

# 原子核におけるクラスター相関と 宇宙における元素合成

大阪大学大学院理学研究科 物理学専攻

川畑 貴裕

# Contents

- Introduction to Nuclear Cluster Structures
- Inelastic Alpha Scattering and Nuclear Transition Strengths
- Cluster Structures in Stable and Unstable Nuclei
  - Search for Cluster Condensed States
  - MAIKo Active Target for RI beam experiments
  - Neural Network to Analyze MAIKo Data
- Summary



# Introduction to Nuclear Cluster Structures

# クラスター構造

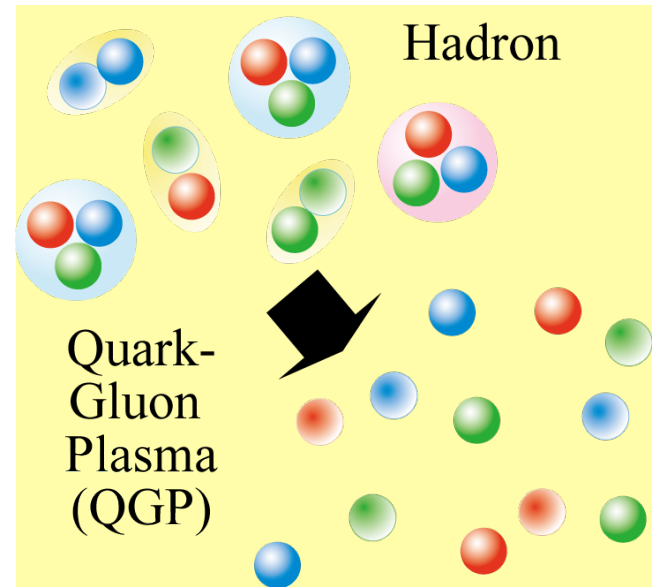
クラスター構造はあらゆる階層に発現

銀河



$10^7$ — $10^{12}$ 個の星が銀河を形成し  
100—1000個の銀河が銀河団となる。

ハドロン

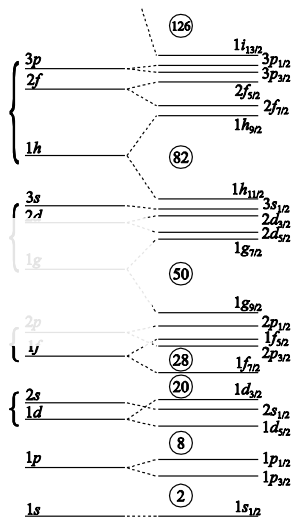
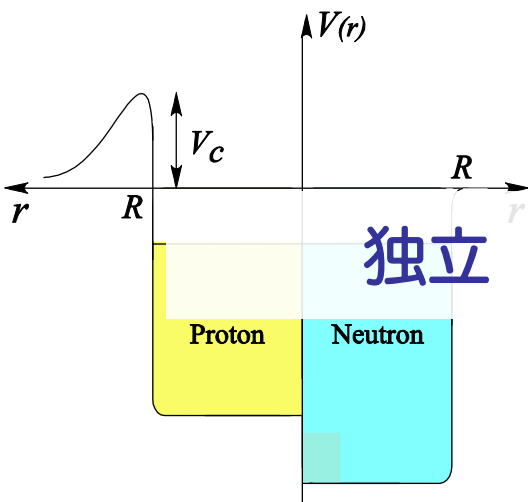


通常、クォークはハドロン内部に閉じ込められているが、高温では閉じ込めが破れ、QGP状態となる。

それぞれの階層におけるダイナミクスを明らかにする  
うえで、クラスター相関は極めて重要

# 原子核におけるクラスター相関

## 殻模型



## SU(3) Limit



## Multi- $h\omega$ Configuration

## クラスター模型



平均場中の軌道を核子が占有  
魔法数 (2, 8, 20, ....).

1粒子励起をよく再現

複数の核子が強く相関して  
クラスターを構成

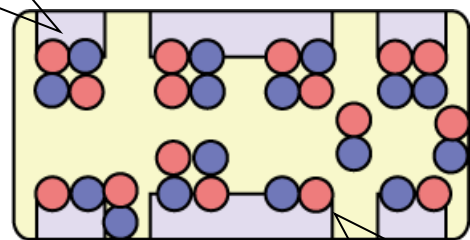
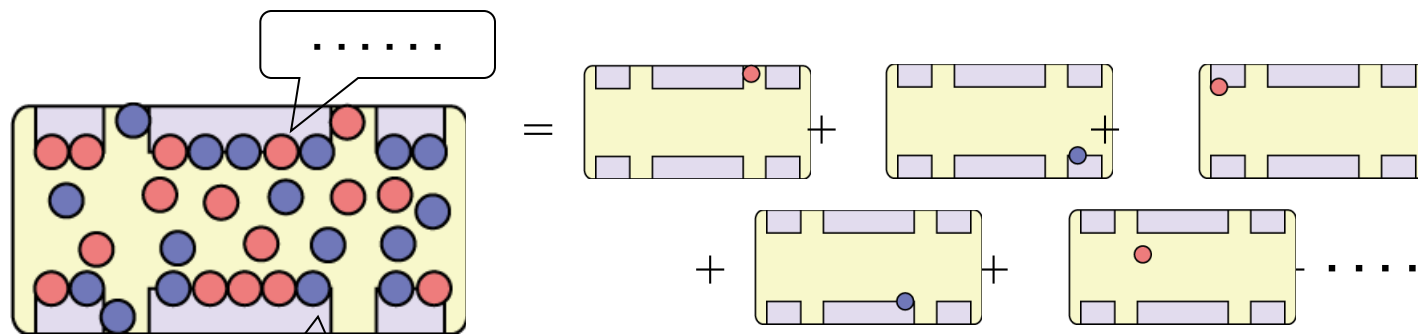
クラスター間の相互作用は弱い

原子核が示す様相をそれぞれの極限で個々に理解しているにすぎない。  
クラスター相関の発現と消失の機構を明らかにしなければならない。

# 原子核におけるクラスター状態

一般に原子核では「独立粒子模型」が良く成り立つ。  
例えて言うなら「混雑した通勤電車」。

通勤電車にはたくさんの人が乗車して混雑しているけれど、乗客は誰とも  
会話をせずに静かに乗車している。電車に1人乗っているのと変わらない。



時として、「混雑した行楽電車」になることもある。

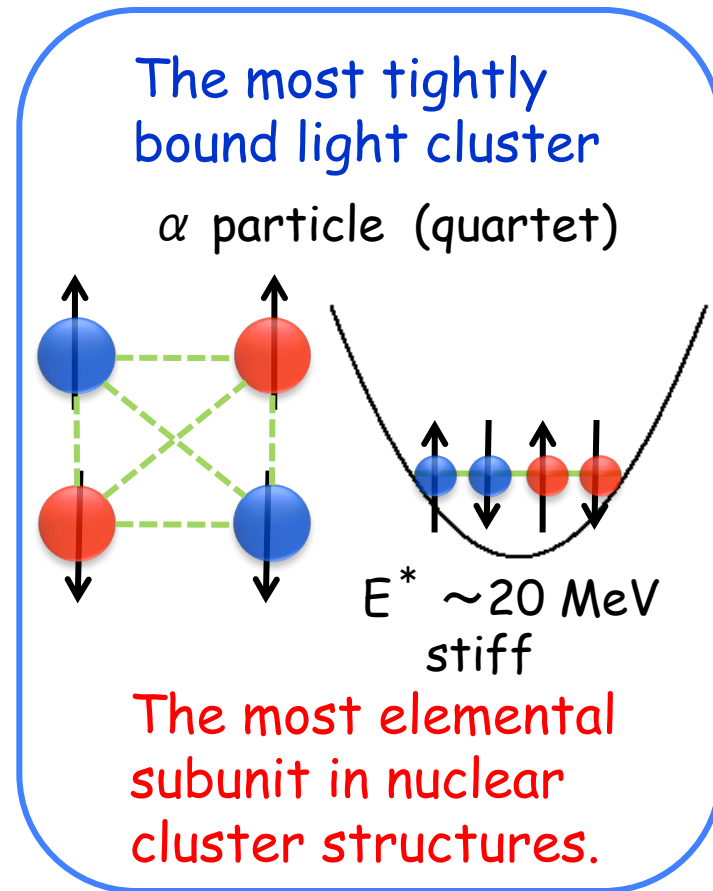
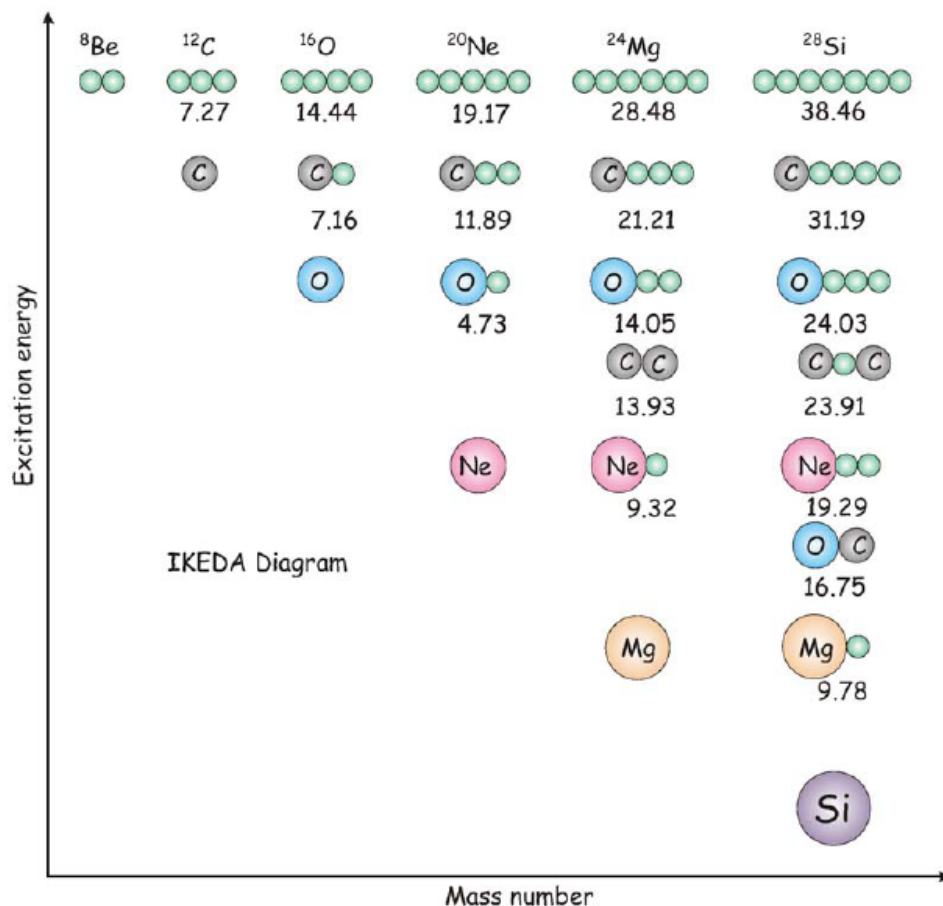
グループ客は、客同士で固まって乗車し、  
互いに会話（相関）している。  
通勤電車とは明らかに異なる状態にある。

行楽電車のように核子がグループごとに強く  
相関した状態をクラスター状態と言う。

# Cluster States in $N = 4n$ Nuclei

$\alpha$  クラスタ-相関は原子核において最も重要なクラスタ-相関

$\alpha$  クラスタ-状態は  $\alpha$  崩壊の閾値近傍に発現する (池田則)



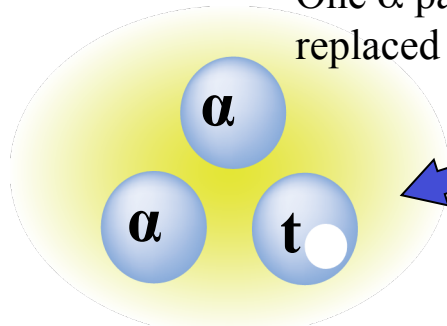
${}^{12}\text{C}$  の  $0^+_2$  状態 (Hoyle状態,  $E_x = 7.65 \text{ MeV}$ ) はよく知られた  $3\alpha$  クラスタ-状態

# Cluster Structure in $N \neq 4n$ nuclei

Excess particles might change cluster structure in  $N \neq 4n$  nuclei.

