

研究責任者名 Name	佐々木 勝一 SASAKI Shoichi	所属機関 Affiliation	東北大学 Tohoku University
受理番号 Proposal No.	大型 14/15-02	研究課題名 Program title	格子 QCD に基づくハイペロン β 崩壊の研究 Hyperon beta decay from lattice QCD

研究を終了しましたので、下記の通り報告します。

成果の概要

Abstract

(和文)

バリオン八重項(ハイペロン)の質量スペクトルにおいて、フレーバーSU(3)の破れは精密に観測されているが、バリオン八重項の弱い相互作用によるセミレプトニック崩壊であるハイペロン β 崩壊においては、実験的にフレーバーSU(3)の破れを観測することは非常に難しい。本研究課題は、現実的な 2+1 フレーバー格子 QCD 数値計算を用いて、ハイペロン β 崩壊、特に $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+$ 崩壊と $\Sigma^- \rightarrow n$ 崩壊を用いて、フレーバーSU(3)の破れを 1-2%以下の誤差の範囲内でその破れの有無を観測することに成功した。特に、当該年度では細かい格子間隔 0.09 fm と粗い格子間隔 0.12 fm での Domain Wall Fermion (DWF)による 2+1 フレーバー格子 QCD 計算によりベクトル結合 $f_1(0)$ の数値解析を完了させ、連続極限を考慮した最終的な解析を行った。

(英文)

The spectrum of the octet baryons (hyperons) exhibits the definite SU(3) breaking effect, which was precisely measured in experiments. On the other hand, signature of the SU(3) breaking scarcely shows up in various semileptonic decays among hyperons (hyperon beta decays) because of poor experimental precision. The level of precision required for determining the SU(3) breaking effect on the vector couplings $f_1(0)$ should be less than a few % accuracy. It could be easily accomplished by the first principles calculation, namely lattice QCD simulation. We explore the SU(3) breaking effect in hyperon beta decays by using 2+1 flavor dynamical lattice simulations. In this FY 2014/2015, we have finished vector couplings $f_1(0)$ of $\Xi^0 \rightarrow \Sigma^+$ and $\Sigma^- \rightarrow n$ beta decays using the RBC/UKQCD 2+1-flavor dynamical domain-wall fermion ensembles at both the finer and coarser lattice spacings ($a=0.09$ and 0.12fm). We now finalize our analysis to take the continuum limit of the vector couplings $f_1(0)$.

研究成果を公開しているホームページアドレス

事務局にて使用	論文 査読有	論文 査読無	講義・発表	招待講演	その他
	0	0	2	0	0

平成26-27年度大型シミュレーション実施報告書

受理番号: 大型-14/15-02

研究課題名: 格子QCDに基づくハイペロン β 崩壊の研究

研究組織:

研究責任者

佐々木勝一(ささきしょういち)

東北大学大学院 理学研究科 准教授

平成26-27年度の実施報告の詳細:

研究経緯および目的

平成22年の9月まで運用されていたIBM BlueGene/Lの利用による大型シミュレーション研究として、本研究課題はスタートしている。これまでに、研究責任者によって、RBC+UKQCD collaborationsにより公開されている2+1フレーバー Domain Wall Fermion (DWF) QCD ゲージ配位 (格子サイズ、 $24^3 \times 64 \times 16$ 。格子間隔は比較的粗い0.12 fmで物理的空間サイズは一辺2.7 fmの箱に相当) [1] を利用したハイペロン β 崩壊の格子QCD数値計算を平成22年度までの大型シミュレーション研究プロジェクトとして完了させ、その数値計算の解析成果は平成24年9月に文献[2]として発表している。

当該研究課題では、文献[2]では達成できなかった、連続極限(格子間隔を零の極限)とカイラル極限(アップクォークとダウンクォーク質量を零にする極限)に関連する系統誤差を評価し、計算精度をより高めることを目的とし、平成23-24年度からIBM BlueGene/Qの利用によるKEK大型シミュレーション研究として再開した。これまで、RBC+UKQCD collaborationsによって無償公開されている、より細かい格子間隔0.09 fmにおける、2+1フレーバー DWF QCD ゲージ配位 (格子サイズ、 $32^3 \times 64 \times 16$) [3] を利用した格子QCD計算に着手し、ハイペロン β 崩壊に関する格子QCD計算の計算精度の向上を目指している。

