

## 宇宙線を用いた電磁カロリメータのエネルギー校正法開発

結晶内静止  $\mu$  崩壊 MC 計算

## 1. はじめに

Geant4 でシミュレーションした結果、 $\mu^-$ の崩壊による CsI 結晶内エネルギー損失分布が説明できなかった。実験結果は CsI(Tl)結晶におけるシンチレーション光の光子数でエネルギーを見積もっているため、比較対象は光子数分布である。 $\mu^-$ の光子数分布がはっきりすると宇宙線の電荷比 $\mu^+/\mu^-$ を決定でき、エンドポイントの決定を助ける。本稿は結晶内損失エネルギーと発光量の関係、有限な結晶サイズにおける講師数分布、 $\mu^-$ の崩壊メカニズムと光子数について調査した。

## 2. 損失エネルギーと発生光子数

$\mu^+$ は弱い相互作用によって崩壊する:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

ニュートリノは結晶を通過しエネルギーをほとんど落とさない。陽電子は結晶内で対生成や制動放射(Bremsstrahlung)を繰り返して $\gamma$ 線のシャワーとして成長し結晶から抜ける。巨大な結晶模型を設置し内部で $e^+$ 全エネルギー損失する系を考えると3体崩壊における最大エネルギー53 MeV で終端を示すミッシュェルスペクトラムのエネルギー分布を示す。図1はCsI(Tl)結晶内で落としたエネルギーと発光した光子数の関係を示す。この時の光学条件はシンチレーション光の物理演算のみ採用し、チェレンコフ光は実装していない。光学光子が発生した段階でstep計算処理を止め、光子数を計測、次の粒子計算に移る仕様でMonte Carlo計算をした。比例関係を持つがGeant4の計算上では発光メカニズムで幅をもたせている。 $2.6 \times 10^6$ 光子に対して53 MeVと判断できる。重ねて描いているヒストグラムは光子数分布を表し、発生光子による揺らぎが考慮されると必然的にエンドポイントに染み出しが生じることがわかる。

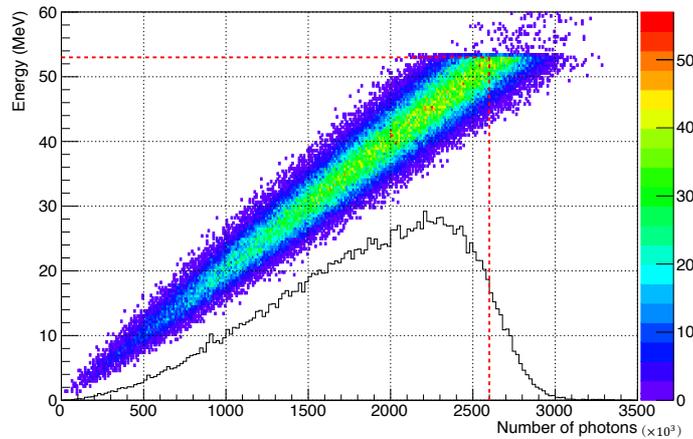


図1. 静止 $\mu^+$ の全損失エネルギーと発生光子数の関係

3.  $\mu^-$ 崩壊の解釈

$\mu^-$ は陽性崩壊と対となる自由崩壊チャンネル

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

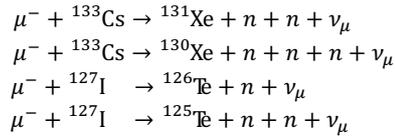
に加え原子核によるミュオン捕獲(muon capture)

$$\mu^- + \begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} Z-1 \\ A \end{pmatrix} + \nu_\mu$$

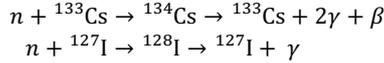
が起こり原子番号に依存した短時間の寿命で崩壊するチャンネルが開き結晶内エネルギー分布が陽性時とは異なる(図2右)。