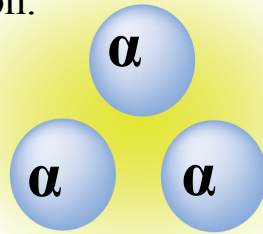
- Excitation energy, width, decay scheme ....
- Cluster molecule with excess neutrons.
- Appearance and disappearance of a correlation.
- Cluster condensation in a boson-fermion mixture.

One  $\alpha$  particle is replaced with a triton.

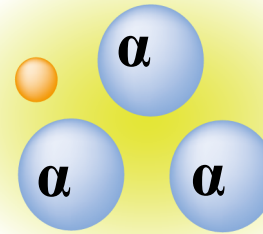


$^{11}\text{B}$

Excess neutron occupies the molecular orbit between the  $\alpha$  clusters ??

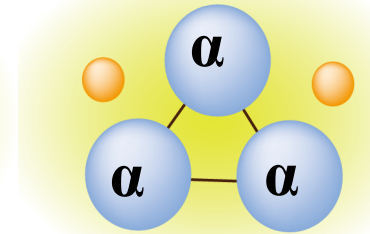


$^{12}\text{C}$



$^{13}\text{C}$

Cluster structure disappears in nuclei far from stability line ??



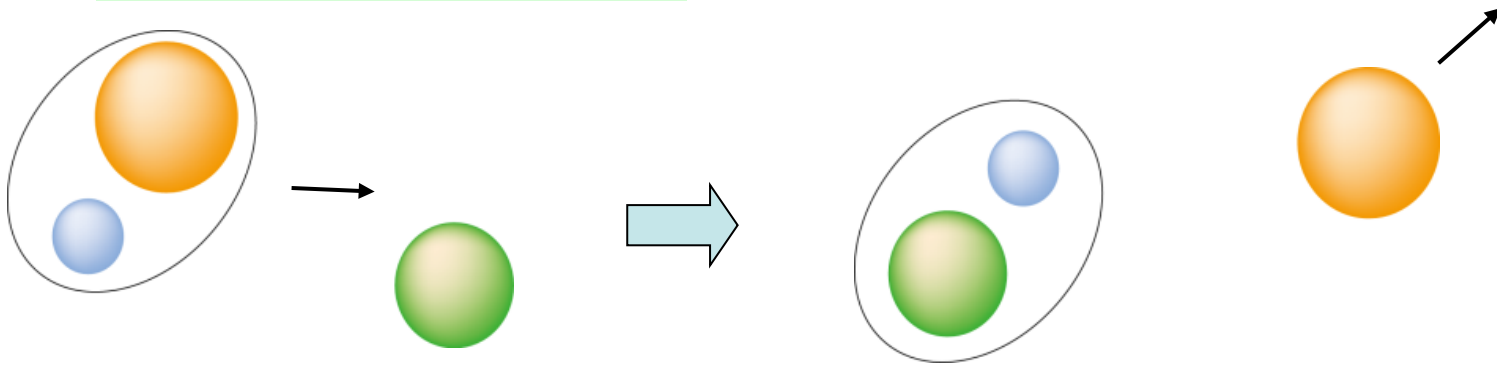
$^{14}\text{C}$

Systematic study on the  $\alpha$  cluster structure in  $N \neq 4n$  nuclei is important.

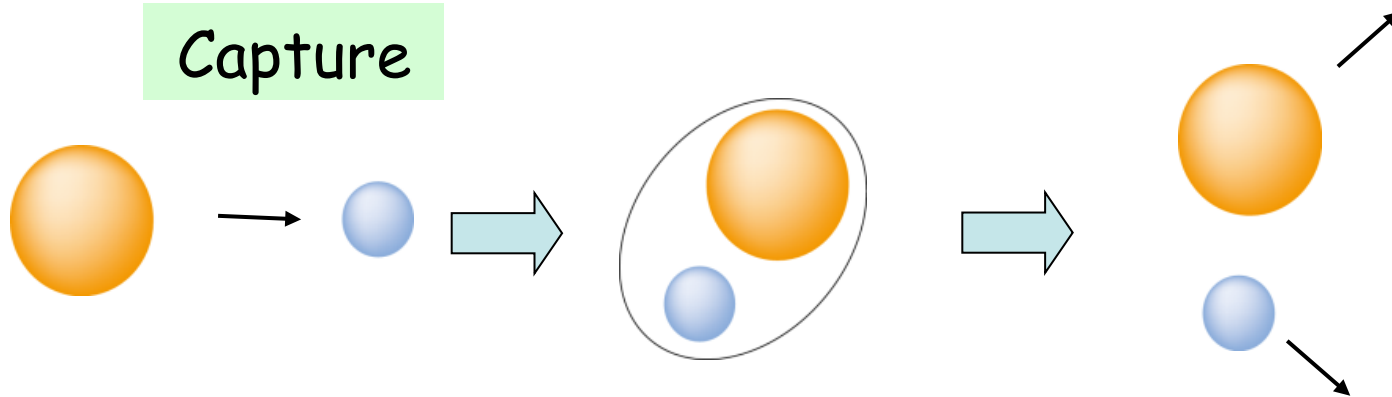
# How should we excite Cluster States?

Various reactions were devoted to excite cluster states.

## Cluster transfer

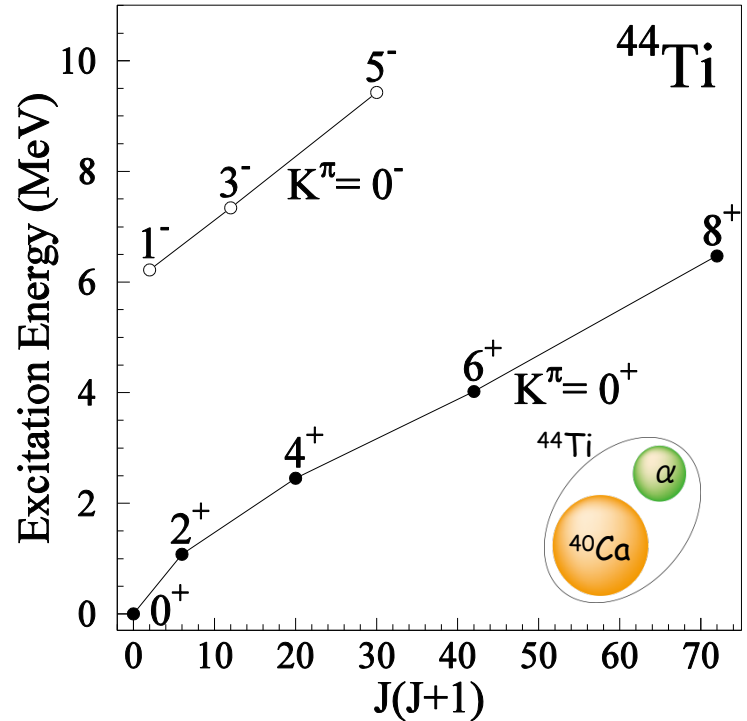
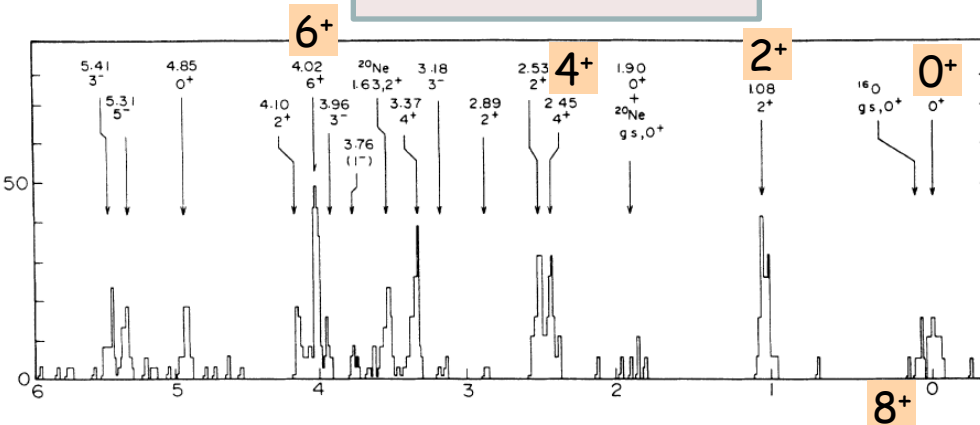
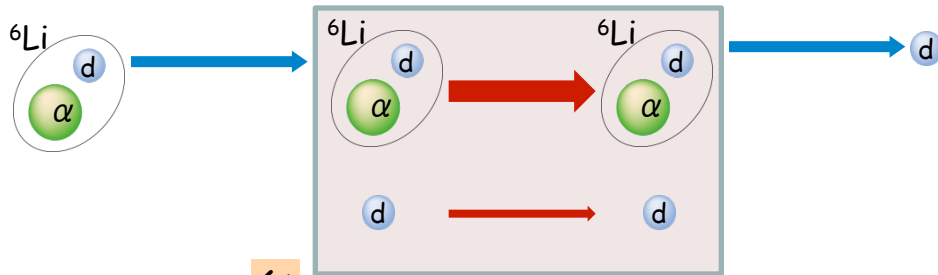