研究の背景

格子QCD計算によるハイペロン β 崩壊の研究は歴史が浅く、現実的なフレーバーSU(3)の破れを厳密に取り入れた2+1フレーバーの動的格子QCD計算は、平成24年9月の時点において、他の競合する格子QCDグループが予備的な研究結果を国際会議などで口頭公表している[4, 5]段階であったのに対し、査読付きの学術論文に掲載されたものとしては、研究責任者によって文献[2]に発表された $\Sigma \rightarrow n$ と $\Xi \rightarrow \Sigma$ の2つのチャンネルに対する数値解析の結果のみであった。それに遅れること3年、豪州アデレード大学の格子QCDグループによって行なわれていた2+1フレーバーの動的格子QCD計算の研究成果が最近ようやく査読付き学術論文に掲載されるに至ったところである[6]。2つの論文ともに、連続極限とカイラル極限の系統誤差に関しての解析は皆無で平成27年の現時点において、本研究が再開された当初の状況からの大きな進展はない。

まず論文[2]において主張した重要な点は、2+1フレーバーの動的格子QCD計算で評価されたハイペロン β 崩壊のベクトル結合 $f_1(0)$ ¹がフレーバーSU(3)対称性を厳密に課した場合の値 $f_1(0)_{\text{SU}(3)}$ に比べて、

¹これが弱崩壊の一つであるsemi-leptonic崩壊に際しての強い相互作用による量子補正に相当する。この量子補正はフレーバーSU(3)対称性が厳密な場合には、対称性による量子補正は働かず、ベクトル結合は単にSU(3)対称性に伴うクレブシュ・ゴールドン係数となる。

つまり比 $\tilde{f}_1(0) = f_1(0)/f_1(0)_{\text{SU}(3)}$ を考えた場合、 $\tilde{f}_1(0)$ が 1 より約 3%程度減少しているという点である。この結果は昔のクォーク模型を使った研究とは矛盾がないものの、模型の依存性のより少ないアプローチと考えられてきた、重いバリオンを含んだ拡張されたカイラル摂動論 [7] や Large N_c を用いた解析 [8] で予言されている $\tilde{f}_1(0) > 1$ とは、逆の傾向を示している。つまり、これまでのベクトル結合 $f_1(0)$ に対する模型に依存した評価が疑わしいことを警鐘している。

次に、論文 [2] の格子 QCD 計算の $\tilde{f}_1(0)_{\text{lattice}}$ の値に、カビボ-小林-益川 (CKM) 行列の要素の一つ V_{us} に対して、CKM 行列のユニタリティを仮定した場合に得られる $(V_{us})^{\text{unitarity}}$ を組み合わせた²、標準模型における理論値 $|V_{us}\tilde{f}_1(0)|^{\text{theory}}$ とハイペロン β 崩壊の実験で測られる、 $|V_{us}\tilde{f}_1(0)|^{\text{exp}}$ とを直接比較することが可能となった。 $\Xi \rightarrow \Sigma$ のチャンネルでは実験値の $|V_{us}\tilde{f}_1(0)|^{\text{exp}}$ が大きな実験誤差をもつことも理由の一つではあるが、理論値と実験値はこの大きな誤差の範囲内で等しくなっている。一方、 $\Sigma \rightarrow n$ のチャンネルでは 2σ 程度ではあるが、両者が一致しないことが明らかとなった。(表 1 参照)³

もし仮に CKM 行列のユニタリティが成立することを理論からの強い要請として考えると、前述の $\Sigma \rightarrow n$ における $|V_{us}\tilde{f}_1(0)|^{\text{exp}}$ と $|V_{us}\tilde{f}_1(0)|^{\text{theory}}$ の不一致が、いままで実験の解析で無視されてきたハイペロン β 崩壊における SU(3) 対称性の破れの一次の効果 (ハイペロン間の質量差からおおよそ 10%程度と見積られる) に伴う、第二種形状因子 g_2 の存在と関係づけることができる。

表 1: 4つの独立なハイペロン β 崩壊に対する実験値と半理論値の比較 (論文 [2] の結果)

