特に Gravitino の質量は $\mathcal{O}(10)\text{TeV}$ と重く、LSP は wino-like、bino-like または higgsino-like となる (Figure 1)。

さらにゲージ媒介モデルでは、soft scalar mass の間に次のような和則

$$\begin{aligned}\text{Tr} (B - L) m^2 &= 2m_Q^2 - m_U^2 - m_D^2 - 2m_L^2 + m_E^2 = 0, \\ \text{Tr} Y m^2 &= m_Q^2 - 2m_U^2 + m_D^2 - m_L^2 + m_E^2 = 0.\end{aligned}$$

が成立していたが、我々のモデルでも上式の和則は第一世代と第二世代については同様に成立することを導いた。一方、第三世代については湯川結合定数の寄与により上式のような和則は成立せず、次のような和則

$$m_Q^2 - 2m_U^2 + m_D^2 - m_L^2 + m_E^2 + m_{H_2}^2 - m_{H_1}^2 = 0.$$

が成立することを導いた。

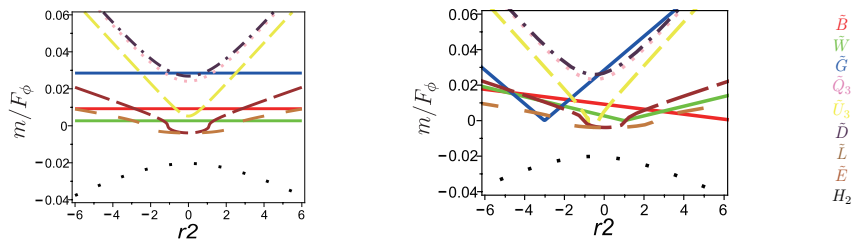


Figure 1: soft scalar mass のスペクトラム。横軸はゲージ媒介の寄与とアノマリー媒介の寄与の比。ここでは gravitino の質量は 10TeV としている。左図：ゲージ媒介からの gaugino の質量への寄与が無い場合。右図：ゲージ媒介からの gaugino の質量への寄与がある場合。

References

- [1] T. Kobayashi, Y. Nakai, M. Sakai, JHEP **1106**, 039 (2011). [arXiv:1103.4912 [hep-ph]].

*本講演は、小林達夫氏（京大）、中井雄一郎氏（京大基研）との共同研究に基づく。

grand gauge-Higgs unification

名古屋大学大学院 理学研究科 物理学教室 山下 敏史

E-mail: yamasita@eken.phys.nagoya-u.ac.jp

概要

細谷機構は、高次元模型における最も魅力的な機構の一つであり、近年では電弱対称性の破れに適用する研究が盛んになされています。本発表では、この機構の発表当初の仕事のように、大統一对称性の破れに適用することを考えます。

細谷機構 [1] においては、高次元ゲージ場の余剰次元成分のゼロモードが真空期待値を持つことによりゲージ対称性の破れを実現します。この余剰次元成分はゲージ場の一部であり、随伴スカラー場として振舞うため、当初は大統一理論の破れに適用されていました。しかしながら、この場合にはカイラルフェルミオンが実現できないため、現実的ではありませんでした。オービフォールドを用いた対称性の破れ [2] が紹介されてからは、カイラルフェルミオン及び基本表現として振舞うスカラー場を実現できるようになり、電弱相互作用の破れに適用する研究が盛んに行われてきました。

本発表では、原点に戻って細谷機構を大統一对称性の破れに適用する方法を、(カイラルフェルミオンを実現する)オービフォールド模型で確立します [3]。細谷機構においては、オービフォールドを用いた対称性の破れとは異なり、対称性の破れのパターンが、カットオフスケールの物理に依らずに低エネルギー有効理論だけでよく記述できるダイナミクスでコントロールされるため、興味深いです。ただ、この試みには一つの困難があり、通常のオービフォールド模型ではカイラルフェルミオンを実現する場合には、随伴スカラー場がゼロモードを持たないことが知られています。

この困難は、ヘテロ型超弦理論でも存在するもので、そこでは解決策も知られています。「diagonal embedding」 [4] と呼ばれる方法で、欲しいゲージ群のコピーを複数用意し、その対角部分だけを (オービフォールド作用により) 抜き出すものです。この方法は、場の理論の枠内でも実現可能であり、最も簡単な S^1/\mathbb{Z}_2 模型では、二つのゲージ群を用意しそのゲージ場をそれぞれ $A_M^{(1)}, A_M^{(2)}$ ($M = \mu (= 0-3), 5$) と書いた時に、5次元方向の座標を y 、 S^1/\mathbb{Z}_2 の二つの端点を y_1, y_2 とした時に、 $A_\mu^{(1)}(y_i - y) = A_\mu^{(2)}(y_i + y)$ という境界条件を課すことにより実現できます。この境界条件の下で、 $X^{(\pm)} = (X^{(1)} \pm X^{(2)})/\sqrt{2}$ のような線形結合を定義すると、 $A_\mu^{(+)}$ がゼロモードを持ちゲージ群の対角成分が抜き出されていること、一方で $A_5^{(-)}$ もゼロモードを持ち確かに随伴スカラー場が実現されることが分かります。このように場の理論のセットアップで考えると、対称性の破れを決める真空の位置を簡単に計算できる利点があります。

最も簡単な S^1/\mathbb{Z}_2 模型で実際に有効ポテンシャルを計算すると、ある対応する S^1 模型と同じポテンシャルを得ることが分かりました。従って、当時の文献の結果をそのまま適用でき、 $SU(5)$ 模型では標準模型に落ちる真空が大局的真空として実現することは困難であることが分かり、また局所的真空として実現できる実例を示しました。

参考文献

- [1] Y. Hosotani, Phys. Lett. B **126**, 309 (1983); Ann. of Phys. **190**, 233 (1989); Phys. Lett. B **129**, 193 (1983); Phys. Rev. D **29**, 731 (1984).
- [2] Y. Kawamura, Prog. Theor. Phys. **105**, 691 (2001); *ibid* **105**, 999 (2001).
- [3] K. Kojima, K. Takenaga and T. Yamashita, arXiv:1103.1234 [hep-ph].
- [4] K. R. Dienes and J. March-Russell, Nucl. Phys. B **479**, 113 (1996).

Masses of dark matter and neutrino from TeV scale spontaneous $U(1)_{B-L}$ breaking

Shinya Kanemura (Department of Physics, University of Toyama)

Osamu Seto ¹ (Department of Architecture and Building Engineering, Hokkai-Gakuen University)

Takashi Shimomura (Yukawa Institute for Theoretical Physics, Kyoto University)

The standard model (SM) of particle physics has been successful for years. However, several phenomena that cannot be explained by the SM have been established experimentally. First, neutrino oscillation experiments have clarified that neutrinos have tiny masses, which are much lower than the electroweak scale. Second, a lot of astrophysical and cosmological observations convince the presence of dark matter. In a class of the radiative seesaw models with right-handed (RH) neutrinos [1, 2, 3] to explain nonvanishing neutrino masses, Z_2 parity is imposed to RN neutrinos and newly introduced particles to forbid the Yukawa coupling for neutrinos at tree-level. The Z_2 parity also plays a role to stabilize the dark matter candidate.

We propose a simple testable model with mass generation mechanisms for dark matter and neutrino based on the gauged $U(1)_{B-L}$ symmetry and an exact Z_2 parity [4]. The particle properties under these symmetries are summarized in Table. 1. The $U(1)_{B-L}$ gauge symmetry is broken at

	Q^i	d_R^i	u_R^i	L^i	e_R^i	Φ	η	S	N_R^α
$SU(3)_C$	3	3	3	1	1	1	1	1	1
$SU(2)_W$	2	1	1	2	1	2	2	1	1
$U(1)_Y$	1/6	-1/3	+2/3	1/2	-1	1/2	1/2	0	0
$U(1)_{B-L}$	1/3	1/3	1/3	-1	-1	0	0	+2	-1
Z_2	+	+	+	+	+	+	-	+	-

Table 1: Particle properties.

the TeV scale, then Z_2 -odd right-handed neutrinos acquire Majorana masses of the electroweak scale. Resulting lepton number violation is transmitted to the left-handed neutrinos ν_L^i via the loop-induced dimension-six operator. Consequently, the tiny masses of ν_L^i can be generated without excessive small coupling constants.

The lightest RH neutrino is a dark matter candidate, whose stability is guaranteed by the Z_2 parity. The observed dark matter abundance can be reproduced by the pair annihilation via the s-channel scalar exchange due to mixing of neutral components of the Higgs doublet Φ and the additional scalar singlet with the $B - L$ charge S .

The phenomenological predictions of this model can be tested at collider experiments as well as flavor experiments through, e.g., two light neutral Higgs bosons with large mixing, invisible decays of the Higgs bosons as well as the $B - L$ gauge boson, and lepton flavor violation.

References

- [1] E. Ma, Phys. Rev. D **73**, 077301 (2006).
- [2] L. M. Krauss, S. Nasri and M. Trodden, Phys. Rev. D **67**, 085002 (2003).
- [3] M. Aoki, S. Kanemura and O. Seto, Phys. Rev. Lett. **102**, 051805 (2009).
- [4] S. Kanemura, O. Seto and T. Shimomura, arXiv:1101.5713 [hep-ph].

¹presenter

Constraints from Unrealistic Vacua in NMSSM

Yasufumi Konishi,¹ *in collaboration with* Yoshimi Kanehata,^{1,2}

Tatsuo Kobayashi,³ Osamu Seto,⁴ and Takashi Shimomura⁵

¹*Maskawa Institute for Science and Culture, Kyoto Sangyo University, Kyoto 603-8555, Japan*

²*Department of Physics, Ochanomizu University, Tokyo 112-8610, Japan*

³*Department of Physics, Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan*

⁴*Department of Architecture and Building Engineering,*

Hokkai-Gakuen University, Sapporo 062-8605, Japan

⁵*Yukawa Institute for Theoretical Physics, Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan*

We study constraints to avoid deep unrealistic minima in the next-to-minimal supersymmetric standard model (NMSSM) [1]. NMSSM is an extended model of the minimal supersymmetric standard model (MSSM)[2]. In the NMSSM, a gauge siglet scalar field is added to MSSM in order to solve the so-called μ problem which is unnaturalness of a scale with a dimensionful parameter μ in the Higgs potential of MSSM. Since the Higgs potential of the NMSSM is consist of three Higgs fields H_1 , H_2 and S , there are some unrealistic minima deeper than the electroweak symmetry breaking (EWSB) vacuum in the Higgs potential, in contrast to the situation with the MSSM. We analyze the Higgs potential along directions where all of and one of the three Higgs fields develop their vacuum expectation values (VEV's).

Since these unrealistic minima threaten the realization of the successful EWSB, the realistic vacuum V_{\min} should be deeper than these unrealistic minima. Then necessary conditions to avoid these minima result in constraints of parameters.

We can classify the directions with the unrealistic minima based on a kind of Higgs fields with VEVs. When two scalar fields in the Higgs potential develop the VEV's, the Higgs potential becomes always unstable, because the Higgs potential of the remaining one scalar field has a tadpole term arising from the trilinear term with H_1 , H_2 and S . Therefore the directions we have to examine are $H_1 = H_2 \neq 0$ and $S \neq 0$, $H_2 \neq 0$ and $S \neq 0$ directions. According to these directions, the minima of the potential have to satisfy the conditions; $V_{\min}^{H_1 H_2 S} \geq V_{\min}$, $V_{\min}^{H_2} \geq V_{\min}$ and $V_{\min}^S \geq V_{\min}$.

When we give a constraints on the parameters of the scalar potential from the theoretical point of view, there are also two ways in addition to above conditions [3]. One of them is a requirement that the Higgs bosons have no tachyonic masses. The other one is the consideration of Landau pole. From these constraints, allowed region of the parameter space is determined according to input parameters.

As one example of the numerical analysis, we show the exclude region of the $\lambda - \kappa$ plane in the figure 2 for the parameter space of table 1. We find that a wide and significant region of the parameter space, especially large λ , is ruled out by our constraints.

FIG. 1: Input parameters

$\tan\beta$	A_λ (GeV)	A_κ (GeV)	$\mu = \lambda s$ (GeV)
3	200	-200	110

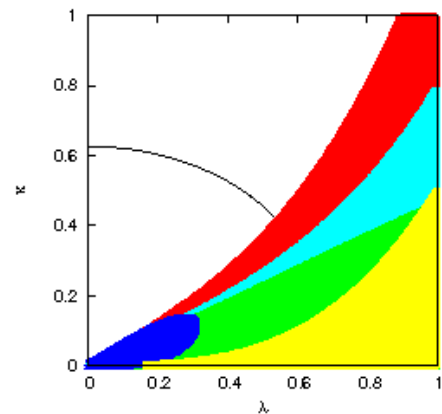


FIG. 2: The filled regions are excluded by the theoretical conditions. Excluded region by the Landau pole is outside of the curve.

[1] Y. Kanehata, T. Kobayashi, Y. Konishi, O. Seto, T. Shimomura, [arXiv:1103.5109 [hep-ph]].

[2] U. Ellwanger, C. Hugonie, A. M. Teixeira, Phys. Rept. **496** (2010) 1-77. [arXiv:0910.1785 [hep-ph]].

[3] D. G. Cerdeno, C. Hugonie, D. E. Lopez-Fogliani, C. Munoz, A. M. Teixeira, JHEP **0412** (2004) 048. [hep-ph/0408102].

Direct Gauge Mediation of Uplifted Metastable Supersymmetry Breaking in Supergravity

中央大学 理工学部 物理学科¹ 丸 信人

E-mail: maru@phys.chuo-u.ac.jp

超対称性の破れの伝達機構の1つに直接ゲージ伝達機構がある。この機構は、超対称性を破るセクターのフレーバー対称性の1部をゲージ化して標準模型のゲージ群とみなし、標準模型のゲージ相互作用で超対称性の破れを伝達するものである。この機構の利点は、(超対称)フレーバー問題がないこと、calculableであること、伝達機構としてのシンプルさ等である。

しかし、この機構は一般に次の2つの問題を抱えている。1つはQCD結合定数のランダウポール問題であり、もう1つはゲージノ質量抑制問題である。前者については、Intriligator-Seiberg-Shih(ISS)らによって提唱される模型以前は、超対称性が破れる模型はフレーバー対称性がゲージ対称性に比べて小さい傾向があり、超対称性の破れを伝えるメッセンジャー場の数が増えることが原因であった。ところが準安定真空で超対称性の破れを起こすISS模型では、フレーバー数が多い超対称QCD模型であり、この問題を解決する可能性を与えた。後者については、メッセンジャー場の質量行列が特殊な形をとるためにゲージノ質量が超対称性の破れのleadingで生成されないことが原因である。これについては、Komargodski-ShihらによってISS模型の準安定真空よりもさらに高いエネルギーの真空で超対称性を破ることができればこの問題を回避できることが示された。

このような状況を踏まえて、Giveon-Katz-Komargodski(GKK)らはISS模型においてポテンシャル平坦方向のランクを最大数から緩め、クォーク質量を2パラメタにすることでゲージノ質量抑制問題のない模型を構築した。しかし、ゲージノ質量を生成するためにモジュライ場を固定しR対称性を破るのに不自然なパラメタの微調整が避けられないことやQCD結合定数のランダウ問題が解決できないことなどの不満足な点が残った。

そこで私は、GKK模型を重力に結合するだけで上記の問題をすべて解決することに成功した。定数超ポテンシャルを加えることで、宇宙項の相殺、モジュライ場の固定、超対称性、R対称性の破れを実現することが最大の特徴である。GKK模型におけるモジュライ場の固定の際のパラメタ微調整は宇宙項相殺の微調整に帰着し、ランダウポール問題はメッセンジャー場の多くがストリングスケールぐらいの質量を得てデカップルすることで回避され、ゲージ結合定数の摂動的な統一も軽く残ったメッセンジャー場の質量を調節することで実現できることを示した。超対称粒子スペクトルは通常のゲージ伝達機構と基本的に同様であるが、一番軽い超対称粒子がグラヴィティーノではなく重力伝達機構の場合と同様のニュートラリーノになることである。

参考文献

Direct Gauge Mediation of Uplifted Metastable Supersymmetry Breaking in Supergravity, N. Maru, *Phys. Rev.* **D82** (2010) 075015.

¹2011年4月より慶應義塾大学 経済学部 日吉物理学教室。maru@phys-h.keio.ac.jp

Direct Detection of Vector Dark Matter ^{*}

名古屋大学, 東京大学 永田夏海

E-mail: natsumi@eken.phys.nagoya-u.ac.jp

現在に至るまでの数多くの観測によって暗黒物質の存在することが確認されている。ところが暗黒物質の正体は未だ分かっていない。暗黒物質の候補としては様々なものが提唱されているが、中でも特に有力な候補は、WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) と呼ばれる、弱く相互作用する重い粒子である。このような粒子は素粒子標準模型を超えた理論においてしばしば自然に現れることから、暗黒物質をこれらの粒子で説明しようという試みは多くの人々の興味を引きつけてきた。

本研究では、WIMP 暗黒物質としてベクトル粒子を仮定し、その暗黒物質と核子との弾性散乱断面積を計算した。この量は暗黒物質の直接検出率を評価する際に重要となるのであるが、従来の計算^{*1}では、グルーオンの寄与が正しく評価されていなかったり、twist-2 演算子による寄与が取り入れられていなかったりと、必ずしも高い精度で理論予測が行われてきたとは言えなかった。そこで我々は、[4] にて与えられた有効理論の方法に基づいてベクトル暗黒物質と核子との弾性散乱断面積を一般的に導出した。この方法では、まず始めにベクトル暗黒物質とクォークおよびグルーオンとの有効ラグランジアンを構築する。その後得られたクォーク/グルーオン演算子の核子行列要素を評価することで、暗黒物質と核子との弾性散乱断面積を求める。暗黒物質とグルーオンとの有効相互作用は、一般に高次のループ過程によって生じるのにもかかわらず、主要な寄与の一つとなりうることに注意を払う必要がある [2, 4]。

以上で得られた結果を Minimal Universal Extra Dimension (MUED) 模型 [5] における Kaluza-Klein photon 暗黒物質の場合に適用させて、その断面積を評価した。以前の計算 [3] では twist-2 演算子の寄与が正しく取り入れられていなかったこともあり、結果として、従来の値よりも一桁程度大きい、 $10^{-46} \sim 10^{-47} \text{cm}^2$ 程度の散乱断面積を得た。これは次世代の暗黒物質直接検出実験にて探索可能な大きさである。

参考文献

- [1] J. Hisano, K. Ishiwata, N. Nagata and M. Yamanaka, [arXiv:1012.5455].
- [2] M. Drees and M. Nojiri, Phys. Rev. D **48** (1993) 3483 [arXiv:hep-ph/9307208].
- [3] G. Servant and T. M. P. Tait, New J. Phys. **4** (2002) 99 [arXiv:hep-ph/0209262].
- [4] J. Hisano, K. Ishiwata and N. Nagata, Phys. Rev. D **82** (2010) 115007 [arXiv:1007.2601].
- [5] T. Appelquist, H. C. Cheng and B. A. Dobrescu, Phys. Rev. D **64** (2001) 035002 .

^{*} 名古屋大の久野純治氏, カリフォルニア工科大の石渡弘治氏, KEK の山中真人氏との共同研究 [1] に基づいている。

^{*1} 例えば, マヨラナ粒子に関しては [2], ベクトル粒子に関しては [3] が知られている。

Dark Matter Abundance in Inert Triplet Mode

Keiko I. Nagao¹ (National Tsing Hua University)

In this work, we study the possibility of dark matter in the inert triplet model (ITM). We introduce $Y=0$ or 2 triplet scalar T to the standard model. Assuming Z_2 parity, the neutral components of T can be good dark matter candidate.

First we review the $Y=0$ ITM. Introducing $Y=0$ triplet scalar which has the neutral component T^0 and charged components T^\pm , the Higgs potential is

$$V(H, T) = m^2 H^\dagger H + M^2 \text{tr}[T^2] + \lambda_1 |H^\dagger H|^2 + \lambda_2 (\text{tr}[T^2])^2 + \lambda_3 H^\dagger H \text{tr}[T^2]. \quad (1)$$

Note that the relevant coupling to the calculation of the relic abundance is only λ_3 since other terms has no relation to the dark matter annihilation. The relic abundance of this model is shown in the left figure of Fig. 1. We can see that the relic abundance agrees with the WMAP constraint for $m_{T_0} \gtrsim 5.4\text{TeV}$. In the small $|\lambda_3|$ region, the dominant interaction is gauge interaction, while in the large $|\lambda_3|$ region, the dominate one comes from the Higgs potential. We also checked the direct detection constraint, and found that the spin-independent (SI) cross section satisfies the current experimental bound in most of the region.

Let us move to the case for $Y=2$. We introduce $Y=2$ triplet scalar T , which has the neutral component T^0 , the singly charged component T^+ and the charged component T^{++} . The Higgs potential of this model is

$$V(H, T) = m^2 H^\dagger H + M^2 \text{tr}[T^\dagger T] + \lambda_1 |H^\dagger H|^2 + \lambda_2 \text{tr}[T^\dagger T T^\dagger T] + \lambda_3 (\text{tr}[T^\dagger T])^2 + \lambda_4 H^\dagger H \text{tr}[T^\dagger T] + \lambda_5 H^\dagger T T^\dagger H. \quad (2)$$

The relic abundance agrees with WMAP for $m_{T_0} \gtrsim 2\text{TeV}$, since the coannihilation of T^0 and charged components is not so effective compared to $Y=0$ case. However, the SI cross section on the direct detection is enhanced due to $Z-T^0-T^0$ coupling, and most of the region is excluded by the experimental bound.

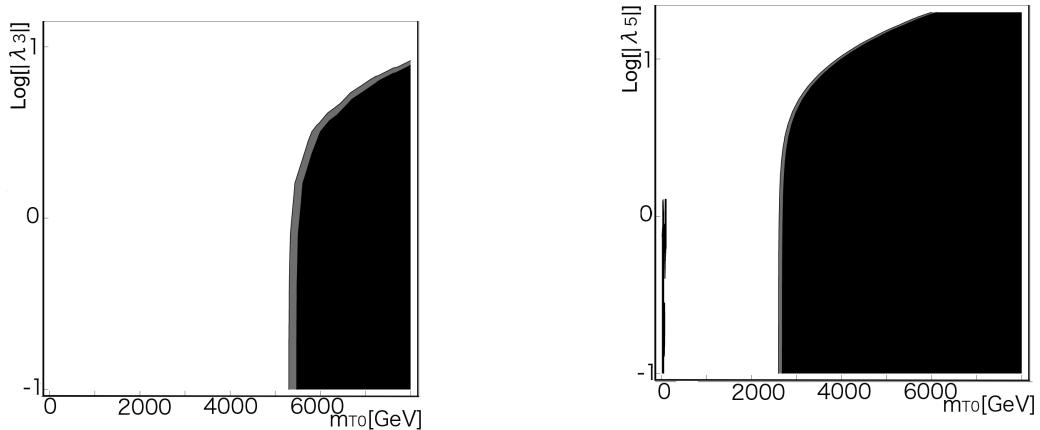


Figure 1: Relic abundance for $Y=0$ (left) and $Y=2$ (right). White, gray, and black regions show where the relic abundance is smaller than, same as, and larger than WMAP constraint. We calculated with MicrOMEGAs 2.4 [2].

