ニュートリノを用いた地球内部のイメージング

田 中 宏 幸*

Imaging the Earth's Interior with Neutrinos

Hiroyuki TANAKA*

[Received 9 February, 2016; Accepted 30 June, 2016]

Abstract

Atmospheric and anti-electron neutrinos generated inside the solid Earth (geoneutrinos) are potentially powerful tools for imaging the Earth's interior, in order to visualize the spatial distribution of the density of uranium and thorium concentrations. This review is limited to neutrino imaging techniques. Observations of atmospheric neutrinos and geoneutrinos have been reviewed previously and are not discussed here. An elementary introduction to neutrino generation on the Earth and propagation through matter opens the review. After reviewing neutrino tracking methods in the context of today's views of technological developments, the current experimental limits on neutrino imaging are presented. A technique to confront the standard Earth model is discussed in the conclusion. Neutrino imaging of the Earth has been pursued at IceCube. It is fair to mention that it has opened the possibilities of this new elementary particle technique for the first time.

Key words : neutrino, atmospheric neutrinos, geoneutrino, density, uranium, thorium

キーワード : ニュートリノ, 大気ニュートリノ, 地球ニュートリノ, 密度, ウラン, トリウム

I. 序 論

素粒子ミュオンを用いた地球内部のイメージング技法「ミュオグラフィ」を用いて火山や断層の内部がこれまでの地球物理学的手法では難しかった数十メートルスケールの高い空間分解能で描き出されるようになってきている (Tanaka *et al.*, 2007, 2008, 2009, 2010, 2011)。これは物質中を伝搬する高エネルギーミュオンの直進性がよいことによる。とくに火山内部ではこれまで直接視覚化することが難しかったとされる火道 (Tanaka *et al.*, 2007, 2009; Lesparre *et al.*, 2012; Carbone *et al.*, 2013) や火道内部の物質移動 (Tanaka *et al.*, 2014) などがミュオグラフィでとらえられる

ようになってきている。しかし、ミュオンの透過力は岩盤にして 5 km 程度が上限であるため、ミュオグラフィで 5 km より深い地下の構造や地球全体をイメージングすることは原理的に難しい。

ニュートリノはミュオンと比較して透過力が強い。それは、ニュートリノが電荷をもたないため重力による相互作用を除くと物質と弱い相互作用しかないからである。そのためニュートリノを使えばミュオグラフィでは観測が難しかったより大きなサイズの対象をイメージングできる可能性がある。地球内部はこれまで地震波トモグラフィなどによってイメージングされてきたので、ニュートリノによって得られる新たなデータは地球科学における観測量の種類の多様性を高めると

* 東京大学地震研究所

* Earthquake Research Institute, The University of Tokyo, Tokyo, 113-0032, Japan

期待できる。しかし、荷電粒子ではないニュートリノは検出が容易ではない。そのため、Super-KAMIOKANDE などのように 1 万 m^3 を超える有感体積をもつ巨大検出器が必要となる。ニュートリノ研究における観測装置のこのような重厚長大さが、これまでニュートリノを用いた地球観測の実現を阻んできた。その理由は第一に従来の地球科学研究が要してきた大型予算の規模と比してもニュートリノ検出器の建造コストが大きいこと、そして第二に、単位コストあたりのシグナルの検出頻度（つまり統計精度）が地球科学の常識と比べてきわめて低く、これまで地球科学的議論に耐え得る精度のデータが得られなかったことである。

ニュートリノを用いた地球内部のイメージングは GEOTRON 加速器の建造という形で今から 30 年以上前 De Rújula らによって提案された (De Rújula *et al.*, 1983)。GEOTRON は石油や鉱床の探査を目的とした 10 TeV まで陽子を加速できるシンクロトロンである。加速器で大強度の高エネルギーニュートリノを生成して、地球内部に向けて打ち込む。打ち込まれたニュートリノはその経路に沿った物質の平均密度の高低によって減衰率が変わる。この減衰率の違いを方向ごとに測定することによって地球内部の密度構造が 2 次元平面に投影される。これが GEOTRON 構想の目的であった。しかし、加速器の建設コストが天文学的スケールになることからアイデアレベルで止まり、実現には至らなかった。

GEOTRON 構想の発表から 25 年後の 2008 年、Gonzalez-Garcia らによって、「Radiography of Earth's Core and Mantle with Atmospheric Neutrinos」というタイトルの論文が *Physical Review Letters* に提出された (Gonzalez-Garcia *et al.*, 2008)。この論文は大気ニュートリノ¹⁾を用いた地球内部のイメージングが IceCube 検出器を用いることではじめて現実的になることを示唆するものだった。ニュートリノによるイメージングの実現可能性が上がったのは検出器の有感体積の向上が理由である。既存のニュートリノ検出器の有感体積はすべて数万 $\text{m}^3 \sim 1 \text{ 億 m}^3$ の間に

あったが、IceCube 検出器はこれらを桁で凌駕する 10 億 m^3 の有感体積を有していた。IceCube は南極の氷床を検出器として用いることで比較的安価に巨大な有感体積を実現することができたのである。

Gonzalez-Garcia らによる発表の 3 年前の 2005 年、岐阜県の神岡にある Kamioka Liquid-Scintillator Anti-Neutrino Detector と呼ばれる反ニュートリノ検出器 (KamLAND) を用いて、東北大を中心とするグループが地球内部に起源をもつニュートリノ (地球ニュートリノ)²⁾ の検出に成功した (Araki *et al.*, 2005)。KamLAND および、イタリアの Borexino (Agostini *et al.*, 2015) では、これまで積極的に地球ニュートリノの検出が試みられ、統計精度が少しずつ向上している (Gando *et al.*, 2013)。だが、現時点では地球ニュートリノの到来方向の検出ができないため、地球ニュートリノを利用した地球内部のイメージングを行えない。

1955 年に George によって、提案されたミュオンによる地球内部観測にこの状況は似ている。ガイガーカウンターにはミュオンの到来方向の決定能力はなく、イメージングが原理的にできなかった (George, 1955)。しかしその 13 年後の 1968 年、L. Alvarez らのグループが、はじめてスパークチェンバーと呼ばれるミュオンの飛跡決定をできる観測装置を導入することで、 5 m を切る高い空間分解能でカフラー王のピラミッド内部のイメージングを試みたのである (Alvarez *et al.*, 1970)。

2005 年の地球ニュートリノの初検出から 9 年を経た 2014 年、Tanaka and Watanabe (2014) が ^6Li を添加した液体シンチレーターを用いることで検出器に反電子ニュートリノの到来方向に感度を与えられる可能性と、その技術を応用することによる将来の地球ニュートリノグラフィの可能性をモンテカルロシミュレーションとテスト実験により示した。