$ V_{us}\tilde{f}_1(0) $	Experiment	Unitarity + Lattice
$\Sigma \rightarrow n$	0.2282(49)	0.2186(8) $_{V_{us}}$ (24) $_{f_1}$
$\Lambda \rightarrow p$	0.2221(33)	n/a
$\Xi \rightarrow \Lambda$	0.2367(97)	n/a
$\Xi \rightarrow \Sigma$	0.209(27)	0.2194(8) $_{V_{us}}$ (15) $_{f_1}$

こうした状況を踏まえて、まず第一義に、論文 [2] において未だ評価できていない「格子間隔依存性による系統誤差」のベクトル結合 $f_1(0)$ の評価が急務となってきている。さらに、実験ではその存在が特定されていない第二種形状因子 g_2 の格子 QCD 計算による評価も前述の理論値と実験値の不一致の根拠を考える上で重要である。第二種形状因子 g_2 が関係するハイペロン β 崩壊の擬ベクトルチャンネルは特にスピン偏極に伴う非対称度に関係することから、ハイペロン内のバレンスクォーク (価クォーク) がどれだけハイペロンの全スピンの情報を担っているかという情報も読み取ることができ、ハイペロン β 崩壊の研究は物理として「CKM 行列のユニタリティ」だけでなく、「陽子スピン問題」とも関連性がある。実際、陽子中のストレンジクォークの陽子スピンへの寄与を算定する際には、4つの独立なハイペロン β 崩壊 ($\Sigma \rightarrow n$, $\Lambda \rightarrow p$, $\Xi \rightarrow \Lambda$, $\Xi \rightarrow \Sigma$)⁴ の擬ベクトル因子 $g_1(q^2)$ の前方散乱極限の値：擬ベクトル結合 ($g_1(0)$) からフレーバー SU(3) 対称性が厳密なことを仮定して算出しているため、擬ベクトル形状因子 g_1 における SU(3) 対称性の有無、あるいは、SU(3) 対称性が破れたことで初めてゼロでない寄与を持つ第二種形状因子 g_2 の評価を格子 QCD 計算によって行なうことは、「陽子スピン問題」の最終決着に向けても必要不可欠といえる。

²すでに K 中間子の semi-leptonic 崩壊においては格子 QCD の多大な貢献もあって V_{us} の精度があがり、CKM 行列の一行目に対するユニタリティ条件： $|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{uc}|^2 = 1$ が 0.1%レベルまで成立されていることが現在確認されている [9]。

³これらは最近発表されたオーストラリアのグループの計算結果 [6] においても同様の結果が結論付けれる。

⁴ハイペロン β 崩壊は、アップクォークとダウンクォークの質量が等しいアイソスピン極限においてこの 4つ崩壊に分類できる。

当該年度研究の成果

当該年度に割り当てられたシステム B の CPU 時間を使って、前年度から引き続き 4 つの独立なハイペロン β 崩壊のうち、 $\Sigma \rightarrow n$ と $\Xi \rightarrow \Sigma$ の 2 チャンネルのみ集中して、ハイペロン β 崩壊における 6 つの独立な形状因子 f_1, f_2, f_3 (ベクトルチャンネル) と g_1, g_2, g_3 (擬ベクトルチャンネル) の全てについて数値解析を行うための数値計算を行なった。ハイペロン β 崩壊 ($B \rightarrow b\bar{l}\nu$) の遷移行列要素は、この 6 つの形状因子を使って

$$\langle b(p') | V_\alpha(x) + A_\alpha(x) | B(p) \rangle = \bar{u}_b(p') \left(\gamma_\alpha f_1(q^2) + \sigma_{\alpha\beta} q_\beta \frac{f_2(q^2)}{M_B + M_b} + i q_\alpha \frac{f_3(q^2)}{M_B + M_b} + \gamma_\alpha \gamma_5 g_1(q^2) + \sigma_{\alpha\beta} q_\beta \gamma_5 \frac{g_2(q^2)}{M_B + M_b} + i q_\alpha \gamma_5 \frac{g_3(q^2)}{M_B + M_b} \right) u_B(p) e^{iq \cdot x}, (1)$$

のように構成される。

本報告書では、特に研究の背景で記述した問題点を解明するために

- **課題 Vc** : CKM のユニタリティに関連して、ベクトル形状因子 f_1 研究
- **課題 Av** : 陽子スピン問題に関連して、擬ベクトル形状因子 g_1 と第二種形状因子 g_2 の研究