References

- [1] T. Araki, C. Q. Geng and K. I. Nagao, Phys. Rev. D **83**, 075014 (2011).
- [2] G. Belanger et.al, Comput. Phys. Commun. **176**, 367 (2007)

¹This paper is based on work with T. Araki and C.-Q. Geng [1]

Mass Spectrum Dependence of Higgs-mediated μ - e Transition in the MSSM

University of Tokyo Masaki Jung Soo Yang

e-mail : yang@eken.phys.nagoya-u.ac.jp

In the supersymmetric (SUSY) framework, the charged lepton-flavor violation (cLFV) is induced by misalignment between lepton and slepton, originated from SUSY-breaking terms (we call these effects gaugino-mediated contribution). Moreover it is well known that non-holomorphic correction by SUSY-breaking effect induces additional flavor violation in the Higgs sector (we call these effects Higgs-mediated contribution). Branching ratios for the cLFV processes due to the gaugino-mediated contribution are suppressed by typical mass scale of the SUSY particles M_{SUSY} , since the effective dipole interaction is dominant in the cLFV processes. On the other hand, since the Higgs-mediated effects are not suppressed by M_{SUSY} , these contribution to the processes could be sizable when M_{SUSY} is much greater than TeV scale. The branching ratio of μ - e conversion in nuclei is more sensitive to the Higgs-mediated contribution. Indeed, the ratio of branching ratio for $\mu \rightarrow e\gamma$ and μ - e conversion in nuclei is a good observable to constrain mass spectrum in the MSSM, since it is sensitive to whether the gaugino-mediated or Higgs-mediated contribution is dominant.

In the previous study[1], we have discussed these non-decoupling μ - e transition effects by Higgs-mediated contribution in the MSSM, when some SUSY mass parameters are much greater than TeV. It is assumed that the only left-handed sleptons have flavor-mixing terms. In the case all SUSY particles are degenerate, with a common mass M_{SUSY} at weak scale, we have obtained that Higgs- and gaugino-mediated dipole amplitudes become comparable to each other when $M_{\text{SUSY}}/m_{A^0} \sim 50$. However, these assumptions are not always robust. This common mass approximation is too crude, and SUSY particles might be large splitting spectrum. Furthermore, if right-handed sleptons have flavor-mixing terms, gaugino-mediated contributions receive destructive interference and Higgs-mediated contribution might be dominant although M_{SUSY} is not so large.

Therefore, in this study[2], we promote the previous analysis more precise form. We research these non-decoupling cLFV effects, in some SUSY mass spectra and flavor-violation sources of the MSSM. In order to treat CP-odd Higgs mass m_{A^0} as a free parameter, we relax universality of scalar soft masses m_0 for the MSSM Higgs multiplets. This model is called the non-universal Higgs mass model (NUHM), which is a generalization of the mSUGRA model. As flavor-violation sources, we assume the only left- or right-handed sleptons have flavor-mixing mass terms. These setups are realized in the SUSY seesaw and pure SUSY $SU(5)$ GUT models, respectively. We do not treat Higgs-mediated LFV effects from the left-right sleptons mixing because it is suppressed by factor v/M_{SUSY} , by consequence of gauge invariance. If both Higgs-mediated and ordinary SUSY contribution are significant, the ratio of branching ratios $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma)/\text{BR}(\mu\text{Al} \rightarrow e\text{Al})$ becomes sensitive to SUSY mass parameters. We investigated these mass-sensitive regions and the behavior of the ratio $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma)/\text{BR}(\mu\text{Al} \rightarrow e\text{Al})$ in some mass spectrum of the NUHM.

As a result, in the case that sleptons are much heavier than charginos, c.f. split SUSY models, we found that the ratio drastically depends on the mass spectrum structure and chirality of flavor violation. Log factor from two split mass scale influences the way of interference between gaugino- and Higgs-mediated contributions significantly. However, the previous result is roughly reproduced when SUSY particle masses are same order. Moreover, when only right-handed sleptons have flavor-violation, there are some Higgs-dominant region although M_{SUSY} is not large because of cancellation in the gaugino-mediated contribution.

References

- [1] J. Hisano, S. Sugiyama, M. Yamanaka and M. J. S. Yang, Phys. Lett. B **694**, 380 (2011) [arXiv:1005.3648 [hep-ph]].
- [2] M. J. S. Yang, arXiv:1104.1750 [hep-ph].

$B - L$ genesis from the extended SU(5) GUT ¹

榎本 成志 (名大理)

e-mail : enomoto@th.phys.nagoya-u.ac.jp

最小 SU(5) GUT モデルに含まれるカラーヒッグスや X ボソンを用いたバリオン生成のシナリオでも、現在観測されているバリオン数を説明できる程度には生成することができる [1]。しかしながら、理論がバリオン数とレプトン数の差 ($B - L$ 数) を保存する相互作用しか持たないために、電弱相転移期まで起こるとされるスファレロン過程によって生成されたバリオン数がかき消されてしまうことが知られている [2]。バリオン生成のためには、その鍵となる粒子の寿命が電弱相転移期までの時間 ($\sim 10^{-10}$ s) より短い場合には必然的に $B - L$ 数を破る相互作用を考えなくてはならない。

最小 SU(5) GUT モデルにはそのような粒子・相互作用は存在しない。しかしながら、新たに 10 表現のスカラー場を 1 つだけ導入し、さらに相互作用として質量次元 5 までを考えると、 $B - L$ 数を破る相互作用を得ることができる。

このことは標準模型での高次の相互作用項から理解を得られる。標準模型では質量次元 5 以上の高次相互作用項に $B - L$ 数を破る相互作用が存在するが、ここでは次の 2 つの 7 次の相互作用項を見てみる² : $e_R^c l l h_D$, $d_R^c d_R^c d_R^c l h_D^\dagger$ 。これらの相互作用項は、次のような 4 次と 5 次の相互作用項に分解することができる：

$$e_R^c l l h_D \rightarrow l l E^c, e_R^c l h_D E^{c\dagger}, \quad d_R^c d_R^c d_R^c l h_D^\dagger \rightarrow d_R^c l Q, d_R^c d_R^c h_D^\dagger Q^\dagger.$$

ここで E^c , Q は標準模型の粒子 e_R^c , q と同じ電荷をもったスカラー場である。分解の仕方は 1 通りだけではなく、 $d_R^c d_R^c d_R^c l h_D^\dagger$ は次のようにも分解できる：

$$d_R^c d_R^c d_R^c l h_D^\dagger \rightarrow d_R^c d_R^c U^c, d_R^c l h_D^\dagger U^{c\dagger}.$$

ここで U^c は u_R^c と同じ電荷をもったスカラー場である。これらの新たに得られたスカラー場が崩壊したとして、生成される $B - L$ 数を評価すると、確かに破れていることがわかる。さらに上述したように、これらの 3 つのスカラー場 Q , U^c , E^c は標準模型のフェルミオン場 q , u_R^c , e_R^c の電荷と全く同じなので、フェルミオン場と同様に SU(5) の 10 表現に統一される。

我々はこれらのスカラー場を用いてどのくらいのバリオン数が生成されるを簡単に評価した。新たなスカラー場との 4 次の相互作用項でのカップリングを y , 5 次の相互作用項でのカップリングを λ/Λ ($\lambda \sim \mathcal{O}(1)$, Λ : cut-off スケール) とすると、生成されうるバリオン数は

$$B \sim \left(\frac{m_{10}}{\Lambda}\right)^2 \times \mathcal{O}(10^{-6})$$

の程度になる。ただし、 m_{10} はスカラー場の質量である。さらにこの結果では、5 次の相互作用による 3 体崩壊より 4 次の相互作用による 2 体崩壊の方が優勢であること、なおかつ相互作用としてあまり強くない(宇宙膨張に対して) ことを仮定している。

参考文献

- [1] M. Yoshimura, Phys. Lett. B **88**, 294 (1979).
 [2] V. A. Kuzmin, V. A. Rubakov and M. E. Shaposhnikov, Phys. Lett. B **155**, 36 (1985).

¹この内容は名古屋大学の前川展祐氏との共同研究に基づいている。

² $B - L$ 数を破る 5 次の相互作用項は $l l h_D h_D$ の 1 種類のみで、これからはゲージ 1 重項フェルミオン場 (右巻きニュートリノ) が得られる。なお、6 次には $B - L$ 数を破る相互作用項は存在しない。

$D^0-\bar{D}^0$ Mixing in Gauge-Higgs Unification¹

Department of Physics, Kobe University Nobuaki Kurahashi

E-mail: 075s112s@stu.kobe-u.ac.jp

We discussed flavor mixing and resulting Flavor Changing Neutral Current (FCNC) process in the $SU(3) \otimes SU(3)_{\text{color}}$ gauge-Higgs unification. As the FCNC process we calculate the rate of $D^0 - \bar{D}^0$ mixing due to the exchange of non-zero Kaluza-Klein gluons at the tree level.

Flavor mixing is argued to be realized by the interplay between bulk masses and brane-localized masses. Similarly to the well-known GIM mechanism, the amplitude of the FCNC process is handled by the squared mass differences of quarks. By comparing our prediction on the mass difference of neutral D meson with the recent experimental data we obtain a lower bound on the compactification scale of order $\mathcal{O}(\text{TeV})$. The obtained bound is much milder than what we naively expect assuming only the decoupling of non-zero Kaluza-Klein gluons. The reason is attributed to the automatic suppression mechanism of FCNC for light quarks, specific to the gauge-Higgs unification model. We point out that there are two types of suppression mechanism, one of which realizes exponential suppression and may be called GIM-like mechanism.

¹This talk is based on the work with Y. Adachi, C. S. Lim and N. Maru, arXiv: hep-ph/1103.5980.

Constraints on LFV interaction from leptonic decays of pseudoscalar mesons in MSSM without R-parity

◦ 松尾光¹, 曹基哲²

¹ お茶の水女子大学人間文化創成科学研究科

² お茶の水女子大学物理学科

1 研究目的

D_s, B^+ 中間子のレプトン対への崩壊率の実験結果と標準模型の予言値には、それぞれ $2.4\sigma, 2.5\sigma$ のずれがある。本講演では、このずれが最小超対称性模型 (MSSM) における R パリティの破れ (RPV) の効果によって説明できる可能性を調べた [1]。また、超対称性模型において、荷電中間子のレプトン対崩壊に対する R-パリティを破る相互作用は終状態の荷電レプトンとニュートリノのフレーバーの組み合わせが対角、非対角の双方の場合がある。本講演では、R-パリティを破り、且つレプトンフレーバーを破る (LFV) 結合定数への制限を調べた結果についても報告した。

2 研究内容

RPV-MSSM のスーパーポテンシャル W は、

$$W \supset \frac{1}{2} \lambda_{ijk} L_i L_j E_k + \lambda'_{ijk} L_i Q_j D_k \quad (1)$$

という項を含んでいる。ここで、 λ, λ' は RPV 結合定数である。これにより、RPV-MSSM における荷電中間子のレプトン対崩壊は、W ボソン交換の他に、超対称性粒子の t, s -チャンネル交換が考えられる。我々は、これらの寄与を同時に考え、実験結果を説明できる RPV 結合定数の許容領域を明らかにした。また、 $\mu \rightarrow e\gamma$ などの LFV 実験により RPV-LFV 結合定数は制限を受ける。そこで、この制限を用いて RPV-LFV のレプトン対崩壊への寄与の大きさを調べた。

3 研究結果

$D_s \rightarrow \tau\nu$ 過程を例にとると、終状態の組み合わせが対角成分のみを考えた時、実験結果を説明する RPV 結合定数の許容領域は、図 1 のようになる。

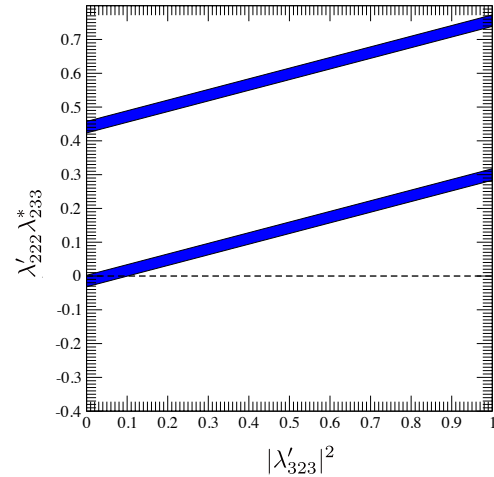


図 1: $D_s \rightarrow \tau\nu$ 過程において実験結果を説明できる寄与を与える RPV 結合定数の 2σ の許容領域

これにより、 s, t -チャンネル振幅の結合定数が同符号の場合は相互の寄与が相殺することによって大きな結合定数の値が許されるが、異符号の場合は正の相関により結合定数の大きさは強く制限されることがわかった。また、RPV 対角成分の寄与がちょうどキャンセルしている時、 $\tau \rightarrow \mu\gamma, \tau \rightarrow \mu\eta$ などの LFV 実験から制限される RPV-LFV 結合定数 [2] を用いて $D_s \rightarrow \tau\nu$ 過程への寄与の大きさを調べたが、いずれも $D_s \rightarrow \tau\nu$ 過程の実験結果を十分に説明できるほどの寄与は得られなかった。

4 結論

D_s, B^+ 中間子のレプトン対崩壊における標準模型の予言と実験結果のずれを、R パリティの破れの効果を用いて説明した。これによる s -チャンネルと t -チャンネルの干渉効果を通じて、関係する RPV 結合定数の大きさだけでなく、相対的な符号についての制限も得ることができた。また、LFV 実験からの RPV 結合定数への制限を用いて、フレーバーを破る相互作用からの寄与の大きさを評価した。

参考文献

- [1] Y. Aida *et al.*, Phys. Rev. D **82**, 115008 (2010).
- [2] G. Bhattacharyya *et al.*, Nucl. Phys. **B831**, 344 (1020), W. Li *et al.*, Phys. Rev. D **73**, 073005 (2006).

Unitarity and BRST invariance in Dirichlet Higgs Model

Department of Physics, Kobe University Kenji Nishiwaki

E-mail: nishiken137@g-mail.com

A new type of five dimensional phenomenological model on an interval have been discussed in various point of view [1, 2, 3, 4, 5]. When we consider bulk Higgs field on an interval extra dimension, Higgs profile have interesting properties, for example, top Yukawa deviation in single Higgs doublet model [1] and realization of electroweak symmetry breaking with its boundary conditions [1, 2]. In this work, we discuss the simplest case of no Higgs bulk potential, in which electroweak symmetry breaking is only realized by the Dirichlet boundary condition of Higgs. We name this model Dirichlet Higgs model.

In this setup, Higgs can have a constant vacuum expectation value and its zero mode is missing. The first Kaluza-Klein mode of Higgs works as a ‘‘Higgs imposter’’ and its collider physics is considered to be fruitful. But some worriments exist in this type of theory. One of these is tree-level perturbative unitarity without the Standard Model Higgs. We showed that tree-level unitarization is realized in $2W_L \rightarrow 2W_L$ process by Kaluza-Klein Higgs modes ($H^{(n)}$) with exact calculation [4]. The total amplitude describing this process becomes

$$\mathcal{M}_{W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-} \rightarrow -\frac{\sqrt{2s} M_{\text{KK}}}{v_{\text{EW}}^2 \pi} \left(\sqrt{2} + \sqrt{1 - \cos \theta} \right) + \mathcal{O}(s^0). \quad (1)$$

We have found the growing amplitude with energy $\mathcal{M} \propto \sqrt{s}$ after summing over infinite KK modes, which is suggested by naive dimensional analysis as $\mathcal{M}^{\text{naive}} \sim g^2 \sqrt{s}$; g is the five-dimensional gauge coupling and have mass dimension $[g] = -1/2$. By use of the result for KK scales favored by the electroweak precision data within 90% CL: $M_{\text{KK}} = 430\text{--}500 \text{ GeV}$ [2], we get cutoff scales of Dirichlet Higgs model $\Lambda = 6.7\text{--}5.7 \text{ TeV}$ by $J = 0$ partial wave unitarity analysis, which are well beyond the corresponding KK scales, at least ten KK modes being within tree-level unitarity range.

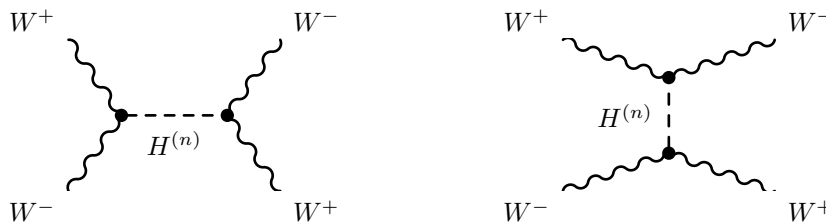


Figure 1: s and t -channel KK Higgs ($H^{(n)}$) exchange diagrams, where $n > 0$ is odd.

We also discuss the BRST symmetry in this theory. We should elucidate the property of inelastic scattering processes and equivalence theorem in this theory in the following study. This presentation is based on a collaboration with Prof. Kin-ya Oda (Osaka Univ.).

References

- [1] N. Haba, K.-y. Oda, and R. Takahashi, *Top Yukawa Deviation in Extra Dimension*, Nucl. Phys. **B821** (2009), 74–128, 0904.3813.
- [2] N. Haba, K.-y. Oda, and R. Takahashi, *Dirichlet Higgs in extra-dimension, consistent with electroweak data*, (2009), 0910.3356.
- [3] N. Haba, K.-y. Oda, and R. Takahashi, *Phenomenological Aspects of Dirichlet Higgs Model from Extra-Dimension*, JHEP **07** (2010), 079, 1005.2306.
- [4] K. Nishiwaki and K.-y. Oda, *Unitarity in Dirichlet Higgs Model*, (2010), 1011.0405.
- [5] N. Haba, K.-y. Oda, and R. Takahashi, *Dirichlet Higgs as radion stabilizer in warped compactification*, (2011), 1102.1970.

長寿命スタウによるヘリウム4原子核破砕反応が 初期宇宙元素合成に与える影響*

埼玉大学大学院 理工学研究科 須貝顕一

E-mail: sugai@krishna.th.phy.saitama-u.ac.jp

初期宇宙において長寿命荷電粒子が存在した場合、標準的な元素合成反応とは異なる新奇な元素合成反応が生じ、軽元素合成に影響を与える事が知られている。

本研究では長寿命荷電粒子を超対称性標準模型の枠組みにおいて存在する長寿命スタウ ($\tilde{\tau}$) と仮定し、以下で表される $\tilde{\tau}$ により引き起こされるヘリウム4原子核 (He) 反応について調べた。

$$(\tilde{\tau}^4\text{He}) \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + \nu_\tau + t + n, \quad (1a)$$

$$(\tilde{\tau}^4\text{He}) \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 + \nu_\tau + d + n + n, \quad (1b)$$

上記の式について、() は $\tilde{\tau}$ と He の束縛状態を表している。また、 $\tilde{\chi}_1^0$ は反応により生じる超対称粒子ニュートラリーノを表している。 $\tilde{\tau}$ が He と束縛状態を形成した後に引き起こすと考えられる反応は (1) だけではなく、以下の反応も考えられる。

$$(\tilde{\tau}^4\text{He}) + d \rightarrow \tilde{\tau} + {}^6\text{Li} \quad (2)$$

本研究では反応 (1) と反応 (2) のタイムスケールを計算し比較する事で、どちらの反応が優勢になるかを明らかにした。そして、これらの反応を含めて軽元素合成量を計算し、上記の反応の反応率が $\tilde{\tau}$ の性質に依存する事から、計算量と現在の観測量が整合するよう $\tilde{\tau}$ の性質を明らかにした。

図1は反応(1a),(1b)と反応(2)のタイムスケールを表している。この図の横軸は $\tilde{\tau}$ と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量差を表しており、この図から $\tilde{\tau}$ と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量差が 26[GeV] より大きくなると、反応(1a),(1b)が反応(2)より優勢になる事がわかる。図2は $\tilde{\tau}$ による新奇な反応の影響を含めて軽元素の合成量を計算し、結果が現在の観測量と整合する際の $\tilde{\tau}$ のパラメーターを表した図である。縦軸は $\tilde{\tau}$ の存在量を宇宙のエントロピー密度で割った量であり、横軸は $\tilde{\tau}$ と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量差を表す。そして、図中の円で示した白い領域が観測量を矛盾なく説明できる $\tilde{\tau}$ のパラメーター領域である。

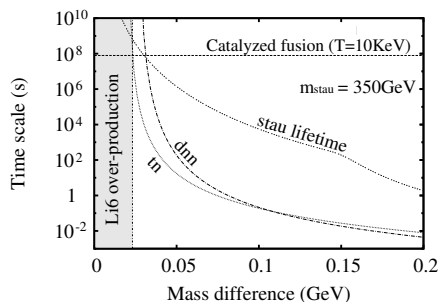


図1 He 破砕反応のタイムスケールを表した図

水平線は反応(2)を、tn,dnn とラベルのついた曲線は反応(1a),(1b)のタイムスケールを表す。

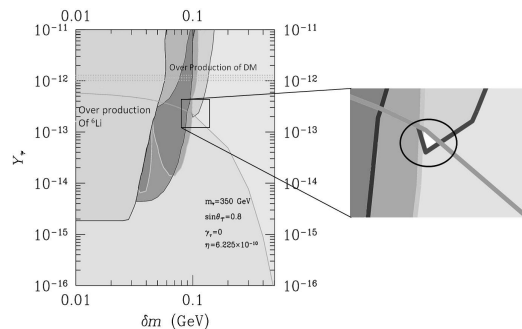


図2 軽元素の存在量を矛盾なく説明できる $\tilde{\tau}$ のパラメーター領域を表した図

* この発表は、実藤俊史氏、小池正史氏、佐藤丈氏 (埼玉大学)、郡和範氏、山中真人氏 (KEK)、矢崎統一氏 (理研/基研) との共同研究に基づいている。

Higgs Portal to Visible Supersymmetry Breaking

Takashi Shimomura¹ *in collaboration with* Izawa K.-I.^{1,2} and Yuichiro Nakai¹,

¹*Yukawa Institute for Theoretical Physics, Kyoto University,*

²*Institute for the Physics and Mathematics of the Universe, University of Tokyo*

Low-scale supersymmetry (SUSY) is the most attractive new physics beyond the standard model. Once SUSY is found, a next question to be answered must be "where SUSY is broken and how it is mediated to the visible sector". In general a hidden sector and gravity/gauge interactions are assumed for the SUSY breaking and a mediation. However, such simple scenarios suffers the so-called little hierarchy problem, which introduce another hierarchy to solve the hierarchy. Thus, it is worthwhile to study another scenarios for the SUSY breaking.

In this work, we propose a supersymmetric standard model (SSM) whose Higgs sector induces a spontaneous supersymmetry breaking by itself, which we call "visible SUSY breaking"¹. In our model, new chiral multiplets, X_0 , X_1 and X_2 , are introduced as well as $U(1)_R$ symmetry (Table 1). Because of $U(1)_R$ symmetry, the supersymmetric higgs mass is forbidden, instead linear and trilinear terms as well as mixing terms of $X_{1,2}$ and $H_{u,d}$ are allowed in the superpotential, i.e. $\mathcal{W} = X_0(f + \lambda H_u H_d) + m_1 X_1 H_u + m_2 X_2 H_d$. Without the soft SUSY breaking terms and gauged symmetries, we can find a minimum on which the higgses develop vev's while X 's do not. On such minimum, not only the electroweak symmetry but also supersymmetry are spontaneously broken in the higgs sector. This is the visible SUSY breaking and it can be observed through the higgs sector. The similar minimum is in fact found with the soft SUSY breaking terms and D -terms. Due to the visible SUSY breaking, the Higgs acquires extra contributions to its mass. Then, the current experimental bound on the higgs mass can be evaded even at the tree-level without the help of heavy superpartners (Figure 1). This means that we do not need heavy superpartners and therefore there is no little hierarchy problem.