このように、ニュートリノを用いた地球内部のイメージング観測に関する本格的な研究は 2008 年以降にはじまったばかりだが、その後非常に

ゆっくりとではあるが着実な技術的發展がみられる。本総説では、おもにニュートリノによる地球内部イメージングに特化した観測原理とその実現に向けた2008年以降の研究動向を簡単にレビューする。個々の観測技術に関する詳細な報告については以下の論文を参照されたい：地球ニュートリノ (McDonough *et al.*, 2012), 大気ニュートリノ (Kajita and Totsuka, 2001), ニュートリノ検出器 (Aartsen *et al.*, 2013; Araki *et al.*, 2005)。本総説では、まず第II章で地球の大気や内部で生成されるニュートリノについて紹介する。そして第III章ではそれらのニュートリノと物質との間で起こる反応について解説する。これに対する理解は続く2章、すなわち第IV章と第V章でそれぞれ紹介する「ニュートリノによって引き出すことができる地球内部の物理量」および「ニュートリノ到来方向の検出技術」を理解するために必須である。ニュートリノの到来方向の検出技術がなければイメージングはできない。そして最後に、第VI章において将来のニュートリノによる地球内部のイメージングを実現させるために解決されるべき現時点のニュートリノ検出器が抱える問題点および最近提出された新たなアイデアについて議論する。ニュートリノを用いた地球内部観測に関する2006年以前の研究についてのレビューはWinter (2006)を参照されたい。

II. 地球上で生成されるニュートリノ

1) 大気ニュートリノ

地球の大気中でミュオンと同時に生成されるニュートリノは大気ニュートリノと呼ばれる。大気ニュートリノは1次宇宙線がもととなって地球上でつくられるニュートリノである。大気ニュートリノは方位角方向に対して様な強度で到来する。その理由は以下のとおりである。1次宇宙線は陽子やアルファ粒子をはじめとする荷電粒子からなっており、銀河系内の高エネルギー天体現象（例えば超新星爆発など）によって相対論的エネルギー³⁾にまで加速される。加速された粒子は系内磁場⁴⁾の影響により複雑な経路をた

どり、加速されてから地球にたどり着くまでに銀河系の厚み⁵⁾の何倍もの距離を飛行する⁶⁾。そのため、地球に着く頃には初期の運動量を完全に失っている。したがって地球上の観測者からみると1次宇宙線は地球に等方的に入射しているようにみえる。しかし、大気ニュートリノのエネルギースペクトルは天頂角に強く依存する。その理由は以下のとおりである。

1次宇宙線が窒素や酸素などの大気原子核と衝突すると強い相互作用によりパイオンやケイオンなどのメソンが発生する。これらのメソンがさらに多重化するかどうかは大気中におけるこれらの粒子の平均自由行程（相互作用長と呼ばれる）に依存する。天頂方向から入射した1次宇宙線が生成したメソンはメソン経路に沿った大気原子核の密度勾配が大きいので、比較的速い段階で相互作用長が大気中の平均原子距離より長くなる。そのため、崩壊する前に別の原子核と衝突する確率が上がり多重度が増す。

一方、地表の観測者からみて水平方向から進入してきた1次宇宙線の場合は大気原子核の密度勾配が小さくメソンは別の原子核と衝突する前に崩壊する可能性が高い。そのため、大気ニュートリノのエネルギースペクトルは方位角方向にはほぼ一様であるが⁷⁾、天頂角に強く依存する。

生成された荷電パイオンや荷電ケイオンはそれぞれ $\gamma \times 2.6 \times 10^{-8}$ 秒と $\gamma \times 1.2 \times 10^{-8}$ 秒でミュオンとニュートリノに崩壊する⁸⁾。崩壊粒子であるミュオンも不安定な粒子である。 $\gamma \times 2.2 \times 10^{-6}$ 秒で電子（陽電子）とニュートリノ2つ（電子ニュートリノとミューニュートリノ）に崩壊する。結果として、荷電パイオン、荷電ケイオン⁹⁾、ミュオンの崩壊が大気ニュートリノに大きく寄与する。地球大気の密度構造、元素組成、パイオン、ケイオン、ミュオンの崩壊定数、分岐比¹⁰⁾はよくわかっているのので、モンテカルロシミュレーションによって精度よく大気ニュートリノのエネルギースペクトルの天頂角依存性を計算することができる。また、大気ニュートリノは比較的高エネルギーであり、1 GeV以上が多くを占め、1 TeVを超えるものも少なくない。

2) 地球ニュートリノ

荷電パイオン、荷電ケイオン、ミュオンが崩壊する過程は荷電カレント反応と呼ばれる。同じ荷電カレント反応によって、地球内部でニュートリノが発生する別の過程がある。中性子を構成する3つのクォーク（1つのuクォークと2つのdクォーク）のうち、1つのdクォークがuクォークに変わることによって陽子（2つのuクォークと1つのdクォーク）、電子および反電子ニュートリノが発生する（u、dに電子および反電子ニュートリノがWを介して結合している（フェルミ結合）¹¹⁾）。この反応はベータ崩壊と呼ばれ、単独の中性子の場合約1000秒で以下の反応が起こる。

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1)$$

ここで n は中性子、 p は陽子、 e^- は電子を表す。 $\bar{\nu}_e$ が反電子ニュートリノである。一方、中性子は陽子のごく近傍にいと安定化する。中性子は陽子のごく近傍に存在すると陽子¹²⁾と中性子の状態が混合するからである¹³⁾。同様に中性子同士がごく近傍に存在する場合（例えば中性子星）でも異なる中性子の状態が混じり合うために、中性子の崩壊定数が延びる。

したがって、原子核のなかで中性子をもっとも長く安定に存在できる陽子と中性子の数の比には一定の規則があり、ウランの場合、陽子92個、中性子146個（ウラン238）である。半減期44億6800万年できわめて安定である。一方、この比が陽子92個、中性子143個（ウラン235）（陽子過剰核）となると不安定になり（これを不安定原子核と呼ぶ）核分裂を起こす。そのため安定なウラン238は地球内部に現在でも大量に存在していると考えられている。ウラン238はいくつかの娘核種を経て最終核種である鉛206に落ち着くまでにベータ崩壊のたびに反電子ニュートリノを放出する（これをウラン崩壊系列と呼ぶ）。これが地球内部における荷電カレント反応によって放出されるニュートリノであり、地球ニュートリノと呼ばれている。ちなみに、ウラン系列において安定なのはウラン238およびウラン235