## Capture



# Transfer Reaction

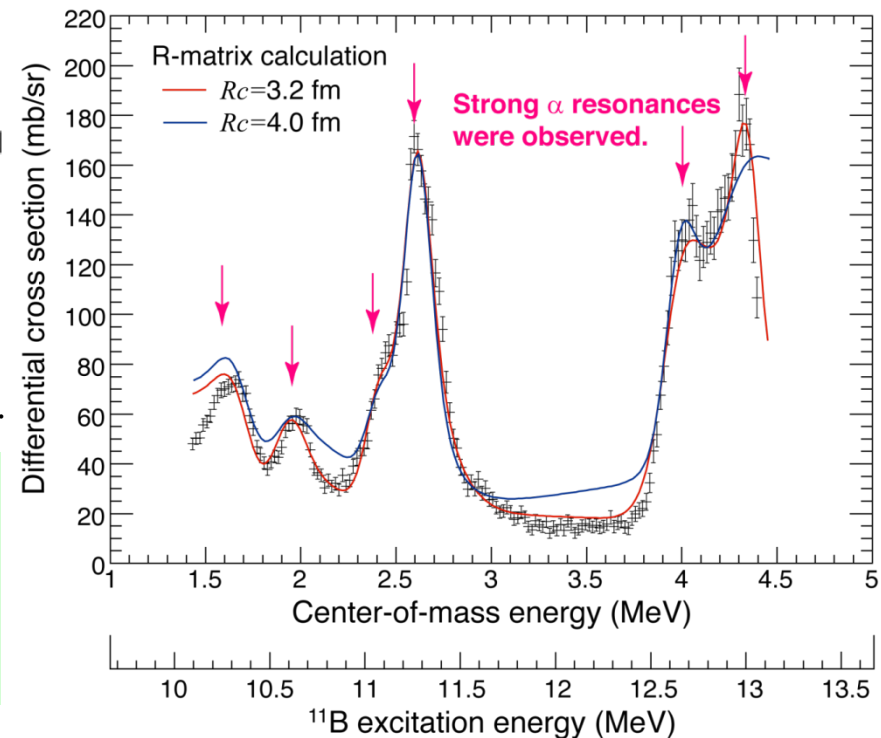
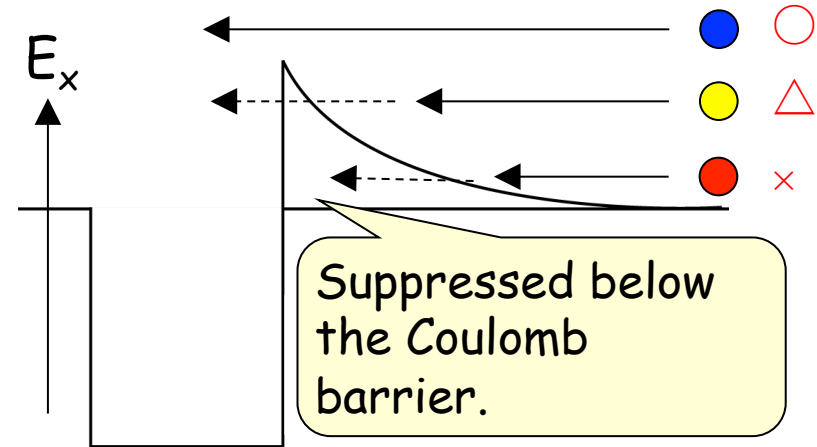
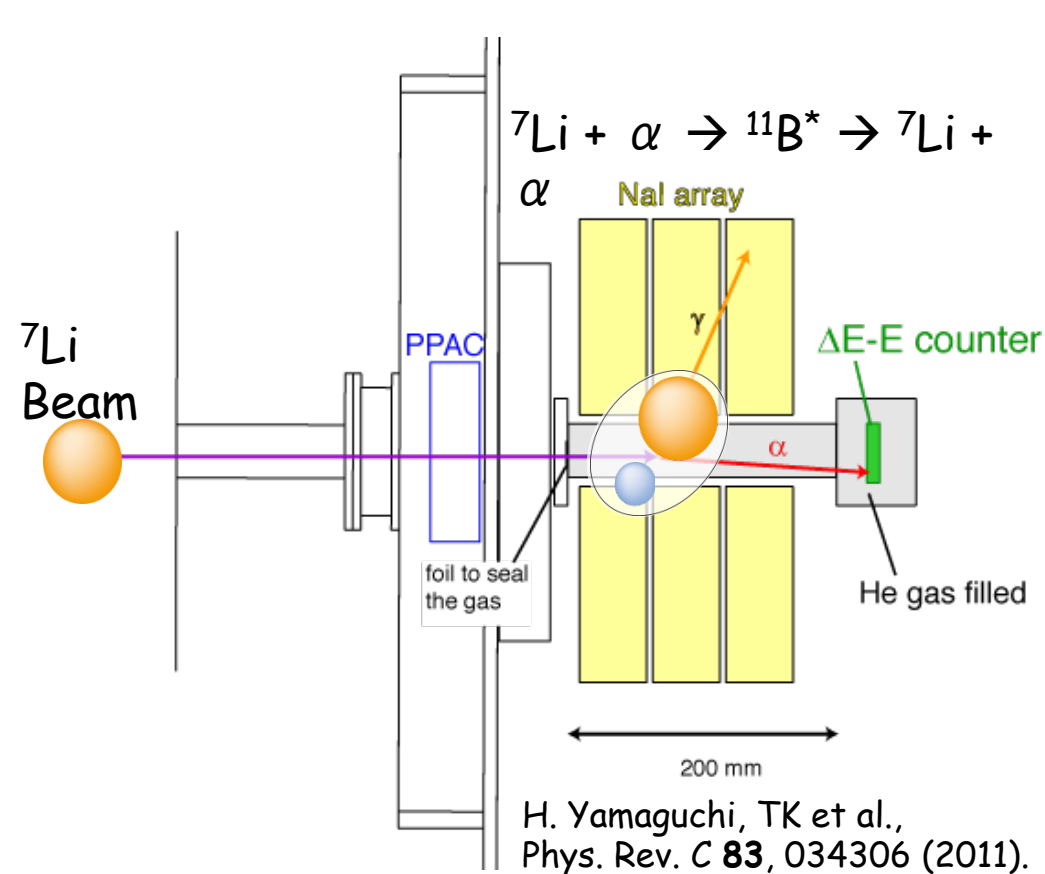
$^{40}\text{Ca}(^6\text{Li},d)^{44}\text{Ti}^*$   $T = 50 \text{ MeV}$   $\theta_L = 6^\circ$



- ☹ Limitation in energy resolution
- ☹ Small cross section
- ☹ Complex reaction mechanism



# Resonant Capture Reaction



- ☹ Sensitive above the cluster-emission threshold only.
- ☹ Coulomb barrier disturbs the reaction near the threshold

# E0 Strengths and $\alpha$ Cluster Structure

強い E0 遷移は、空間的に発達したクラスター状態( $0^+$ )の兆候となる。

T. Kawabata *et al.*, Phys. Lett. B 646, 6 (2007).

Isoscalar E0 transition:  
 $\Delta L=0, \Delta S=0, \Delta T=0$

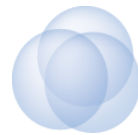
$0^+_2$  state in  $^{12}\text{C}$ :  $B(\text{E0}; \text{IS}) = 121 \pm 9 \text{ fm}^4$

Single Particle Unit:  $B(\text{E0}; \text{IS})_{\text{s.p.}} \sim 40 \text{ fm}^4$

- ✓ 基底状態の殻模型波動関数は SU(3)極限においてクラスター模型波動関数と等価。
- ✓ 現実には、基底状態もクラスター相関の影響を受ける。

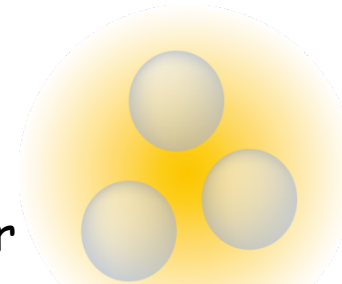
→コンパクトな基底状態にも  $\alpha$  クラスターが存在している。

コンパクトな  
基底状態



$r^2$

E0 Operator



発達したクラスター状態

E0遷移でクラスター間の  
相対運動を励起すれば良い。

T. Yamada *et al.*,  
Prog. Theor. Phys. 120, 1139 (2008).

E0遷移強度はクラスター状態を探索する上で重要な観測量

# Inelastic Alpha Scattering

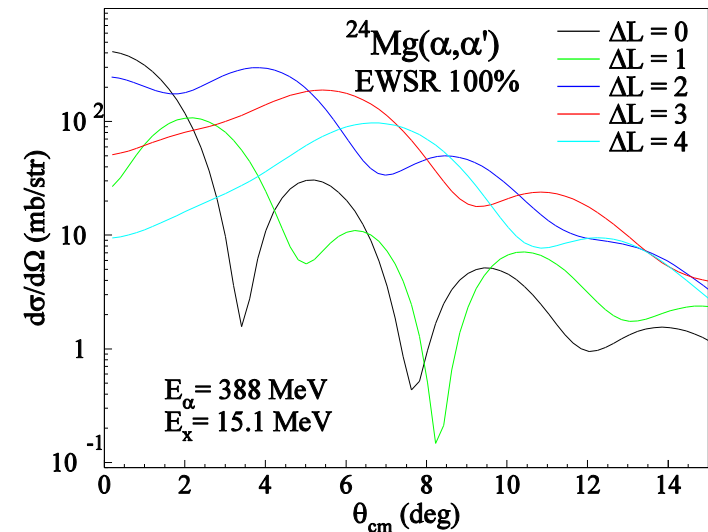
アルファ非弾性散乱は原子核の励起強度測定に適したプローブ

- ・ 反応機構が簡単 S. Adachi, T. K et al., Phys. Rev. C 97, 014601 (2018).
  - 微分断面積  $d\sigma/d\Omega$  と励起強度  $B(\hat{O})$  の間に比例関係が成り立つ。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\Delta J^\pi) \approx KN |J(q)|^2 B(\hat{O})$$

- 畳み込み計算で、よく実験を再現できる。

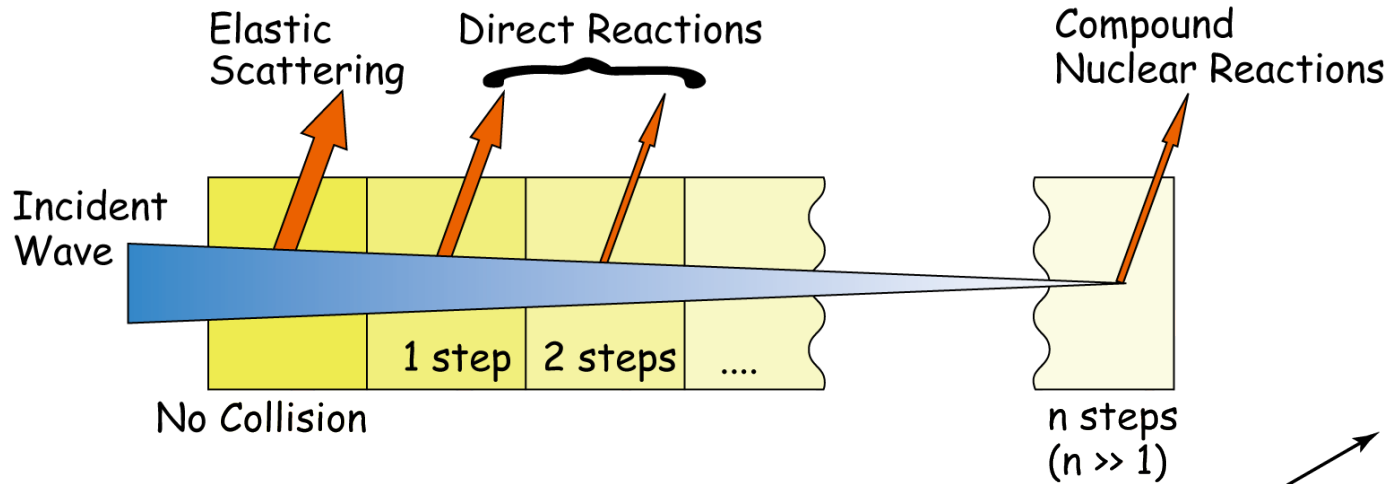
- ・ 断面積が比較的大きい。
- ・ 高分解能測定が可能。
- ・ アイソスカラー型 (IS:  $\Delta T = 0$ ) の自然パリティ遷移を選択的に励起。
- ・  $\Delta J^\pi$  を決定するのに多重極展開(MDA)が有効。
$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{\text{exp}} = \sum_{\Delta J^\pi} A(\Delta J^\pi) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Delta J^\pi)^{\text{calc}}$$