という、2 つの課題について行なった数値計算の結果について主に成果報告を行なう。まず、課題 Vc に関してはこれまで格子間隔 0.09 fm (細かい) および格子間隔 0.12 fm (粗い) の 2 つの異なる格子間隔上で行なったこれまでの数値計算に対して、当該年度中の計算によって、それぞれ異なったソース位置を 4 から 8 に倍増することに成功し、そのことによって有効的な統計量 (統計数 \times ソース位置数) を実質 2 倍に増やすことができた (表 2 を参照)。さらに、課題 Av に関しても 2 つの格子間隔の全てのクォーク質量のゲージ配位上において、4 つの異なるソース位置の計算を当該年度中に完了させることができた。

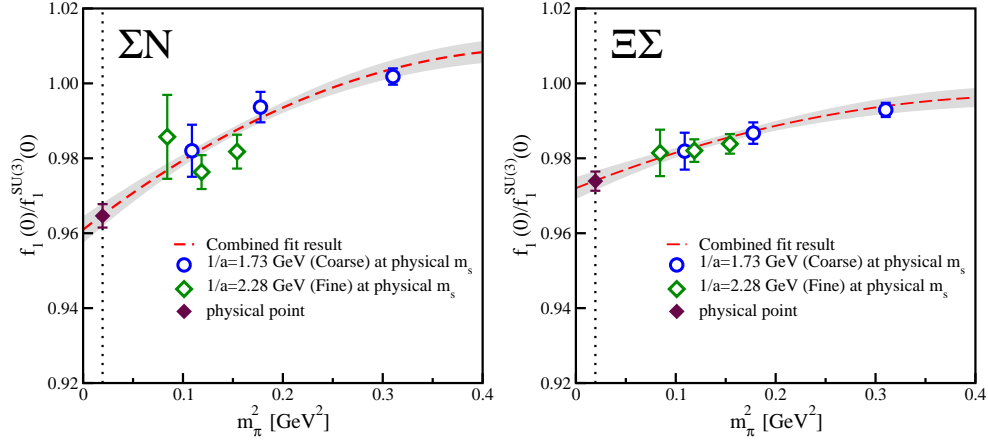
表 2: H26-27 年度に行なわれた格子 QCD 計算のまとめ

格子間隔	格子サイズ	クォーク質量	π 中間子質量	統計数	ソース位置	
a [fm]	$L^3 \times T \times L_5$		[MeV]		課題 Vc †	課題 Av
0.12	$24^3 \times 64 \times 16$	$m_{ud} = 0.005$	330	240	4 \rightarrow 8	4
		$m_{ud} = 0.01$	420	120	4 \rightarrow 8	4
		$m_{ud} = 0.02$	556	120	4 \rightarrow 8	4
0.09	$32^3 \times 64 \times 16$	$m_{ud} = 0.004$	290	120	4 \rightarrow 8	4
		$m_{ud} = 0.006$	345	100	4 \rightarrow 8	4
		$m_{ud} = 0.008$	390	100	4 \rightarrow 8	4

† H25-26 年度までに完了していた 4 つの異なるソース位置を H26-27 年度中に 8 つへと倍増させた。

図 1 は、課題 Vc に関連して、文献 [2] のデータに加えて、表 2 に記載のように BlueGene/Q の利用により当該年度までに完了した、2 つの格子間隔上での格子 QCD 計算による $\Sigma \rightarrow n$ と $\Xi \rightarrow \Sigma$ の 2 つのチャンネルにおけるベクトル結合定数 $f_1(0)$ の計算結果をまとめたものである。青い \circ の記号で図示されたデータは、文献 [2] の統計量を実質 2 ないし 4 倍に増やした、格子間隔 0.12 fm (粗い) 上での計算結果である。さらに本研究課題において初めて計算された格子間隔 0.09 fm (細かい) 上での格子 QCD 計算の結果を緑の \diamond の記号として加えて図示してある。まず、粗い格子間隔の計算結果と細かい格子間隔の計算結果の間に良いスケールリングが確認できる。このことは、格子間隔依存性が充分小さいことを示している [13]。図中の点線のカーブは格子間隔依存性を零として、2 つの格子間隔での計算結果を統合してカイラル外挿をしたものである。カイラル外挿して最終的に得られる物理点におけるベクトル結合定数 $f_1(0)$ は、文献 [2] のデータと比べて精度が格段に上がった。その結果、文献 [2] の結論と同様に、比 $\tilde{f}_1(0) = f_1(0)/f_1(0)_{\text{SU}(3)}$ が 1 より約 3-4% 程度減少することが第一原理計算としての帰結となった。そのため、文献 [2] で指摘された、 $\Sigma \rightarrow n$ における理論値と実験値の 2σ 程度の不一致が有限格子間隔に伴う系統誤差に伴うものではないことが確実となった。