であり、他の核種は比較的不安定であるため¹⁴⁾、地球内部にはそれほど多くは存在しない。地球ニュートリノの発生源としてはウランの他にカリウム40、トリウム232などがある。

3) 地球内ミュオン崩壊ニュートリノ

地球内部ではミュオン起因のニュートリノも発生している。大気ニュートリノと同時にできるミュオンが地下深くに進入して止まるとその位置で約 2×10^{-6} 秒後に電子（陽電子）および反電子ニュートリノ（電子ニュートリノ）とミュオンニュートリノ（反ミュオンニュートリノ）に崩壊する。電子は貫通力が低いのでその場ですぐに止まってしまうが、ニュートリノは外に出てくる。このようにして地下から放出される反電子ニュートリノは地球内ミュオン崩壊ニュートリノと呼ばれ、ベータ崩壊で生成される反電子ニュートリノに比べて桁でエネルギーが高く地球ニュートリノとは区別されるが、加速器等を利用することで将来、地球内ミュオン崩壊ニュートリノを用いた地球内部の磁性の3次元マッピングが可能になるかもしれない¹⁵⁾。

III. ニュートリノと物質との反応 —弱い相互作用—

1) 大気ニュートリノ

ニュートリノは物質とWボゾン、Zボゾンを交換することによりそれぞれ荷電カレント反応、中性カレント反応を起こす。反応によりニュートリノが荷電レプトンに変わるか変わらないかで荷電、中性という名前がついている。反応断面積はいずれも入射ニュートリノのエネルギーが高くなるに従い大きくなり、数十GeV以上では反応断面積¹⁶⁾の合計値は以下の方程式で表される。

$$\sigma/E [\text{cm}^2/\text{GeV}] \sim 10^{-38} \quad (2)$$

ここで、 σ は荷電、中性カレントの断面積の合計、 E はニュートリノのエネルギーを表す。(2)で表されるように反応断面積はエネルギーにほぼ比例する。例えば、約10MeVのニュートリノだと荷電、中性カレントの断面積の合計が約 10^{-43} cm^2 であり、岩盤100光年（約 10^{20} cm ）通過して反

応が1回起きるが、25 TeV 程度までエネルギーが上昇すると、ニュートリノの反応長¹⁷⁾がおおよそ地球の直径と等しくなる。

荷電カレント反応において、ニュートリノエネルギーが低い場合は原子核との擬弾性散乱¹⁸⁾が主だが、エネルギーがあがるにつれ、そのうち原子核と反応するようになりパイオンやケイオンなどの単一のメソンをつくる反応が起きる。さらにエネルギーがあがると、原子核と深非弾性散乱¹⁹⁾をするようになる。この散乱では原子核が激しく温められハドロニックシャワー²⁰⁾を生成する。ハドロニックシャワーの透過力は低く、深非弾性散乱を起こした場所近傍で止まる。

荷電カレント反応ではミュオンが生成されるが、ミュオンのエネルギーに応じて最大数 km 飛行する。すなわち反応地点が地表付近であればミュオンは地球外に飛び出すことができるが、地球深部であれば地球内部で止まる。飛び出したミュオンはニュートリノ起因のミュオン (neutrino-induced muon) と呼ばれ、地表の荷電粒子検出器で検出される。だが強度はかなり低い (約 $10^{-9} \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$) ので検出器は荷電粒子に対して巨大な有感面積を有している必要がある。

擬弾性散乱と単一メソン生成の断面積が逆転するのが 1.5 GeV 程度。単一メソン生成と深非弾性散乱の反応断面積が逆転するのが 2.5 GeV 程度であるため、ニュートリノによる地球イメージングを行う場合には深非弾性散乱を利用することになる。散乱後はニュートリノのエネルギーがドラスティックに低下するので検出器で検出される確率も桁で低下する。その結果、深非弾性散乱をしたニュートリノはあたかも地球内部に吸収されたように見える。単位距離あたりにニュートリノが深非弾性散乱を起こす確率はニュートリノ経路に沿った単位距離あたりの原子核の総数によって²¹⁾。

2) 地球ニュートリノ

大気ニュートリノのような高エネルギーニュートリノが検出器のなか、あるいは検出器周囲の岩盤と荷電カレント反応を起こすとニュートリノが荷電粒子に変わるため、検出可能となる。ニュー

トリノの運動エネルギーが散乱後の荷電粒子の質量エネルギーより十分高い場合、できた荷電粒子の速度は検出器媒質 (水や氷) 中の光速より速くなるためチェレンコフ光を放出する。これを光電子増倍管などで検出する。またチェレンコフ光のパターンから電子ニュートリノとミューニュートリノの区別ができる。これを flavor tagging と呼んでいる。チェレンコフ光のパターンの違いは電子とミュオンの物質中における放射長²²⁾が大きく違うために起こる。電子はミュオンと比べて質量が軽いので制動放射の頻度が高く放射長が短い。そのためミュオンと比べて電子/陽電子ペアの対生成が頻繁に起こる。生成された電子のエネルギーが電子の静止質量の2倍より十分高い限り制動放射によって対生成を繰り返すので検出器のなかで大量の電子群 (これを電子シャワーと呼ぶ) をつくる。それに対して、ミュオンは新たな荷電粒子をほとんどつ造らない。電子もミュオンも相対論的である限りチェレンコフ光を放出するので、この違いは最終的にチェレンコフ光の幾何学的パターンに大きく影響する。1987 年大マゼラン星雲で発生した超新星爆発に由来するニュートリノをとらえることに成功した Super-KAMIOKANDE は flavor tagging にこの原理を用いている。

一方、地球ニュートリノはエネルギーが数 MeV で大気ニュートリノと比べてエネルギーが何桁も低いので、同様の方法をとることができない。そこで次のような方法をとる。地球ニュートリノが液体シンチレーターに大量に含まれる陽子と稀に反応すると以下に示す逆ベータ崩壊が起きる。

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n \quad (3)$$

逆ベータ崩壊 (inverse beta decay) は陽子を構成する (2つの u クォークと 1つの d クォーク) のうち、1つの u クォークが d クォークに変わることで、中性子 (1つの u クォークと 2つの d クォーク) に変わる弱い相互作用による反応の1つであるが、陽子単独では上記のような反応は起きず、反電子ニュートリノが陽子に近づいた時に起

きる。そのため、反電子ニュートリノと陽電子が W を介して結合することになる。反応の結果発生する陽電子のエネルギーと入射したニュートリノのエネルギーとの間には 1 対 1 の関係があるので陽電子のエネルギーからニュートリノのエネルギーを見積もることが可能である (Araki *et al.*, 2005)。反応によって放出されるもう一つの粒子である中性子は荷電粒子ではないため、液体シンチレーターを直接光らせることはできないが、一定距離運動後原子核に吸収され、ガンマ線を放出する。ガンマ線にはじき出された電子が液体シンチレーター²³⁾を光らせる。

