

高エネルギー加速器セミナー OHO'05

ニュートリノファクトリー(2)
～ パイオン捕獲とミューオン冷却 ～

吉田誠(阪大)

1. ニュートリノファクトリーのフロントエンド

大強度ニュートリノ源であるニュートリノファクトリー計画や、高エネルギーフロンティアであるミュオンコライダー計画は、高エネルギー物理学の将来計画の一つとして、世界各国で検討されている。これらの計画では大強度陽子加速器からの陽子ビームを標的に当てて生じたパイオンをミュオンに崩壊させ、これを加速して蓄積リングに入射する。このとき、ミュオンは時間、空間的に非常に広い分布を持っており、効率よく収集し、加速器に入射するために次のような装置が必要となる。

- ・パイオン捕獲系：標的に発生したパイオンを収集し、ミュオンに崩壊させる。
- ・位相空間回転系：ミュオンの運動量を揃え、RF 加速空洞で加速できるようにする。
- ・冷却系：ミュオンビームの(空間的)広がり減らし、後段の加速器に入射する。

日本[1]、米国[2]、欧州[3]および英国でそれぞれニュートリノファクトリーのフロントエンドについての設計が進められているので、このテキストでは原理とともに実際のデザインも紹介していく。Fig.1 は現在検討が進められている米国のニュートリノファクトリー案(US Study-IIa)である。1MW の陽子ビームから、上述のような要素によって、20GeV から 50GeV の大強度ミュ

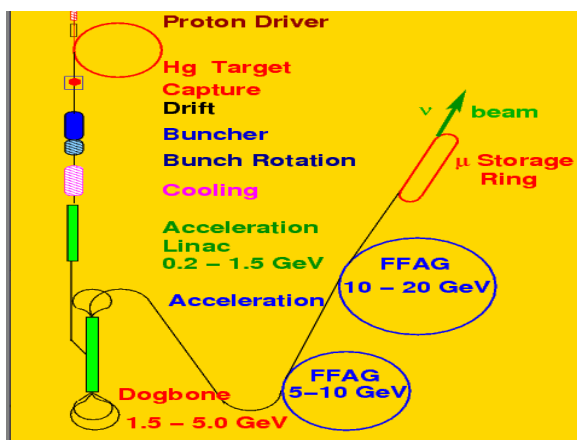


Fig. 1 BNLにおけるニュートリノファクトリーのレイアウト (US Study-IIa)

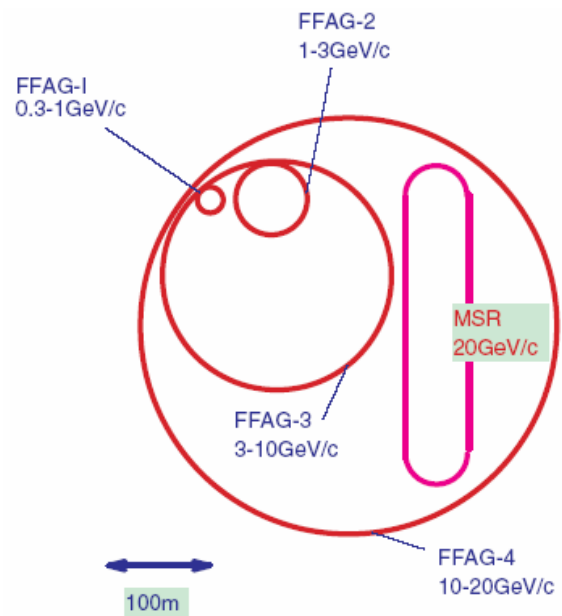


Fig. 2 FFAG 加速器を用いたニュートリノファクトリーのレイアウト (日本案)

オンビーム ($10^{20} \mu/\text{year}$ 以上) を得られると期待する。これまで検討されているニュートリノファクトリーのフロントエンドでは、30GeV の陽子 1 個あたりおよそ 0.2 個のミュオンを得られると期待されている。パイオン生成量は陽子エネルギーにほぼ比例するので、陽子エネルギーで規格化すると、ミュオン生成量は $0.07 \mu/\text{proton}/\text{GeV}$ となる

日本のニュートリノファクトリー計画(Fig.2)では1 MW の 50GeV 陽子ビームを用い、大アクセプタンス ($10000 \pi \text{ mm mrad}$ 以上)の FFAG 加速器 (Fixed-Field Alternating Gradient synchrotron)でパイオン崩壊ソレノイドからのミュオン($0.3 \mu/\text{proton}$)を直接加速して、 $3 \times 10^{20} \mu/\text{year}$ の大強度ミュオンビームを生成する計画である。