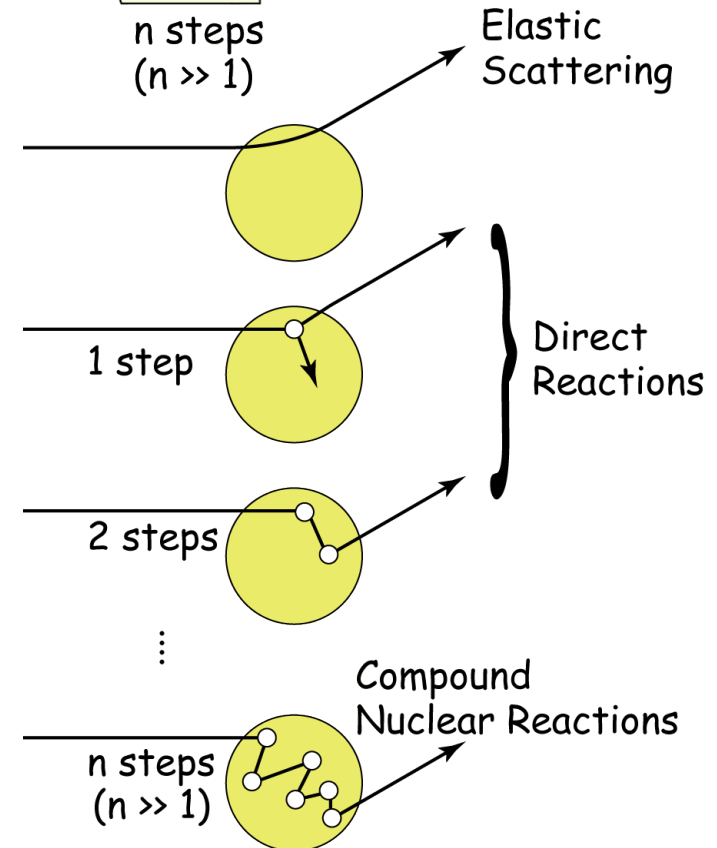
ISE0遷移強度を決定し、クラスター状態を探索するためにアルファ非弾性散乱の測定を行う。

# Inelastic Alpha Scattering and Nuclear Transition Strengths

# Direct Nuclear Reactions

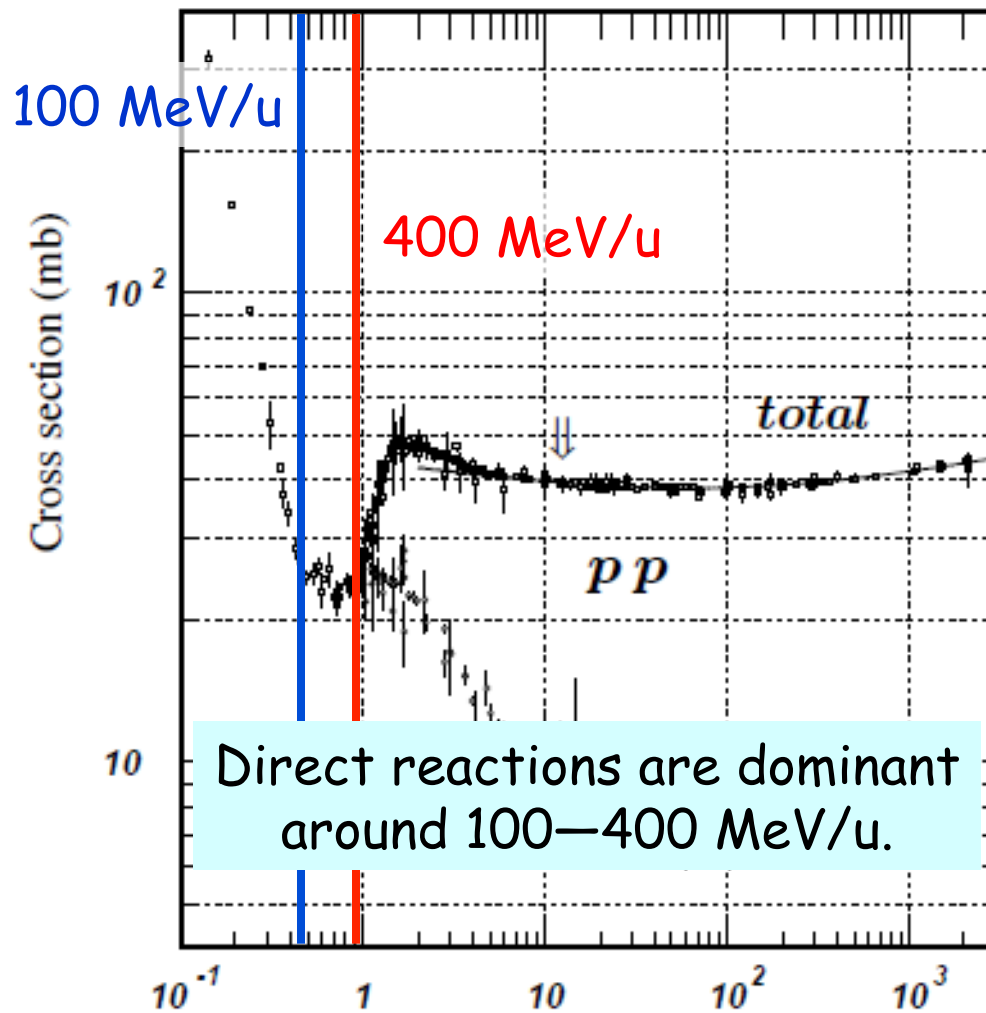
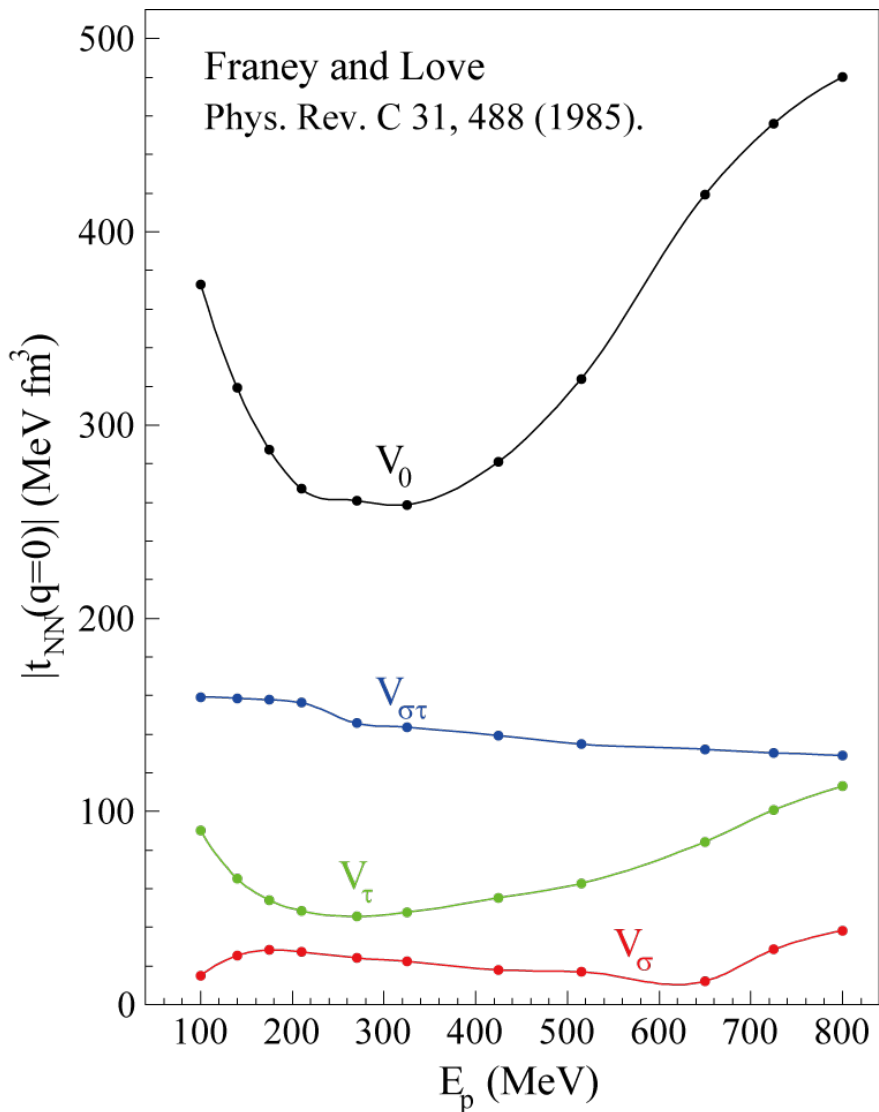


- ✓ Final state is produced in a single (or a few step) interaction.
- ✓ Excite small degree of freedom in the target.
- ✓  $d\sigma/d\Omega$  is directly related to the difference between the final and initial states (Matrix elements).