これまで地球ニュートリノの検出に成功した KamLAND や Borexino はこの検出原理を用いている。有感体積はおおよそ約 1000 m^3 , 300 m^3 である。どちらもミュオンの影響を極力抑えるために、山の内部に検出器を設置している点が共通である。検出器上部に存在する分厚い岩盤で宇宙線由来の荷電粒子を止めるためである。また、Borexino の有感体積は KamLAND の 1/3 程度であるので、地球ニュートリノの検出頻度も低く 2 か月に 1 個以下程度である。一方、Borexino の周囲には、KamLAND と違い、原子炉由来の反電子ニュートリノを生成する原子力発電所がないので、これによるノイズは 1/7 程度である。KamLAND 実験や Borexino 実験以外でも地球ニュートリノの検出は世界各国で試みられており、カナダの SNO+ 実験 (Huang *et al.*, 2014)、欧州、中国の共同計画である JUNO 実験 (Strati *et al.*, unpublished)²⁴⁾ などがその例である。KamLAND 実験や Borexino 実験の詳細な紹介は本報文の目的である「ニュートリノによる地球のイメージング技術の紹介」の目的から逸脱するため、ここでは深く立ち入らない。他報文を参照されたい (McDonough *et al.*, 2012)。

IV. ニュートリノ観測によって得られる 地球内部の物理量

これまで述べてきたようにニュートリノと物質との反応断面積はきわめて小さく低エネルギーのニュートリノにとって地球はほぼ透明である。し

かし反応断面積はニュートリノのエネルギーとともに上昇していくので、地球の直径程度を走る間にある程度物質と相互作用できるくらい高いエネルギーをもったニュートリノを計数すれば、ニュートリノの経路に沿った原子核との散乱頻度を測定できる。

1) 大気ニュートリノによる測定

地球を透過する前の大気ニュートリノのエネルギースペクトルはモンテカルロシミュレーションで精度よく予言できるので、地球透過後の大気ニュートリノフラックス（これを透過大気ニュートリノフラックスと呼ぶことにする）を高い統計精度で測定することによりニュートリノ経路に沿った原子核の面密度を計算することが可能である。原子の質量の大部分を原子核が占めるので、原子核の面密度は地球を構成する物質の面密度といって差し支えはない。地球内部の密度分布についてはこれまで地震波データに基づく Preliminary Reference Earth Model (PREM) と呼ばれる地球内部構造の標準モデルがあるが (Dziewonski and Anderson, 1981)、ニュートリノはこれに対してまったく独立な情報を与えることができる。例えば Gonzalez-Garcia *et al.* (2008) によると IceCube 検出器を用いた理想的な 10 年間の透過大気ニュートリノの観測で 4.7σ の統計的有意度でコアとマントルの密度の違いを検出できる。ただし、空間分解能はコア、マントルの半径程度である。コアに対するマントルの平均的な密度比は約 40% なので、この空間分解能に対する密度分解能はコアの平均的な密度に対して 1σ あたり約 10% となる。

2) 地球ニュートリノによる測定

一方、質量 (M) のウランとトリウムから 1 秒間に放出される地球ニュートリノの数はそれぞれ $7.46 \times 10^7 \times M \text{ kg}$ および $1.62 \times 10^7 \times M \text{ kg}$ であるから (Fiorentini *et al.*, 2010)、地球ニュートリノに対してある質量のポイントソースを仮定するとソースから検出器までの距離が決まれば検出位置でのニュートリノフラックス（単位時間あたり単位面積あたりのニュートリノ個数）を計算できる。逆にニュートリノフラックスの測定値と検

出器、ソース間の距離から、ソースの質量を計算できる。実際にはソースの位置や空間的広がりによって不定性があるため、地球ニュートリノ計数の積分値だけではモデルがないとソースの質量を計算することはできない。より仮定の少ない質量値を得るためには、地球内部におけるウランとトリウムの空間分布の観測が必要である。この観測の実現は Bulk Silicate Earth の組成や地球の進化過程を議論するために用いられてきた従来の地球化学的、地球物理学的情報に対してまったく独立な観測を与えることになるため、地球科学的に重要な課題であろうと考えられる。したがって、今後地球ニュートリノ研究を前進させるためには到来方向の検出技術が必須となる。

V. ニュートリノの到来方向決定

ニュートリノは透過力がきわめて強く地球全体をも簡単に通り抜けられる。また、ニュートリノによる地球内部イメージング技術を利用すれば、これまで地震波速度だけに限られてきたデータに加えて、地球内部の密度、ウランの総質量、トリウムの総質量の3つの新たな情報が得られる。そのためにはニュートリノの到来方向をできるだけ精度よく決定する技術開発が重要である。到来方向の決定精度（＝ニュートリノイメージの解像度）は①検出器の角度分解能および②ニュートリノの計数に依存する。①は自明であるが、②についてここで少し説明しよう。ニュートリノイメージの1ピクセル（画素）あたりに計数されるニュートリノは統計的な揺らぎをもっている。ニュートリノ計数がある程度（数十イベント）以上あればこの揺らぎはニュートリノ計数を N として約 $N^{0.5}$ である。この揺らぎがニュートリノイメージのコントラスト（つまり原子核の密度やウラン、トリウムの濃集度に対する分解能）を決定する。ニュートリノ計数が多いほど揺らぎは小さくなるのでピクセルのサイズを広げることで（ビンのパッキングと呼ぶ）1ピクセルあたりに計数されるニュートリノ数を増やす。したがって、全体としてもととのニュートリノ計数が少なければいくら検出器側の角度分解能がよくて

も、必要とされるイメージのコントラストが得られるまで、ビンのパッキングを繰り返す必要がある。以下、到来方向の決定について述べる。

1) 大気ニュートリノ

ミューニュートリノの運動エネルギーがミュオンの静止質量よりも遥かに高い場合は、相対論効果により実験室系でのミュオン飛跡にはミューニュートリノの到来方向が保存されていると近似してよい。ミュオンの飛跡の同定にはチェレンコフ光を利用することが多い。チェレンコフ光は媒質中を荷電粒子がその媒質における光速を超える速度で飛行することによりその荷電粒子より放出されるため、その光の形状はミュオンを軸とした円錐状となる。この円錐の形を精度よく測定することによりミュオンの飛跡を決定することができる。Super-KAMIOKANDE や IceCube では、高密度に配列した光検出器のアレイを用いて、光の幾何学的パターンよりチェレンコフ光の軸の向きを決定する。一方、チェレンコフ光の検出には透明な媒体が必要であるため、水や氷が荷電粒子の検出器として用いられている。