2. パイオン捕獲

大強度ミュオンビームを得るためには、標的から飛散するパイオンを効率よく捕獲する必要がある。そのために、標的近傍に強い磁場を発生させ、パイオンを速やかに収束、捕獲する。パイオンを捕獲した後は、ソレノイド磁場中にパイオンを閉じ込めて、ミュオンに崩壊させる。

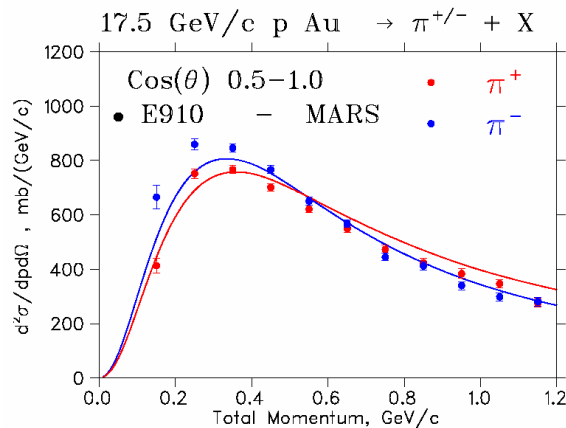


Fig. 3 パイオン生成断面積 (BNL-E910)。平均運動量はおおよそ 250MeV/c で、横方向運動量の平均はおおよそ 150MeV/c。

2.1. 陽子標的

1 MW クラスの大強度の陽子ビームからパイオンを生成するためには、ビームによる熱、衝撃に耐える標的を開発しなければならない。このような標的の素材としてグラファイトがあげられる。10GeV 近辺の陽子ビームではグラファイトと水銀では生成されるパイオン数は変わらないが、30GeV を超える陽子ビームの場合、より原子数の大きい元素を標的にするとパイオン生成断面積が大きくなる。したがって、日米欧いずれのニュートリノファクトリーにおいても、水銀を陽子標的に用いることが検討されている。水銀を使うことでグラファイト標的の2倍のパイオンが得られる。生成されるパイオンは Fig.3 のような運動量分布を持つので、パイオン捕獲系は 200MeV/c から 300MeV/c のパイオンを効率よく捕獲するように最適化されなければならない。

標的に生成されたパイオンを速やかに捕獲するために、標的は非常に強い磁場中に置かれる。陽子ビームが水銀に落とした熱を取り除くために水銀を循環させる必要がある。このため、水銀は強磁場中に 20m/s から 30m/s の速さで直径 1 cm のジェットとして噴射される。強磁場中での水銀ジェットの振る舞いをたしかめるため、KEKをはじめ日米欧が協力して BNL において n TOF11 という実験が計画されている。この実験では銅を用いた常伝導磁石で 15T の強磁場を発生

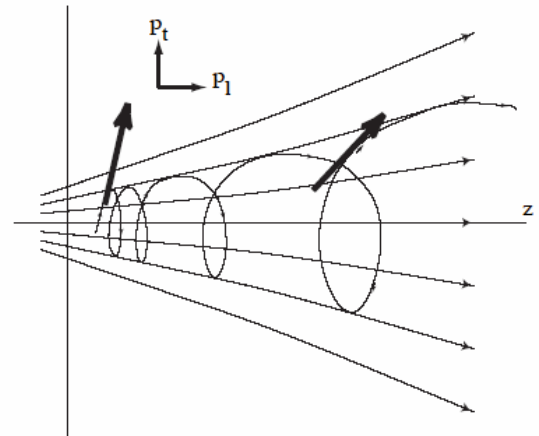


Fig. 4 断熱輸送により横運動量が減少し、平行ビームになる様子。

させ、そこに噴射される水銀ジェットと 24GeV 陽子ビームの反応を光学カメラで観察する。

2.2. パイオン捕獲ソレノイド

陽子標的に発生したパイオンはまず、強磁場を持ったソレノイドによってその内側に捕獲される。このとき、捕獲するパイオンの最大横方向運動量 $p'_{\max}$ [GeV/c] は次の式で表すことができる。

$$p'_{\max} = 0.3BR \quad (2-1)$$

R: 捕獲ソレノイド磁石の内半径 [m]

B: ソレノイド磁場の強さ [T]