Another interesting feature of the visible SUSY breaking is the existence of a pseudo-goldstino. Since SUSY is broken at two different sector, we have two goldstinos of which the one is eaten by gravitino and the other remains pseudo-goldstino. The pseudo-goldstino is a clear evidence of a multiple SUSY breaking and its interactions with the higgses will lead dramatical changes in decays of the higgs. Such invisible decays will be explored by the LHC or ILC experiments.

	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	$U(1)_R$
X_0	1	0	2
X_1	2	-1/2	2
X_2	2	1/2	2
H_u	2	1/2	0
H_d	2	-1/2	0

Table 1: The charge assignments of the Higgs sector fields under the EW symmetry and $U(1)_R$ symmetry.

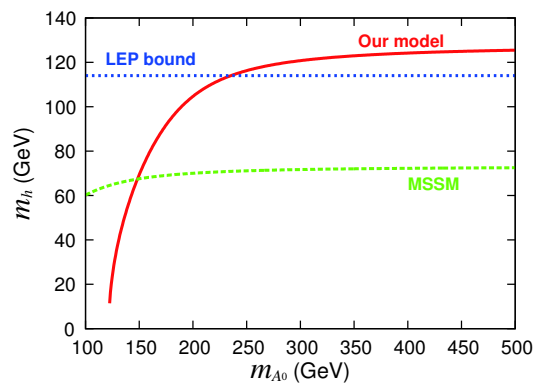


Figure 1: The mass of the lighter Higgs as a function of m_{A^0} .

¹Details and all references are found in Izawa, K-I, Y. Nakai and T. Shimomura, JHEP 1103:007,2011.

S_4 Flavor Twisting and Large Neutrino Mixing

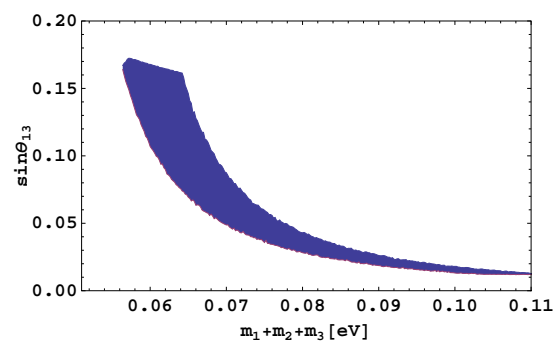
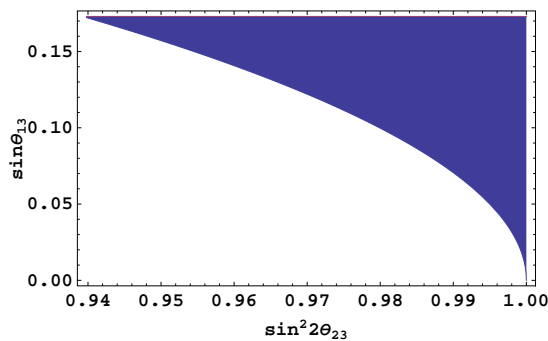
新潟大学 自然科学研究科 素粒子論研究室 清水勇介

ニュートリノ振動実験により、ニュートリノには有限の質量があり、2つの大きな世代混合があることが分かった。素粒子標準模型では、ニュートリノの質量はゼロなので、実験を再現するような理論を考えなければならない。さらに、素粒子標準模型では、クォーク・レプトンが三代に分類されるが、世代間の質量や混合について上手く説明できていない。この問題を解決する手段の一つとしてとしてフレーバー対称性がある。

フレーバー対称性は、クォーク・レプトンの世代間の質量と混合を関連付ける対称性である。特に非可換離散対称性を用いると、レプトンの混合である tri-bimaximal 混合行列 [1] を自然に導くことができる。世代に非可換離散群の電荷を割り当て、標準模型の素粒子とは直接相互作用しないスカラー場を導入し、このスカラー場が真空期待値を持つことによって、非可換離散対称性を自発的に破り、クォーク・レプトンの質量行列が得られる。その結果、素粒子の質量と世代混合が導き出せる。

これまで、質量行列を得るために、フレーバー対称性を自発的に破る先行研究が多いが、ポテンシャル解析によって、スカラー場の真空構造を決定することが困難であった。そこで、レプトンセクターに関して、スカラー場を導入せず、高次元における境界条件によって、フレーバー対称性を破る、 S_3 フレーバー模型 [2] の先行研究が挙げられる。我々は、この模型に対して、 S_4 非可換離散対称性を用いたフレーバー模型 [3] を提案した。標準模型を S^1/Z_2 コンパクト化した 5次元模型に拡張し、バルク場に 5次元右巻きニュートリノを導入する。 S_4 群の要素を用いた高次元における境界条件により、 S_4 対称性を破る。

S_4 群は4つのものの置換群で、要素の数は24個あり、既約表現には $1, 1', 2, 3, 3'$ の5つがある。 S_3 群と違い、規約表現に3次元表現があるので、パラメータの数を減らすことができ、予言能力が上がる。本研究では、荷電レプトンセクターは対角的にでき、ニュートリノセクターから tri-bimaximal 混合行列に近い行列を得ることができた。さらに、tri-bimaximal 混合行列からのずれも議論でき、 $\sin \theta_{13}$ と $\sin \theta_{23}$ に相関がある(左下図)ことが分かった。また、 θ_{13} が大きい場合はニュートリノの質量階層型が順階層型となることを予言(右下図)した。



References

- [1] P. F. Harrison, D. H. Perkins, W. G. Scott, Phys. Lett. **B530** (2002) 167.
- [2] N. Haba, A. Watanabe, K. Yoshioka, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 041601.
- [3] H. Ishimori, Y. Shimizu, M. Tanimoto, A. Watanabe, Phys. Rev. **D83** (2011) 033004.

Constraint on RPVMSSM at the one-loop level from P-, CP-odd e-N interaction

大阪大学大学院理学研究科 山中長閑, 佐藤透, 窪田高弘

There are some phenomena which are difficult to explain in the standard model (SM) of particle physics, such as the matter abundance of our Universe. We need then a new physics (NP) beyond the SM to explain them. Among the NP candidates, the supersymmetric extension of the SM, the minimal supersymmetric standard model (MSSM) is the most leading. The supersymmetric extension of the SM allows baryon / lepton number violating interactions, so we must impose the R-parity to forbid them. This assumption is however *ad hoc*, and we must investigate the violation of R-parity phenomenologically [1]. The electric dipole moment (EDM) of ^{199}Hg atom is an efficient observable to probe NP, being sensitive to the violation of parity and time-reversal symmetry. The current experimental data of the ^{199}Hg atom EDM are very accurate ($d_{\text{Hg}} < 3.1 \times 10^{-29} \text{e cm}$) [2]. The SM contribution to the ^{199}Hg atom EDM is known to be small, which renders it an excellent probe of NP. The R-parity violating (RPV) interactions contribute to the ^{199}Hg atom EDM via P-, CP-odd electron-nucleon (PVCVPV e-N) interaction. Our object of study is to investigate the constraint to the RPV interactions from the ^{199}Hg atom EDM via PVCVPV e-N interaction at the one-loop level. At the one-loop level, there are two diagrams contributing to the PVCVPV e-N interaction within RPVMSSM, as shown in Fig 1. Through the hadron level calculation, we obtain the effective PVCVPV e-N interaction $H_{\text{CPV}} = C_N^{\text{SP}} \bar{N} N \bar{e} i \gamma_5 e + C_N^{\text{PS}} \bar{N} i \gamma_5 N \bar{e} e$. The atomic wave function of the ^{199}Hg atom was calculated within the relativistic coupled-cluster approach in Ref. [3], and limits to the PVCVPV e-N interactions were given from the current experimental data of the ^{199}Hg atom EDM. By comparing the RPV contribution to the PVCVPV e-N interaction with these limits, we obtain limits to the RPV couplings. If we adopt the *single coupling dominance hypothesis*, we obtain the following limits to the imaginary parts of the RPV couplings:

$$\begin{aligned} |\text{Im}(\lambda_{1i1}^* \lambda'_{i21})| &< 1 \times 10^{-6}, \\ |\text{Im}(\lambda_{1i1}^* \lambda'_{i31})| &< 9 \times 10^{-5}, \\ |\text{Im}(\lambda_{1i1}^* \lambda'_{i12})| &< 9 \times 10^{-5}, \\ |\text{Im}(\lambda_{1i1}^* \lambda'_{i32})| &< 2 \times 10^{-3}, \end{aligned}$$

with $i = 2, 3$. These limits give tighter constraints than other experimental data known up to now.

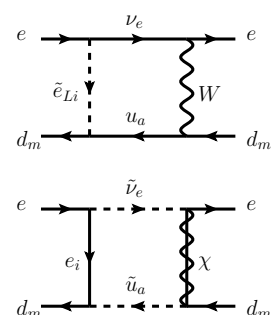


図 1: Contributing one-loop diagrams.

参考文献

- [1] M. Chemtob, Prog. Part. Nucl. Phys. **54**, 71 (2005).
- [2] W. C. Griffith *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 101601 (2009).
- [3] K. V. P. Latha, D. Angom, B. P. Das and D. Mukherjee, Phys. Rev. Lett. **103**, 083001 (2009).

Gauge Mediation at Early Stage LHC

Satoshi Shirai¹

*Institute of Particle and Nuclear Studies, High Energy Accelerator Research
Organization (KEK) Tsukuba 305-0801, Japan*

Supersymmetric (SUSY) standard models (SSM) are leading candidates for physics beyond the standard model. Among them, the most conventional scenario is gravity mediation scenario in which the lightest SUSY particle (LSP) is a neutralino dark matter. The most promising search for this scenario at the LHC is based on multi-jets and large missing energy which comes from non-detectable LSP neutralinos. Although, this scenario is attractive from the viewpoint of the dark matter, it suffers from the flavor-changing neutral-current (FCNC) problem in the SUSY standard model. This is because non-renormalizable operators at the Planck scale are relevant for generating the flavor violating soft masses, whose size are naively expected to be order of the gravitino mass $m_{3/2}$.

On the other hand, gauge-mediated SUSY breaking (GMSB) models are very attractive, since those models are naturally free from the FCNC problem. This is because the gravitino mass is much smaller than the SSM soft masses in GMSB models, and thus the flavor violating soft masses are suppressed. In this scenario, the LSP is the gravitino $\tilde{G}_{3/2}$. The LHC signatures can be drastically changed, depending on the gravitino mass and a type of the next lightest SUSY particle (NLSP). In many cases, the LHC signatures very different from the standard model backgrounds. Thus it is possible to test the signals at early stage of the LHC.

The NLSP decays into a gravitino. The decay length of the NLSP strongly depends on the gravitino mass:

$$c\tau \sim 20 \mu\text{m} \left(\frac{m_{3/2}}{1 \text{ eV}} \right)^2 \left(\frac{m_{\text{NLSP}}}{100 \text{ GeV}} \right)^{-5}. \quad (1)$$

As for the type of the NLSP, most of GMSB models predict a slepton $\tilde{\ell}$ or bino \tilde{B} NLSP, since their gauge interaction strength is weak. The main decay modes are $\tilde{\ell} \rightarrow \ell + \tilde{G}_{3/2}$ and $\tilde{B} \rightarrow \gamma/Z + \tilde{G}_{3/2}$. The collider signatures are changed depending on the decay length of the NLSP.

First, we discuss the case that the decay length of the NLSP is much longer than the detector size. In this case, if the bino is the NLSP, the collider signature is just same as the gravity mediation case, namely, multi-jets and large missing energy which comes from the escaping binos. On the other hand, in the slepton NLSP case, stable massive charged particles are observed. This signal is almost free from the standard model background. By measuring velocity and momentum of the charged track, we can reconstruct the mass of the slepton NLSP. In addition, some of slepton NLSP may have small momentum and

¹sshirai@post.kek.jp

are trapped inside of the detector. By measuring the decay of the trapped slepton, we can study the lifetime and decay mode of the slepton NLSP [1, 2].

Then let us consider the case that the decay length of the NLSP is shorter than the detector size $\mathcal{O}(m)$ and larger than the detector resolution $\mathcal{O}(100) \mu\text{m}$. In both bino and slepton NLSP cases, it is possible to reconstruct the displaced vertex from the decay of the NLSP.² By observing these displaced vertexes, we can measure the lifetime of the NLSP, in other words, the gravitino mass.

Finally, we discuss the case the NLSP decay length is smaller than $\mathcal{O}(100) \mu\text{m}$, namely $m_{3/2} < \mathcal{O}(1) \text{ eV}$. This scenario is very attractive, since it free not only from the FCNC problem but also from the cosmological gravitino problems. However, it is very difficult to construct models which can realize that the SSM gaugino masses are large $\mathcal{O}(100) \text{ GeV}$, without confliction with stability of SUSY broken vacuum [3]. Therefore, there is strong upper-bound on the SSM gaugino masses. In addition, owing to high energy photons and leptons from the NLSP decays, there are very tiny standard model background. Thus is it possible to discover/exclude the GMSB models with $m_{3/2} < \mathcal{O}(1) \text{ eV}$ at very early stage of the LHC [4, 5].

References

- [1] S. Asai, K. Hamaguchi and S. Shirai, Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 141803 [arXiv:0902.3754 [hep-ph]].
- [2] T. Ito, K. Nakaji and S. Shirai, arXiv:1104.2101 [hep-ph].
- [3] S. Shirai, M. Yamazaki and K. Yonekura, JHEP **1006** (2010) 056 [arXiv:1003.3155 [hep-ph]].
- [4] R. Sato and S. Shirai, Phys. Lett. B **692**, 126 (2010) [arXiv:1005.1255 [hep-ph]].
- [5] E. Nakamura and S. Shirai, JHEP **1103** (2011) 115 [arXiv:1010.5995 [hep-ph]].

²As for the Bino NLSP case, charged tracks from the Z boson decay are required to reconstruct the displaced vertex.

SUSY Model Discrimination at an Early Stage at the LHC

東京大学大学院理学系研究科 中村栄太

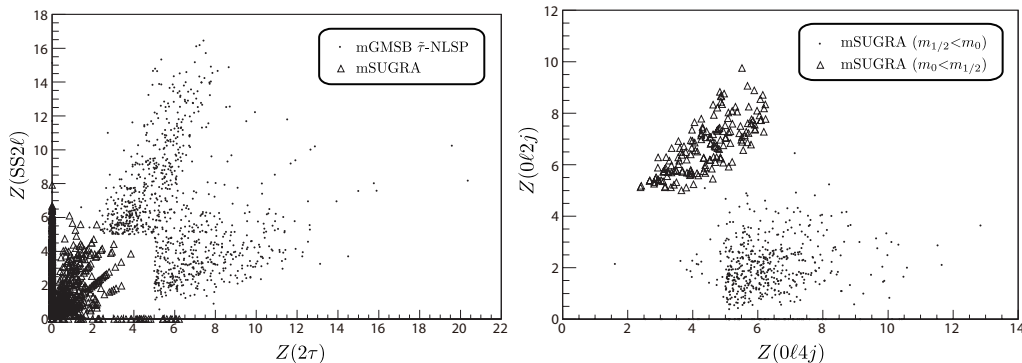
LHC 実験で新しい物理が発見された後には、それがどのような仕組みになっていて背後にある理論はどうなっているかということが問題になる．例えば、新しく発見された粒子の質量、スピンそして結合定数の測定はこの背後にある理論を探る上でとても重要である．しかし、一般的にこれらの測定に必要なイベント数は発見に必要なイベント数に比べてずっと多く必要である．実際の LHC 実験においては測定に必要なイベント数を得るために発見から数年間以上の時間が必要になることが予想される場合も少なくない．よって発見の後、直接粒子の性質を測定する前の段階で背後の物理についてどれくらいのことが言えるのかを調べることは重要であると考えられる．

ここではその一例として SUSY 標準模型での重要な候補である gauge-mediated SUSY breaking (GMSB) 模型と minimal supergravity (mSUGRA) 模型を区別することを考える．GMSB 模型のコライダー現象論は gravitino 質量に大きく依存するが、gravitino 質量が $\mathcal{O}(10)$ eV 以下の非常に小さい場合にはコライダーで生成された SUSY 粒子が prompt に gravitino に崩壊し、gravitino が missing energy として観測されるという特徴がある．これは同じく missing energy を出す mSUGRA 模型との区別が難しい場合であり、ここではそのような場合を考える．

どちらの模型も colored SUSY 粒子がまず生成され最後に missing 粒子に崩壊するという共通した特徴を持っているので、コライダーでのシグナルは multi-jets + missing というものである．しかし、SUSY 粒子の崩壊においては jet 以外の粒子も放出され、これらの粒子の情報をうまく見ることによって模型の区別が出来る可能性がある．具体的には、GMSB 模型の場合には next lightest SUSY particle (NLSP) は slepton (stau) の場合と bino-like neutralino の場合があるが、どちらの場合にも重い SUSY 粒子は一度これらの NLSP へと崩壊した後で gravitino へと崩壊するという性質がある．これは gravitino との相互作用が弱いために gravitino への崩壊幅が他の標準模型粒子へのものよりとくると小さいからである．この性質によって、GMSB 模型では slepton-NLSP の場合には lepton が多く、bino-NLSP の時には photon が多いという特徴がある．一方の mSUGRA 模型においてはこれらの粒子は必ずしも放出されないので、その放出量を見れば模型の区別が出来るであろうと考えられる．

この考えを定量的に調べるために、実験において使われる significance という量を用いた．この significance を 0 lepton + 4 jets, 2 photons, same-sign (SS) 2 leptons そして 2 tau-jets (全て missing も課す) の各モードで測定し、その結果を比べるという方法で模型の区別をした．Monte Carlo simulation の結果、かなり良く区別が出来ることが分かった．(図 a) Significance の誤差は実際の実験によるが、統計誤差だけを考えると概ね 1 ぐらいの誤差となる．

また、同じ方法で mSUGRA 模型において dark matter (DM) を考えたときに興味がある 2 つの領域、(I) coannihilation region と (II) focus point region の区別も考えられる．この場合には、SUSY 生成に関与する粒子が (I) の場合には squark が多く、(II) の場合には gluino が多いという性質があることに注目して、0 lepton + 2 jets と 0 lepton + 4 jets の significance を比べるということによって区別が可能であることを示した．(図 b)



(a) Significances for SS 2 leptons and 2 tau-jets modes.

(b) Significances for 0 lepton + 2 jets and 4 jets modes.

References

- [1] H. Baer et al., PRD 52 (1995) 2746, PRD 53 (1996) 6241, PRD 62 (2000) 095007.
- [2] S. Asai, E. Nakamura and S. Shirai, to appear.

高エネルギーでのハドロン全断面積の普遍的増加と LHC での pp 全断面積の予言

理研仁科センター

猪木慶治

概要: 1. LHC における 7TeV, 14TeV での pp 全断面積の予言。2. 2体のハドロン散乱における B の Universality。3. 全断面積 (even): parabola as function of $\log \nu$ 。4. 高エネルギーのデータを使って B を決めるのが普通, 新しい提案は parabola 左側の共鳴領域のデータをも使うことができ, B の決定の精度大いにあがる(特に, $\pi p, Kp$ のように高エネルギーのデータが少ないとき)。5. それを使って, 7TeV, 14TeV(LHC) での予言。6. 最後に GZK エネルギー ($E_{cm}=335\text{TeV}$) を含む超高エネルギーでの予言 (Auger 観測所との比較が楽しみ)。

ハドロン全断面積の普遍的増加: 1961年, Froissart は、解析性とユニタリティとを用いて、ハドロン全断面積は s が増加しても、 $\log^2 s$ よりは大きく増加しないことを証明した。COMPETE collab.(PDG) は更に $\sigma_{tot} \simeq B(\log s/s_0)^2 + Z$ と仮定した。しかし、この仮定は QCD から厳密には証明されてはいない。そこで、 B の Universality のテストは経験的にもとても意義あることとなる。そこで $pp(\bar{p}p), \pi p, Kp$ の各々に対して、実験で得られた σ_{tot} と ρ ratio に simultaneous best fit を求めることにより B の値を別々に求めた。

$\pi p, Kp$ に対する新しい試み (文献 1, 2): pp 散乱の全断面積は, Tevatron までの高エネルギーまで測定されており、更に LHC まで測定されようとしている。そこで、 B の値は精度よく決められよう。一方、 $\pi p, Kp$ については pp ほど高エネルギーでの測定は得られていないので、それほどよい精度では決められないと思われるかも知れない。それに対して、概要 3 で述べたように、全断面積 (even) が $\log \nu$ の関数として、parabola であることに着目した。共鳴状態の和は P' Regge 項を与える (文献 3)。全断面積から P' 項を引き去り、parabola の左半分に等しいと置くことにより、 $B(\pi p)$ の精度を上げられることが分かった。文献 1 の式 (11) の Duality constraint が重要な役割を果たす。文献 1 の Fig.12 に示されるように、 $B(\pi p) = B(Kp) = B(pp)$ within 1σ で Universality が支持される。

結論: 1. $B(pp)=0.0280(15)\text{mb}$ が得られ、 $\sigma(pp)=96.0(1.4)\text{mb}$ at 7TeV

$\sigma(pp)=108.0(1.9)\text{mb}$ at 14TeV の値が予言された。

2. 下記の図はこの方法によって得られた GZK を含む超高エネルギーまでの pp 全断面積の予言を示す。この図から分かるように、入射陽子が宇宙背景放射の光子と衝突してエネルギーを失う GZK エネルギー ($E_{cm}=335\text{TeV}$, $\nu(\equiv E_{lab})=6 \times 10^{10}\text{GeV}$) でも、我々の予言の誤差は驚くほど小さくなっている。

文献 1 M. Ishida, K. Igi, Phys. Rev. D 79, 096003 (2009).

文献 2 M. Ishida, K. Igi, Phys. Lett. B 670, 397 (2009).

文献 3 K. Igi, Phys. Rev. Lett 9, 76 (1962).