IceCube ではこの飛跡決定精度の検証を月を用いて行った。TeV を超える高エネルギーの1次宇宙線の大気原子核との反応は高度にローレンツブースト²⁵⁾しているため、実験室系では2次粒子の進行方向は1次粒子のそれとほぼ一致する（数TeV以上のミュオンであれば、そのミュオンの元となった1次宇宙線の進行方向となす角は 0.1° 以下である）。一方、1次宇宙線は地球に等方的に到来しているが、一部は月に遮蔽される。つまり、十分角度分解能が高い検出器を用いて、数TeV以上の高エネルギーミュオンを到来方向ごとにプロットすれば月の影が映し出されるはずである（図1）。図2にはIceCubeによって描かれたミュオンがつくる月の影が示されている。地球から月を見込む角度は約 0.5° であるので、月の影の撮影能力を示すことによってIceCubeのミュオン飛跡決定精度が 0.5° 以下であることを実証した(Aartsen, unpublished)²⁶⁾。

2) 地球ニュートリノ

一方、逆ベータ崩壊を利用する低エネルギーの

地球ニュートリノ検出では、チェレンコフ光を用いることができない。Vogel and Beacom (1999) は検出器に入射する反電子ニュートリノの方向と逆ベータ崩壊によって放出される陽電子と中性子 (方程式 (3) 参照) の間の放出角の関係について発表した。これまで反電子ニュートリノの到来方向検出に成功した例は報告されていない。陽電子、中性子両方の位置を正確に検出できればよいが、中性子は電荷をもたないため位置の正確な測定はきわめて困難である。Palo Verde (Boehm, unpublished)²⁷⁾ や CHOOZ 実験 (Apollonio *et al.*, 2003) では、ガドリニウム (Gd) を添加することで、これを達成しようとした。Gd は高い熱中性子の捕獲断面積をもつため、中性子が捕獲されるまでに走る距離を短くすることで、中性子の進行方向の擾乱をできるだけ抑えることができる。しかし、この試みは成功しなかった。例えば、CHOOZ 実験では、ニュートリノトラックのうち、ほぼ 50% がまったく逆方向から飛んできたニュートリノと誤って認識されていた (Apollonio *et al.*, 2003) (図 3 黄色点)。理由は Gd が捕獲時にガンマ線を放出することで、中性子の位置がみえなくなるからである。

これに対して、Tanaka and Watanabe (2014) はリチウム (${}^6\text{Li}$) を混入した液体シンチレーターを用いたトラッキングによる地球ニュートリノイメージング法を提案している。彼らの方法は、 ${}^6\text{Li}$ に捕獲される中性子が以下の方程式 (4) に示されるような反応を利用している。

ここで、 n は中性子、 t はトリチウム (三重水素)、 α はアルファ粒子 (ヘリウムの原子核) を表す。また、放出されるトリチウムのエネルギーは 2.05 MeV、アルファ粒子は 2.73 MeV である。方程式 (4) からわかるように、 ${}^6\text{Li}$ を用いる方法では、荷電粒子のみが放出されるため、ガドリニウムの場合と違って、ガンマ線が中性子の捕獲場所をマスキングすることがない。また、とくにこの過程で放出されるトリチウムの光量は 1.5 MeV のアルファ粒子の 10 倍高い (Fischer *et al.*, 2011)。

Tanaka and Watanabe (2014) は ${}^6\text{Li}$ による中性子の捕獲場所が理想的に決定できる場合、地球ニュートリノを約 60° の角度分解能で飛跡検出できるようになると見積もっている (図 3)。これは高分解能のイメージング検出器で決定できると考えられている。Tanaka and Watanabe のモデル実験では、イメージング検出器は $\pm 2.5 \text{ cm}$ を切る分解能で液体シンチレーターを横切る宇宙線ミュオンの飛跡をとらえることができることを示している。ただし、現時点では、このような高い精度で反応点を決めることは、 $6 \text{ cm}^W \times 6 \text{ cm}^L \times 3 \text{ cm}^D$ のきわめて小型の検出器で成功しているにすぎない (Tanaka and Watanabe, 2014)。

ニュートリノの飛跡を検出器内で決定することができれば、地球の大きさに比べて検出器の大きさは無視することができるので密度やウラン、トリウム濃度を角度空間に投影することが可能である。ニュートリノの飛行経路の直線性は担保されるので、イメージングの分解能はニュートリノの到来方向について角度の決定精度 $\Delta\theta$ と検出器と対象物体の距離 L から決まる位置分解能 $L \times \tan \Delta\theta$ に等しい。Tanaka and Watanabe (2014) は飛驒山脈の地下 20 km にウラン濃度および、トリウム濃度がそれぞれ 5 ppm, 20 ppm, 体積 16000 km^3 の仮想的なウラン、トリウム濃集層を仮定して、さらに ${}^6\text{Li}$ による中性子の捕獲場所が理想的に決定できると仮定した場合、KamLAND の位置でそれが検出できることを示した。

VI. ニュートリノ検出器の現状と問題点

ニュートリノは物質との反応断面積がきわめて小さく検出器の単位体積あたりの検出頻度がきわめて少ない。地球内部のイメージングに有用な高エネルギーニュートリノは現状では大気ニュートリノの利用が現実的であるが、大気ニュートリノのエネルギースペクトルは約 $E^{-3.7}$ に比例するため、エネルギーとともに急速に数が少なくなり、地球内部のイメージングに使えるような 10 TeV を超えるエネルギーのニュートリノの検出頻度は非常に低い。そのため、大気ニュートリノを用いる

図 1 高エネルギーミュオンが地球上に月の影をつくる原理. 1 次宇宙線は地球に等方的に到来するが、月を貫通することはできないので遮蔽される. 地表から月を見込む角はおよそ 0.5° である.

Fig. 1 Principle of the moon's cosmic ray shadow. Cosmic rays that approach the Earth are blocked by the moon. The viewing angle of the moon is $\sim 0.5^\circ$.

図 2 IceCube 検出器によって観測されたミュオンによってつくられる月の影 (Aartsen, unpublished)²⁶⁾. 緑～青色の領域はミュオン強度が相対的に低く、黄～赤色の領域はミュオン強度が相対的に高い.

Fig. 2 The moon's cosmic ray shadow observed with IceCube neutrino detector (Aartsen, unpublished)²⁶⁾. The green to blue region shows a lower muon intensity while the yellow to red region shows a higher intensity.