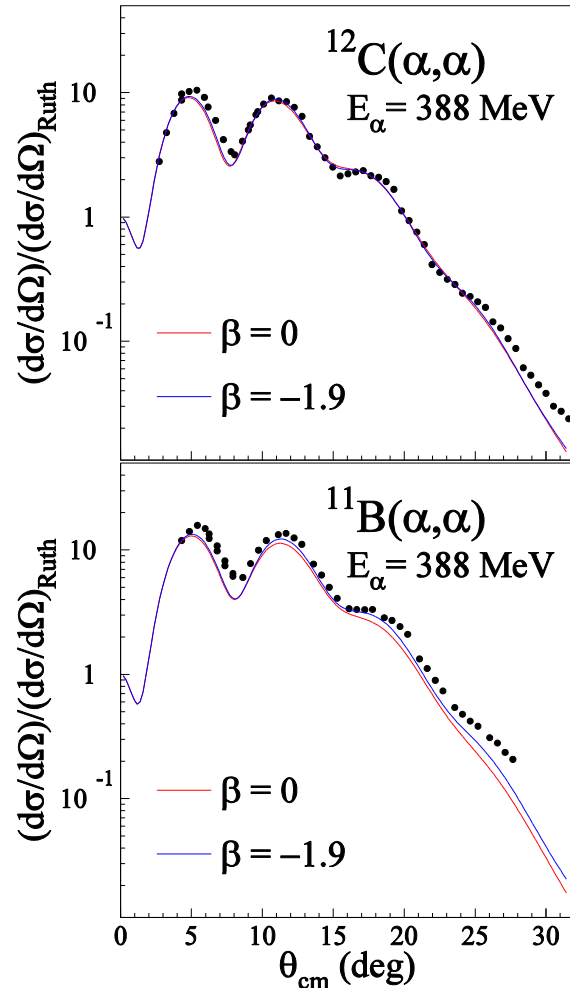
# Effective NN Interaction

Nucleus becomes the most transparent at 100–400 MeV/u



# Optical-model potential for Alpha Elastic Scattering

Optical-model potential has been obtained by a single folding calculation.



Single folding by phenomenological  $\alpha N$  interaction.

$$U_0(r) = \int d\vec{r}' \rho_0(r') V(|\vec{r} - \vec{r}'|, \rho_0(r'))$$

- GS densities are taken from
  - $^{12}\text{C}$ :  $\rho_{0p}$ : Electron Scattering
  - Assumption:  $\rho_{0p} = \rho_{0n}$
  - $^{11}\text{B}$ :  $\rho_{0p}$ : Electron Scattering
  - $\rho_{0n}(^{11}\text{B}) = \rho_{0p}(^{12}\text{C})$

- Two choices of  $\alpha N$  interaction to fit  $d\sigma/d\Omega$

$$V(|\vec{r} - \vec{r}'|, \rho_0(r')) = -V \left( 1 + \beta_V \rho_0(r')^{2/3} \right) \exp\left( -|\vec{r} - \vec{r}'|^2 / \alpha_V^2 \right) - iW \left( 1 + \beta_W \rho_0(r')^{2/3} \right) \exp\left( -|\vec{r} - \vec{r}'|^2 / \alpha_W^2 \right)$$

Density-independent

$$V = 16.9 \text{ MeV}, W = 11.7 \text{ MeV}, \alpha_V = \alpha_W = 2.09 \text{ fm}, \beta_V = \beta_W = 0$$

Density-dependent

$$V = 36.6 \text{ MeV}, W = 24.7 \text{ MeV}, \alpha_V = \alpha_W = 1.90 \text{ fm}, \beta_V = \beta_W = -1.9$$

Experimental data are reasonably well described.



簡単のために DI を用いる

# Transition Potential for Alpha Inelastic Scattering

- Transition potential is obtained by a single folding model.

$$\delta U_L(r) = \int d\vec{r}' \delta\rho_L(r) \left( V(|\vec{r} - \vec{r}'|, \rho_0(r')) + \rho_0(r') \frac{\partial V(|\vec{r} - \vec{r}'|, \rho_0(r'))}{\partial \rho_0(r')} \right)$$

- Transition densities

Taken from electron scattering if available.

$$F_{in}(q) = \frac{4\pi}{Z} \int_0^\infty \rho_c(r) j_0(qr) r^2 dr, \quad |F_{in}(q)|^2 = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) / \sigma_{mott}$$

If not, taken from macroscopic model.

$$\delta\rho_0(r) = -\alpha_0 \left( 3 + r \frac{d}{dr} \right) \rho_0(r), \quad \lambda = 0$$

$$\delta\rho_1(r) = -\frac{\beta_1}{\sqrt{3R}} \left[ 3r^2 \frac{d}{dr} + 10r - \frac{5}{3} \langle r^2 \rangle \frac{d}{dr} + \varepsilon \left( r \frac{d^2}{dr^2} + 4 \frac{d}{dr} \right) \right] \rho_0(r), \quad \lambda = 1$$

$$\delta\rho_\lambda(r) = -\delta_\lambda \frac{d}{dr} \rho_0(r), \quad \lambda \geq 2$$

遷移密度の振幅は電磁遷移強度を再現するように決める。  
(もしくは、実験を再現するように決めて、遷移強度を決定する。)



# Transition Strengths

Transition strength ....

Square of matrix elements for the transition operator

$$B(\hat{O}) \propto \left| \langle J_f M_f | \hat{O} | J_i M_i \rangle \right|^2$$

$\hat{O}$ : Transition Operator

Average over the initial m-states and sum up over the final m-states.

$$\begin{aligned}
 B(\hat{O}_\lambda) &= \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{M_i, M_f, \mu} \left| \langle J_f M_f | \hat{O}_{\lambda\mu} | J_i M_i \rangle \right|^2 \\
 &= \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{M_i, M_f, \mu} \left| \frac{\langle J_i M_i \lambda \mu | J_f M_f \rangle}{\sqrt{2J_f + 1}} \langle J_f \| \hat{O}_\lambda \| J_i \rangle \right|^2 && \begin{array}{l} \curvearrowright \\ \text{Wigner-Eckart theorem} \\ \text{Definition by Edmond} \end{array} \\
 &= \frac{1}{(2J_i + 1)(2J_f + 1)} \left| \langle J_f \| \hat{O}_\lambda \| J_i \rangle \right|^2 \sum_{M_f} \sum_{M_i, \mu} \langle J_i M_i \lambda \mu | J_f M_f \rangle^2 && \begin{array}{l} \curvearrowright \\ \text{Orthogonality} \\ \text{of C.G. coeff.} \end{array} \\
 &= \frac{1}{(2J_i + 1)(2J_f + 1)} \left| \langle J_f \| \hat{O}_\lambda \| J_i \rangle \right|^2 \sum_{M_f} 1
 \end{aligned}$$

$$B(\hat{O}_\lambda) = \frac{1}{(2J_i + 1)} \left| \langle J_f \| \hat{O}_\lambda \| J_i \rangle \right|^2$$

$$B(\hat{O}_\lambda; i \rightarrow f) = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1} B(\hat{O}_\lambda; f \rightarrow i)$$

Strength for the inverse reaction are easily obtained by multiplying "weight factor".

# Wigner-Eckart theorem

Dependence of matrix elements on projection quantum number is quite simple.

$$\langle J_f M_f | \hat{O}_{\lambda\mu} | J_i M_i \rangle = \frac{\langle J_i M_i \lambda \mu | J_f M_f \rangle}{\sqrt{2J_f + 1}} \langle J_f || \hat{O}_\lambda || J_i \rangle$$

The dependence is entirely contained in the C. G. coefficients.  
Double-bar matrix elements (Reduced Matrix elements) are independent to m.

Transitions are allowed only when the angular momentum are conserved.  
Otherwise, the C.G. coefficient becomes zero.

## Two different ways of the normalization

### Edmond's style

$$\langle J_f M_f | \hat{O}_{\lambda\mu} | J_i M_i \rangle = \frac{\langle J_i M_i \lambda \mu | J_f M_f \rangle}{\sqrt{2J_f + 1}} \langle J_f || \hat{O}_\lambda || J_i \rangle$$

*Nuclear Structure*, A. Bohr and B. R. Mottelson  
OXBASH, B. A. Brown  
原子核構造論, 高田健次郎, 池田清美  
This seminar, T. Kawabata

### Satchler's style

$$\langle J_f M_f | \hat{O}_{\lambda\mu} | J_i M_i \rangle = \langle J_i M_i \lambda \mu | J_f M_f \rangle \langle J_f || \hat{O}_\lambda || J_i \rangle$$

*Direct Nuclear Reaction*, G. R. Satchler  
*Nuclear Models*, W. Greiner, J. A. Maruhn  
原子核物理学, 八木浩輔

# 巨視的模型による電磁遷移強度

Electric transition operators

← Act on protons only

$$\hat{O}(E0) = e \sum_{k=1}^Z r_k^2, \quad \hat{O}(E1) = e \sum_{k=1}^Z r_k Y_{11}, \quad \hat{O}(E2) = e \sum_{k=1}^Z r_k^2 Y_{22}, \dots$$

Electric Transition Strength

$$B(\hat{O}_\lambda) = \frac{1}{(2J_i + 1)} \left| \langle J_f \| \hat{O}_\lambda \| J_i \rangle \right|^2$$

$$B(E\lambda) = \frac{1}{2J_i + 1} \left| M_p(E\lambda) \right|^2 e^2$$

$$\delta\rho_0^p(r) = -\alpha_0 \left( 3 + r \frac{d}{dr} \right) \rho_0^p(r), \quad \lambda = 0$$

$$M_p(E0) = \sqrt{4\pi} \int \delta\rho_0^p(r) r^4 dr$$

$$\delta\rho_\lambda^p(r) = -\delta_\lambda \frac{d}{dr} \rho_0^p(r), \quad \lambda \geq 2$$

$$M_p(E\lambda) = \int \delta\rho_\lambda^p(r) r^{\lambda+2} dr$$

B(Eλ)を再現するように遷移密度 ( $\alpha_0, \delta_\lambda$ ) の振幅を決める。

# How do we obtain B(EL) and B(ML)?

## Method 1

Taken from the decay width or life time of excited states.

Width and life time

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \frac{\hbar}{t_{1/2}} \ln 2 \quad \text{Note difference in life time } (\tau) \text{ and half life } (t_{1/2}).$$

Width and B(EL), B(ML)

$$b = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{8\pi(L+1)e^2 b^L}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} B(EL) \downarrow \\ &= \frac{8\pi(L+1)\mu_N^2 b^{L-1}}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} B(ML) \downarrow \end{aligned}$$

Units of B(EL) and B(ML)

$$B(E\lambda) : e^2 \text{ fm}^{2L} \quad B(M\lambda) : \mu_N^2 \text{ fm}^{2L-1} [e^2 \text{ fm}^{2L}]$$

Convenient Physical Constants

$$\hbar c = 197.3 \text{ MeV} \cdot \text{fm}, \quad \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137.0}, \quad \mu_N^2 = \left(\frac{e\hbar}{2Mc}\right)^2$$

$$e^2 = \frac{\hbar c}{137.0} = 1.440 \text{ MeV} \cdot \text{fm}$$

$$\mu_N^2 = \left(\frac{e\hbar c}{2Mc^2}\right)^2 = \left(\frac{197.3 \text{ MeV} \cdot \text{fm}}{2 \times 938.3 \text{ MeV}}\right)^2 e^2 = 0.01105 e^2 \text{ fm}^2$$

# Method 1

Taken from the decay width or life time of excited states (Cont'd).