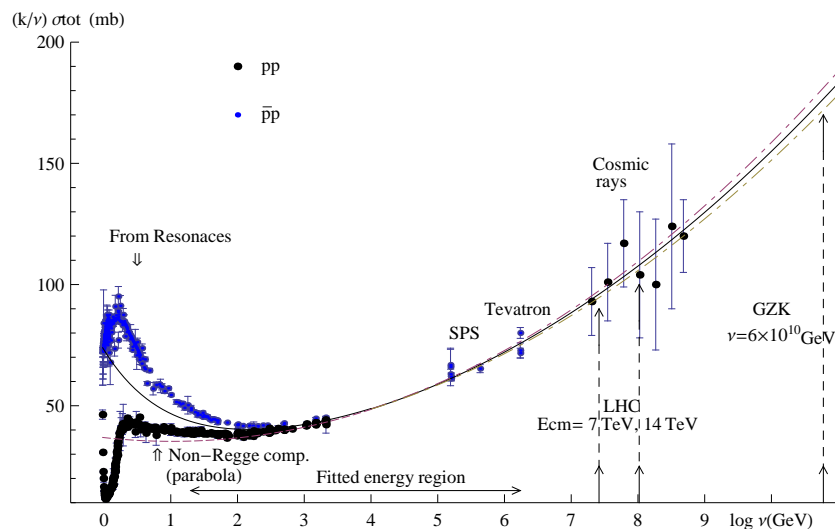


図 1 GZK を含む超高エネルギーまでの pp 全断面積の予言。

Threshold production of gluino pair

東京大学大学院 数物連携宇宙研究機構 張ヶ谷圭介

E-mail: keisuke.harigaya@ipmu.jp

本研究は、大型ハドロン衝突型加速器 (LHC) における gluino の threshold pair production に関する研究である。

加速器等で速度の遅い粒子が対で生成する (threshold production) 場合、束縛状態として生成される。Threshold production の断面積は、束縛を引き起こす相互作用の強さ、生成される粒子の崩壊幅に大きく依存する。そのため threshold 付近での粒子の生成断面積を測定することにより崩壊幅を含めその粒子に働く相互作用に関する知見を得ることができる。

私はこの方法をまず gluon の超対称性パートナーである gluino の LHC における生成に応用した。仮に quark の超対称性パートナーである squark が全て gluino より重く R-parity がよい対称性である場合、gluino は摂動の一次で崩壊できないので質量に比して崩壊幅が小さくなり、比較的安定な束縛状態をなして対生成されることが期待される。またこの崩壊幅は squark の質量に大きく依存するので、threshold 付近の断面積を測定することで超対称性粒子の mass spectrum に関する情報を得ることができる。この点に注目し、私は gluino の threshold production の断面積を計算した。この過程は [1] において既に詳細に調べられているので、それとの比較を行った。gluino 質量を 700GeV とし、崩壊幅を gluon の質量の $10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}$ に取った場合の陽子・陽子 ($\sqrt{s} = 14\text{TeV}$) からの断面積を Fig.1 に示す。断面積が大きく変化していることがわかる。この結果は [1] と理論の不定性の中で一致している。threshold 付近の生成断面積を測定することで超対称性粒子の mass spectrum を判別し得ることがわかった。

このように、threshold production という過程は新しい物理の探索に有用である。私は現在、様々なモデルにおいて threshold production からモデルの情報を引き出すことが出来ないかを研究中である。

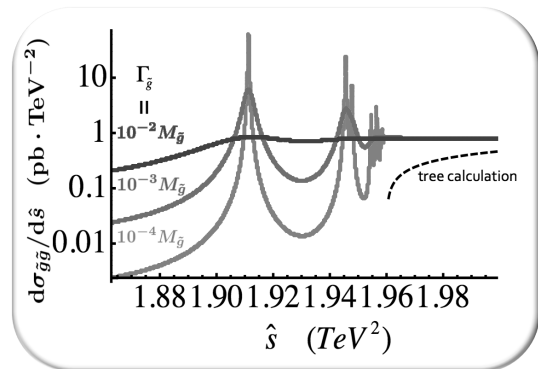


Figure 1: gluino 対生成の断面積. 横軸は gluino 対の重心エネルギー, 縦軸が断面積である.

References

- [1] K. Hagiwara and H. Yokoya, JHEP 0910 (2009) 049

Yukawaon Model with Two Family Symmetries

小出 義夫 (大阪大学理学研究科)

1. ユカワオン模型とは？

クォークとレプトンの質量スペクトルと混合は、標準モデルでは湯川結合定数に起因する。通常のモデルでは、これにファミリー対称性を課すことによって、湯川結合定数間の関係に規制を与え、それによってクォークとレプトンの質量スペクトルと混合を理解しようとする。これに対して、ユカワオン模型では、各湯川結合定数は、それに対応するあるスカラー粒子 (yukawaons) Y_f が存在し、その真空期待値 (VEV) $\langle Y_f \rangle$ が、 $Y_f^{eff} = y_f \langle Y_f \rangle / \Lambda$ として、有効湯川結合定数 Y_f^{eff} を与えると考え (Λ は有効理論の cutoff)。Flavon model とちょっと似ているが、ユカワオン模型では、 $\langle Y_f \rangle$ の3つの固有値が直接的に質量スペクトルを与える点が異なっている。ユカワオン模型は、もともとは、荷電レプトンの質量公式に関連して考え出されたものだが、現在は、それを離れて、クォーク・レプトンのすべての $\langle Y_f \rangle$ を、基本 VEV 行列 $\langle \Phi_e \rangle = k \text{diag}(\sqrt{m_e}, \sqrt{m_\mu}, \sqrt{m_\tau})$ を用いて統一的に記述することに、関心が向けられている。

2. なぜ two families を考えるのか？

最近のユカワオンモデルでは、neutrino tribimaximal mixing と up-quark mass ratios を、たった2つのパラメーターだけで記述することに成功している [1]。 (Neutrino sector に discrete symmetry を仮定することなく！) CKM mixing の説明も、ほぼよい傾向を与える。ところが、困ったことには、これまでのユカワオン模型は、「質量と混合」を与える以外に、何ら目に見える物理を与えない！なぜなら、neutrino seesaw masses を与えるためには $\Lambda \sim 10^{12}$ GeV と選ぶ必要があり、それでは TeV 領域の物理には到底見えてこない。そこで、今回の仕事の目的は、この Λ をもっと低くすることにある。具体的には、最近、隅野 [2] によって荷電レプトンの質量公式に関連して提案されたモデルに刺激されて、2つのファミリー対称性 $U(3) \times O(3)$ を持ったユカワオン模型を考える。

3. $U(3) \times O(3)$ Family 対称性をもったユカワオン模型

新しいモデルでは、quarks and leptons は次のように $U(3) \times O(3)$ に割り当てられる：

$$\ell_i = (3, 1), \quad e_i^c = (3, 1), \quad \nu_\alpha^c = (1, 3), \quad q_\alpha = (1, 3), \quad u^{ci} = (3^*, 1), \quad d_\alpha^c = (1, 3),$$

(i および α はそれぞれ $U(3)$ および $O(3)$ の足)。Low energy limit のクォークとレプトンだけの世界では、 $U(3)$ は anomaly free となっていることに注意。従って、ユカワオンは次のように割り当てられる：

$$Y_e^{ij} = (6^*, 1), \quad Y_\nu^{i\alpha} = \Phi_e^{i\alpha} = (3^*, 3), \quad Y_R^{\alpha\beta} = (1, 5+1), \quad Y_{i\alpha}^u = (3, 3), \quad Y_d^{\alpha\beta} = (1, 5+1).$$

ここで、 $\Phi_e^{i\alpha}$ は、荷電レプトンの質量公式を与えるために、 $\langle Y_e \rangle = k \langle \Phi_e \rangle \langle \Phi_e^T \rangle$ を与える役割を持ち、今回のモデルでは、これが Y_ν の代役を果たす (文献 [1] では、 Y_ν の代役は Y_e が果たした)。このモデルチェンジにもかかわらず、ニュートリノ質量行列は再び見事な tribimaximal mixing を再現してくれ、かつ、 Λ のスケールも大きく下げることができた [3]。

[1] Y. Koide, Phys. Lett. **B 680**, 76 (2009).

[2] Y. Sumino, Phys. Lett. **B671**, 477 (2009); JHEP **0905**, 075 (2009).

[3] Y. Koide, arXiv: 1011.1064 [hep-ph].

ハドロンコライダーで探るトップクォーク相互作用の拡張とその制限

大熊一正 (福井工業大学), 日置善郎 (徳島大学)

トップクォーク-グルーオン相互作用を標準模型のゲージ群 $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ 不変な次元 6 の有効演算子を用いて拡張し, それによって生じる非標準相互作用が, 現在の実験結果 (Tevatron と LHC) からどの程度制限付けられるかを調べた.

1 はじめに

Large Hadron Collider (LHC) 実験が開始されたことにより, トップクォークはより高い精度での測定が開始されるであろう. このため, トップクォークの物理が標準模型の枠組みを超える物理 (新しい物理) 探索の窓口の一つとなることが大いに期待できる. そこで, Tevatron 及び LHC におけるトップクォーク対生成において, 最も寄与の大きいトップ-グルーオン相互作用を $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ 不変な次元 6 の有効演算子からなる有効ラグランジアンを用いて拡張し, その拡張に対する制限を実験結果との比較から数値的に見積もる.

2 解析の枠組み

文献 [1] において, 標準模型の対称性を保ちつつトップ-グルーオン相互作用を記述する独立な次元 6 の有効相互作用が,

$$O_{uG\phi}^{33} = \sum_a [\bar{q}_{L3}(x) \lambda^a \sigma^{\mu\nu} u_{R3}(x) \tilde{\phi}(x) G_{\mu\nu}^a(x)] \quad (1)$$

だけであることが指摘された. (記号の細かい定義は, 文献 [1] を参照). この式 (1) を用いれば, トップ-グルーオン相互作用に関して拡張された有効ラグランジアンは,

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}^{\text{NP}} = \frac{1}{\Lambda^2} [C_{uG\phi}^{33} \mathcal{O}_{gt} + C_{uG\phi}^{33*} \mathcal{O}_{gt}^\dagger] = g_s \sum_a \bar{\psi}_t(x) \frac{\lambda^a \sigma^{\mu\nu}}{2m_t^2} (d_A + id_A) \psi_t(x) G_{\mu\nu}^a(x) \quad (2)$$

と書ける. ここで, d_V と d_A は,

$$d_V = \frac{\sqrt{2}vm_t}{g_s\Lambda^2} \text{Re}(C_{uG\phi}^{33}), \quad d_A = \frac{\sqrt{2}vm_t}{g_s\Lambda^2} \text{Im}(C_{uG\phi}^{33}),$$

と定義した.

3 解析結果

式 (2) の有効ラグランジアンを用いて, Tevatron 及び LHC におけるトップクォーク対生成過程を計算し, 実際の実験結果

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{exp}} &= 7.02 \pm 0.63 \text{ pb} \quad (\text{CDF} : m_t = 175 \text{ GeV}) \\ &= 8.18 \pm_{-0.87}^{+0.98} \text{ pb} \quad (\text{D0} : m_t = 170 \text{ GeV}) \\ &= 194 \pm 82 \text{ pb} \quad (\text{CMS} : m_t = 172.5 \text{ GeV}) \\ &= 145_{-44}^{+53} \text{ pb} \quad (\text{ATLAS} : m_t = 172.5 \text{ GeV}) \end{aligned}$$

と比較した結果, 1σ の範囲で d_V と d_A の存在が実験に矛盾しない範囲が FIG. 1 の塗りつぶされた範囲として求まった.

4 まとめ

現在までに得られているトップクォーク対生成過程の観測結果から, トップ-グルーオン相互作用の拡張に対する制限を与えた. この結果, d_A は, 比較的大きい 0.1 程度の値でも 1σ の範囲で実験結果に矛盾しないことが分かった. ここでの報告に関する詳しい内容は, 文献 [2] を参照して欲しい.

参考文献

1. J.A. Aguilar-Saavedra, Nucl. Phys. B **812** (2009) 181 (arXiv:0811.3842 [hep-ph]).
2. Z. Hioki and K. Ohkuma, Eur. Phys. J. C **71** (2011) 1535 (arXiv:1011.2655 [hep-ph]); arXiv:1104.1221 [hep-ph] (To appear in Phys. Rev. D).

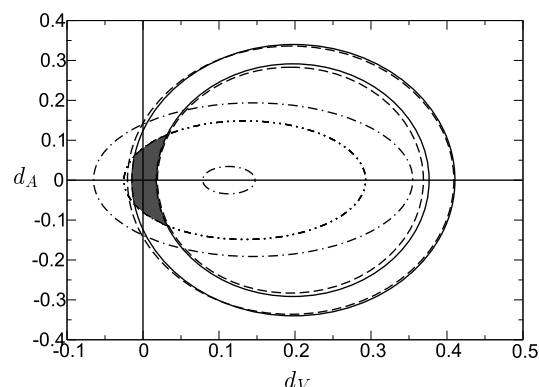


FIG. 1: d_V と d_A が実験的に許される範囲

Discovery of minimal UED at the LHC

東京大学数物連携宇宙研究機構

飛岡 幸作

Email: kohsaku.tobioka@ipmu.jp

LHC 実験で暗黒物質が生成された場合、暗黒物質が運動量を持ち去り検出器とは相互作用しないため、横運動量保存則のズレ (E_T^{miss}) として観測される。しかし、新粒子の質量スペクトラムが縮退している場合、親粒子から暗黒物質と標準模型粒子に崩壊する際に受け取る運動量は大きくなり、暗黒物質候補を含むモデルの特徴である運動量の大きなジェットと大きな E_T^{miss} は期待できない。

こういった状況は、余剰次元模型 minimal Universal Extra Dimension model (mUED)[1] という枠組みで頻繁に起きる。このモデルは4次元標準模型を S^1/Z_2 というコンパクトな5次元まで拡張した模型で、標準模型場は5次元方向に運動量が離散化された KK モードを持つ。0モードが標準模型粒子に相当し、5次元運動量は4次元理論としては質量とみなせるため n 次 KK モードの質量はほぼ n/R 程度に縮退する。ここで R は5次元半径で、 $1/R \sim O(\text{TeV})$ で暗黒物質の残存量を説明できる。

mUED のような質量スペクトラムが縮退したようなモデルをジェットを用いて探査すると、 $t\bar{t}$ や QCD などがバックグラウンドとなって発見が難しいため、複数の荷電レプトンなどを用いた発見可能性の研究が行われてきた。しかし、シグナルを十分に利用するためにはやはりジェットを必要があるため、本研究では質量測定のみならず M_{T2} を mUED の探査に応用した。ある親粒子が対生成し観測されない粒子を2つ出す状況で、 M_{T2} はその最大値が親粒子の質量 m_{parent} となる。 M_{T2} を計算するためには、観測されない粒子のテスト質量を仮定しなければいけない。テスト質量はニュートリノを想定して0と設定すると、標準模型バックグラウンドはほぼ $M_{T2} < m_{top}$ で抑えられるという良い性質を持つ。つまり、 m_{top} を超えるようなイベントが有意に多くなると、新しい粒子の兆候とみなせる。しかし、テスト質量を0と設定すると、質量を持つ暗黒物質に対しては誤った入力値であり、その最大値は $M_{T2} \leq (m_{parent}^2 - m_{child}^2)/m_{parent} \equiv \mu_0$ となり、最大値は小さくなってしまう。いま誤った入力値を M_{T2} に入れているので、親粒子の系のブーストに不変な不変質量と異なり、 M_{T2} は親粒子の系のブーストに依存してしまう。しかも、重い粒子を LHC で生成しようとするとき QCD radiation が多く、また大きな運動量を持って発生するので系のブーストは起きやすい。親粒子の系が P_T を持っているとき M_{T2} の最大値は、

$$M_{T2}^{\max} = \sqrt{\mu(P_T)^2 + P_T \mu(P_T)} \geq \mu_0,$$

$$\text{where } \mu(P_T) \equiv \mu_0 \left(\sqrt{1 + (P_T/2m_{parent})^2} - P_T/2m_{parent} \right)$$

となる。これは標準模型バックグラウンドは m_{top} 以下に抑える一方で、シグナルの M_{T2} ブーストに応じて大きな値を持つことができることを意味する。この手法を利用して mUED の発見可能性を調べたところ、実際に先行研究 [2] より高い発見可能性を示すこともできた。

[1] T. Appelquist, H.-C. Cheng, and B. A. Dobrescu, Phys. Rev. D64 (2001) 035002

[2] M. Kazana, Acta Phys. Polon. B38 (2007) 449-458, [CERN-CMS-CR-2006-062]

Phenomenology in the Zee Model with the A_4 Symmetry

立命館大学 総合理工学研究機構 杉山 弘晃

e-mail: hiroaki@fc.ritsumeai.ac.jp

ニュートリノ質量の小ささは、それがループダイアグラムによってのみ生成されるためだという考え方がある。Zee 模型 [1] は、1ループでマヨラナニュートリノ質量を導出する模型である。しかし、FCNC (フレーバーを変える中性カレント) を禁止した場合の単純な Zee 模型は、ニュートリノ振動実験結果から得られているレプトンフレーバー混合構造と既に合わない事が知られている。他方、実験と良く合うレプトンフレーバー混合構造を得る手法として、非可換離散対称性の1つである A_4 対称性を活用する研究が行なわれている (例えば [2])。そこで我々は A_4 対称性を活用して拡張された Zee 模型 (A4ZM) を構築した [3]。

A_4 対称性を活用する際にはヒッグスボゾンが複数導入され、FCNC が許されている。これにより A4ZM においてもレプトンフレーバー混合構造がうまく得られるのであるが、FCNC の存在自体に注意を要する。しかしながら A4ZM においては、 Z_3 対称性がほぼ壊れずに残っており、この対称性が FCNC の危険性をうまく消している。特に、実験的に制限の強い $\mu \rightarrow \bar{e}ee$ はこの Z_3 対称性によりほぼ禁止されている。荷電レプトンの崩壊でフレーバーを破るもののうち、A4ZM では $\tau \rightarrow \bar{e}\mu\mu$ のみが実験で観測可能な程度に起こり得る。この強力な予言により、A4ZM は実験的にテストが容易な模型である。

Zee 模型で特徴的な粒子は $SU(2)_L$ 1重項の荷電ヒッグス粒子であるが、A4ZM ではこれが3つ導入される。これらは荷電レプトンとニュートリノに崩壊するが、崩壊分岐比についての予言が荷電レプトンのフレーバーごとに与えられる (表 1)。このような荷電ヒッグス粒子が軽ければ LHC での生成が可能であり、崩壊分岐比の測定により模型のテストが可能となる。

	s_ξ^\pm	s_η^\pm	s_ζ^\pm
$\text{BR}(s^- \rightarrow l\nu)$			
$e\nu : \mu\nu : \tau\nu$	0 : 1 : 1	1 : 0 : 1	1 : 1 : 0

表 1: $SU(2)_L$ 1重項荷電ヒッグス粒子3種の崩壊パターン。 ν については和を取ってある。

参考文献

- [1] A. Zee, Phys. Lett. B **93**, 389 (1980) [Erratum-ibid. B **95**, 461 (1980)].
- [2] E. Ma and G. Rajasekaran, Phys. Rev. D **64**, 113012 (2001).
- [3] T. Fukuyama, H. Sugiyama and K. Tsumura, Phys. Rev. D **83**, 056016 (2011).

Finite quantum corrections to neutrino mixing

Takeshi Araki

Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

The present data of neutrino oscillation experiments can be described by the Tri-Bimaximal (TB) mixing ansatz; on the other hand, however, the data also suggest a small deviation from the TB mixing. In this presentation, we conjecture that the TB mixing is exact only at the tree level, and the full Maki-Nakagawa-Sakata (MNS) mixing matrix arises from *finite* radiative corrections.

We assume the following tree-level Majorana neutrino mass matrix:

$$M_\nu^0 = \frac{\lambda_1 e^{i\rho}}{6} \begin{pmatrix} 4 & -2 & -2 \\ -2 & 1 & 1 \\ -2 & 1 & 1 \end{pmatrix} + \frac{\lambda_2 e^{i\sigma}}{3} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} + \frac{\lambda_3}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -1 \\ 0 & -1 & 1 \end{pmatrix} \quad (1)$$

in the diagonal and real basis of charged leptons: $m_\ell = \text{Diag}(m_e, m_\mu, m_\tau)$. Note that M_ν^0 is diagonalized by the TB mixing matrix, and ρ and σ are the Majorana CP-violating phases. For this setup, we introduce a one-loop mass matrix which is given by

$$\Delta M_\nu = \frac{M_\nu^0 m_\ell^2 + m_\ell^2 M_\nu^0}{v^2} \times I^{\text{loop}}, \quad (2)$$

where $v \simeq 246$ GeV and I^{loop} denotes a dimensionless function from the loop integral. The MNS matrix can be obtained by diagonalizing the full neutrino mass matrix: $M_\nu = M_\nu^0 + \Delta M_\nu$. By regarding ΔM_ν as a small perturbation to M_ν^0 , we can approximately express three mixing angles as follows

$$\begin{aligned} \sin \theta_{13} &\simeq \frac{1}{3\sqrt{2}} \frac{m_\tau^2}{v^2} \left| \frac{m_3 + m_1 e^{i\rho}}{m_3 - m_1 e^{i\rho}} - \frac{m_3 + m_2 e^{i\sigma}}{m_3 - m_2 e^{i\sigma}} \right| I^{\text{loop}}, \\ \tan \theta_{23} &\simeq \left| 1 - \frac{m_\tau^2}{3v^2} \left[\frac{m_3 + m_1 e^{i\rho}}{m_3 - m_1 e^{i\rho}} + 2 \frac{m_3 + m_2 e^{i\sigma}}{m_3 - m_2 e^{i\sigma}} \right] I^{\text{loop}} \right|, \\ \tan \theta_{12} &\simeq \frac{1}{\sqrt{2}} \left| 1 - \frac{m_\tau^2}{2v^2} \frac{m_2 e^{i\sigma} + m_1 e^{i\rho}}{m_2 e^{i\sigma} - m_1 e^{i\rho}} I^{\text{loop}} \right|, \end{aligned} \quad (3)$$

where we have simply assumed $m_i = \lambda_i$. We see that the quantum effects depend crucially on the degeneracy of neutrino masses. In view of $\Delta m_{21}^2 \ll \Delta m_{31}^2$, we conclude that θ_{12} is in general more sensitive to the effects than θ_{13} and θ_{23} .

We numerically illustrate the quantum effects on θ_{12} with the observed charged lepton masses: $m_e = 0.486$ MeV, $m_\mu = 102.718$ MeV and $m_\tau = 1746.24$ MeV, and the best-fit values of two neutrino mass-squared differences with the 1σ errors: $\Delta m_{21}^2 = (7.59 \pm 0.20) \times 10^{-5}$ eV² and $\Delta m_{31}^2 = (2.46 \pm 0.12) \times 10^{-3}$ eV². In addition, a relatively generous upper limit on the sum of three neutrino masses is $m_1 + m_2 + m_3 < 1.19$ eV extracted

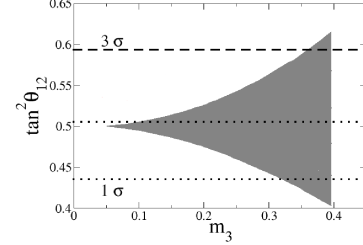


FIG. 1. $\tan^2 \theta_{12}$ as a function of m_3 . Here the shaded area means the whole allowed region with respect to $|I^{\text{loop}}| < 0.5$ and the dotted (or dashed) lines signify the 1σ (or 3σ) bounds.

from current cosmological observational data. Assuming $|I^{\text{loop}}| < 0.5$ and allowing ρ and σ to vary between 0° and 360° , we calculate $\tan^2 \theta_{12}$ and then plot our numerical result in FIG. 1. Note that only the $\Delta m_{31}^2 > 0$ case is taken into account because the result for the $\Delta m_{31}^2 < 0$ case is not very different. We observe that larger values of m_3 give rise to larger radiative corrections to three mixing angles. But only θ_{12} is numerically appreciable. We find $|\tan^2 \theta_{23} - 1| < \mathcal{O}(10^{-3})$ and $\sin^2 \theta_{13} < \mathcal{O}(10^{-6})$, implying that θ_{23} and θ_{13} are not very sensitive to the loop-induced quantum effects. If a precision measurement of neutrino oscillations establishes a significant deviation of θ_{23} from 45° and (or) θ_{13} from 0° , then the departure from the TB mixing must mainly originate from a different mechanism.