図 3 ^{10}B (茶色の点) および ^6Li 添加 (青点), そして KamLAND で使用されている液体シンチレーター (灰色の点) に対して, 計算された反電子ニュートリノ飛跡決定における角度分解能. $\theta = 0^\circ$ の方向から入射したニュートリノがそれ以外の方向に誤認される確率分布 (Tanaka and Watanabe, 2014). 黄色の点は CHOOZ 実験から得られたデータを表す. 左右の縦軸はイベントを示す. 右の縦軸は CHOOZ 実験から得られたデータのみに対して, 左の縦軸は他の 3 つのデータセットに対するプロットに対して使用する. 図中のエラーバーは 1σ の標準偏差を示す.

Fig. 3 The angular resolutions of anti-electron neutrino tracking calculated for ^{10}B (brown solid circles) and ^6Li loaded (blue solid circles), and KamLAND liquid scintillator (gray solid circles) (Tanaka and Watanabe 2014). This plot shows the mis-identification rate of the incident direction of a neutrino when it is injected in the direction of $\theta = 0$. Data from CHOOZ reactor experiments are also plotted (yellow solid circles). Left and right axes show events. The right axis is used only for CHOOZ data, whereas the left axis is used for the other three plotted datasets. Error bars indicate the 1σ standard deviation.

場合, 地球科学にとって有用な情報をとり出すためにはとてつもなく巨大な検出器が必要である. IceCube は南極の氷床をニュートリノ検出器に利用することで効率的にギガ立米スケールの巨大な有感体積を得ることに成功した. IceCube 検出器はこの巨大な有感体積を活用して, 到来頻度がきわめて低い地球外由来のニュートリノと思われるイベントを検出することに成功している (Aartsen *et al.*, 2013).

図 4 IceCube 検出器による 10 年間の観測で期待される大気ニュートリノの計数の天頂角依存性. ニュートリノ計数は異なるエネルギー下限値 100 GeV (青), 10 TeV (黄), 32 TeV (灰) で大気ニュートリノのエネルギースペクトルを積分した値がプロットされている.

Fig. 4 Zenith angular dependence of the expected number of events of atmospheric neutrinos during operation of the IceCube neutrino detector for 10 years. The plot shows the integrated energy spectrum of atmospheric neutrinos over the energy range above 100 GeV (blue), 10 TeV (yellow) and 32 TeV (gray).

IceCube ではすでに 6 年分のデータが取得されている。だがすべてのデータがオープンになっているわけではない。これは、IceCube のデータにはニュートリノ以外の粒子の情報が多数含まれておりそれを取り除くための解析がきわめて複雑で非常に時間のかかる作業だからである。したがって、今後解析が進み使えるニュートリノトラックが増えてくれば、地球のイメージングも可能になってくると考えられる。しかし、IceCube をもってしても地球科学として利用価値の高いデータを提供するには有感体積が足りない。図 4 には IceCube 検出器を用いた 10 年の観測で期待されるニュートリノ計数をエネルギー別に示した。例えば天頂角 $0 \sim 34^\circ$ の角度領域において 1 年間で計数されるニュートリノ数についてみる

と 100 GeV 以上だと 1 万個であるのに対して 10 TeV 以上だと 25 個程度、32 TeV 以上になると 2 ～ 3 個程度に減る (Gonzalez-Garcia *et al.*, 2008)。IceCube の体積のさらに 1000 倍を超えるニュートリノ検出器、あるいは Geotron のような高エネルギーシンクロトロン of 安価な建設、運用技術の登場が待たれる。しかし、IceCube で実際の観測がはじまったこと自体はこれまでアイディア止まりだったニュートリノによる地球イメージングが一歩前進できた意味で大変重要なことだと考えられる。

地球ニュートリノを用いたイメージングを実現させるために、到来方向検知とはまったく異なるアイディアも提出されている。地球ニュートリノ検出においては、ニュートリノ源が局所化している場合、近いところほどニュートリノフラックスは強くなるのであるが (地球に近づくほど明るいと同じ原理である)、この性質を利用した、移動型反電子ニュートリノ検出器 (HANO HANO) が提案されている (Learned *et al.*, 2007)。HANO HANO 計画とは KamLAND の有感体積の 10 倍である 10 kt の液体シンチレータタンクを積載した船舶を建造することであり、海上を自由に移動できる特徴をもつ。イメージングしたい対象の直上に反電子ニュートリノ検出器を移動して、ニュートリノを計数する。観測地点に到着した船舶はタンクを切り離して、深さ約 4 km の海底に沈める。検出器は海底から一定距離の位置でアンカーにより固定される。測定期間は約 1 年が想定されており、測定後、検出器はアンカーから切り離されて、海面に浮かび上がるように設計されている。約 4 km の厚さの海水は、およそ KamLAND の上部に位置する岩盤の水等量の厚さに等しいため、KamLAND と同等かそれ以上²⁸⁾の低ノイズな環境でニュートリノ観測ができると考えられる。Šrámek *et al.* (2013) はアフリカおよび太平洋に局在すると考えられている、下部マントルと組成が異なっている領域の HANO HANO によるイメージングを提案している。

VII. 結 論

以上で述べてきたようにニュートリノを用いた地球イメージングは密度（原子核密度）、ウランおよびトリウムの質量の空間分布という既存の地球物理学観測では得ることができなかった新たな物理量を地球科学者に提供してくれる可能性がある。しかし、その一方で統計精度が十分に高く、地球科学の議論に即利用可能なデータを提供できる状況にないことも明らかである。ニュートリノ検出技術および解析技術が発展するだけでは、より詳細な地球科学的データが得られるとは限らない。だが、今ここでこれらの技術開発を進めていくことは将来、現存するニュートリノ検出器のサイズを大きく凌駕する新たな検出器のコンセプトが現れた時にニュートリノが地球解析のための次世代のツールになり得るために必要不可欠なことと思われる。2006 年、素粒子ミュオンを用いて火山内部がはじめてイメージングされた。これが可能になったのは 20 世紀の初頭から終わりにかけて荷電粒子の検出技術および解析技術が大きく発展したからにほかならない。

ニュートリノを用いた地球内部のイメージング研究はアイデアが先行しすぎて計画に現実味がないことから荒唐無稽な話になりがちである。しかし、Gonzalez-Garcia *et al.* (2008) の発表をきっかけに南極のニュートリノ検出器 IceCube で取得されつつあるデータが、地球内部のイメージングに向けて少しずつだが解析されはじめている。まだ密度構造を描き出せるほどの統計精度はないが、まずは大気ニュートリノを用いることで地球内部の密度分布を測定できることをデモンストラレーションしてその可能性に対する証拠を示すことが重要である。とくに地球ニュートリノについてはイメージングの基礎となる到来方向の検知技術の開発研究は一昨年はじまったばかりである。今後、ニュートリノを利用する地球のイメージング技術をますます発展させていくことで、今まで、浅部の地球科学への応用に限定されていた素粒子物理学が、今後より深部の地球科学に適用できるようになっていくと期待される。