各崩壊チャンネルに割り振るために計算上生成された粒子ごとに判別した。各種によって異なった振る舞いが図2右に示された。 $\bar{\nu}_e$ が生成された場合は弱い相互作用なので判別は容易で赤線で示される。生成された $^{132}\text{Xe}$ はCsI結晶内の $^{133}\text{Cs}$ がミュオン捕獲で核内の陽子が中性子に変換したと解釈できる。他の各種についても同様に考えられ以下に示すような崩壊が考えられる。

$$\mu^- + ^{133}\text{Cs} \rightarrow ^{132}\text{Xe} + n + \nu_\mu$$



これらの生成核種の頻度を図2左に示す。陽子も放出して2段階原子番号Zを下げる事象も数%の割合で起こる事もシミュレートされた。計算上100%以上の頻度を示す ${}^{133}\text{Cs}$ ,  ${}^{134}\text{Cs}$ ,  ${}^{127}\text{I}$ ,  ${}^{128}\text{I}$ はミュオン捕獲後に放出された中性子を吸って質量数が1上昇し崩壊して元に戻る事象



であると考えられる。

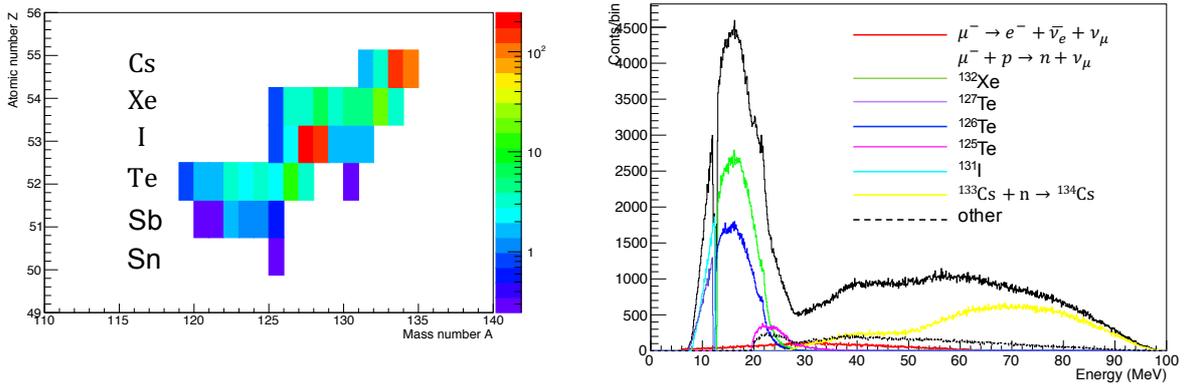


図2. 崩壊チャンネル生成割合分布(左)、崩壊チャンネルにおけるエネルギー分布 (右)

#### 4. 結晶内損失エネルギー

$\mu^-$ の崩壊チャンネルの中で有限なサイズを持つ結晶内で多く発生する光子は主に自由崩壊チャンネルと $\mu$ 捕獲後 $p$ が生成される事象支配的だ。中性子は電磁シャワーを生成しないで結晶の外へ抜ける。巨大な結晶サイズにおける系ではエネルギーと発生光子数に十分な比例関係がわかった。ただし50 MeV以上の領域では比例直線から光子数が少ない事象が観測された。これは主に中性子の散乱によって発光しない事象と考えられる。

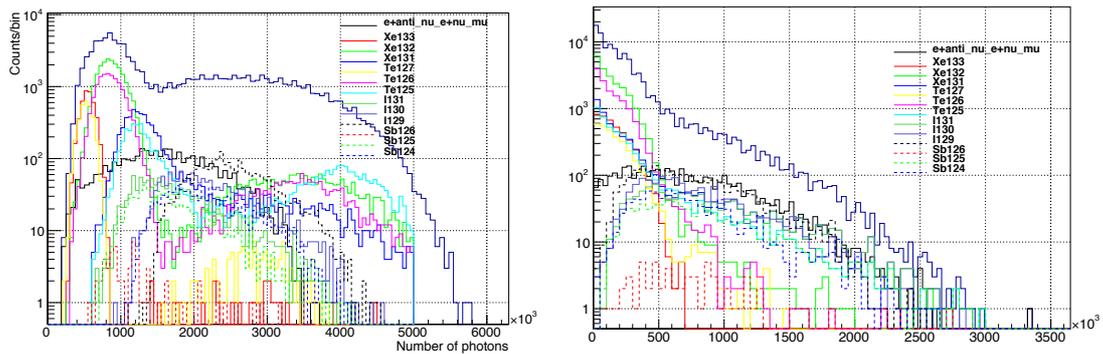


図3.  $\mu^-$ 崩壊チャンネル分岐比分布：巨大な結晶サイズの系(左)、有限サイズの系 (右)