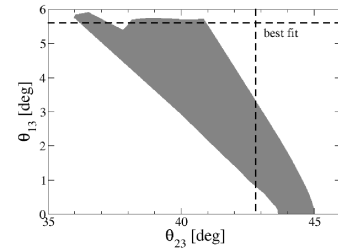


FIG. 2. θ_{13} as a function of θ_{23} for $I^{\text{loop}} = 1 \sim 30$ and $\theta_{12} = (34.4 \pm 1.0)^\circ$ in the normal hierarchy case.

But, the above conclusion is only valid for the case of $|I^{\text{loop}}| < 1.0$. In FIG. 2, we calculate θ_{13} as a function of θ_{23} for $I^{\text{loop}} = 1 \sim 30$ and $\theta_{12} = (34.4 \pm 1.0)^\circ$ in the normal hierarchy case. As one can see, in this case, not only θ_{12} but also θ_{13} and θ_{23} can largely depart from the TB values.

トップ対生成のヘリシティ非対称性による MSSM と UED の判別

大阪大学理学研究科物理学専攻 D1 金田邦雄

本研究では、LHC におけるトップ対生成のヘリシティ依存性を用いて、標準模型を超える物理の有力候補である MSSM と UED を判別できる可能性について調べた。トップ対生成において、標準模型や UED ではヘリシティ依存性は小さい。しかし SUSY が存在すると、通常の QCD 過程でもヘリシティの非対称性が現れ得る。本研究では、トップ対生成への両者の効果を、1-loop レベルで導出される dimension 6 operator を用いて評価した。

もし LHC で新粒子が発見されれば、次の課題は発見された新粒子が超対称粒子かどうかを判別することである。しかし、これは一般には困難と考えられている。その理由の一つとして、UED との判別の困難が挙げられる。新粒子の直接観測によって、SUSY と UED を判別するいくつかの方法については、例えば [1] で議論されている。一方で、LHC で新粒子が発見されなかった場合でも、SUSY か UED かの判別ができる可能性がある。本研究では、QCD 過程におけるトップ対生成のヘリシティ非対称性に着目し、超対称粒子が LHC で発見できないほど重い場合に、SUSY か UED かの判別をする方法について議論した。

標準模型や UED でヘリシティ非対称性の原因となるのは、弱い相互作用によるパリティの破れのみである。しかし、SUSY では一般に squark の左巻きと右巻きで質量が異なる ($m_{\tilde{q}_L} \neq m_{\tilde{q}_R}$) ので、squark が中間状態に存在する強い相互作用のプロセスでもパリティが破れ得る。例えば Fig.1 の Box ダイアグラムでは、squark 質量をパラメータとしてパリティが破れる。このパリティの破れの可能性については、[2] でも議論されている。

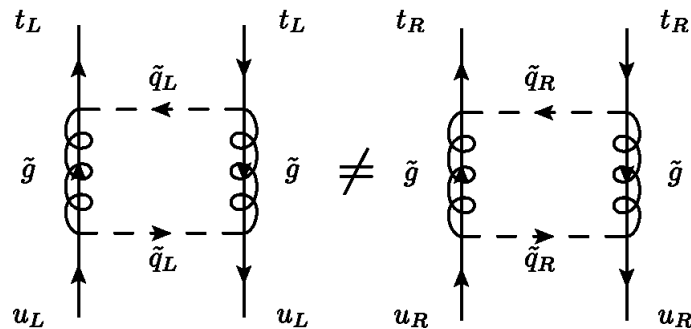


Figure 1: パリティを破るダイアグラムの例

解析に用いる dimension 6 operator は、squark や gluino をすべて積分して得られる有効理論において、 $k^2 \ll m_{\tilde{q}}^2, m_{\tilde{g}}^2$ で展開して得られる (k は quark 運動量)。Operator は、 \mathcal{O}_{qqqq} 、 \mathcal{O}_{qqG} 、 \mathcal{O}_{qqGG} の 3 種類がある。これらのパリティを破る operator の、cross section レベルでの効果を SUSY と UED で比較することで、両者の判別を可能にする [3]。

References

- [1] A.Datta, K.Kong, and K.T.Matchev, Phys. Rev. D **72**, 096006 (2005)
- [2] S.Berge, W.Hollik, W.M.Mösle, and D.Wackerroth, Phys. Rev. D **76**, 034016 (2007).
- [3] N.Haba, K.Kaneta, S.Matsumoto, T.Nabeshima, S.Tsuno, to appear.

Flavor structure of E_6 GUT models

Nagoya University Hidetoshi Kawase

e-mail : hkawase@eken.phys.nagoya-u.ac.jp

Grand unified theory (GUT) has several attractive features such as the unification of the forces and the matter fields in the (supersymmetric) standard model (SM). Among the models of GUT, E_6 unification is one of the most promising candidate because the assumption for the Yukawa hierarchies can be derived with a reasonable setup. In this study, we examine the relation between the structure of the Cabibbo–Kobayashi–Maskawa (CKM) matrix and the direction of the vacuum expectation value (VEV) of the Higgs fields which break the E_6 gauge group into the SM gauge group $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \equiv G_{\text{SM}}$.

To break the E_6 gauge group, we introduce two pairs of (anti-)fundamental fields Φ ($\bar{\Phi}$), C (\bar{C}) and an adjoint Higgs field A . Then we assume that the VEV of Φ ($\bar{\Phi}$) breaks $E_6(\supset SO(10) \otimes U(1)_{V'})$ into $SO(10)$ and C (\bar{C}) breaks $SO(10)(\supset SU(5) \otimes U(1)_V)$ into $SU(5)$. Since an adjoint Higgs A must break $SU(5)$ into G_{SM} , the VEV of the adjoint Higgs $\langle A \rangle$ can be generally written as $\langle A \rangle = xQ_{V'} + yQ_V + zQ_Y$, where Q_X ($X = V', V, Y$) stands for a generator corresponding to the $U(1)_X$ charge. Note that $z \neq 0$ is needed to break $SU(5)$.

The matter fields in the standard model can be embedded in the fundamental representations Ψ_i with $i = 1, 2, 3$. Then we can obtain the Yukawa interactions from the trilinear terms of the fundamental fields: $W = (Y_\Phi)_{ij} \Psi_i \Psi_j \Phi + (Y_C)_{ij} \Psi_i \Psi_j C$. Here, for economical reason, we assume that the minimal supersymmetric SM (MSSM) Higgs fields come from Φ and C . Note that we have to introduce the higher dimensional interactions which include the adjoint Higgs A to obtain the realistic structure of the Yukawa hierarchies. Therefore, the choice of the VEV of the adjoint Higgs $\langle A \rangle$ is crucial for the derivation of the CKM matrix.

To illustrate the effect of the VEV of the adjoint Higgs, we construct a simple model of flavor in E_6 GUT and investigate the structure of CKM matrix in this model. The model is based on a family symmetry $SU(2)_H$ and the spontaneous CP violation, and the interaction terms which contribute to the Yukawa matrices are written as follows:

$$\begin{pmatrix} 0 & \Psi_a(A\Psi^a) & 0 \\ \Psi_a(A\Psi^a) & (\Psi_a\bar{F}^a)^2 & (\Psi_a\bar{F}^a)\Psi_3 \\ 0 & (\Psi_a\bar{F}^a)\Psi_3 & \Psi_3\Psi_3 \end{pmatrix} \Phi + \begin{pmatrix} 0 & (\Psi_a F^a)(\Psi_b \bar{F}^b) & (\Psi_a F^a)\Psi_3 \\ (\Psi_a F^a)(\Psi_b \bar{F}^b) & 0 & 0 \\ (\Psi_a F^a)\Psi_3 & 0 & 0 \end{pmatrix} C$$

where we introduce a pair of $SU(2)_H$ doublet fields F_a and \bar{F}^a ($a = 1, 2$) which is responsible for the breaking of the family symmetry $SU(2)_H$, $\langle F \rangle = (0, v_F e^{i\delta})^\top$ and $\langle \bar{F} \rangle = (0, v_F)^\top$. With this setup, we can determine the free parameters to produce the suitable size of the masses of quarks and leptons. Then the CKM matrix elements can be roughly written as

$$V_{\text{CKM}} \sim \begin{pmatrix} 1 & \lambda & (4\epsilon + 1)\lambda^3 \\ \lambda & 1 & \lambda^2 \\ \lambda^3 & \lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4).$$

Here $\lambda \sim 0.22$ is the Cabibbo angle and $\epsilon \equiv y/z$ with $\langle A \rangle = xQ_{V'} + yQ_V + zQ_Y$. Now we can see that the leading contribution to V_{ub} vanishes if the VEV of the adjoint Higgs A is proportional to the generator of $U(1)_{B-L}$, i.e., $\epsilon = -1/4$. Since the measured value for V_{ub} is $\mathcal{O}(\lambda^4)$ rather than $\mathcal{O}(\lambda^3)$, this result implies that the direction of the VEV of the adjoint Higgs is proportional to $U(1)_{B-L}$ in this model. On the other hand, this direction plays an important role in solving the doublet-triplet splitting problem by Dimopoulos–Wilczek mechanism. This coincidence is very interesting and suggestive for the GUT model building.

Identifying the origin of longevity of metastable stau

中路紘平（東京大学）

超対称性模型（SUSY）は標準理論を超える物理の最も有力な候補のうちの一つである。そのようなSUSYの模型の中にはしばしば、長寿命（寿命がマイクロ秒を超えるような）スタウ（タウレプトンの超対称パートナー）があらわれる。そのような長寿命のスタウは加速器物理の観点では非常に興味深い。なぜなら、スタウが作られればそのCharged trackが観測され、それは標準模型のシグナルと明確に区別しやすく、比較的簡単に超対称性模型の発見が可能だからである。そのような長寿命スタウを含む模型は、これまでも多く調べられており、スタウがLHCで発見されたときに実験で

- その質量をはかる
- その寿命をはかる
- スタウを用いて、他のSUSYのパラメーターをはかる

については議論されてきた。しかし、長寿命なスタウを長寿命たらしめている原因を実験で明らかにする方法については議論されてこなかった。これはスタウが見つかったときに、背景にある物理を明らかにするのに非常に重要なことである。具体的に言えば、標準模型をSUSYにminimulに拡張したMSSMにおいて以下の3つのシナリオ

- gravitinoが最も軽いSUSY粒子（LSP）でstauが二番目に軽いSUSY粒子（NLSP）である場合
- stauがLSPでR-Parityが破れている場合
- NeutralinoがLSPでstauがNLSPでそれらの質量が縮退している場合

がスタウを長寿命にし得るが、これらのシナリオを実際の実験で区別できれば実験で測られたパラメーターとSUSYのパラメーターの対応が明らかになることと同じである。例えば一つ目のシナリオであることが実証されればスタウの質量とグラビティーノの質量に対応がつくことがわかる。

以上から、我々はこれら3つのシナリオをLHCで区別する方法を調べた。我々はLHC Event topologyを用いることで、一つ目、二つ目のシナリオは三つ目のシナリオと区別でき、ハドロンカロリメーターにトラップされたスタウの崩壊をみることで一つ目のシナリオが二つ目のシナリオと区別できるということを示した。

High-Energy Photon-Hadron Scattering in Holographic QCD

東京大学大学院 理学系研究科 物理学専攻 素粒子研究室
数物連携宇宙研究機構 (IPMU)
西尾亮一

E-mail: nishio@hep-th.phys.s.u-tokyo.ac.jp

ホログラフィック QCD とは、ゲージ/重力対応を応用した QCD の非摂動的現象の研究方法である。ハドロンのスペクトルや結合定数、カイラル対称性の自発的破れなどのハドロンの静的性質は、ホログラフィック QCD においてこれまでに詳しく調べられてきた。しかし、ゲージ/重力対応はハドロンの高エネルギー散乱現象にも応用可能である [1]。本研究 [2] は、先行研究 [1] を基にして、これを理論・現象論の両面から発展させたものである。

ハドロンの高エネルギー散乱現象の分野において、一般化されたパートン分布 (Generalized Parton Distribution) が注目を集めている。一般化されたパートン分布が重要である理由は、通常のパートン分布がハドロン内部の縦方向のパートン分布を表すのに対し、一般化されたパートン分布は横方向のパートン分布をも表現することができる点、そして種々の高エネルギー散乱の散乱振幅を記述する際に非摂動部分として一般化されたパートン分布が必要となる点である。一般化されたパートン分布を QCD の第一原理から導出するのは困難であるが¹、本研究 [2] はゲージ/重力対応を応用した重力モデル上では解析的な導出が可能となることを示した。本研究では仮想光子とハドロンの非前方散乱現象

$$\gamma^*(q_1) + h(p_1) \rightarrow \gamma^*(q_2) + h(p_2) \quad (1)$$

の散乱振幅を重力側の解析によって求め、一般化されたパートン分布を抽出した。

本研究における散乱振幅・一般化されたパートン分布の導出においては、これらを complex angular momentum plane (spin j -plane) にて表現することが重要であった。また、 j -plane における鞍点と leading Pomeron pole との位置関係によって相転移が起きることを見出した。さらに t -slope などの観測量が j -plane における鞍点の関数として表現されることを見出し、HERA の測定結果の定性的理解を与えることに成功した。

References

- [1] J. Polchinski and M. J. Strassler, *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 031601, [hep-th/0109174]; J. Polchinski and M. J. Strassler, *JHEP* **0305** (2003) 012, [hep-th/0209211]; R. C. Brower, J. Polchinski, M. J. Strassler, and C.-I. Tan, *JHEP* **0712** (2007) 005, [hep-th/0603115].
- [2] R. Nishio and T. Watari, [1105.2907 [hep-ph]]; R. Nishio and T. Watari, [1105.2999 [hep-ph]].

¹一般化されたパートン分布はハドロンの内部構造を表すため摂動論によって求めることはできない。格子計算を用いても現実的には j -plane 全体の構造を定めることはできない。

Generating QCD amplitudes in the color-flow basis with MadGraph

高江洲義太郎

近年 LHC における TeV スケール物理の解明が活気を帯びてきているが、その実験結果の解析においてはまだまだ克服しなければならない問題も多く、そのひとつに素粒子衝突過程シミュレーションプログラムの性能向上が挙げられる。そのようなシミュレーションパッケージは多数あるが、その中でも MadGraph/MadEvent (MG/ME)[1] は 実験理論の両方において広く使われているパッケージの一つである。

しかしながら MadGraph には、高エネルギー反応に関与する粒子の数 (n) が増えると散乱振幅の計算量が $n!$ に比例して増えていきその評価が難しくなるという問題があり、特に終状態に 6 粒子以上が関与する QCD 反応過程 (グルーオン衝突過程の場合は 5 粒子以上) は計算ができない。超対称性模型などの新しい物理模型にはそのような多ジェット生成を予言するものが多くあり、この制限は MG/ME の克服すべき最重要課題のひとつとなっている。この問題の解決には QCD 多ジェット散乱過程の振幅計算や SU(3) カラーの足し上げの効率化が必須であり、私はこの問題に取り組んできた。手法としては、通常の QCD 計算に用いられる Color Order 分解ではなく、より効率的な Color Flow 分解を用いて散乱振幅を有限個の Color Flow 振幅に分割し、且つファインマンダイアグラムの手法よりも効率的に散乱振幅を計算できる Off-shell Recursive Relation[2] の手法を利用して振幅計算の効率化を図るというものである。Color Flow 分解の手法を用いることで、反応に関与する粒子のカラーを固定した際に計算しなければならないダイアグラムの数が Color Order 分解の場合と比べて少なくなり、計算が効率化される [3]。

本研究では、MG/ME の最大の利点である新しい物理模型の自動シミュレーション機能を損なわないように Recursive Relation はグルーオン同士の間相互作用部分に対してのみ適用する。

この結果、従来ならば大きすぎてコンパイルできなかった QCD 散乱振幅の計算プログラムを Color Flow 振幅ごとに分割しコンパイルすることで実行可能にした。図 1 に、本研究の手法で MadGraph によって計算された二乗散乱振幅をもとに評価された QCD 過程の全断面積の値を示す。各断面積の計算においては外線粒子のカラー和、ヘリシティ和、Phase space 積分をモンテカルロ手法を用いて実行した。これらの結果は他の研究で得られた値 [4] とモンテカルロの誤差の範囲で一致している。MadGraph における 5 ジェットグルーオン散乱過程の計算を行ったのは本研究が初めてである。

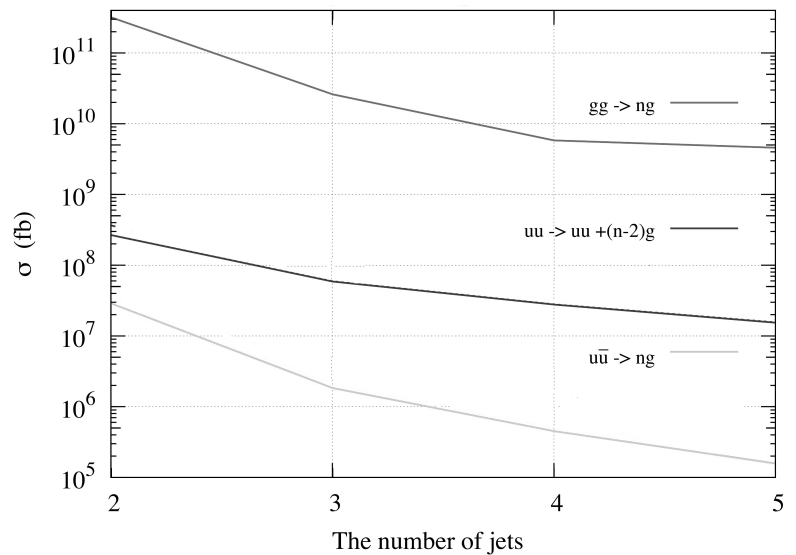


図 1: QCD 過程の全散乱断面積。各断面積は本研究の手法によって計算された値で、先行研究との値とよく一致している。

参考文献

- [1] J.Alwall, P.Demin, S.de Visscher, R.Frederix, M.Herquet, F.Maltoni, T.Plehn, D.L.Rainwaterd and T.Stelzer, JHEP **0709**, (2007) 028.
- [2] F.A.Berends, W.T.Giele, Nucl. Phys. B306, 759 (1988).
- [3] F.Maltoni, K.Paul, T.Stelzer, S.Willenbrock, Phys.Rev. D 67 (2003) 014026.
- [4] K.Hagiwara, J.Kanzaki, N.Okamura, D.Rainwater, T.Stelzer, arXiv:0909.5257.

基本フェルミオン族の外部および内部属性と対称性 に関する非正統的考察

曾我見郁夫 (京都産業大学 益川塾)

基本フェルミオン(クォーク、レプトン)は、なぜ、“繰り返し構造”をもって存在するのであろうか?この疑問に答えるためには、その構造を盛り込み得る“十分に広い枠組み”を準備しなければならない。その枠組みとして、16次元のディラック代数 $A_\gamma = \langle \gamma_\mu \rangle$ のすべての元の三重直積から成る $(16)^3$ 次元の大きい代数 $A_T = \langle \gamma_\mu \otimes 1 \otimes 1, 1 \otimes \gamma_\mu \otimes 1, 1 \otimes 1 \otimes \gamma_\mu \rangle$ を導入し、その上で定義される多重スピノール場の理論を考察する。 A_T を三連代数、多重スピノール場を三連場と呼ぶ。ディラック代数 A_γ の元は専ら文字の役割を演じ、物理的意味を担うのは以下で構成する三連代数 A_T の二つの部分代数の元であるとする。

通常、各フェルミオン場は個別に γ -代数上のディラック方程式に従うとされ、関連し合う属性をもつフェルミオン族の場が、適切な内部対称群の既約表現としてまとめられる。これが素粒子論の常套手段であり正統な教義である。ここでは、この正統な教義を捨て、『“繰り返し構造をもつ基本フェルミオンの族”は三連代数 A_T 上の拡張されたディラック方程式に従う』という非正統な教義の下に、基本フェルミオンの統一理論を構築する。

三連代数の4個の元 $\Gamma_\mu = \gamma_\mu \otimes \gamma_\mu \otimes \gamma_\mu$ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) は反交換関係 $\{\Gamma_\mu, \Gamma_\nu\} = 2\eta_{\mu\nu}I$ を満たす。ここで、 $I = 1 \otimes 1 \otimes 1$ であり、計量は $\eta_{\mu\nu} = (1, -1, -1, -1)$ と選ぶ。明らかに、これらの元が生成する部分代数 $A_\Gamma = \langle \Gamma_\mu \rangle$ はディラック代数 A_γ と同型である。そこで、“ Γ^μ の組”は観測者が存在するミンコフスキー時空の“ある慣性基準系での事象の座標の組 x^μ ”に対応するものとし、部分代数 $A_\Gamma = A_{\text{ex}}$ が三連場の外部特性を記述すると要請する。

容易に確かめられるように、部分代数 A_Γ の中心化代数 $C_\Gamma = \{a \in A_\Gamma : [a, \Gamma_\mu] = 0\}$ の構造は、 $C_\Gamma = \langle \gamma_\mu \otimes \gamma_\mu \otimes 1, \gamma_\mu \otimes 1 \otimes \gamma_\mu \rangle$ と決定される。 C_Γ は $(16)^2$ 次元の部分代数であり、三連代数は $A_T = A_\Gamma C_\Gamma$, $A_\Gamma \cap C_\Gamma = \emptyset$ と分解することができる。この分解は、中心化代数 C_Γ が三連場の内部自由度の記述に適している (Coleman-Mandula theorem) ことを示唆している。しかし、この数学的に魅力的な解釈は、それだけでは物理的には不十分である。その理由は、電弱相互作用がカイラル対称性をもつことにある。カイラリティに依存する量子数を内包するためには、内部代数はカイラル演算子 $(I \mp \Gamma_5)/2$ を生み出す元 $\Gamma_5 = i\Gamma_0\Gamma_2\Gamma_2\Gamma_3 = -\gamma_5 \otimes \gamma_5 \otimes \gamma_5$ を包含しなければならない。そこで、 C_Γ に元 Γ_5 を付加した部分代数 $A_{\text{in}} = \{\Gamma_5, C_\Gamma, \Gamma_5 C_\Gamma\}$ を構成する。その結果、三連代数の分解は $A_T = A_{\text{ex}} A_{\text{in}}$, $A_{\text{ex}} \cap A_{\text{in}} = \langle \Gamma_5 \rangle$ となる。すなわち『カイラリティは外部属性であり且つ内部属性でもある』と解釈するのである。

内部代数 A_{in} の中で、カイラル演算子は4組の射影演算子に分解される。それに伴って、三連場は4組のスピン $\frac{1}{2}$ の成分場に分解される。我々は、それらのモードを基本フェルミオン族の“繰り返し構造”と解釈する。更に内部代数は、それらの射影演算子と可換な部分代数を含んでおり、その代数は $SU(4)$ 群を生成する。我々は、これを Pati-Salam 流のカラー対称性と見なす。この理論形式で最も興味深いのは『湯川相互作用は三連場の成分モード間の遷移である』との解釈が可能になることである。この理論の応用例として、標準モデルを具体的に再定式化し [1] 質量行列を分析した。

[1] I. S. Sogami, Journal of Physics: Conf. Ser. **284** (2011) 012054

Correlation between flavour violating decay of tau and long-lived slepton in the coannihilation scenario with Seesaw mechanism

益川塾・博士研究員 山中真人
E-mail: yamanaka@cc.kyoto-su.ac.jp

質量縮退により長寿命化したスタウの寿命は、LHC 実験においてスタウが持つフレーバー数非保存相互作用を調べる際に、優れたプローブとなる^{*1} [1]。本研究 [2] の目的は、タウレプトンのフレーバー数非保存反応とスタウの寿命に相関を見出し、双方の検証から模型の判別や確立を可能にすることである。

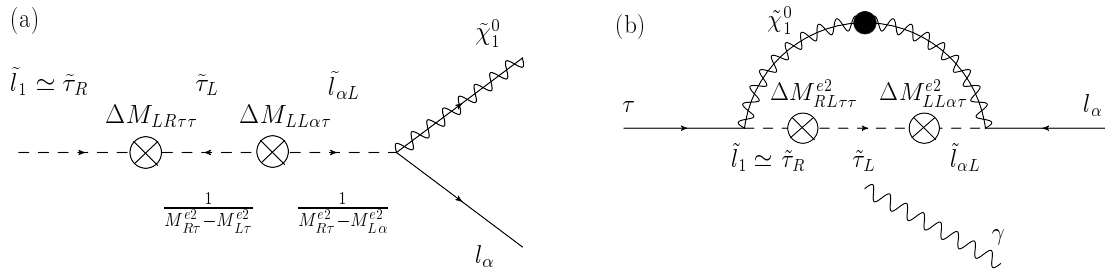


図1 Mass insertion Feynman diagrams. Figure (a) depicts the 2-body decays of the lightest slepton in the presence of δ_{LL}^e . Figure (b) depicts radiative LFV tau decays, $\tau \rightarrow l_\alpha + \gamma$, where $\alpha = e$ or μ , from the neutralino and the slepton loop contribution.