謝 辞

本論文の執筆にあたり本多 了編集委員には多くの有益な助言をいただいた。ここに深甚の謝意を表する。

注

- 1) 大気ニュートリノとは 1 次宇宙線と大気原子核との反応によって生成されるニュートリノのことである。
- 2) 地球内部には、一定の時間で原子核固有の崩壊過程を経る放射性元素が多く存在しており、それらがベータ崩壊するたびに反電子ニュートリノが放出される。この種のニュートリノは地球内部起源ニュートリノ（地球ニュートリノ）と呼ばれる。ウラン、トリウムの崩壊系列で放出される地球ニュートリノが現時点で存在している反電子ニュートリノ検出器で検出できる。
- 3) 運動エネルギーが質量エネルギーを超えるエネルギー領域。
- 4) 磁束密度は約 $3 \mu\text{G}$ で大体 local spiral arm に沿っているが大きな揺らぎがある。
- 5) $200 \sim 300 \text{ pc}$ ($1 \text{ pc} = 3 \times 10^{15} \text{ m}$)。
- 6) 1 次宇宙線と星間物質との衝突により生成される炭素、酸素、鉄の（星の核融合の最終生成物としては本来存在しない）核破砕物の量から 1 次宇宙線が地球に到達するまでにどれだけ飛行してきたかがわかる。これらの衝突断面積は地表の実験で得られているからである。数 GeV の宇宙線は水素にして $5 \sim 10 \text{ g/cm}^2$ の areal density を通ってくる。これを平均水素密度約 1 個/cm^3 で割ると飛んできた距離を割り出せる。宇宙線の運動エネルギーが高くなると磁場の影響を受けにくくなるので飛行距離は短くなる。
- 7) 1 次宇宙線は低エネルギーほど東西効果の影響を受けるので 2 次粒子として生成される大気ニュートリノも低エネルギーのものはその影響を受ける。東西効果とは 1 次宇宙線が地磁気によって曲げられることで大気上層に到達できる粒子の最低エネルギーが入射方向で違ってくる効果をいう。この効果は geomagnetic latitude で赤道ほど強く（十～数十 GeV）、極にいくに従い 0 に漸近する。
- 8) γ はローレンツ因子であり、相対論効果による時計の遅れ分を補正する因子である。
- 9) 中性ケイオンの K_L , K_S も荷電パイオンに崩壊するモードがあるため最終的にはニュートリノ生成に寄与する。
- 10) どういうモードで崩壊するかの分岐比。一般的に単一のモードで崩壊するとは限らない。
- 11) パイオンの崩壊では u クォークと反 d クォークにミュオンとミューニュートリノが W を介して結合している。ミュオンの崩壊ではミュオンとミューニュートリノが電子と電子ニュートリノに W を介して結合している。
- 12) 陽子はきわめて安定な粒子である。以前は崩壊定数は 10^{30} 年と予想されていたが今では下限が 10^{34} 年に伸びている。
- 13) アイソスピン。
- 14) 途中でできる核種のなかではウラン 234 の半減期

がもっとも長く約 25 万年である

- 15) 地球内部で止まったミュオンは約 $2\ \mu\text{s}$ 後にミシエル崩壊をするが、崩壊によって生成されるニュートリノ（崩壊ニュートリノ）の進行方向はミュオンのスピンとはおよそ逆向きとなる。ここで気を付けなければならないことは、ミュオンは止まると周囲の磁性の影響を受けスピン回転をすることである。例えば非磁性である SiO_2 中にミュオンが止まると回転せずに崩壊するが、強磁性体である鉄の内部に止まると高速に回転するため崩壊するまでにスピンの向きが変わる。そのため、ミュオンが止まった地球内部物質の磁性によって崩壊ニュートリノの放出方向が元のニュートリノの進行方向に影響する。崩壊ニュートリノのエネルギーは最大で 50 MeV 程度であり、深非弾性散乱を起こす前のニュートリノエネルギーと比べて何桁も低く、したがってその後の地球との反応確率も何桁も下がる。
- 16) 反応を起こす割合の尺度で、粒子を標的にぶつける場合その命中率は粒子の向かってくる方向の面積に比例する。
- 17) 反応によってニュートリノ数が統計的に $1/e$ に減る距離。反応が stochastic なために、毎回同じ距離で反応をするとは限らないために、このような表現となる。
- 18) 弾性散乱にきわめて近い非弾性散乱。エネルギー伝達が散乱粒子のエネルギーと比較して小さい散乱をいう。
- 19) 深非弾性散乱の深いという言葉は、入射粒子のエネルギーが上がることで核子のより深い階層（つまりクォーク）と反応することからきている。
- 20) クォークが運動エネルギーを得て対となっているクォークから分離するたびに新たなクォークが次々と生成されいくつものクォークやグルオン（まとめてパートンと呼ぶ）が多重にハドロン化してシャワーのように放出される。
- 21) 中性カレント反応も原子核との反応である。
- 22) 放射長とは荷電粒子が制動輻射によってエネルギーを $1/e$ に落とすまでの典型的な距離のことを指す。
- 23) 液体シンチレーターとは荷電粒子が通ると光を発する特殊な液体である。
- 24) Strati, V., Baldoncini, M., Callegari, I., Mantovani, F., McDonough, W.F., Ricci, B. and Xhixha, G. (unpublished): Expected geoneutrino signal at JUNO. arXiv:1412.3324 [Cited 2016/6/30].
- 25) 空間的に 1 次元のローレンツ変換。実験室系における非常に高エネルギーの粒子の散乱角はおよそ重心系の散乱角に対してローレンツ因子分小さくなる。
- 26) Aartsen, M.G. (unpublished): Observation of the cosmic-ray shadow of the Moon with IceCube. arXiv:1305.6811 [Cited 2016/6/30].
- 27) Boehm, F. (unpublished): Studies of neutrino oscillations at reactors. arXiv:nucl-ex/0005002 [Cited 2016/6/30].
- 28) 周囲に原子力発電所がないため、KamLAND よりさらに低いノイズレベルが期待される。