すなわち、磁場の強さと捕獲ソレノイド磁石の内径により捕獲する最大の横運動量が決まり、標的でのパイオンの運動量分布から、パイオンの収量を求めることができる。

パイオン捕獲/輸送ソレノイド磁石には超伝導ソレノイド使用するが、標的付近では特に強い磁場が要求されるので常伝導磁石を組み合わせで使用。大強度陽子ビームを入射した場合、超伝導ソレノイドへの熱流入が重要となる。陽子標的から発生する粒子(主に中性子)によってソレノイドに大量の熱が落とされ、超伝導の臨界温度以下に冷却し続けることには困難が伴う。そこで、中性子用シールドを入れたり、ソレノイドの物質量を減らすために銅安定化ではなくアルミニウム安定化を使うなど、ソレノイドに関する開発研究が進められている。

2.3. 断熱輸送

パイオン捕獲ソレノイドで捕獲されたパイオンはさまざまな方向を向いた広い運動量ベクトル分布を持つ。このようなパイオンをビーム軸方向に収束させ、平衡ビームを作るために断熱輸送を行う。断熱輸送とは磁束を保存するように磁場の強さを徐々に変化させながら粒子を輸送することである。リウビルの定理により粒子が占める位相空間体積は変化しないので、磁場密度 B のソレノイド磁場中の粒子に対して、

$$p_t \times R \propto p_t^2 / B = \text{Const.} \quad (2-2)$$

p_t : 横運動量

R : 粒子軌道の半径

という関係が成り立つ。すなわち、断熱輸送では磁場を弱くすると横運動量が小さくなり軌道半径が大きくなる。この様子を Fig.4 に示す。断熱的に磁場を変えたとき、

$$p_t \times R \propto BR^2 = \text{Const.} \quad (2-3)$$

であるので、例えば輸送中に磁場を 16 分の 1 に下げていくと軌道半径は 4 倍に広がってしまうが、横運動量は 4 分の 1 になり平行ビームに近づけることができる。

2.4. 標的・パイオン捕獲・輸送ソレノイドシステム

日本、及び米国のニュートリノファクトリー計画では、水銀ジェットに陽子ビーム入射し、発生したパイオンを超伝導ソレノイドで捕獲し、断熱輸送によりソレノイド中を輸送する。例として US Study-II における水銀標的・パイオン捕獲ソレノイドシステムの模式図を Fig.5 に示す。ここでは、高い横運動量のパイオンを捕獲するために、水銀ジェットと陽子ビームの反応点に直径 15cm の捕獲ソレノイドを配置する。標的付近では 14T の超伝導ソレノイドと常伝導磁石を組み合わせ 20T を実現する。生成したパイオンが磁場によって曲げられ再度水銀ジェットに衝突しないように、半径 5mm の水銀ジェットは磁場に対して 100mrad 傾けられている。陽子ビームは水銀ジェットと反応し、ソレノイド中ほどの水銀溜まりでダンプされる。ソレノイド内側には中性子からコイルを守

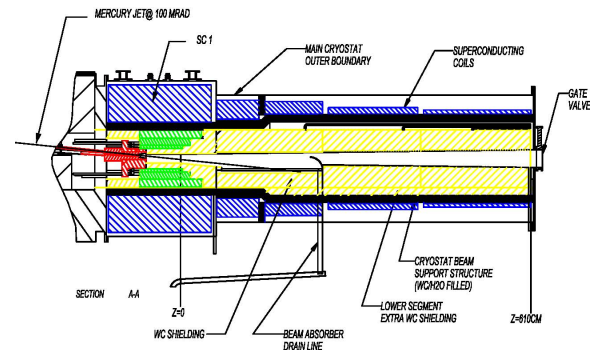


Fig. 5 水銀ターゲット・パイオン捕獲ソレノイドシステム (US Study-II)。

るためにシールドが挿入される。このシステムでは横運動量 225MeV/c までのパイオンを捕獲でき、その後 18 メートルかけて 1.25T まで磁場を減らしながらパイオンを輸送する。最終的にソレノイドのアーチャーは半径 30cm に広げる。断熱輸送の結果、得られるパイオンの横運動量は最大 67.5MeV/c となる。

2.5. 電磁ホーンによるパイオン収集

大強度陽子ビームによる標的近傍での放射化、熱流入に耐えるため、CERN のデザインでは、標的まわりに長さ 1 メートルの電磁ホーン [6] を配置してパイオンを収束、輸送ソレノイドに入射する。電磁ホーンの模式図を Fig.6 に示す。