図 1: $\Sigma \rightarrow n$ と $\Xi \rightarrow \Sigma$ チャンネルに対する、ハイペロン β 崩壊のベクトル結合 $f_1(0)$ 。



しかし、理論値と実験値の不一致を CKM 行列におけるユニタリティの破れのサインと早計に結論付けることはできない。物理的背景で述べたように、この不一致の由来を次のように考えることが自然である。実験値 $|V_{us}\tilde{f}_1(0)|^{\text{exp}}$ を評価する際に、これまでハイペロン β 崩壊における SU(3) 対称性の破れの効果（ハイペロン間の質量差からおおよそ 10%程度と見積もれる）に伴う、第二種形状因子 g_2 の存在を無視した解析（現状の実験ではゼロと統計誤差の範囲で無矛盾とされている）が行なわれている。まず、ハイペロンがスピン 1/2 を持つため、ハイペロン β 崩壊が同じ semi-leptonic 崩壊でも、 K 中間子の semi-leptonic 崩壊場合と異なり、ハイペロン β 崩壊 ($B \rightarrow b$) の崩壊率において

$$\Gamma = \frac{G_F^2}{60\pi^3} (M_B - M_b)^5 (1 - 3\delta) |V_{us}|^2 |f_1^{B \rightarrow b}(0)|^2 (1 + \Delta_{\text{RC}}) \left[1 + 3 \left| \frac{g_1^{B \rightarrow b}(0)}{f_1^{B \rightarrow b}(0)} \right|^2 + \dots \right] \quad (2)$$

のようにスピン偏極に伴う擬ベクトルチャンネルの形状因子 g_1 の情報も含まれる。従って、実験的には崩壊率 Γ と g_1 を独立に測定することなしには、 $|V_{us}f_1^{B \rightarrow b}(0)|$ を評価することはできない。擬ベクトル形状因子 g_1 はスピン偏極に伴う非対称度を測ることで実験的に測定している。しかし、実際に $\Sigma \rightarrow n$ の実験において測られるスピン偏極に伴う非対称度は

$$\left. \frac{g_1(0) - 0.133g_2(0)}{f_1(0)} \right|_{\text{exp.}} = -0.327(20)$$

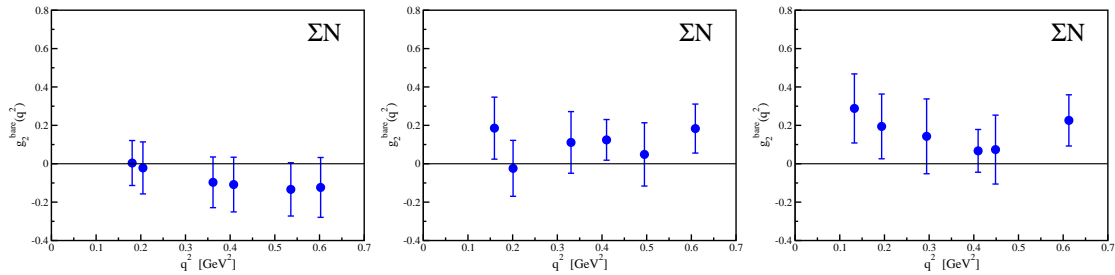
であるが、SU(3) 対称性を仮定し、第二種形状因子をゼロ ($g_2(0) = 0$) つまり、 $g_1(0)/f_1(0) = -0.327(20)$ として、 $|V_{us}f_1^{B \rightarrow b}(0)|$ を実験的に評価している [10]。