文 献

- Aartsen, M.G. and 276 others (IceCube Collaboration) (2013): Evidence for high-energy extraterrestrial neutrinos at the IceCube detector. *Science*, **342**, 1242856.
- Agostini, M. and 101 others (Borexino Collaboration) (2015): Spectroscopy of geoneutrinos from 2056 days of Borexino data. *Physical Review D*, **92**, 031101(R).
- Alvarez, L.W., Anderson, J.A., El Bedwei, F., Burkhard, J., Fakhry, G., Girgis, A., Goneid, A., Hassan, F., Iverson, D., Lynch, G., Miligy, Z., Moussa, A.H., Mohammed-Sharkawi and Yazolino, L. (1970): Search for hidden chambers in the pyramids. *Science*, **167**, 832-839.
- Apollonio, M. and 39 others (The CHOOZ Collaboration) (2003): Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station. *European Physical Journal C*, **27**, 331-374.
- Araki, T. and 86 others (KamLAND Collaboration) (2005): Experimental investigation of geologically produced antineutrinos with KamLAND. *Nature*, **436**, 499-503.
- Carbone, D., Gibert, D., Marteau, J., Diamant, M., Zuccarello, L. and Galichet, E. (2013): An experiment of muon radiography at Mt Etna (Italy). *Geophysical Journal International*, doi: 10.1093/gji/ggt403.
- De Rújula, A., Glashow, S.L., Wilson, R.R. and Charpak, G. (1983): Neutrino exploration of the earth. *Physics Reports*, **99**, 341-396.
- Dziewonski, A.M. and Anderson, D.L. (1981): Preliminary reference Earth model. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **25**, 297-356.
- Fiorentini, G., Lissia, M., Mantovani, F. and Chubakov, V. (2010): Geo-neutrinos and radiogenic contribution to Earth's heat flow. *AIP Conference Proceedings*, **1304**, 283-290.
- Fisher, B.M., Abdurashitov, J.N., Coakley, K.J., Gavrin, V.N., Gilliam, D.M., Nico, J.S., Shikhin, A.A., Thompson, A.K., Vecchia, D.F. and Yants, V.E. (2011): Fast neutron detection with ${}^6\text{Li}$ -loaded liquid scintillator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, **646**, 126-134.
- Gando, A. and 45 others (KamLAND Collaboration) (KamLAND Collaboration) (2013): Reactor on-off antineutrino measurement with KamLAND. *Physical Review D*, **88**, 033001.
- George, E.P. (1955): Cosmic rays measure overburden of tunnel. *Commonwealth Engineer*, 455.
- Gonzalez-Garcia, M.C., Halzen, F., Maltoni, M. and Tanaka, H.K.M. (2008): Radiography of Earth's core and mantle with atmospheric neutrinos. *Physical Review Letters*, **100**, 061802.
- Huang, Y., Strati, V., Mantovani, F., Shirey, S.B. and

- McDonough, W.F. (2014): Regional study of the Archean to Proterozoic crust at the Sudbury Neutrino Observatory (SNO+), Ontario: Predicting the geo-neutrino flux. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **15**, 3925–3944.
- Kajita, T. and Totsuka, Y. (2001): Observation of atmospheric neutrinos. *Reviews of Modern Physics*, **73**, 85.
- Learned, J.G., Dye, S.T. and Pakvasa, S. (2007): Hanohano: A deep ocean anti-neutrino detector for unique neutrino physics and geophysics studies. *Proceedings of the Twelfth International Workshop on Neutrino Telescopes, Venice, March 2007*.
- Lesparre, N., Gibert, D., Marteau, J., Komorowski, J.-C., Nicollin, F. and Coutant, O. (2012): Density muon radiography of La Soufrière of Guadeloupe volcano: Comparison with geological, electrical resistivity and gravity data. *Geophysical Journal International*, **190**, 1008–1019.
- McDonough, W.F., Learned, J.G. and Dye, S.T. (2012): The many uses of electron antineutrinos. *Physics Today*, **65**, 46–51.
- Šrámek, O., McDonough, W.F., Kite, E.S., Lekić, V., Dye, S.T. and Zhonge, S. (2013): Geophysical and geochemical constraints on geoneutrino fluxes from Earth's mantle. *Earth and Planetary Science Letters*, **361**, 356–366.
- Tanaka, H.K.M. and Watanabe, H. (2014): ${}^6\text{Li}$ -loaded directionally sensitive anti-neutrino detector for possible geo-neutrino radiographic imaging applications. *Scientific Reports*, **4**, 4708.
- Tanaka, H.K.M., Nakano, T., Takahashi, S., Yoshida, J., Takeo, M., Oikawa, J., Ohminato, T., Aoki, Y., Koyama, E., Tsuji, H. and Niwa, K. (2007): High resolution imaging in the inhomogeneous crust with cosmic-ray muon radiography: The density structure below the volcanic crater floor of Mt. Asama, Japan. *Earth and Planetary Science Letters*, **263**, 104–113.
- Tanaka, H.K.M., Nakano, T., Takahashi, S., Yoshida, J., Takeo, M., Oikawa, J., Ohminato, T., Aoki, Y., Koyama, E., Tsuji, H., Ohshima, H., Maekawa, T., Watanabe, H. and Niwa, K. (2008): Radiographic imaging below a volcanic crater floor with cosmic-ray muons. *American Journal of Science*, **308**, 843–850.
- Tanaka, H.K.M., Uchida, T., Tanaka, M., Shinohara, H. and Taira, H. (2009): Cosmic-ray muon imaging of magma in a conduit: Degassing process of Satsuma-Iwojima Volcano, Japan. *Geophysical Research Letters*, **36**, L01304.
- Tanaka H.K.M., Taira, H., Uchida, T., Tanaka, M., Takeo, M., Ohminato, T., Aoki, Y., Nishitama, R., Shoji, D. and Tsuji, H. (2010): Three dimensional CAT scan of a volcano with cosmic-ray muon radiography. *Journal of Geophysical Research*, **115**, B12332.
- Tanaka, H.K.M., Miyajima, H., Kusagaya, T., Taketa, A., Uchida, T. and Tanaka, M. (2011): Cosmic muon imaging of hidden seismic fault zones: Rainwater permeation into the mechanical fractured zones in Itoigawa-Shizuoka Tectonic Line, Japan. *Earth and Planetary Science Letters*, **306**, 156–162.
- Tanaka, H.K.M., Kusagaya, T. and Shinohara, H. (2014): Radiographic visualization of magma dynamics in an erupting volcano. *Nature Communications*, **5**, 3381.
- Vogel, P. and Beacom, J.F. (1999): The angular distribution of the reaction $\nu_e + p \rightarrow e^+ + n$. *Physical Review D*, **60**, 053003.
- Winter, W. (2006): Neutrino tomography - Learning about the Earth's interior using the propagation of neutrinos. *Earth, Moon, and Planets*, **99**, 285–307.