Width and B(EL), B(ML)

B(Eλ):  $e^2 \text{fm}^{2L}$ , B(Mλ):  $\mu_N^2 \text{fm}^{2L-2}$

$$\frac{\Gamma(E1)}{\hbar} = 1.59 \times 10^{15} E_\gamma^3 B(E1)$$

$$\frac{\Gamma(M1)}{\hbar} = 1.76 \times 10^{13} E_\gamma^3 B(M1)$$

$$\frac{\Gamma(E2)}{\hbar} = 1.22 \times 10^9 E_\gamma^5 B(E2)$$

$$\frac{\Gamma(M2)}{\hbar} = 1.35 \times 10^7 E_\gamma^5 B(M2)$$

$$\frac{\Gamma(E3)}{\hbar} = 5.67 \times 10^2 E_\gamma^7 B(E3)$$

$$\frac{\Gamma(M3)}{\hbar} = 6.28 \times 10^0 E_\gamma^7 B(M3)$$

$$\frac{\Gamma(E4)}{\hbar} = 1.69 \times 10^{-4} E_\gamma^9 B(E4)$$

$$\frac{\Gamma(M4)}{\hbar} = 1.87 \times 10^{-6} E_\gamma^9 B(M4)$$

Weisskopf Units

← Maximum transition strengths by a single particle transition.

$$B_W(E\lambda) = \frac{1}{4\pi b^L} \left( \frac{3}{3+L} \right) R^{2L}, \quad B_W(M\lambda) = \frac{10}{\pi b^{L-1}} \left( \frac{3}{3+L} \right) R^{2L-2}$$

$$\frac{\Gamma(M\lambda)}{\Gamma(E\lambda)} = 10 \left( \frac{\hbar}{mcR} \right)^2 \approx 0.3 A^{-2/3} < 1$$

$$\frac{\Gamma(E\lambda)}{\Gamma(E\lambda+1)} = \frac{\Gamma(M\lambda)}{\Gamma(M\lambda+1)} = \frac{1}{\lambda(\lambda+1)} \left[ \frac{(\lambda+1)(2\lambda+3)(\lambda+4)}{\lambda+3} \right] \frac{\hbar c}{E_\gamma R}$$

$$\approx 8.6 \times 10^3 A^{-1/3} \gg 1$$

B(EL) is stronger than B(ML).

B(EL) is much stronger than B(EL+1).

## Method 2

Taken from electron scattering

$$|F_{in}(q)|^2 = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) / \sigma_{mott}$$

$$|F_{in}(q)|^2 = \underbrace{\sum_{\lambda=0} \left( \frac{q_{\mu}}{q} \right)^4 |F_c(\lambda, q)|^2}_{\text{Longitude}} + \underbrace{\sum_{\lambda=1} \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{q_{\mu}}{q} \right)^2 + \tan^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] \left[ |F_E(\lambda, q)|^2 + |F_M(\lambda, q)|^2 \right]}_{\text{Transverse}}$$

Coulomb part ( $L \geq 0$ ):

$$|F_c(\lambda; q)|^2 = \frac{4\pi}{Z^2} \frac{q^{2\lambda}}{[(2\lambda+1)!!]^2} B(E\lambda) \left[ 1 - \frac{q^2}{2(2\lambda+3)} R_{tr}^2(C\lambda) \right]^2$$

Magnetic part ( $L \geq 1$ ):

$$|F_M(\lambda; q)|^2 = \frac{4\pi}{Z^2} \frac{q^{2\lambda}}{[(2\lambda+1)!!]^2} \frac{\lambda+1}{\lambda} B(M\lambda) \left[ 1 - \frac{q^2}{2(2\lambda+3)} \frac{\lambda+3}{\lambda+1} R_{tr}^2(M\lambda) \right]^2$$

At small  $q$

$R_{tr}$ : Transition radius

Electric part ( $L \geq 1$ ):

$$|F_E(\lambda; q)|^2 = \frac{\lambda+1}{\lambda} \left( \frac{\omega}{q} \right)^2 |F_c(\lambda; q)|^2$$

E0: Purely longitude

Electric ( $L \geq 1$ ): Longitude + Transverse

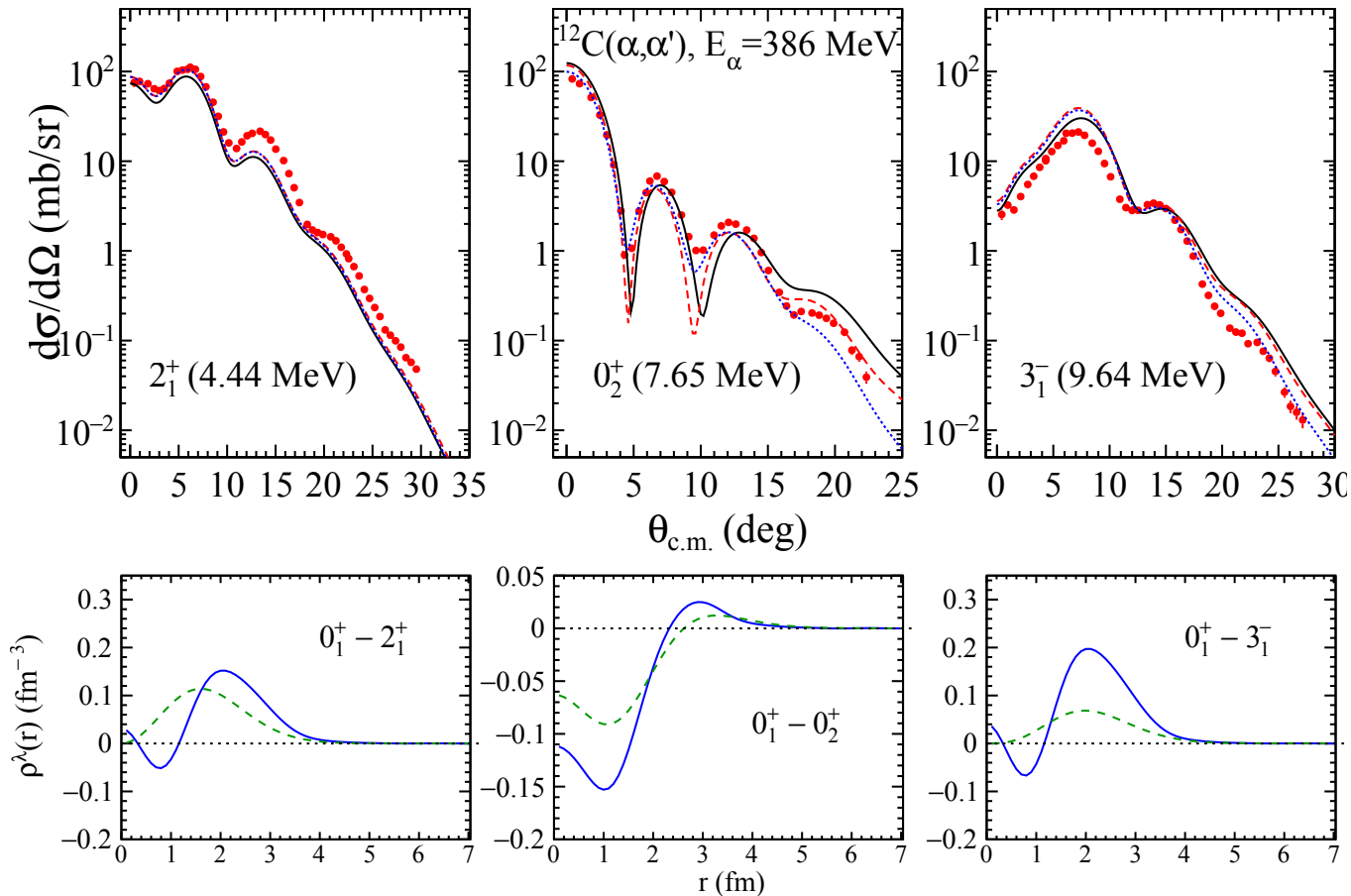
Magnetic ( $L \geq 1$ ): Purely Transverse

$d\sigma/d\Omega$  at various  $E_0, q, \theta$  gives  $B(EL)$  and  $B(ML)$  values.

# Transition Densities

電子散乱と巨視的模型による遷移密度を用いて $^{12}\text{C}(\alpha, \alpha')$ の断面積を計算

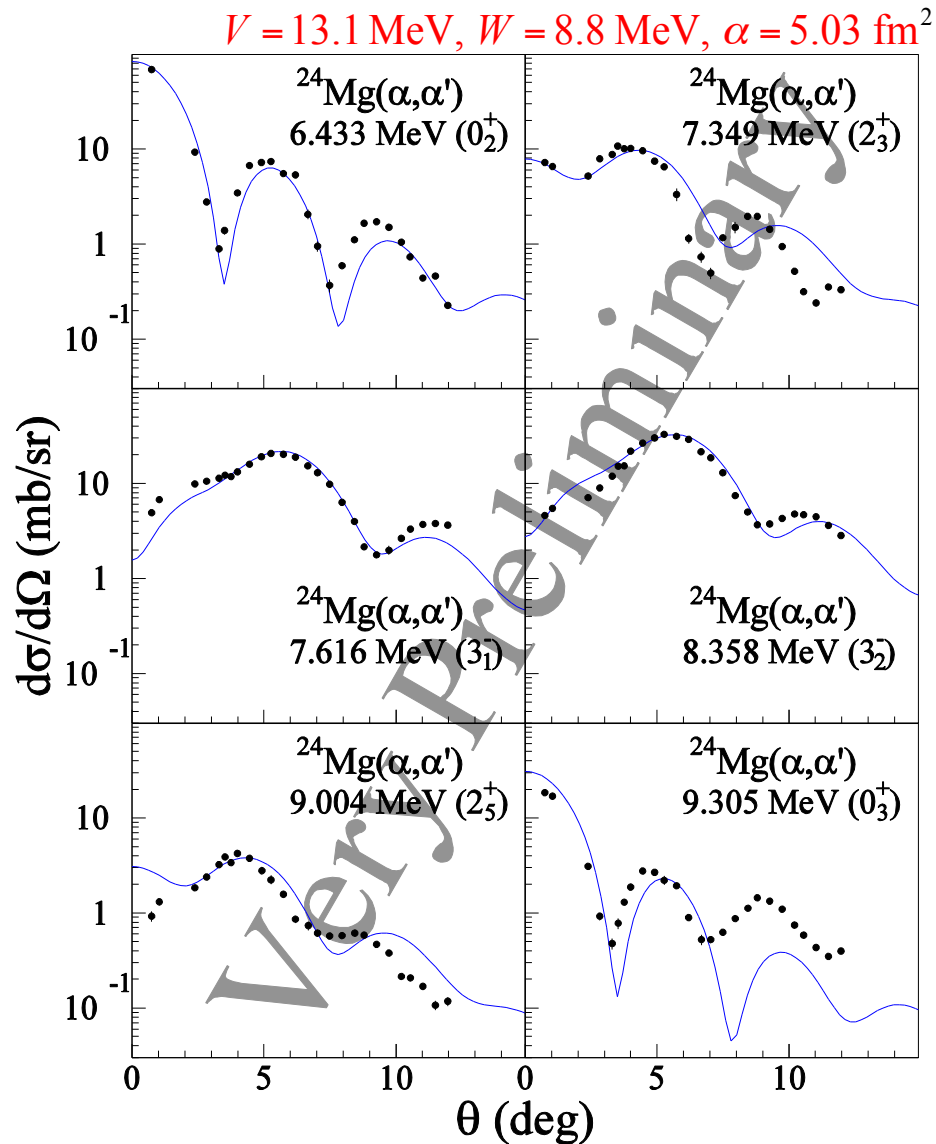
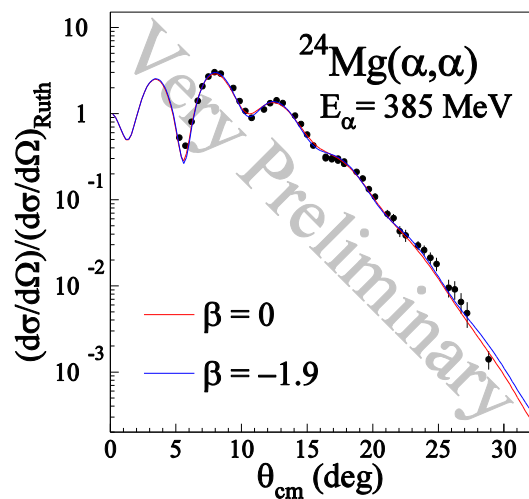
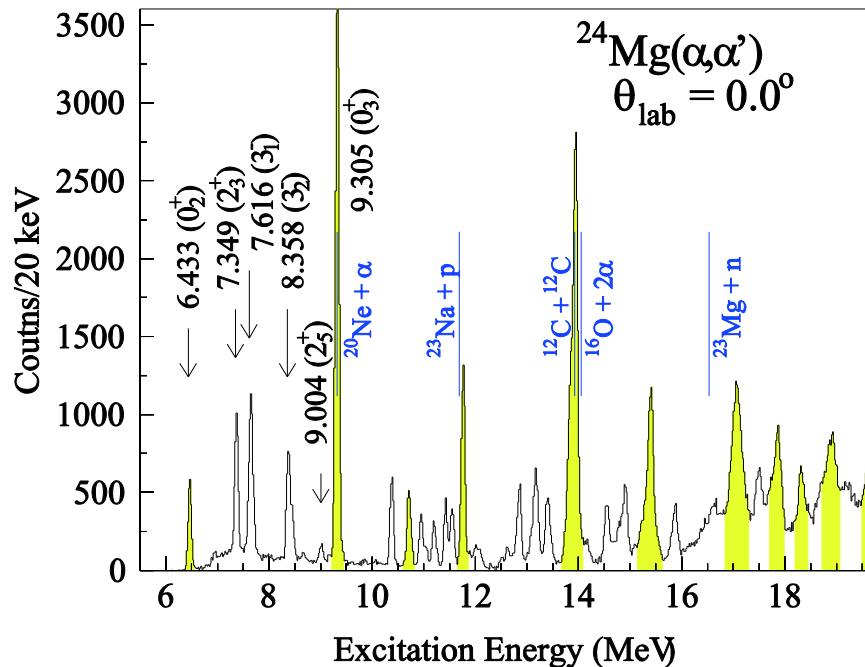
実線: 巨視的模型 破線: 電子散乱