電磁ホーンは円柱状の内部導体とその外側を取り巻く外部導体に逆向きの電流を流し、導体間に同心円状磁場分布を作る。ホーンのトロイダル磁場は $1/R$ で弱くなる。電磁ホーンには数 100kA の大電流が必要であるが、ホーン導体の発熱を抑えるためパルス状の電流を流す。このとき電磁ホーンには電磁力により機械的なショックが発生するため繰り返し運転には制限が生じるが、およそ 50 Hz 以下で運転可能である。

さらに大電流を可能にするため、CERN デザインではホーンを 2 個に分け、内側の円錐状ホーンには 300kA、外側のホーンには 600kA 流す。内側のパイオン収集効率は 20T の捕獲ソレノイドと同等であると期待されている。ただし、パイオンをロスしないような内側ホーンの冷却に工夫が必要である。CERN デザインでは長さ 30m、直径

60cm、1.8T のパイオン崩壊ソレノイドでパイオンを崩壊させ、その出口でのミュオンビームの横エミッタンスはおよそ 30000π mm mrad と予想されている。

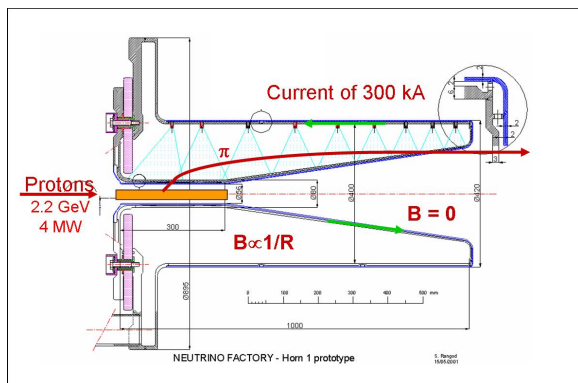


Fig. 6 電磁ホーンのデザイン (CERN)

3. 位相空間回転

パイオン崩壊ソレノイド中で生成したミュオンは非常に幅広いエネルギー分布を持つが、後段の冷却セクション、加速器の RF 加速電場に捕らえられるためにはエネルギーを揃えておく必要がある。そこで RF 加速電場を用いて、遅い粒子は加速し、速い粒子は減速する位相空間回転を行い、運動量の広がり小さくする。Fig.7 に示すように位相空間回転では、回転前のビームパルスは時間幅が狭いほど、回転後のエネルギー幅は狭くなる。

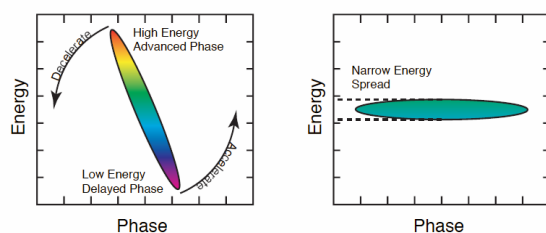


Fig. 7 位相空間回転の模式図

CERN 方式では低周波 44MHz RF 加速空洞を用いて 100MeV から 300MeV のミュオンを位相空間回転する。

US Study-II ではミュオンを 1.25T ソレノイドに閉じ込めたまま 250m にわたって誘導加速 [5]を行い、ミュオンビームを位相空間回転し、

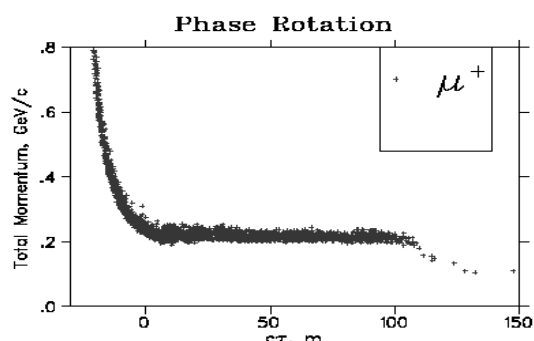
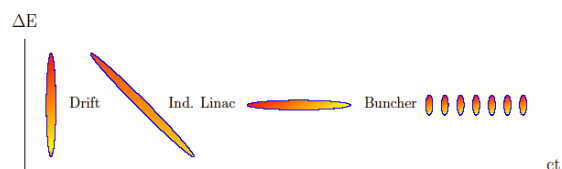


Fig. 8 位相空間回転直後のミュオンビームのエネルギーと時間分布 (US Study-II)