すでに、ゼロでない第二種形状因子 g_2 の存在はクエンチ近似の格子 QCD 計算 [11, 12] において報告されている。それ故、これまでとは逆に「CKM 行列のユニタリティを理論的に仮定」し、第一原理計算によるベクトル結合 $f_1(0)$ の値を採用して、 $|V_{us}\tilde{f}_1(0)|$ に対して理論的制限を課すことによって、ハイペロン β 崩壊の崩壊率 Γ とスピン偏極に伴う非対称度の二つの実験から第二種形状因子 g_2 の大きさを見積もる事が可能となり、実際、そのようにして $g_2(0) \approx 0.47$ と算出される [14]。この値はこれまでのクエンチ近似の格子 QCD 計算 [11, 12] で観測されている第二種形状因子 g_2 の大きさと矛盾はない。

当該年度は順調に研究計画が進み、これまでのベクトルチャンネルに加え、 $\Sigma \rightarrow n$ と $\Xi \rightarrow \Sigma$ の 2 つのハイペロン β 崩壊に対して擬ベクトルチャンネルについてもその計算の大半を終えることができた。そこで、上記の推論が正しいことを確かめるために、現在、それら擬ベクトルチャンネルの計算データから、2+1 フレーバーの動的格子 QCD 計算として第二種形状因子 g_2 を評価するための解析も行なっている。図では文献 [11] に従って、格子 QCD による直接計算として、 $\Sigma \rightarrow n$ チャンネルにおける第二種形状因子 g_2 を評価したものである。図の左 ($am_{ud} = 0.02$) から中央 ($am_{ud} = 0.01$)、右 ($am_{ud} = 0.005$) に向かうに従って、SU(3) 対称性の破れが大きい計算に相当する。SU(3) の破れが大きくなるとゼロでない第二種形状因子

g_2 の存在が顕著となることが図 2 より読み取ることができる。最も軽いアップ・ダウンクォークの計算においては、運動量移行 $q^2 \sim 0.1 \text{ GeV}^{-2}$ において g_2 形状因子の値が 0.3 程度であることがわかる。図では格子上的局所的な擬ベクトル演算子の有限な繰り込み因子は乗じていない[¶]。これは前述の CKM 行列のユニタリティを仮定した場合の間接的な評価と矛盾のない値となっている。これらの考察から K 中間子の semi-leptonic 崩壊場合と同様に、ハイペロン β 崩壊から得られる V_{us} からも CKM 行列のユニタリティが充分高い精度で満たされていると期待できる [14]。

図 2: $\Sigma \rightarrow n$ に対する、粗い格子間隔 0.12 fm 上でのハイペロン β 崩壊の第二種形状因子 $g_2(q^2)$ の結果。



参考文献

- [1] C. Allton *et al.*, Phys. Rev. D **76** (2007) 014504.
- [2] S. Sasaki, Phys. Rev. D **86** (2012) 114502.
- [3] Y. Aoki *et al.*, Phys. Rev. D **83** (2011) 074508.
- [4] H. W. Lin, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **187** (2009) 200.
- [5] M. Göckeler *et al.* [QCDSF and UKQCD Collaborations], PoS **LATTICE2010** (2010) 165.
- [6] P. E. Shanahan *et al.*, Phys. Rev. D **92** (2015) 074029.
- [7] L. S. Geng, J. Martin Camalich and M. J. Vicente Vacas, Phys. Rev. D **79** (2009) 094022.
- [8] R. Flores-Mendieta, E. E. Jenkins and A. V. Manohar, Phys. Rev. D **58** (1998) 094028.
- [9] E. Blucher and W. J. Marciano, “ V_{ud} , V_{us} , Cabibbo Angle, and CKM Unitarity,” in J. Beringer *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **86** (2012) 010001.
- [10] N. Cabibbo, E. C. Swallow and R. Winston, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **53** (2003) 39.
- [11] S. Sasaki and T. Yamazaki, PoS LAT **2006** (2006) 092; Phys. Rev. **D79** (2009) 074508.
- [12] D. Guadagnoli, V. Lubicz, M. Papinutto and S. Simula, Nucl. Phys. **B761** (2007) 63.
- [13] S. Sasaki, PoS LATTICE **2013** (2014) 388.
- [14] S. Sasaki, to be published in PoS LATTICE **2015**.

[¶] $Z_A \approx 0.72$ 程度を乗じたものが観測量となる。