タウレプトンのフレーバー数非保存反応が、スタウのフレーバー数非保存相互作用を起源とするものと考え、それぞれのフレーバー数非保存崩壊率は同一のパラメーターを用いて書き表わされる：

$$\Gamma(\tilde{l}_1 \rightarrow l_\alpha + \tilde{\chi}_1^0) = \frac{g_2^2}{4\pi m_{\tilde{l}_1}} (\delta m)^2 |g_{1\alpha 1}^L|^2, \quad (\alpha = e, \mu), \quad (1)$$

$$\Gamma(\tau \rightarrow l_\alpha + \gamma) \simeq \frac{\pi}{2} \left(\frac{\alpha_{em} g_2}{96\pi^2 \cos \theta_W} \right)^2 \frac{m_\tau^3}{m_{\tilde{l}_1}^2} |g_{1\alpha 1}^L|^2, \quad (2)$$

$$g_{1\alpha 1}^L \simeq \frac{1}{2} \tan \theta_W \frac{\Delta M_{LR\tau\tau}^2}{M_{L\tau}^2 - M_{R\tau}^2} \frac{M_{L\alpha}^e M_{R\tau}^e}{M_{R\tau}^2 - M_{L\alpha}^2} (\delta_{LL}^e)_{\alpha\tau}, \quad (3)$$

$$(\delta_{LL}^e)_{\alpha\beta} = \frac{\Delta M_{LL\alpha\beta}^2}{M_{L\alpha}^e M_{L\beta}^e} \simeq -\frac{(3m_0^2 + A_0^2) (y_\nu^\dagger L y_\nu)_{\alpha\beta}}{8\pi^2 M_{L\alpha}^e M_{L\beta}^e}, \quad L \equiv \log(M_{\text{GUT}}/M_{Ri}). \quad (4)$$

δm はスタウとニュートリノの質量差、 $M_{L(R)}$ (ΔM_{LR}) はスレプトン質量行列の対角成分（非対角成分）を表わす。これらを繋ぎ合わせることで、タウレプトンのフレーバー数非保存を伴う崩壊の分岐比と、スタウの寿命が関係付けられる：

$$\text{Br}(\tau \rightarrow e + \gamma) + \text{Br}(\tau \rightarrow \mu + \gamma) = 2m_\tau^3 \tau_\tau \left(\frac{\alpha_{em}}{96\pi \cos \theta_W} \right)^2 \left(\tau_{\tilde{l}_1} m_{\tilde{l}_1} (\delta m)^2 \right)^{-1}. \quad (5)$$

この結果により、LHC 実験において、スタウの寿命 $\tau_{\tilde{l}_1}$ 、スタウの質量 $m_{\tilde{l}_1}$ 、スタウとニュートリノ質量差 δm を決定すると、タウレプトンのフレーバー数非保存を伴う崩壊の分岐比に上限が課されることになる。さらに、この関係式を確かめることにより、模型の検証・確立が可能になる。

【参考文献】

- [1] S. Kaneko, J. Sato, T. Shimomura, O. Vives and M. Yamanaka, Phys. Rev. D **78** (2008) 116013
[2] S. Kaneko, H. Saito, J. Sato, T. Shimomura, O. Vives and M. Yamanaka, Phys. Rev. D **83** (2011) 115005

^{*1} ニュートラリーノ LSP との質量差がタウレプトンの質量以下となるパラメーター空間において、この長寿命化が実現される。このスタウがフレーバー数非保存相互作用を持つ場合、電子やミュオンへ崩壊が可能になることで、寿命が大きく変化する。

Recent B Physics Results at Tevatron

Hideki Miyake
University of Tsukuba

At the Tevatron a rich B physics program is ongoing. We show recent topics of the search for $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ search, the measurement of polarization in $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$, the dimuon charge asymmetry measurement, the observations of the new B_s^0 decay in $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, and $B_s^0 \rightarrow J/\psi f_0(980)$, the measurement of CP asymmetry in $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, $B \rightarrow Dh$, and $D \rightarrow hh$, the measurement of the heavy charm and bottom baryons in $\Sigma_c^{0,++}$, Λ_c^+ , and $\Sigma_b^{(*)}\pm$, and the observation of the narrow structure in $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ decay.

INTRODUCTION

Currently there are many puzzles or hints to new physics in the heavy flavor physics; the same sign dimuon charge asymmetry, CP violation in B_s^0 mixing, large branching ration of $B \rightarrow \tau\nu$.

These heavy flavor physics programs can enable us to approach the structure of matter and its interactions. One also can access energy scales beyond the energy frontier machines. For the purpose the Tevatron $p\bar{p}$ collider with $\sqrt{s} = 1.96$ TeV provides rich of b hadrons. At the Tevatron b quarks are pair-produced with enormous cross section [1], which is three orders of magnitude higher than at e^+e^- colliders, and generate all sorts of b hadrons. This provides privileged access to SM-suppressed processes such as FCNC transitions and CP violation in B_s^0 mixing. These approaches from flavor sector at Tevatron are complementary to direct searches for BSM processes like Supersymmetry (SUSY) particles, and also B physics at the e^+e^- experiments.

In this paper we focus on studies for some recent Tevatron heavy flavor programs; the search for $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ search, the measurement of polarization in $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$, the dimuon charge asymmetry measurement, the observations of the new B_s^0 decay in $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, and $B_s^0 \rightarrow J/\psi f_0(980)$, the measurement of CP asymmetry in $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$, $B \rightarrow Dh$, and $D \rightarrow hh$, the measurement of the heavy charm and bottom baryons in $\Sigma_c^{0,++}$, Λ_c^+ , and $\Sigma_b^{(*)}\pm$, and the observation of the narrow structure in $B^+ \rightarrow J/\psi\phi K^+$ decay, which are performed by CDF and D0 collaborations.

RARE DECAYS

The search for $B_s^0(B^0) \rightarrow \mu^+ \mu^-$

The $B_s^0(B^0) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decays are dominated by flavor changing neutral current (FCNC) process. The decay rates are further suppressed by the helicity factor, $(m_\mu/m_B)^2$. The B^0 decay is also suppressed with respect to the B_s^0 decay by the ratio of CKM elements, $|V_{td}/V_{ts}|^2$. The SM expectations for these branching fractions are $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3.42 \pm 0.54) \times 10^{-9}$ and $\text{BR}(B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (1.00 \pm 0.14) \times 10^{-10}$ [2]. As many new physics models can enhance the BR significantly, these decays provide sensitive probes for new physics.

CDF [3] selects two oppositely charged muon candidates within a dimuon invariant mass windows of $4.669 < m_{\mu^+\mu^-} < 5.969$ GeV/ c^2 . CDF employs artificial neural network (NN) to select signal events. With 3.7fb^{-1} of data in the absence of signal, CDF extracts 95% (90%) C.L. limits of $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 4.3 \times 10^{-8}$ (3.6×10^{-8}) [3] and $\text{BR}(B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 7.6 \times 10^{-8}$ (6.0×10^{-8}) [3]. D0 [4] performs a similar analysis with employing a Bayesian Neural Network. With 6.1fb^{-1} of data, D0 extracts 95% C.L. limits of $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) < 5.1 \times 10^{-8}$, which is currently the world's best upper limits for B_s^0 process.

Measurement of the $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$ Polarization

The $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$ decays are also dominated by one of FCNC process, $b \rightarrow s\bar{s}s$. The decay amplitude is described in terms of the transversity basis polarizations, i.e. three transversity polarization amplitude of longitudinal $|A_0|^2$, transverse parallel $|A_{\parallel}|^2$, and transverse perpendicular A_{\perp} . Taking into account the V-A nature of interaction and the helicity conservation in QCD, the SM predicts the longitudinal polarization $|A_0|^2$ dominant polarization. While this prediction is experimentally confirmed in the tree-level $b \rightarrow u$ transition and the evidence in $b \rightarrow d$ penguin, the

$b \rightarrow s$ penguin decays such as $B \rightarrow \phi K^*$ show the equal portion of $|A_0|$. This surprising result should be confirmed by other penguin process, especially in the other b hadron.

CDF measures the polarization with helicity basis angular distributions, i.e two helicity angle of two ϕ mesons and the decay angle of each $\phi \rightarrow K^+ K^-$ decay planes. No CP violation induced by B_s^0 mixing is assumed. CDF ?? obtains:

$$\begin{aligned} |A_0|^2 &= 0.348 \pm 0.041(\text{stat}) \pm 0.021(\text{syst}), \\ |A_{\parallel}|^2 &= 0.287 \pm 0.043(\text{stat}) \pm 0.011(\text{syst}), \\ |A_{\perp}|^2 &= 0.365 \pm 0.044(\text{stat}) \pm 0.027(\text{syst}), \\ \cos \delta_{\parallel} &= -0.91_{-0.13}^{+0.15}(\text{stat}) \pm 0.09(\text{syst}). \end{aligned}$$

The longitudinal polarization is not dominant like other B decays and contrary to naive expectation. The first measurement in the B_s^0 sector seems to strengthen the puzzle.

MEASUREMENT OF THE B_s^0 MIXING PHASE

Analogously to the neutral B^0 system, CP violation in B_s^0 system may occur also through interference of decays with and without the B_s^0 - \bar{B}_s^0 mixing. In the SM, the B_s^0 - \bar{B}_s^0 mixing phase ϕ_s^{SM} is predicted to be small as 0.004 [5]. If new physics has different phase ϕ_s^{NP} from the SM, the ϕ_s could be dominated by ϕ_s^{NP} . In this case one can access the phase by studying the time-evolution of $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ decays. The CP violating phase $\beta_s^{J/\psi\phi}$ is defined as the phase between the direct $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ decay amplitude and mixing followed by decay amplitude. The β_s^{SM} is described by CKM matrix elements as $\arg(-V_{ts}V_{tb}^*/V_{cs}V_{cb}^*)$ and predicted to be small, 0.02 [5]. Since ϕ_s^{NP} contributes to both ϕ_s and β_s , large β_s would indicate existence of new physics contribution.

To extract $\Delta\Gamma_s$ and β_s , an unbinned maximum likelihood is performed. The possible dilution due to the $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ polarization is handled by time-dependent angular distribution fit. CDF (D0) updates the flavour tagged analysis with 5.2 (6.1) fb^{-1} of data [6, 7]. CDF selects about 6500 signal events with NN, while D0 selects about 3400 signal events with a cut based selection. Fig. 1 shows the fit result. Both experiments show the consistency with the SM at one standard deviation.

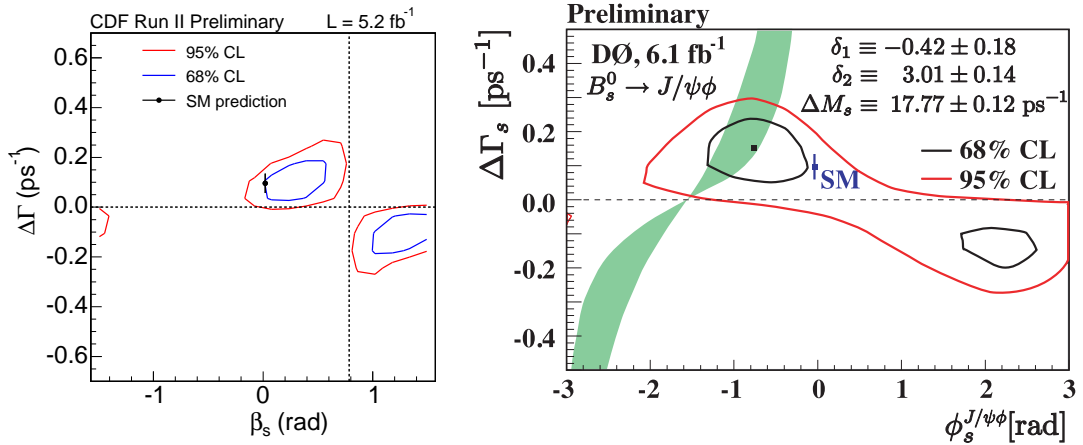


FIG. 1: Two-dimensional profile likelihood as confidence contours of $\beta_s^{J/\psi\phi}$ ($\phi_s^{J/\psi\phi}$) and $\Delta\Gamma_s$ for CDF (D0). Also shown is the 68% contour from the D0 dimuon charge asymmetry.

DIMUON CHARGE ASYMMETRY

As already mentioned at the Tevatron b quarks are pair-produced. In like-sign dimuon events, one muon can arise from direct b semileptonic decay and the other from B - \bar{B} oscillation followed by b semileptonic decay. Some theory model beyond the standard model expects the enhance in the B mixing through the box diagram.

D0 [8, 9] measures the like-sign dimuon event with 6.1fb^{-1} of data. D0 defines the like-sign dimuon charge asymmetry A_{sl}^b :

$$A_{\text{sl}}^b \equiv \frac{N_b^{++} - N_b^{--}}{N_b^{++} + N_b^{--}},$$

where N_b^{++} (N_b^{--}) represent the number of events containing two b -quark hadrons decaying semileptonically into two same positive (negative) muons. Assuming CPT invariance, one can find $A_{\text{sl}}^b = \beta_d a_{\text{sl}}^d + \beta_s a_{\text{sl}}^s$, with $a_{\text{sl}}^q = \frac{\Delta\Gamma_q}{\Delta M_q} \tan \phi_q$, where ϕ_q is the CP violating phase, and the mass difference ΔM_q and the lifetime difference $\Delta\Gamma_q$ of the B_q meson. The asymmetry a_{sl}^b can be obtain from:

$$a_{\text{sl}}^b \equiv \frac{\Gamma(\bar{B} \rightarrow B \rightarrow \mu^+ X) - \Gamma(B \rightarrow \bar{B} \rightarrow \mu^- X)}{\Gamma(\bar{B} \rightarrow B \rightarrow \mu^+ X) + \Gamma(B \rightarrow \bar{B} \rightarrow \mu^- X)}.$$

D0 collects the inclusive muon and like-sign dimuon samples. Major backgrounds come from the asymmetric backgrounds from kaon faking muon and the asymmetric μ^+ and μ^- acceptance. The former is solved by the collect fake rates measured by the massive sample of $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ and $\phi \rightarrow K^+ K^-$ and the latter is solved by the swapping polarity of the solenoid.

Finally D0 obtains $A_{\text{sl}}^b = -0.00957 \pm 0.00251(\text{stat}) + 0.00146(\text{syst})$. It differs by 3.2 standard deviations from the SM prediction. Fig. 2 shows the comparison of the measurement with the SM prediction.

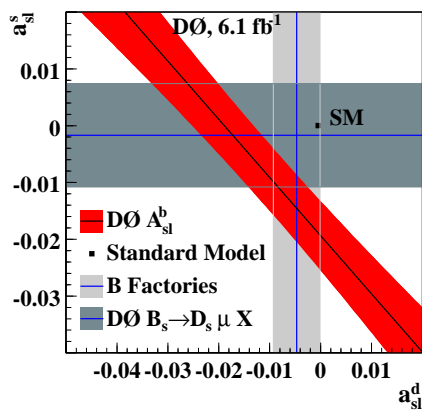


FIG. 2: Comparison of A_{sl}^b in data with the SM prediction for a_{sl}^d and a_{sl}^s . Also shown constraints from the other measurements.

OBSERVATION OF NEW B_s^0 DECAY CHANNELS

To study CP violation in B_s^0 mixing, one needs to increase the sensitivity since the expected asymmetry is small. One effective method is to increase the channel which is sensitive to the B_s^0 mixing phase. The decay $B_s^0 \rightarrow J/\psi f_0(980)$ is one of them. Since $f_0(980)$ is a scalar meson, one does not need to perform an angular analysis to extract the CP phase. It also provides the chance to measure pure lifetime of the heavier B_s^0 mass eigenstate. Following LHCb and Belle, CDF also measured the decay with 571 ± 37 signals, which is the largest samples of the world. CDF also measured the relative branching fractions to $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ to be $0.292 \pm 0.020 \pm 0.017$.

The decay $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0(K^{*0})$ is analogous decay channels, however it is Cabibbo suppressed. CDF [10] searches for such suppressed decay from the small shoulder peak in the large sample of $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0(K^{*0})$. With the binned log-likelihood fit, CDF finds $64 \pm 14 B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ and $151 \pm 25 B_s^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ peak. The significance is 7.2σ and 8σ . Both are the first observation. CDF determines the branching fraction

$$\text{BR}(B_s^0 \rightarrow J/\psi K^0) = [3.53 \pm 0.61(\text{stat}) \pm 0.35(\text{syst}) \pm 0.43(\text{frag}) \pm 0.13(\text{PDG})] \times 10^{-5},$$

and

$$\text{BR}(B_s^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}) = [8.3 \pm 1.2(\text{stat}) \pm 3.3(\text{syst}) \pm 1.0(\text{frag}) \pm 0.4(\text{PDG})] \times 10^{-5}.$$

MEASUREMENT OF CKM ANGLE γ

The branching fractions and CP asymmetries of $B^- \rightarrow D^0 K^-$ provides theoretically clean way of measuring the CKM angle γ . Among several methods to measure γ , ADS [11] method is suitable for hadron collider. In ADS method, one collects D^0 decays in a doubly Cabibbo-suppressed (DCS) channel, $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$, and measures ADS parameters:

$$R_{ADS} = \frac{\mathcal{B}(B^- \rightarrow [K^+ \pi^-]_{D^0} K^-) + \mathcal{B}(B^+ \rightarrow [K^- \pi^+]_{D^0} K^+)}{\mathcal{B}(B^- \rightarrow [K^- \pi^+]_{D^0} K^-) + \mathcal{B}(B^+ \rightarrow [K^+ \pi^-]_{D^0} K^+)},$$

$$A_{ADS} = \frac{\mathcal{B}(B^- \rightarrow [K^+ \pi^-]_{D^0} K^-) - \mathcal{B}(B^+ \rightarrow [K^- \pi^+]_{D^0} K^+)}{\mathcal{B}(B^- \rightarrow [K^+ \pi^-]_{D^0} K^-) + \mathcal{B}(B^+ \rightarrow [K^- \pi^+]_{D^0} K^+)}.$$

Same measurement can be performed by $B \rightarrow D\pi$ decay. Expected size of the maximum asymmetry is 90% (30%) for $B \rightarrow DK$ ($B \rightarrow D\pi$).

CDF [12] measures the ADS parameters using a sample of approximately 5fb^{-1} . CDF obtains charm decays from the track trigger that requires large impact parameter to select B meson decay daughters. Further selections based on B , D kinematics are applied to choose signal events from huge combinatorial background. The signal yields are extracted from the B invariant mass with taking into account dE/dx . Obtained ADS parameters are corrected by the charge dependence of the kaon detection efficiency.

$$R_{ADS}(K) = [22.5 \pm 8.4(\text{stat}) \pm 7.9(\text{syst})] \times 10^{-3},$$

$$A_{ADS}(K) = 0.22 \pm 0.18(\text{stat}) \pm 0.06(\text{syst}), \quad (1)$$

$$R_{ADS}(\pi) = [4.1 \pm 0.8(\text{stat}) \pm 0.4(\text{syst})] \times 10^{-3},$$

$$A_{ADS}(\pi) = -0.63 \pm 0.40(\text{stat}) \pm 0.23(\text{syst}). \quad (2)$$

This is the first measurement at a hadron collider and the results are in agreement and competitive with other experiments.

MEASUREMENT OF CP ASYMMETRY IN $D \rightarrow hh$

The measurement of CP violation in charm meson decay is complementary to the down-type quarks system, K and B . It provides an unique test to discriminate up-type quark sensitive new physics. Since the expected SM asymmetry is small as a few times 0.1%, large asymmetry indicates the existence of the new physics.

Cabibbo suppressed charm meson decay $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ and $D^0 \rightarrow K^+ K^-$ are theoretically clean and the contribution from the penguin diagram is negligible. CDF [13] analyzes the both channels with approximately 5.9fb^{-1} of data and measured the time-integrated CP asymmetry:

$$A_{CP}(h^+ h^-) \equiv \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow h^+ h^-) - \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow h^+ h^-)}{\Gamma(D^0 \rightarrow h^+ h^-) + \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow h^+ h^-)} \sim a_{CP}^{\text{dir}} + \frac{\langle t \rangle}{\tau} a_{CP}^{\text{ind}},$$

where a_{CP}^{dir} (a_{CP}^{ind}) is direct (indirect) CP asymmetry, and $\langle t \rangle$ is the mean proper decay time of D^0 meson, in units of D^0 lifetime τ .

CDF collects the charm meson signals from charged D^* meson decays to tag the D^0 meson flavor and also collects untagged $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ meson decays to correct all detector effects, thus suppressing systematic uncertainties to below the statistical ones. In CDF $\langle t \rangle = 2.40(2.65) \pm 0.03$ for $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ($D^0 \rightarrow K^+ K^-$) decay, while $\langle t \rangle \sim \tau$ in B-factory.

Assuming negligible direct CP violation in both decay modes, the observed asymmetry is only due to mixing:

$$a_{CP}^{\text{ind}}(D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = [+0.09 \pm 0.10(\text{stat}) \pm 0.05(\text{syst})]\%,$$

$$a_{CP}^{\text{ind}}(D^0 \rightarrow K^+ K^-) = [-0.09 \pm 0.08(\text{stat}) \pm 0.04(\text{syst})]\%.$$

Both are most sensitive measurement so far and show no evidence of CP violation.

SPECTROSCOPY

Measurement of Heavy Charm and Bottom Baryons

The heavy baryon decay provides good test for the heavy quark symmetry, since these systems have relatively narrow width of the resonances. A hadron collider provides rich heavy baryon mass spectrum. CDF and D0 observed many heavy baryons so far.