入射時に $\pm 55\%$ あった運動量の広がり Fig.8 のように $200\text{MeV}/c \pm 5\%$ に揃えることができる。

また、US Study-IIa では誘導加速を用いずに位相空間回転させることが提案された (Fig.9)。パイオン輸送(崩壊)ソレノイドを通して得られるミュオンビームは広いエネルギー分布を持つが、これを 300MHz から 200MHz の RF 加速電場によりバンチに区切った後に、約 200MHz の RF 加速電場で各バンチに対して位相空間回転を行う。

Study2 (ST2) with Induction Linacs



Neuffer's Bunched Beam Rotation with 201 MHz rf

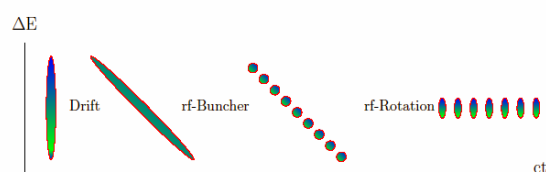


Fig. 9 ミュオンビームのバンチ形成の模式図。縦軸はエネルギー、横軸は時間分布。上図は誘導加速を用いた US Study-II、下図はバンチ形成後に位相空間回転を行う US Study-IIa の案。

4. ミュオン冷却

ニュートリノファクトリー計画やミュオンコライダー計画では、ともに加速器で生成されたミュオンを加速し、蓄積リングに蓄えることが

必要である。このとき、ミューオンを効率よく加速器に入射し、高いエネルギーまで加速するためにはミューオンのビームエミッタンス（位置、運動量のばらつき）を小さく抑える（冷却する）必要がある。特に、ミューオンコライダーでは、ビームのルミノシティをあげるためにミューオンビーム冷却は必須である。現在確立されている電子冷却やストカスティック冷却では、寿命 2 マイクロ秒のミューオンが崩壊する前に冷却を完了することができないため、イオン化冷却という手法を用いる必要がある。日本のニュートリノファクトリー計画ではイオン化冷却を必ずしも必要とはしないが、加速器のサイズを小さくして費用を削減するため、イオン化冷却が有効であると期待している。

4.1. イオン化冷却原理

ミューオンのビーム・エミッタンスを小さくするために、イオン化ビーム冷却が検討されている。イオン化ビーム冷却では、ミューオンを物質に通過させて、進行方向とそれに垂直方向の両方向の運動エネルギーを失わせる。その後、進行方向にのみ高周波加速電場をかけて加速し、進行方向の運動エネルギーを回復させる。これを何回も繰り返すことにより、ミューオンビームはしだいに平行ビームになり、ビーム・エミッタンスが小さくなる（Fig.10）。

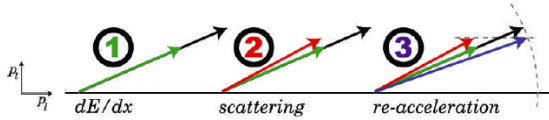


Fig. 10 イオン化冷却の模式図。①物質中イオン化損失で減速、②多重クーロン散乱により横運動量が増加するが、③ビーム軸方向に再加速することで入射時より横運動量を減らす。

一般に荷電粒子が物質を通過すると、物質との相互作用によりエネルギー損失が起こる。エネルギー損失は次のベータ・ブロッホの式に従う。

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 Z z^2 e^4}{m v^2 A} \ln \left(\frac{2 m v^2}{I(1 - \beta^2)} - \beta^2 \right) \quad (4-1)$$

ここで、 N_0 はアボガドロ数、 Z と A は標的の原子番号と質量数、 z は入射粒子の原子番号、 e と m

はそれぞれ電子の電荷と質量、 v は入射粒子の速度、 I は物質の電離電圧である。イオン化冷却では、減速材中で運動エネルギーを減らし、ビーム軸方向にのみ加速することでエミッタンスを減らしていくが、減速材中では同時に多重クーロン散乱によってビームは攪乱される。その角度は、薄い減速材に対しては、

$$d\theta \approx \sqrt{2} \frac{0.014(\text{GeV})}{\beta c p} \sqrt{\frac{L}{X_0}} \quad (4-2)$$

と近似的に表せる。ここで、 p は入射粒子の運動量、 L は減速材の厚さ、 X_0 は減速材の放射長を示す。従って冷却の効果はこれらの組み合わせで表せる。

エミッタンスはビームが位相空間中で占める体積として定義される。 $\beta\gamma$ で規格化したビーム軸に垂直な方向のエミッタンスは、

$$\varepsilon_n = \beta\gamma \varepsilon_x = \beta\gamma \sigma_x \sigma_{x'}, \quad (4-3)$$