いずれの遷移密度も同じような結果を与える。  
→ 巨視的模型であっても実験値を良く再現する。

# Discrete States in $^{24}\text{Mg}$

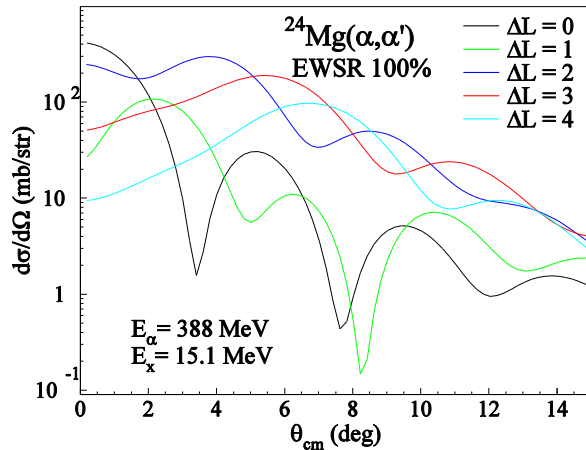
Discrete states in  $^{24}\text{Mg}$  were well reproduced by the single folding model.





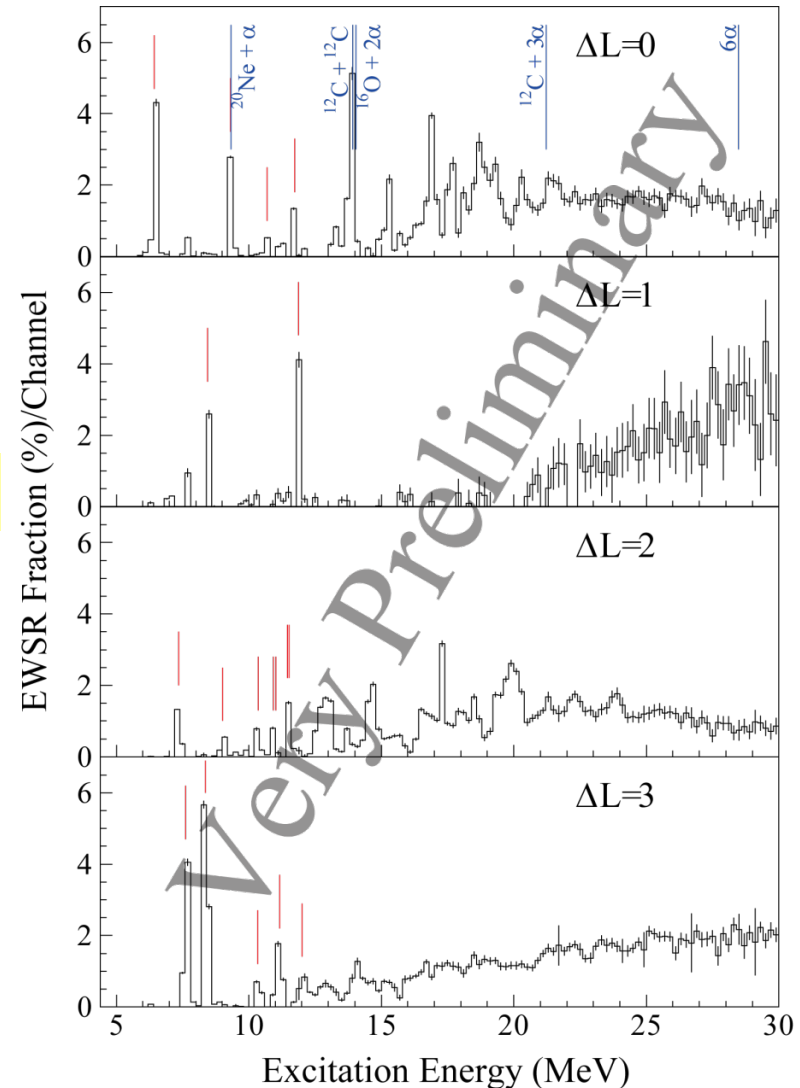
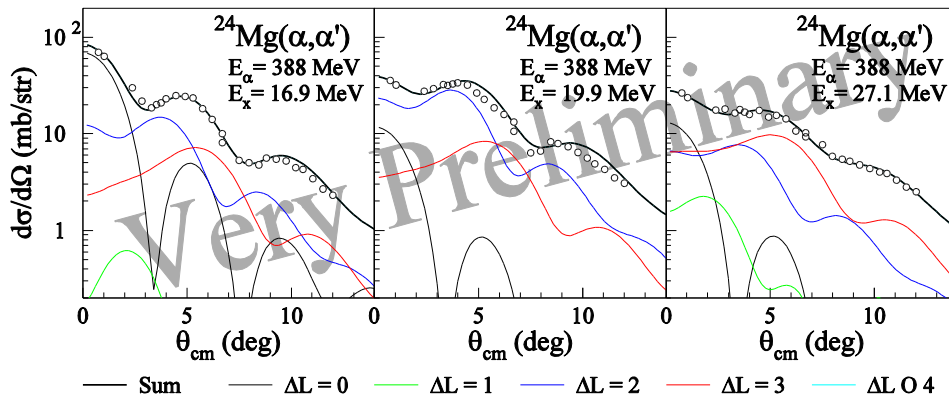
# Multipole Decomposition Analysis

アルファ非弾性散乱の角度分布は移行角運動量ごとに特徴的な形状となる。



$\Delta J^\pi$  を決定するのに多重極展開(MDA)が有効。

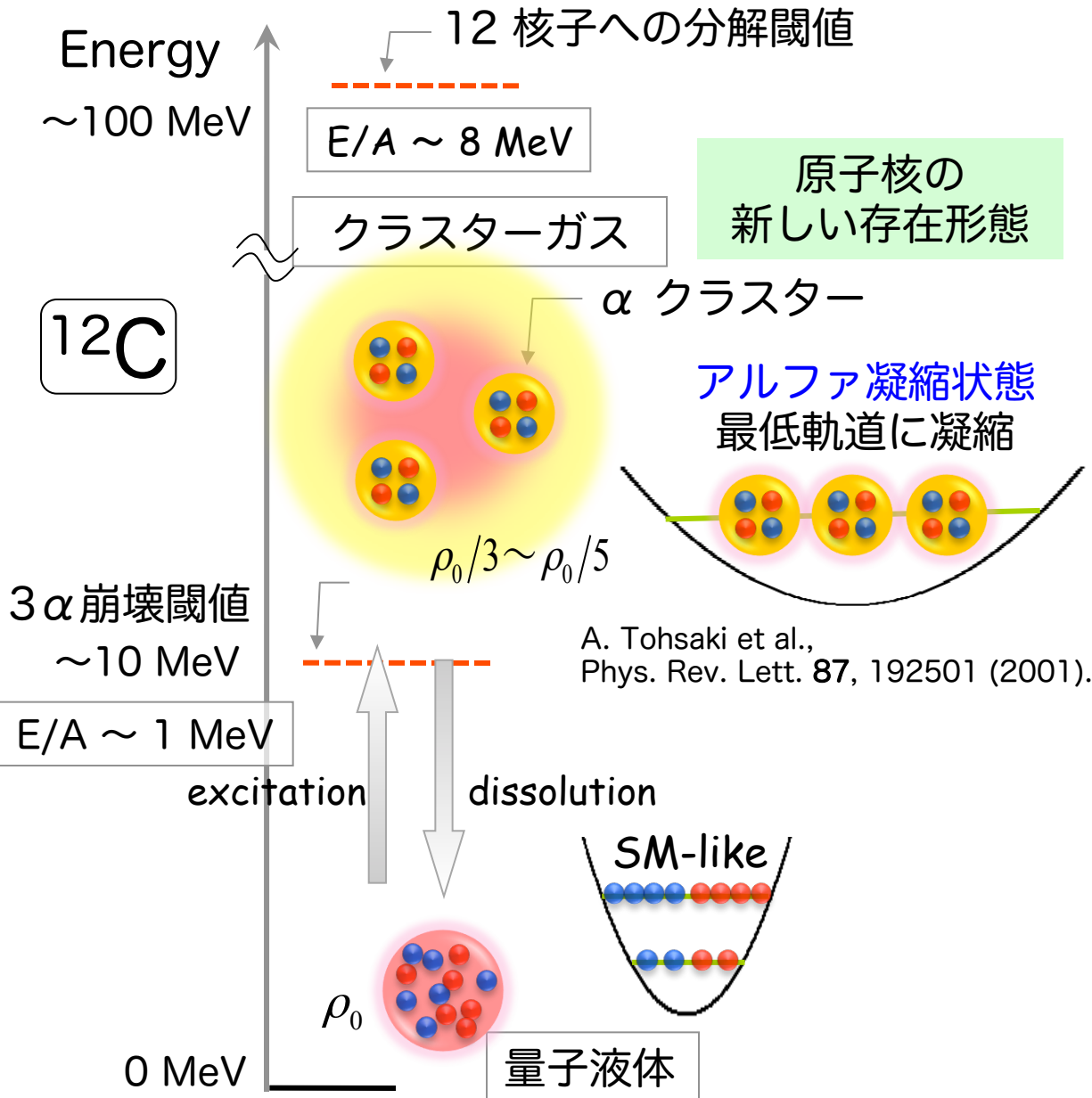
$$\frac{d\sigma^{\text{exp}}}{d\Omega} = \sum_{\Delta J^\pi} A(\Delta J^\pi) \frac{d\sigma}{d\Omega} (\Delta J^\pi)^{\text{calc}}$$