In 5.2fb^{-1} luminosity of data, CDF [14] measures the excited charm baryons $\Lambda_c(2595)$, $\Lambda_c(2625)$, $\Sigma_c(2455)$, and $\Sigma_c(2520)$, which are reconstructed from $\Lambda_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$ and $\Sigma_c^{0,++} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$. The event is selected from the track trigger that requires large impact parameter to select heavy baryon decay daughters. The Λ_c is reconstructed in the $pK^-\pi^+$ decay. Event selection is evaluated by kinematics of intermediate state with artificial neural network. The number of event is fitted by binned maximum log likelihood on the mass differences $m(\Lambda_c^+ \pi^-) - m(\Lambda_c^+)$, $m(\Lambda_c^+ \pi^+) - m(\Lambda_c^+)$, and $m(\Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-) - m(\Lambda_c^+)$. Table shows the fit results. These are the most accurate Λ_c^* properly measurements.

mode	$m - m(\Lambda_c^+)(\text{MeV}/c^2)$	$\Gamma (\text{MeV}/c^2)$
$\Sigma_c(2455)^0$	$167.28 \pm 0.03(\text{stat}) \pm 0.12(\text{syst})$	$1.65 \pm 0.11(\text{stat}) \pm 0.49(\text{syst})$
$\Sigma_c(2455)^{++}$	$167.44 \pm 0.04(\text{stat}) \pm 0.12(\text{syst})$	$2.34 \pm 0.13(\text{stat}) \pm 0.45(\text{syst})$
$\Sigma_c(2520)^0$	$232.88 \pm 0.43(\text{stat}) \pm 0.16(\text{syst})$	$12.51 \pm 1.82(\text{stat}) \pm 1.37(\text{syst})$
$\Sigma_c(2520)^{++}$	$230.73 \pm 0.56(\text{stat}) \pm 0.16(\text{syst})$	$15.03 \pm 2.12(\text{stat}) \pm 1.36(\text{syst})$
$\Lambda_c(2595)^+$	$305.79 \pm 0.14(\text{stat}) \pm 0.20(\text{syst})$	$2.59 \pm 0.30(\text{stat}) \pm 0.47(\text{syst})$
$\Lambda_c(2625)^+$	$341.65 \pm 0.04(\text{stat}) \pm 0.12(\text{syst})$	$< 0.97(90\%CL)$

TABLE I: Summary of observed charm baryons.

CDF [15] also reconstructs the heavy b baryon $\Sigma_b^{(*)\pm}$ followed by $\Lambda_b^0 \pi^\pm$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$, $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^-\pi^+$ using 6.0fb^{-1} of data. Table shows the fit results.

mode	$m(\Lambda_b^0 \pi^\pm) - m(\Lambda_b^0) - m(\pi^\pm)(\text{MeV}/c^2)$	$\Gamma (\text{MeV}/c^2)$
Σ_b^+	$52.0_{-0.8}^{+0.9}(\text{stat})_{-0.4}^{+0.09}(\text{syst})$	$9.2_{-2.9}^{+3.8}(\text{stat})_{-1.1}^{+1.0}(\text{syst})$
Σ_b^-	$55.2_{-0.5}^{+0.6}(\text{stat})_{-0.4}^{+0.07}(\text{syst})$	$4.3_{-2.1}^{+3.1}(\text{stat})_{-1.1}^{+1.0}(\text{syst})$
Σ_b^{*+}	$72.7 \pm 0.7(\text{stat})_{-0.6}^{+0.12}(\text{syst})$	$10.4_{-2.2}^{+2.7}(\text{stat})_{-1.2}^{+0.8}(\text{syst})$
Σ_b^{*-}	$75.7 \pm 0.6(\text{stat})_{-0.6}^{+0.08}(\text{syst})$	$6.4_{-1.8}^{+2.2}(\text{stat})_{-1.1}^{+0.7}(\text{syst})$

TABLE II: Summary of observed bottom baryons.

Observation of $Y(4140)$

There are some interpretations about recently observed charmonium-like exotic mesons beyond $q\bar{q}$, hybrid ($q\bar{q}g$), or four-quark states ($q\bar{q}q\bar{q}$). Recently CDF reported the evidence of a narrow structure near the $\psi\phi$ threshold named as $Y(4140)$ in $B^+ \rightarrow \psi\phi K^+$ decays [16]. CDF [17] measures the decay by increased the sensitivity with the luminosity of approximately 6.0fb^{-1} . The signal candidates are selected from the dimuon trigger events. The signal is fitted from the mass difference distribution between $\mu^+ \mu^- K^+ K^-$ and $\mu^+ \mu^-$, in the B^+ mass signal region of 115 ± 12 events. CDF obtains the peak at $4143.4_{-3.0}^{+2.9}(\text{stat}) \pm 0.6(\text{syst}) \text{ MeV}/c^2$ and the width is $15.3_{-6.1}^{+10.4}(\text{syst}) \pm 2.5(\text{syst})$ with a significance greater than 5σ . Fig. 3 shows the signal peak in the B^+ mass. CDF also finds a hint of a possible second structure with a mass of $4274.4_{-6.7}^{+8.4}(\text{stat}) \text{ MeV}/c^2$ and the width is $32.3_{-15.3}^{+21.9}(\text{syst})$ with a significance of 3.1σ .

CONCLUSION

At the Tevatron a rich B physics program is ongoing. D0 updates the upper limit of $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$. CDF measures the polarization in $B_s^0 \rightarrow \phi\phi$ and revealed that the longitudinal polarization is not dominated. Both CDF and D0 updates the measurement of the B_s^0 mixing phase and significantly reduces the uncertainties. Now

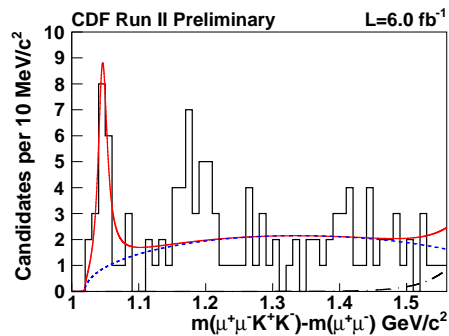


FIG. 3: The mass difference ΔM , between $\mu^+\mu^-K^+K^-$ and $\mu^+\mu^-$, in the B^+ mass.

both measurements are consistent with the SM within one standard deviation. D0 measures the dimuon charge asymmetry and reports 3.2 standard deviation discrepancy from the SM. CDF observed new B_s^0 decay channels in $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, and $B_s^0 \rightarrow J/\psi f_0(980)$. The former two decays are the first observations of the decay. CDF reconstructs $B^- \rightarrow D^0 K^-$ and $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$ and measures ADS parameters which are sensitive to CKM angle γ at first in hadron collider. CDF measures CP violation in $D \rightarrow hh$ channels. This is the most accurate measurement and the consistent with null asymmetry. CDF also measures the heavy charm and bottom baryons in $\Sigma_c^{0,++}$, Λ_c^+ , and $\Sigma_b^{(*)}\pm$ decays. CDF observes the narrow structure in $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K^+$ decay. CDF also finds a hint of possible second structure with significance of 3.1σ .

The Tevatron is performing well with planed running until September 2011 will provide further fruitful results.

-
- [1] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. **D79**, 092003 (2009), arXiv:0903.2403.
 - [2] A. J. Buras, Phys. Lett. **B566**, 115 (2003), arXiv:hep-ph/0303060.
 - [3] CDF Collaboration, Public Note 8042.
 - [4] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Lett. **B693**, 539 (2010), arXiv:1006.3469.
 - [5] A. Lenz and U. Nierste, JHEP **06**, 072 (2007), arXiv:hep-ph/0612167.
 - [6] CDF Collaboration, Public Note 10206.
 - [7] D0 Collaboration, D0 Conference Note 6098.
 - [8] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **105**, 081801 (2010), arXiv:1007.0395.
 - [9] V. M. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. **D82**, 032001 (2010), arXiv:1005.2757.
 - [10] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. **D83**, 052012 (2011), arXiv:1102.1961.
 - [11] D. Atwood, I. Dunietz, and A. Soni, Phys. Rev. Lett. **78**, 3257 (1997), arXiv:hep-ph/9612433.
 - [12] CDF Collaboration, Public Note 10309.
 - [13] CDF Collaboration, Public Note 10296.
 - [14] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), (2011), arXiv:1105.5995.
 - [15] CDF Collaboration, Public Note 10286.
 - [16] T. Aaltonen *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **102**, 242002 (2009), arXiv:0903.2229.
 - [17] CDF Collaboration, Public Note 10244.

MEG 実験の現状と展望

大谷航

東京大学素粒子物理国際研究センター

1 始めに

レプトンフレーバーを破る稀崩壊現象 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ は、標準理論では禁止されている一方で超対称大統一理論やシーソー理論など標準理論を超える新しい物理においては過去の実験で得られた分岐比上限値に迫る大きな確率で起こることが予想されており、新しい物理を検証する有力な手段の一つとして大いに注目されている。MEG 実験は、 $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 崩壊現象をこれまでにない高い分岐比感度で探索するために 1999 年日本人研究者が中心となってスイス・ポールシェラー研究所 (PSI) に提案、承認された実験であり、優れた性能を持つ独創的な検出器を考案・建設し、2008 年 9 月より本格的な探索データ取得を開始している [2]。ここでは 2009 年に取得したデータを元にした $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ 探索解析の暫定結果を中心に MEG 実験の現状と今後の見通しについて述べる。

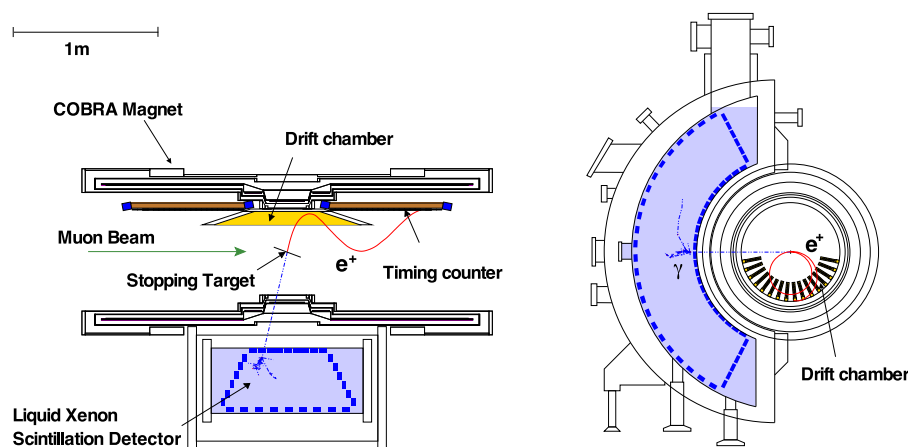


図 1: MEG 実験検出器概観

2 MEG 実験

PSI 有する 590 MeV 陽子サイクロトロン加速器は陽子電流 2.2mA、最高出力 1.3 MW を誇り、MEG 実験が行われている $\pi E5$ ビームラインでは毎秒 10^8 個以上という世界最大強度の直流正電荷ミュオンビー

ムが得られる。図1にMEG実験検出器の概要を示す。ミュオンビームは検出器の中心に置かれた薄いポリエチレン・ポリスチレンターゲットで停止する。停止ミュオンが $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊した場合、陽電子とガンマ線がともに52.8 MeVのエネルギーを持って反対方向に放出されることになる。一方 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊事象探索の主要な背景事象は、通常のミュオン崩壊(ミシェル崩壊)からくる陽電子とミュオン輻射崩壊などからくるガンマ線の偶発的重なり事象であり、この大量の背景事象から効率良く $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊事象を探し出すために、高精度にガンマ線と陽電子のエネルギー、時間、位置(角度)を測定する検出器が必要となる。

MEG実験では、ガンマ線の検出は900ℓの液体キセノンを用いた世界最大の液体キセノンシンチレーション検出器で行われる。発光光量が多い、発光時定数が短いなど液体キセノンの優れた性質を活かして信号ガンマ線に対して優れた測定分解能を実現している。一方陽電子スペクトロメータは特殊な勾配磁場を発生する超伝導マグネット中に置かれた飛跡測定用低物質ドリフトチェンバー、時間測定用高速シンチレーションカウンター(タイミングカウンター)から構成される。勾配磁場はミシェル崩壊から来る大量の低運動量陽電子を速やかにスペクトロメータから掃き出し、ドリフトチェンバーの計数率を可能な限り低く抑えるように設計されている。

3 Run2009における $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 探索解析

本格的な物理データを取得した最初の年である2008年は、陽電子スペクトロメータのドリフトチェンバーの放電問題などにより、取得した物理データはその質、統計量ともに十分ではなかったが、既にMEGA実験で得られた分歧比上限値 1.2×10^{-11} [1]と同程度の実験感度を達成していることがわかった[3]。このドリフトチェンバー放電問題は2008年探索実験終了後原因が判明し解決済みである。さらに液体キセノン検出器で使用するキセノンの徹底的な純化を行うことで光量をおよそ45%改善することに成功した。翌2009年は11月から12月の計43日間にわたり毎秒 2.9×10^7 のミュオン停止頻度で実験を行い、総停止ミュオン数 6.5×10^{13} に相当する物理データを取得した。ここでは2009年に取得したデータを用いた $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索解析の暫定結果について述べる。

MEG実験における $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索解析では、取得したデータサンプル中の $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊数を最尤度解析によって見積もっている。尤度関数は $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊事象(S)、ミュオン輻射崩壊事象(R)、偶発的重なり背景事象(B)の3つの事象タイプに対する確率密度関数(PDF)を使って以下のように定義される。

$$\mathcal{L}(N_{sig}, N_{RMD}, N_{BG}) = \frac{N^{N_{obs}} \exp^{-N}}{N_{obs}!} \prod_{i=1}^{N_{obs}} \left[\frac{N_{sig}}{N} S + \frac{N_{RMD}}{N} R + \frac{N_{BG}}{N} B \right],$$

ここで(N_{sig} , N_{RMD} , N_{BG})は各事象タイプの事象数をあらわすフィットパラメータ、 N_{obs} は解析領域で観測された総事象数、また $N = N_{sig} + N_{RMD} + N_{BG}$ である。各事象タイプのPDFは5つの観測量($E_\gamma, E_e, t_{e\gamma}, \theta_{e\gamma}, \phi_{e\gamma}$)の関数であり、そのほとんどが検出器較正データから導出した信号に対する応答関数、サイドバンド領域で測定された背景事象スペクトルなどの測定データを利用して求められる。

解析におけるバイアスを避けるため、最終解析を行う前の解析パラメータの最適化や背景事象の評価は信号領域の事象を隠して行ういわゆるブラインド解析の手法が採用された。ブラインドはガンマ線と陽電

子の時間差 $t_{e\gamma}$ とガンマ線エネルギー E_γ の信号領域について行われた。 $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊探索の主要な背景事象が偶発的重なり事象であるため、この信号領域を隠したままでもサイドバンド領域のデータを用いて背景事象の評価や解析パラメータの最適化を行うことができるのである。ガンマ線と陽電子の時間差がずれている $t_{e\gamma}$ -サイドバンドのデータを用いて信号領域での偶発的重なり背景事象の見積もりや PDF 導出のための背景事象スペクトルを測定することが可能であり、また、信号より E_γ が小さい E_γ -サイドバンドでは $t_{e\gamma}$ 分布にピークを作る輻射ミュオン崩壊 ($\mu^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\mu\gamma$) を利用して、 $t_{e\gamma}$ 測定分解能の評価や信号領域における輻射ミュオン崩壊事象数を見積もることができる。

また、信号領域での最終解析に先立ち探索実験の感度を以下の方法で見積もった。サイドバンドデータから見積もった信号領域での背景事象数および輻射ミュオン崩壊事象数を仮定し、さらに $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 崩壊事象数をゼロと仮定した上で、PDF に基づきトイモンテカルロシミュレーションによる実験を繰り返す。これらの擬実験で得られた崩壊分岐比上限値の平均を実験の感度と定義する。この方法で得られた実験の分岐比感度は 6.1×10^{-12} (90% C.L.) であり、2009 年のデータは過去の実験で得られた崩壊分岐比上限値 1.2×10^{-11} [1] のおよそ二倍の実験感度を達成していることがわかった。ただし、この感度は暫定値であり、現在進めている再解析で変わる可能性がある。

最終的にはブラインドボックスを開けて最尤度解析を行い $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 信号数の見積もりを行った。今回の解析に用いた解析領域は、 $48 < E_\gamma < 58$ MeV, $50 < E_e < 56$ MeV, $|t_{e\gamma}| < 0.7$ ns, $|\theta_{e\gamma}| < 50$ mrad, $|\phi_{e\gamma}| < 50$ mrad である。

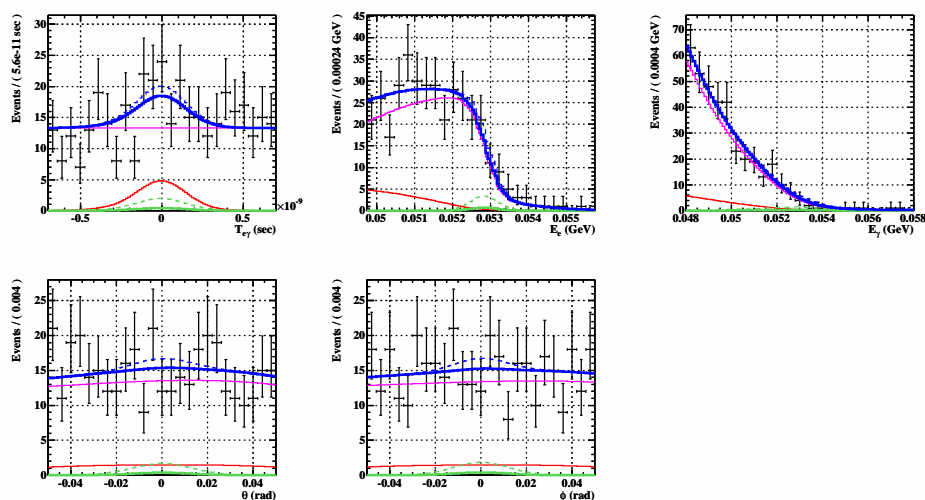


図 2: 最尤度解析におけるフィット結果の各変数への射影。実線は上から順番に総和、偶発的背景事象、輻射崩壊事象、信号事象のベストフィット。点線は信号数のみ 90% C.L. 上限値を仮定したもの。

図 2 はデータに最もよくフィットする尤度関数の各変数への射影である。解析領域内の信号数のベストフィットは $N_{sig} = 3.0$ であり、トイモンテカルロシミュレーションを用いた Feldman-Cousins の手法により信号数の 90% 信頼区間を見積もると信号数上限値として $N_{sig} < 14.5$ (90% C.L.) を得た。この上限値には系統誤差の影響も考慮されている。主な系統誤差の要因は、陽電子の角度と運動量の相関に関する不定

性、 E_γ スケールの不定性などである。 N_{sig} のベストフィットはゼロでは無かったが $N_{sig} = 0$ は 90% 信頼区間内にあるため、背景事象の統計的揺らぎによるものと考えて矛盾はない。

図 3 は信号領域周辺で観測された $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 候補事象の分布であり、信号領域に数個の事象が見られるが、これは最尤度解析のフィット結果とつじつまがあうものである。また、図 4 は観測された候補事象の内、尤度関数により計算される信号らしさが最も高い事象である。この事象をはじめとして信号らしさの高いすべての事象について入念なチェックが行われたが、データ取得時の検出器の状態などを含め問題のある事象は見当たらなかった。なお、ミュオン輻射崩壊の事象数 N_{RMD} のベストフィットは $N_{RMD} = 35^{+24}_{-22}$ であり、 E_γ -サイドバンドデータで観測された輻射事象をもとに見積もった信号領域での期待事象数 32 ± 2 と一致している。

また探索実験中に同時にカウントしていたミシェル崩壊陽電子数に正規化することで信号数の上限値から崩壊分岐比の上限値を求めた。この方法では、ミュオン停止頻度や陽電子の測定効率などの見積もりによらず分岐比を求めることができるという利点がある。得られた崩壊分岐比上限値は、 1.5×10^{-11} (90% C.L.) であった。ただし、この分岐比上限値も暫定値であり、現在進めている再解析で変わる可能性がある。

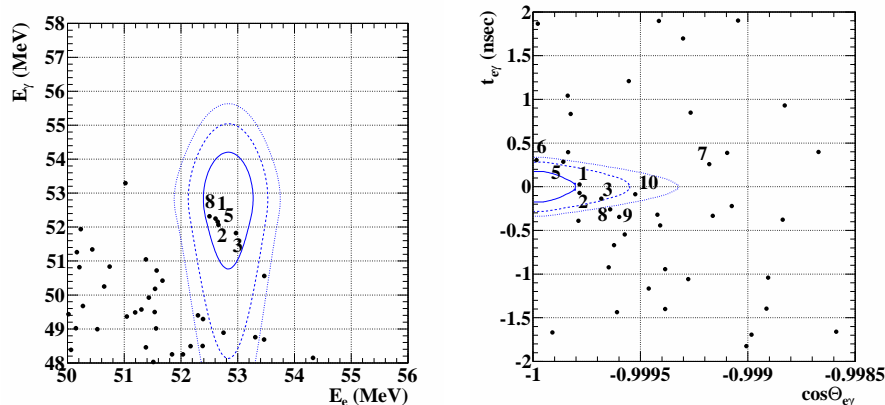


図 3: 信号領域付近の事象分布。信号の PDF の等高線 (内側から順に 1, 1.64, 2σ) も書かれている。信号領域にある事象に振ってある番号は尤度関数により計算された信号らしさの順位。

4 まとめと今後の展望

2009 年に取得したデータの $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 事象探索解析により、MEG 実験の探索感度は過去の実験で得られた崩壊分岐比上限値を越える前人未踏の領域に突入したことがわかった。実際に得られた分岐比上限値は 1.5×10^{-11} (90% C.L. ただし暫定値) であり、自身の探索感度より若干高くこれまでの分岐比上限値とほぼ同じレベルにとどまったものの、この差異は背景事象の統計的な揺らぎによるものと考えて矛盾はない。この run2009 の暫定結果発表後、解析アルゴリズムに改良が加えられ、液体キセノン検出器と陽電子スペクトロメータの相対位置、スペクトロメータの磁場分布の不定性などといった主要な系統誤差のいく

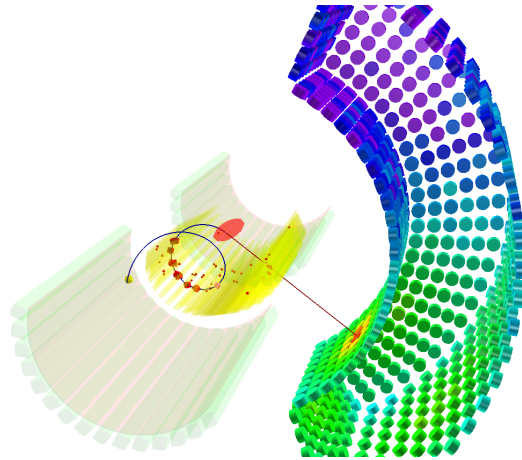


図 4: $\mu \rightarrow e\gamma$ 崩壊候補事象。2009 年に取得した事象中最も信号らしさが高い事象。

つかを低減することが出来たため、現在再解析を行っている。特に陽電子の測定分解能に大きな改善がみられ、探索感度の向上が期待される。

2010 年はドリフトチェンバーモジュール交換作業の遅れや PSI 加速器の不調などにより若干実験開始が遅れたものの非常に安定な物理データ収集が行われた。残念ながら 2010 年 11 月初めに MEG 実験ビームラインの超伝導マグネットの一つが故障してしまいデータ収集を中途終了せざるを得なかった。しかしながら最終的には 2009 年に比べおよそ 2 倍の統計量の物理データを収集することに成功し、現在 2009 年と 2010 年のデータを合わせて $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ 探索解析を行っており、2011 年夏頃の発表を予定している。

今年 (2011 年) はデータ統計量の大幅な増加を目指し、初の年間を通じた長期ランを計画しており、鋭意実験準備を進めている。今後さらなる検出器性能の改善を行いつつ、2,3 年で目標の分岐比探索感度 10^{-13} に到達することを目指している。

謝辞

本研究の一部は科研費 (課題番号 22000004) の助成を受けたものである。

参考文献

- [1] M. L. Brooks *et al.* [MEGA Collaboration], Phys. Rev. Lett. **83**, (1999) 1521.
- [2] A. Baldini, T. Mori *et al.*, “The MEG experiment: search for the $\mu \rightarrow e\gamma$ decay at PSI”, available at <http://meg.psi.ch/docs>
- [3] J. Adam *et al.* [MEG collaboration], Nucl. Phys. B **834** (2010) 1.