ミューオンが減速材中を通過するときの単位長さあたりのエミッタンスの変化率は、

$$\frac{d\varepsilon_n}{ds} \approx -\frac{1}{\beta^2} \left\langle \frac{dE_\mu}{ds} \right\rangle \frac{\varepsilon_n}{E_\mu} + \frac{1}{\beta^3} \frac{\beta_\perp (0.014)^2}{2E_\mu m_\mu X_0} \quad (4-4)$$

と近似的に表せる [7]。ここで E_μ はミューオンのエネルギー (GeV)、 β はミューオンの速度 v/c 、 X_0 は減速材の放射長(m)、 $\beta_\perp$ はベータファンクシオン(m)を表す。第一項目がイオン化損失による冷却を、第 2 項目が多重クーロン散乱による攪乱の効果に対応する。

式(4-4)から、第 2 項の効果を小さくし効率良くミューオンビームのエミッタンスを減らすには、 $\beta_\perp$ を小さくし、減速材の放射長を長くすることがわかる。超伝導ソレノイドを用いれば $\beta_\perp$ を 10cm 程度に抑えることができ、さらに最も長い放射長を持つ物質である液体水素($X_0=8.7\text{m}$)を減速材に用いることで、最も効率の良いイオン化冷却が実現できると期待される。また、減速材によって失ったミューオンのエネルギーを素早く回復するため、非常に高勾配の加速空洞が必要となる。

式(4-4)からエネルギー損失が大きくなるとエミッタンスの減少幅も大きくなるが、ミューオンのエネルギーを下げすぎると低速のものほどエネルギー損失が大きいため減速材通過後のエネルギーのばらつきが拡大する。逆にエネルギーを上げすぎると散乱が増える。そこで、イオン化損

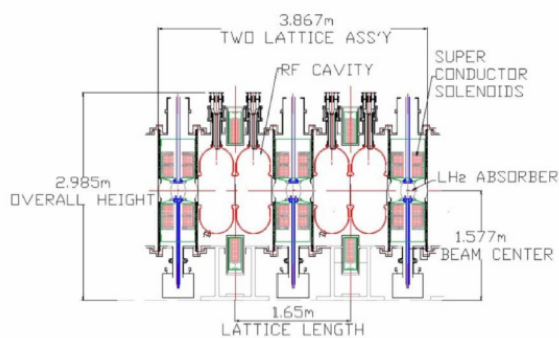


Fig. 11 イオン化冷却のレイアウト (US Study-II)

失が最小に近い 150MeV から 400MeV 程度のミューオンを用いるのが最適である。ミューオンのエネルギーを下げれば加速空洞の電圧も低く抑えられ、また陽子ビームで生成されたパイオンはこのエネルギー領域にピークを持つのでミューオンの収量を上げるのに有利である。入射ビームのエミッタンスがある値よりも小さいと、式(4-4)の第2項の効果により逆にエミッタンスが大きくなるため、第1項と第2項が釣りあうときがイオン化冷却で得られる理想的な最小のエミッタンスになる。このときのエミッタンスを平衡エミッタンスと呼ぶが、運動量200MeV/c のミューオンを $\beta_{\perp}=8\text{cm}$ で液体水素減速材を通過させたとき、平衡エミッタンスは 340 mm mrad になる。

4.2. ニュートリノファクトリーにおけるイオン化冷却

ニュートリノファクトリーUS Study-II におけるイオン化冷却チャンネルのデザインを Fig.11 に示す。ここでは、17 MV/m の高電場勾配を持つ 201MHzRF 加速空洞の間に 21cm 厚の液体水素減速材を挿入している。現在米国では次節にある MUCOOL においてイオン化冷却に向けた開発を行っている。また、US Study-IIa ではコストを削減するため、RF 空洞のウィンドウに LiH 減速材を配置してイオン化冷却を行うことを検討している (Fig.12)。

CERN のニュートリノファクトリーでは 44MHz RF 加速空洞と 24cm 厚の液体水素減速材を組み合わせると全長 46m の冷却チャンネルで 230MeV/c のミューオンビームを冷却する。さらに 300MeV/c までミューオンを加速した後、

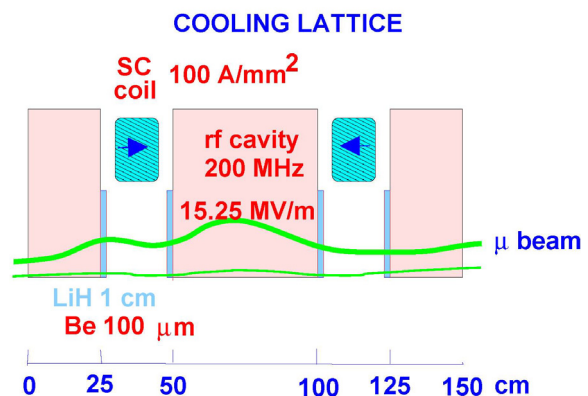


Fig. 12 LiH を用いたイオン化冷却の模式図 (US Study-IIa)