有限サイズの結晶内での損失エネルギーと発生光子数の関係を図4に示す。中性子を放出するような事象は高いエネルギーで低い発生光子数の領域に存在し、 $\gamma$ と電子などを主に発生する事象は原点から線形的に存在している。

これら結果から $\mu^+$ 及び $\mu^-$ が結晶内で発生させる光子数の分布が得られた。巨大な結晶の系及び有限サイズの結晶における発生光子数分布を図5に示す。黒が巨大結晶の系の $\mu^+$ 、緑が巨大結晶の系の $\mu^-$ 、青が有限サイズ結晶の系の $\mu^+$ 、赤が有限サイズ結晶の系の $\mu^-$ の事象を示す。赤破線が53 MeVを示す。

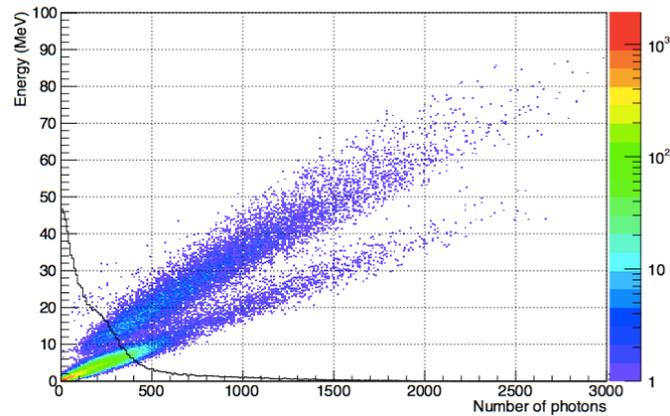


図4.  $\mu^-$ 崩壊チャンネルの有限サイズにおける損失エネルギーと発生光子数の関係

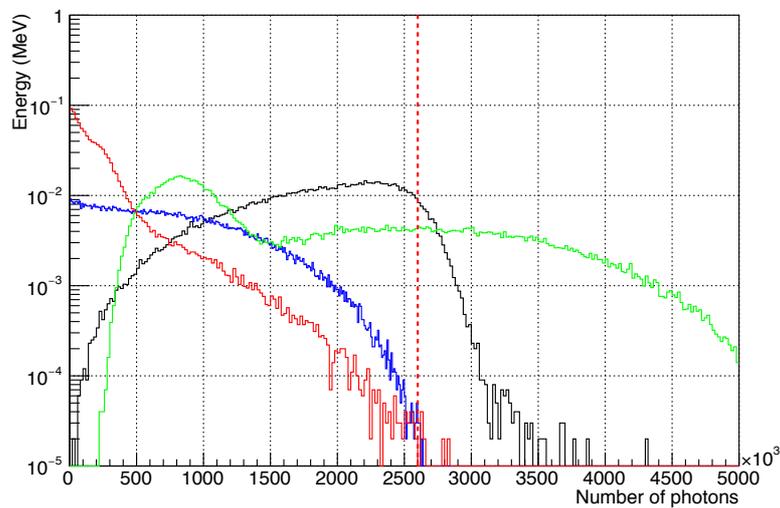


図5.  $\mu^+$ 及び $\mu^-$ が結晶内で発生させる光子数の分布

### 5. まとめと今後の課題

Geant4 モンテカルロシミュレーションによって静止 $\mu^+$ 及び $\mu^-$ の崩壊事象における損失エネルギーとシンチレーション光の光子数の関係を調査した。有限なサイズの結晶では $\gamma$ 線シャワーとして抜けてしまうためエネルギースペクトラムが低くなる。 $\mu^-$ が捕獲された事象も計算され、中性子の散乱でのエネルギー損失と光子発生との差異も確認できた。今後はこの $\mu^+$ 及び $\mu^-$ の分布を実験値と比較して、エネルギー校正の精度を向上させる。