原子炉 θ_{13} 実験 DoubleChooz の状況

すえかね ふみひこ

末包 文彦

(Double Chooz 日本グループ)

東北大学ニュートリノ科学研究センター

suekane@awa.tohoku.ac.jp

<http://www.awa.tohoku.ac.jp/~suekane/>

I, ニュートリノ振動実験の課題.

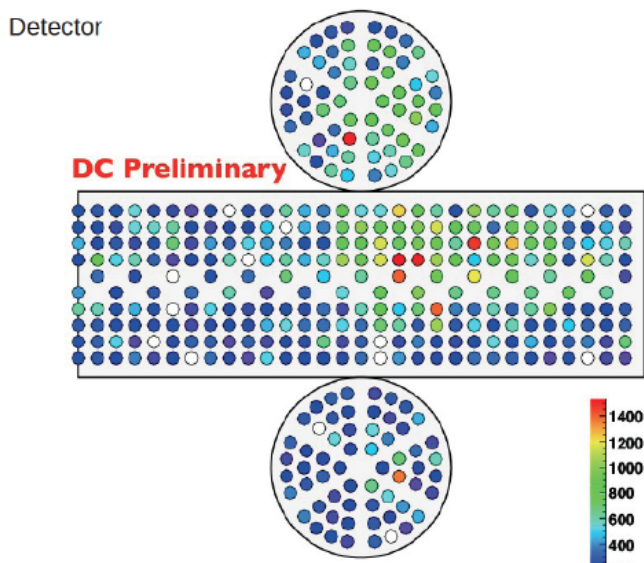
ニュートリノ振動の存在は, これまでの数々の実験により確かめられた. 6個のニュートリノ振動パラメータのうち Δm_{12}^2 , $|\Delta m_{23}^2|$, $\sin^2 2\theta_{12}$, $\sin^2 2\theta_{23}$ は, すでに有限値が測定され, $\sin^2 2\theta_{13}$ は, 上限値 0.15 が得られている. ニュートリノ振動実験に於いて残る大きな課題は, $\sin^2 2\theta_{13}$ の有限値の測定, 質量階層性 (Δm_{23}^2 の符号) の決定, そして CP 非対称パラメータ δ の測定である. この3つの課題へのアプローチ方法は独立ではない. CP 非保存測定や質量階層性決定は $\sin^2 2\theta_{13}$ に依存し, それが小さければ難しくなる. したがって, この2つの測定の前に $\sin^2 2\theta_{13}$ の大きさを確認しておくことが不可欠となる.

現在 $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定を目指して加速器を利用した T2K 実験が日本で始まり, 原子炉を利用した Double Chooz (仏), Dayabay (中), RENO (韓) の3実験が始まりつつある. 加速器を利用した実験は, 1GeV 程度ニュートリノが数百 km 飛行する間の $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ のアピラランスを測定するが, これは $\sin^2 2\theta_{13}$ だけでなく, CPV- δ や θ_{23} 縮退, 質量階層性などさまざまな効果が入った測定となる. 一方原子炉実験は数 MeV のニュートリノが 1km 程度飛行する間の $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ の欠損を測定する. これは同じフレーバへの振動なので δ にはよらず, またニュートリノエネルギーが低く基線が短いので物質効果も無視でき, 純粋な $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定となる. このように原子炉実験と加速器実験は別の量を測定していることになり, それらを組み合わせることにより, それぞれ単独ではできない知見を得ることができる. 我々はこのような原子炉実験と加速器実験の相補性を[1]で指摘し, 2003年より, 世界最大の出力を持つ柏崎刈羽原子力発電所で $\sin^2 2\theta_{13}$ を測定する実験(KASKA 実験)を計画したが残念ながら実現には至らず, 2007年にフランスの Double Chooz 実験(以下 DChooz と書く[2])に合流した.

II, Double Chooz 実験の現状.

DChooz 実験は, フランスの北東端のベルギーとの国境にある, フランス国営電力会社(EdF)の Chooz 原子力発電所敷地内で行う. 総熱出力 8.5GW の 2 基の原子炉から 1,050m (Far 検出器)と 400m(Near 検出器)の距離にある地下実験室に同一構造のニュートリノ検出器を設置し, Far 検出器で測定した原子炉ニュートリノスペクトルを Near 検出器で測定した, 振動前の原子炉ニュートリノスペクトルと比較することにより, ニュートリノ振動による原子炉ニュートリノ欠損を測定する. 2つの検出器のデータを比較することにより, 原子炉から発生するニュートリノスペクトル計算の不定性と, 検出器の検出効率の不定性をそれぞれ相殺し, 系統誤差の小さいニュートリノ欠損の測定が可能となる. $\sin^2 2\theta_{13}$ に対する到達感度は 0.03 と, 現在の上限値の約 5 倍の精度で測定を行うことができる. 実験的にはまず Far 検出器を建設し, 検出器 1 台で感度 0.06 の測定を行い, その後 Near 検出器のデータを完成させ感度を 0.03 まで改善する.

DChooz グループは, フランス, ドイツ, スペイン, アメリカ, ブラジル, 日本からなる 150 名程度の国際共同実験で, 日本グループは其中で, 東北大, 東工大, 首都大学東京, 新潟大, 神戸大, 東北学院大, 広島工大から 20 名程度が参加している. 日本グループは, 2008 年より科研費特別推進研究が採択され, DChooz 検出器の心臓部である光電子増倍管システム, データ収集・モニターシステム, LED キャリブレーション, コミッショニング, 解析クラスターの 1 つなどを担当している.



実データのイベントディスプレイ (東工大担当)

DChooz 検出器の建設は 2008 年, Far 検出器の地下実験室へ消磁した鉄の γ 線シールドを設置することから始まった. 2009 年春には我々の光電子増倍管を設置し, その後, 液体シンチレーター保持用のアクリルタンクの設置, 液体シンチレーターの導入, 電子回路の設置, データ収集システム構築などを行い, 2010 年 12 月に Far 検出器の主要部分の建設は完了した. 2010 年 12 月 23 日にヨーロッパでプレスリリース[3]を発表した. その後, コミッショニングを行い物理データの収集を行っている. 現在は Near 検出器の建設準備をしつつニュートリノ解析に力を入れている. 統計的には 2 ヶ月の live time で, 現在の $\sin^2 2\theta_{13}$ の上限値を出している Chooz 実験のニュートリノイベント数を凌駕するため, 夏までのデータを用い秋頃には精度を上げた $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定結果を出したいと思っている.

III, そして将来.

今後数年で $\sin^2 2\theta_{13}$ 実験の結果が出そうことになる. もし $\sin^2 2\theta_{13}$ の大きさがある程度大きいならば, 現在検討されている加速器実験による CPV- δ 測定の将来計画の現実味が増すことになる. 一方原子炉ニュートリノ実験では, 質量階層性の決定を物質効果を使わずに決定できる可能性が生じて来る. もし $\sin^2 2\theta_{13}$ が非常に小さい場合, 将来計画を検討しなおさなければならない可能性が生じる. いずれにしても今後の研究は, 加速器実験と原子炉実験の特徴を生かしながら組み合わせ, 効率の良い計画をたてるべきである[4]. このような議論に理論研究者の参加を期待しています.

謝辞

DoubleChooz 日本グループは, 科研費補助金・特別推進研究(課題番号 20001002)によりサポートされています. ここに感謝の意を表します.

参考文献

- [1] H. Minakata, H. Sugiyama, O. Yasuda, K. Inoue, F. Suekane, Phys. Rev. D 68, (2003) 033017; Phys. Rev. D 70 (2004) 059901 (erratum).
- [2] Letter of intent for Double-CHOOZ: e-Print: hep-ex/0405032
- [3] http://doublechooz.in2p3.fr/Status_and_News/Press/Press_release_Dec2010.pdf
- [4] F.Suekane, Progress in Particle and Nuclear Physics 64(2010)178.

T-parity を課した littlest Higgs 模型における τ および μ の lepton flavor の破れ

総合研究大学院大学/KEK 山本 康裕

E-mail: yamayasu@post.kek.jp

素粒子物理の標準模型は高い精度で検証されている一方、その中で唯一、質量生成の鍵とされている Higgs 粒子だけが見つかっていない。標準模型は繰り込み可能なので、cut off が存在しないため、Higgs 粒子の質量に対する量子補正は 2 次発散を持つ。電弱精密測定から素朴に見積もると、この scale は少なくとも 5TeV 以上でなくてはならない [1]。すると、現在観測されている電弱 scale の物理は、より高い energy scale の物理において、1% を越える微細な調整が行なわれた上に成り立つ必要が生じる。これは小さな階層性問題として知られている。

素粒子物理学の歴史上、この手の問題は現われる毎に、新しい物理によって解決されて来たため、この小さな階層性問題も 1TeV 付近に新しい自由度が現われることにより解決されると考え、様々な模型が議論されている。この内、強結合模型の一種として little Higgs 模型と呼ばれる一連の模型が提案されている [2]。小さな階層性問題を引き起こす寄与は top quark と gauge boson によって生成される。Little Higgs 模型では、これらの sector を高い大域的対称性の下で拡張し、2 次発散を相殺する。この機構のお陰で小さな階層性問題を起こすことなく理論の適用限界を 1 桁程度持ち上げることが出来る。一連の模型の中で、上機構を最小限の拡張で実装した模型として littlest Higgs 模型という模型が高い注目を集めている [3]。電弱精密測定からの制限を回避するために、この模型は T-parity と呼ばれる Z_2 対称性を持っている [4]。標準模型にある fermion は、この対称性の下で偶に変換し、各々が奇の変換をする partner を持つ。すると、これら T-parity partner の質量行列を対角化するとき、標準模型と同様に flavor 混合行列が現われる。従って、flavor の物理について研究することが重要である。

我々は数ある過程の中で lepton flavor violation について研究した。これは、電荷を変えることなく charged lepton の flavor のみを変える過程のことで、標準模型では tree diagram の寄与が存在しない上、loop diagram の寄与においても、neutrino の質量が非常に小さいためにこの過程は観測出来ない。従って、その観測が新しい物理の証拠となる極めて重要な過程である。一方で、これらが loop diagram によって生成されるならば、観測される物理量は多くの新しい定数から影響を受けており、TeV scale の物理を記述する模型の詳細構造を特定するのは難しい。そのため、我々は、崩壊する lepton の偏極を考慮することで、1 つの崩壊に対して最大 8 個の観測量を定義し、それを littlest Higgs 模型に適用した。その結果ある制限された chirality 構造を持つ模型では、上述の物理量を用いることで、模型の整合性を確かめることが出来ると分かった [5]。

LHC は hadron collider であるため、quark sector の構造に対して敏感である。従って、我々の研究結果を用いることで、quark、lepton の両 sector から相補的に新しい物理を記述する模型の詳細な構造を議論することが出来るようになった。

References

- [1] R. Barbieri, A. Strumia, Phys. Lett. **B462** (1999) 144-149.
- [2] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, H. Georgi, Phys. Lett. **B513** (2001) 232-240.
- [3] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz, A. E. Nelson, JHEP **0207** (2002) 034.
- [4] H. C. Cheng, I. Low, JHEP **0309** (2003) 051.
- [5] T. Goto, Y. Okada, Y. Yamamoto, Phys. Rev. D **83** 053011 (2011)

Large CP Violation in B_s Meson Mixing with EDM constraint in Supersymmetry

Endo Motoi^{1,2} and Norimi Yokozaki¹

¹ *Department of Physics, University of Tokyo, Tokyo 113-0033, Japan*

² *Institute for the Physics and Mathematics of the Universe, University of Tokyo,
Chiba 277-8568, Japan*

The D0 collaborations recently reported a measurement of a like-sign dimuon charge asymmetry, $(A_{sl}^b)_{exp} = -(9.57 \pm 2.51 \pm 1.46) \times 10^{-3}$, which is deviated at 3.2σ level from the Standard Model prediction, $(A_{sl}^b)_{SM} = (-2.3_{-0.6}^{+0.5}) \times 10^{-4}$. Since this asymmetry originates from the B meson mixing, it indicates the existence of the new physics contribution to the B meson mixing. In particular, the large B_s meson mixing amplitude and its CP phase are favored.

In supersymmetric standard model, additional contributions to the B_s meson mixing amplitude arise from gluino box diagrams, picking up a $b-s$ squark mixing. Therefore there is a chance to explain the large CP asymmetry in B_s meson mixing with the sizable $b-s$ squark mixing and its phase. However the $b-s$ squark mixing also contributes to other quantities relevant to a $b-s$ quark mixing, such as the branching ratio of $b \rightarrow s\gamma$ and the mixing induced asymmetries of $B_d \rightarrow \phi K_S$ and $B_d \rightarrow \eta' K_S$. Therefore the size and the phase of $b-s$ squark mixing are constrained from the corresponding experimental results. We found that large enough B_s meson mixing is obtained with avoiding these constrains. However, the constraint from the neutron EDM is more severe. The $b-s$ squark mixing contributes to CEDM of the strange quark, which contributes to the neutron EDM sizably. Thus, the CP phase of the $b-s$ squark mixing is severely constrained, resulting a difficulty of obtaining large CP asymmetry in B_s meson mixing. As a matter of fact, we found that when the gluino contribution dominates the SUSY contributions to B_s meson mixing, it is difficult to avoid the EDM constraint as long as there is no cancellation among CP phases in $b-s$ squark mixing sector. Typically, we need $\mathcal{O}(10^{-2})$ cancellation of the phases.

In the case where the sparticles are heavy, the gluino contributions decouple and the dominant contributions arise from flavor changing and CP violating Higgs couplings. These couplings originate from non-holomorphic couplings, reflected that the CP and flavor violation in squark mixing. The couplings are strongly enhanced by the large $\tan\beta$. The B_s meson mixing amplitude is approximately proportional to $\tan^4\beta$ while the contribution to the CEDM is roughly proportional to $\tan\beta$. Therefore the EDM constraint becomes less severe compared to the gluino dominant case. In fact, it is found that the large enough CP asymmetry in B_s meson mixing can be obtained, while avoiding EDM constraint. In addition, the branching ratio of the $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ tends to be large, which is proportional to $\tan^6\beta$ and it is expected to be detected at the LHCb experiment.

S_4 対称性による $\mu \rightarrow e\gamma$ と EDM の評価

新潟大学 素粒子論研究室 石森一

ニュートリノの大きな混合角は素粒子物理にとって大きな問題で、それを説明するために様々な模型が考えられている。ニュートリノ振動実験から示唆される混合行列を tri-bimaximal matrix という特徴的な形だと仮定し、離散対称性による導入について研究が進められてきた。具体的に tri-bimaximal matrix がどのような形かという

$$M_\nu = U \begin{pmatrix} m_1 & & \\ & m_2 & \\ & & m_3 \end{pmatrix} U^\dagger, \quad U = \begin{pmatrix} \sqrt{2/3} & \sqrt{1/3} & 0 \\ -\sqrt{1/6} & \sqrt{1/3} & -\sqrt{1/2} \\ -\sqrt{1/6} & \sqrt{1/3} & \sqrt{1/2} \end{pmatrix}$$

である。離散群としての幾何学的な起源でこの行列を説明する模型がいくつか提案されている。

離散群の代表として

- $Z_n, S_n, A_n, D_n, Q_n, \Delta(3n^2), \Delta(6n^2)$

などがある [1]。それぞれ対象のベクトルに対して決まった演算を与える。これらの群はすべて、群の定義である単位元、逆元の存在や結合法則を満たしている。例えば、三角形の対称性の対称性は回転と折り返しを考えると6種類あり、これは S_3 対称性と呼ばれている。Lie 群に比べると離散群は馴染みの薄いものではあるが、群の性質は連続群と比べて扱いやすい点もある。演算させる要素は有限で一般に $n \times n$ 行列で表すことができる。離散群や離散対称性の概念は掛け算則とキャラクターテーブルからくみ取ることができる。特に、 A_4 や S_4 が持つ3表現は三世代の起源として期待され、tri-bimaximal matrix を上手く導くことができる。

S_4 対称性を用いた模型は様々あるが、クォークとレプトンの混合を上手く説明する模型は少ない。我々が提案した模型 [2] では S_4 対称性の CG 係数や $SU(5)$ GUT の関係を用いてカビボ角とレプトンの混合を実験値付近に自然に導くことができる。フレーバー対称性で質量行列のパラメータを制限することで混合角がそれぞれユニークに決定する。最近ではレプトンの混合角の一つ θ_{13} が0でない値が示唆されているが、高次元演算子で tri-bimaximal 混合から少しずらすことが0でない値が得られる。

レプトンやクォークにフレーバー対称性を課すだけでは実験値を再現するだけで有力な予言があまり得られない。しかし、超対称性があることを仮定し、フレーバー対称性を課すと超対称粒子にも混合の制限が得られる。特に、超対称粒子を介したプロセスは標準模型と大分異なることがある。例えば、muon から電子と光子に崩壊する確率は標準模型では 10^{-60} 程度だが超対称性があるとずっと大きくなる。よって、この崩壊モードの観測は標準模型を超えた物理の発見につながる。対称性を課せずに大きな混合が超対称粒子の間にあるとするとその確率は実験のパウンド 10^{-11} より大きくなる。フレーバー対称性を課すと $\mu \rightarrow e\gamma$ の確率を実験のパウンド程度まで小さくできる [3]。Electric dipole moment も将来実験で見つかる程度の大きさに予言できる。このように超対称粒子を介したプロセスの大きさを抑えオーダーを見積ることでフレーバー対称性の間接的な検証が可能となる。

参考文献

- [1] H. Ishimori, T. Kobayashi, H. Ohki, Y. Shimizu, H. Okada and M. Tanimoto, Prog. Theor. Phys. Suppl. **183**, 1 (2010) [arXiv:1003.3552 [hep-th]].
- [2] H. Ishimori, K. Saga, Y. Shimizu and M. Tanimoto, Phys. Rev. D **81**, 115009 (2010) [arXiv:1004.5004 [hep-ph]].
- [3] H. Ishimori and M. Tanimoto, arXiv:1012.2232 [hep-ph].

$\mu^-e^- \rightarrow e^-e^-$: 荷電レプトンフレーバーを破る新たな過程

小池 正史*

埼玉大学 理工学研究科

荷電レプトンフレーバー非保存 (cLFV) 過程は標準模型に含まれず、新奇な物理の探索に有望と目されている。特に μ 粒子をめぐっては高輝度 μ 粒子線による高精度の制限に加え、次世代ビームによる飛躍的な精度向上も期待できて [1] 興味は尽きない。

本研究では新たな cLFV 過程を提案する。原子軌道に束縛された μ^- 粒子が軌道電子と相互作用して起こす $\mu^-e^- \rightarrow e^-e^-$ という過程である [2]。これは次の利点をもつ: (1) 光子交換に加え 4 体フェルミ過程も寄与し、新物理の示唆に富む。 (2) 終状態が 2 体ゆえ、信号が明確で終状態位相空間が大きい。 (3) 検出は荷電粒子のみで、光子検出は不要。 (4) 原子核の電荷により始状態の波動関数が大きく重なる。

本過程の分岐比 (競合する μ 粒子捕獲との寿命の比) を (A) 4 体フェルミ過程が支配的 (B) 光子交換が支配的 の 2 つの場合についてそれぞれ以下のように見積もった:

$$\begin{aligned} \text{Br(A)} &= 24\pi(Z-1)^3\alpha^3\left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^3\frac{\tilde{\tau}_\mu}{\tau_\mu}G \\ &= (3.31 \times 10^{-12})(Z-1)^3(\tilde{\tau}_\mu/\tau_\mu)G, \\ \text{Br(B)} &= 1536\pi^2(Z-1)^3\alpha^4(|A_R|^2 + |A_L|^2)\frac{m_e}{m_\mu}\frac{\tilde{\tau}_\mu}{\tau_\mu} \\ &= 2.08 \times 10^{-9}(Z-1)^3(|A_R|^2 + |A_L|^2)(\tilde{\tau}_\mu/\tau_\mu). \end{aligned}$$

ここに $\tilde{\tau}_\mu$ は μ 粒子捕獲の寿命である。また $G_{ij} \equiv |g_i|^2 + |g_j|^2$, $G'_{ij} \equiv \text{Re}(g_i^*g_j)$ として $G \equiv G_{12} + 16G_{34} + 4G_{56} + 8G'_{14} + 8G'_{23} - 8G'_{56}$ とし、諸記号の定義は文献 [3] に倣った。この結果を $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ および $\mu \rightarrow 3e$ の分岐比と合わせると、これらの分岐比への実験的制限を本過程の分岐比への制限に読み替えられる。図で影をつけた領域が現在までの実験で排除されている。

金原子を例として、この過程の探索可能性を考えてみよう。(A) の場合は分岐比が 4.2×10^{-19} 以下と制限がつき、その探索に必要な μ 粒子事象は 2.4×10^{18} 程度と見積もれる。また (B) の場合の制限は現状で

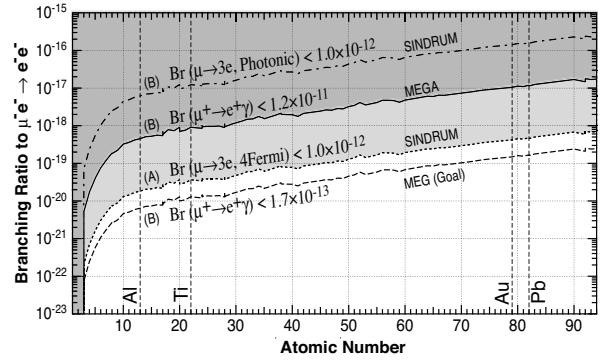


図 1: $\mu^-e^- \rightarrow e^-e^-$ の分岐比に対する元素ごとの制限。実験で排除された領域に影をつけた。

1.04×10^{-17} 以下、MEG が cLFV を観測しなければ 1.48×10^{-19} 以下となる。その探索にはそれぞれ 9.6×10^{16} および 6.8×10^{18} の μ 粒子事象を要する。これらの探索には、検出効率を 10%程度として概ね 10^{18} – 10^{19} /年程度の高輝度 μ 粒子線が必要である。これらは、目下研究が進む次世代高輝度ビームが目標とする水準で [1]、将来これらのビームが実現すれば、本過程を実験探索できる可能性がある。

本研究は科研費 (22740140) の助成を受けたものである。

参考文献

- [1] Y. G. Cui *et al.* (COMET collaboration), KEK Report 2009-10 (2009); R. M. Carey *et al.* (Mu2e Collaboration), “Proposal to Search for $\mu^-N \rightarrow e^-N$ with a Single Event Sensitivity Below 10^{-16} ” (unpublished).
- [2] M. Koike, Y. Kuno, J. Sato and M. Yamanaka, Phys. Rev. Lett. **105**, 121601 (2010).
- [3] Y. Kuno and Y. Okada, Rev. Mod. Phys. **73**, 151 (2001).

*e-mail: koike@krishna.th.phy.saitama-u.ac.jp