88MHz RF 空洞(4MV/m)と液体水素減速材で再度冷却を行う。冷却後はそのまま 88MHz 空洞で 1 GeV まで加速を行う。

日本のニュートリノファクトリー計画では大アクセプタンス (10000 π mm mrad 以上)の FFAG 加速器(Fixed-Field Alternating Gradient synchrotron)でパイオン崩壊ソレノイドからのミューオンを直接加速するため、イオン化冷却を必ずしも必要とはしないが、加速器のサイズを小さくして費用を削減するため、イオン化冷却が有効であると期待している。したがって、日米欧が協力して後述のイオン化冷却実証実験 MICE においてイオン化冷却技術の確立を目指している。

4.3. MUCOOL

現在、米国 FNAL ではイオン化冷却の要素開発プロジェクト MUCOOL が遂行中である。MUCOOL では 53MV/m の高加速勾配を実現する 805MHz RF 空洞や、液体水素減速材モジュールの開発を行っている。MUCOOL の液体水素モジュールでは、内部の液体水素を外部ポンプで強制的に循環させて熱を除去するが、KEK の提案する液体水素モジュールは、熱による対流を利用して液体水素を循環させる。KEK は MUCOOL と共同して液体水素モジュールの開発をすすめており、2004 年に KEK の提案した対流型減速材モジュール(Fig.13)の冷却運転試験に成功した。

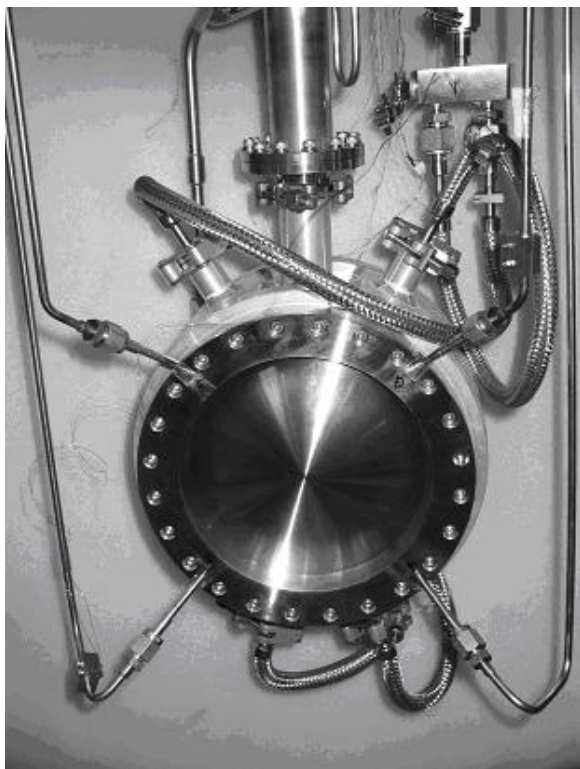


Fig.13 KEK で開発された熱対流型液体水素減速材モジュールの写真

4.4. イオン化冷却実証実験 (MICE)

イオン化冷却の原理はこれまで実験的に検証されておらず、その有効性を確認する実証実験が長らく望まれてきた。そこで、2003 年に日本、米国、ヨーロッパ共同で MICE (Muon Ionization Cooling Experiment)[8]という液体水素を減速材に利用した実験が提案され、2005 年 3 月に英国ラザフォード・アップルトン研究所で正式に採択された。

MICE では小規模な冷却チャンネルを建設し、その前後にミュオンの位置、運動量を測定できる飛跡検出器を配置し、ミュオンのエミッタンスが実際に減少することを観測する。MICE では 140MeV/c から 240 MeV/c のミュオンビームを入射し、全長およそ 6 メートルの冷却チャンネルでエミッタンスが 10%減少すると期待され、その効果を 1%の精度で測定することを目指している。そのため、ミュオンを 1 粒子ごとにその位置と運動量を同定し、エミッタンスを計算する。

MICE のレイアウトを Fig.14 に示す。真ん中には 3 つの液体水素減速材モジュールとその間に 2 組の RF 加速空胴を配置し、エミッタンスの変化を観測するため、冷却チャンネルの上流と下流に

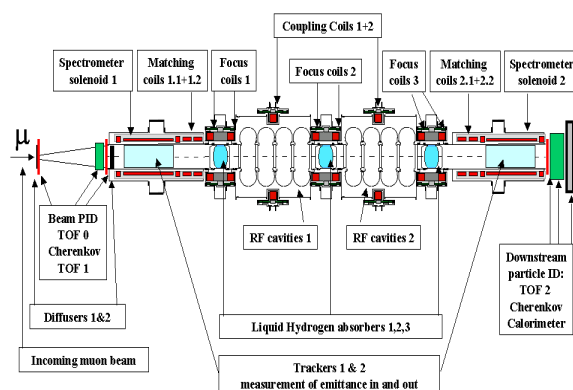


Fig. 14 MICE のレイアウト

スペクトロメータを置く。さらに RF などからのバックグラウンドを除くため、ミュオン識別のためのチェレンコフカウンター、カロリメータ、TOF カウンターが置かれている。

4.4.1. MICE 冷却チャンネル

MICE では KEK で開発した熱対流型液体水素減速材モジュールを用いる。減速材の直径は 30cm、厚みは 35cm である。減速材モジュールの前後には収束用超伝導ソレノイドを組み込んである。減速材モジュールの間には 4 個の RF 加速空胴を置く。この加速空胴には Be ウィンドウを持った 201MHz PillboxRF 空胴を用い、8MV/m の高加速電場勾配を目指す。

4.4.2. MICE スペクトロメータ

MICE では冷却チャンネルの効果を測定するため、5T の超伝導ソレノイド内に飛跡検出器を配置したスペクトロメータを使用する。飛跡検出器として、(1)ビームを乱さないように十分物質量が少ないこと、(2)真空中で動作すること、(3)1 テスラ超の強磁場で動作することという要求を満たすため、直径 350 ミクロンの極細シンチレーションファイバーを敷き詰めた飛跡検出器(SciFi 検出器)が採用された。極細ファイバーからの光は非常に弱いので、読み出しには VLPC (Visual Light Photon Counter) を使用する。VLPC は緑色に高い感度(80%以上の量子効率)を持つため、シンチレーションファイバーには波長変換のため 3 HF 蛍光体が添加されている。日米英共同で SciFi 検出器開発が進められており、2003 年には 5 分の 3 のプロトタイプを製作し、宇宙線によるテスト

により、発光量など期待通りの性能を有することを確認した。

5. まとめ

現在世界各国で将来計画であるニュートリノファクトリーの実現に向けて研究開発が進められている。2 次粒子であるミュオンを加速し蓄積リングに蓄えるため、パイオン捕獲やミュオンビームの冷却技術などの様々なアイデアが提案

され、その実効性、実現性が検討されている。イオン化冷却に関しては英国ラザフォード・アップルトン研究所で 2007 年から実証実験 MICE が開始する。今後はさらにコストパフォーマンスに優れたフロントエンドがデザインされ、ニュートリノファクトリーの実現、さらにはミュオンコライダーによる新物理の展開が期待される。

参考文献

- [1] “A feasibility study of a neutrino factory in Japan,” NufactJ Working Group, Feb.2001
- [2] “Feasibility Study-II of a Muon-Based Neutrino Source,” S. Ozaki, R. Palmer, M. Zisman, and J. Gallardo, eds. BNL-52623, June 2001
- [3] “ECFA/BENE studies of a European Neutrino Factory Complex,” CERN 2004-002, ECFA/04/230
- [4] H. Kirk et al., ‘Target Studies with BNL E951 at the AGS’, PAC-2001-TPAH137, Proc. IEEE Particle Accelerator Conference (PAC2001).
- [5] M.J. Burns, et al., DARHT Accelerators Update and Plans for Initial Operation, Proc. 1999 Acc. Conf., p.617.
- [6] A. Ball, A. Blondel, S. Gilardoni and N. Vassilopoulos, Nucl. Instrum. Meth. A451 (2000) 359.
- [7] D. Neuffer, in Advanced Accelerator Concepts, F. E. Mills, ed., AIP Conf. Proc. 156 (American Institute of Physics, New York, 1987), p. 201; R. C. Fernow, J. C. Gallardo, Phys. Rev. E 52, 1039 (1995)
- [8] Proposal to the Rutherford Appleton Laboratory: an international muon ionization cooling experiment (MICE), Jan. 2003, <http://mice.iit.edu/mnp/MICE0021.pdf>