# Cluster Structure in Stable Nuclei

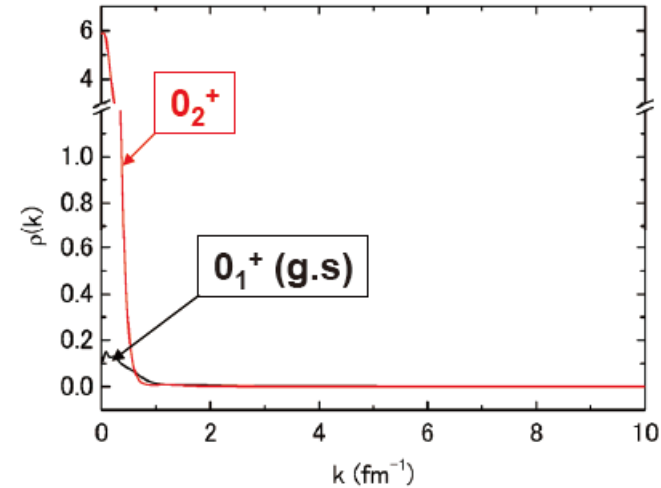
Search for  
Cluster Condensed States

# Cluster Gas-like States in $^{12}\text{C}$

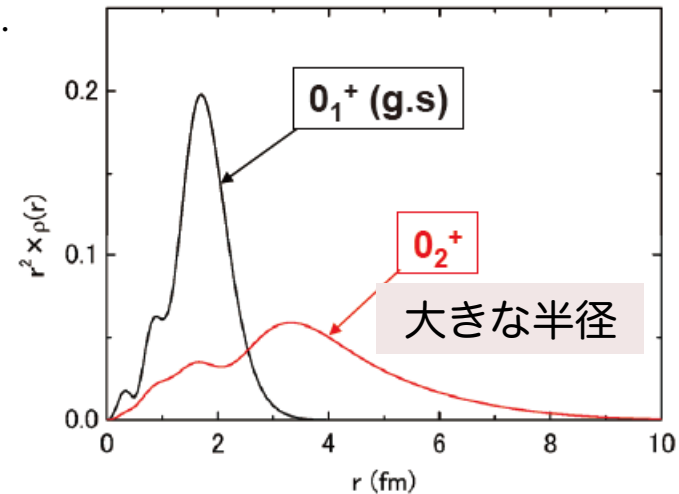


A. Tohsaki et al.,  
Phys. Rev. Lett. **87**, 192501 (2001).

鋭い運動量分布



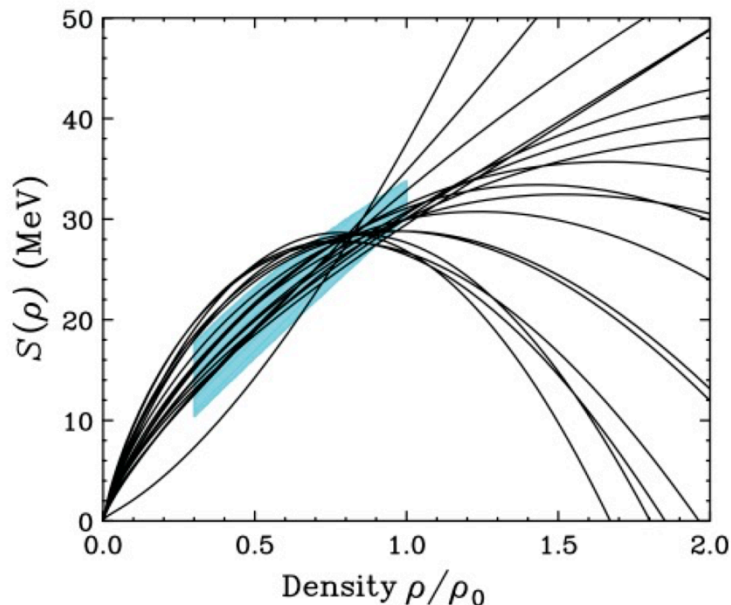
希薄な密度分布



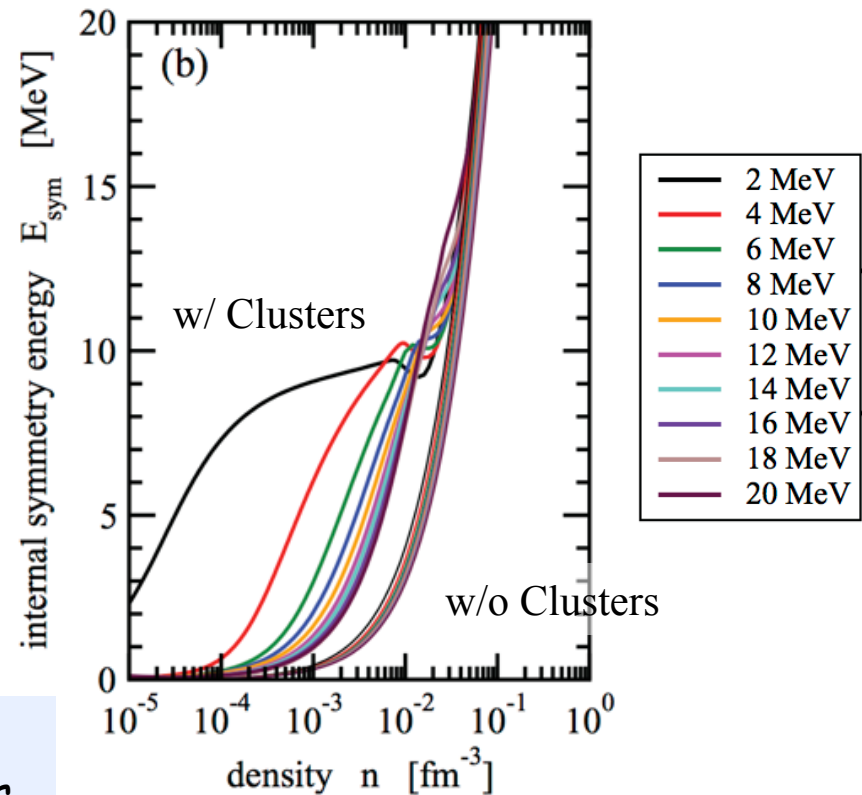
# ACS and Symmetry Energy

If  $\alpha$  condensed states universally exist in various nuclei ...

- Establish  $\alpha$  condensed phase as a conformation of the dilute nuclear matter
- Might appear on the surface of neutron stars
- Energy and width of ACS give an insight to the dilute nuclear matter.



ACS affects  
macroscopic natures of nuclear matter.



# $\alpha$ Condensed States in Heavier $N = 4n$ Nuclei

アルファ凝縮状態は重い核においても普遍的に存在するのか？

→ 原子核の普遍的な存在形態であるのか？

$^8\text{Be}$  と  $^{12}\text{C}$  における  $\alpha$  凝縮状態はほぼ確立されている。(誰も疑っていない)

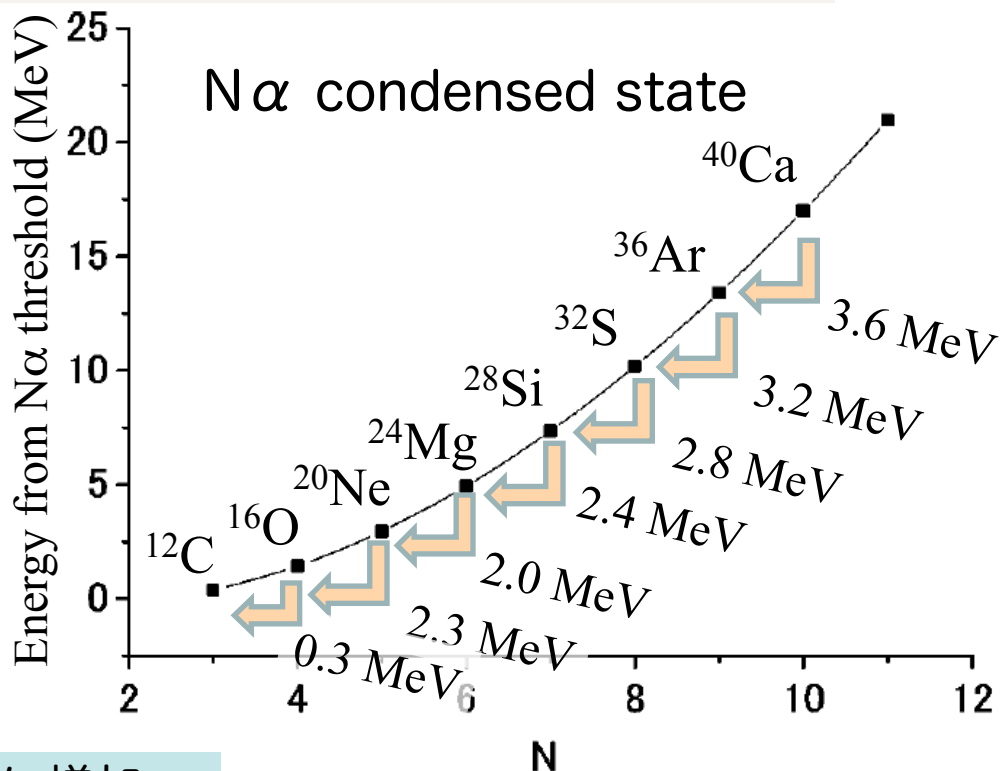
理論的には、より重い核 ( $A < 40$ ) においても存在すると予測されている。

$\alpha$ - $\alpha$  間の短距離引力  
長距離のクーロン斥力



$N\alpha$  凝縮状態のエネルギーは  $N$  とともに増加  
 $\alpha$  クラスタはクーロン障壁によって閉じ込め

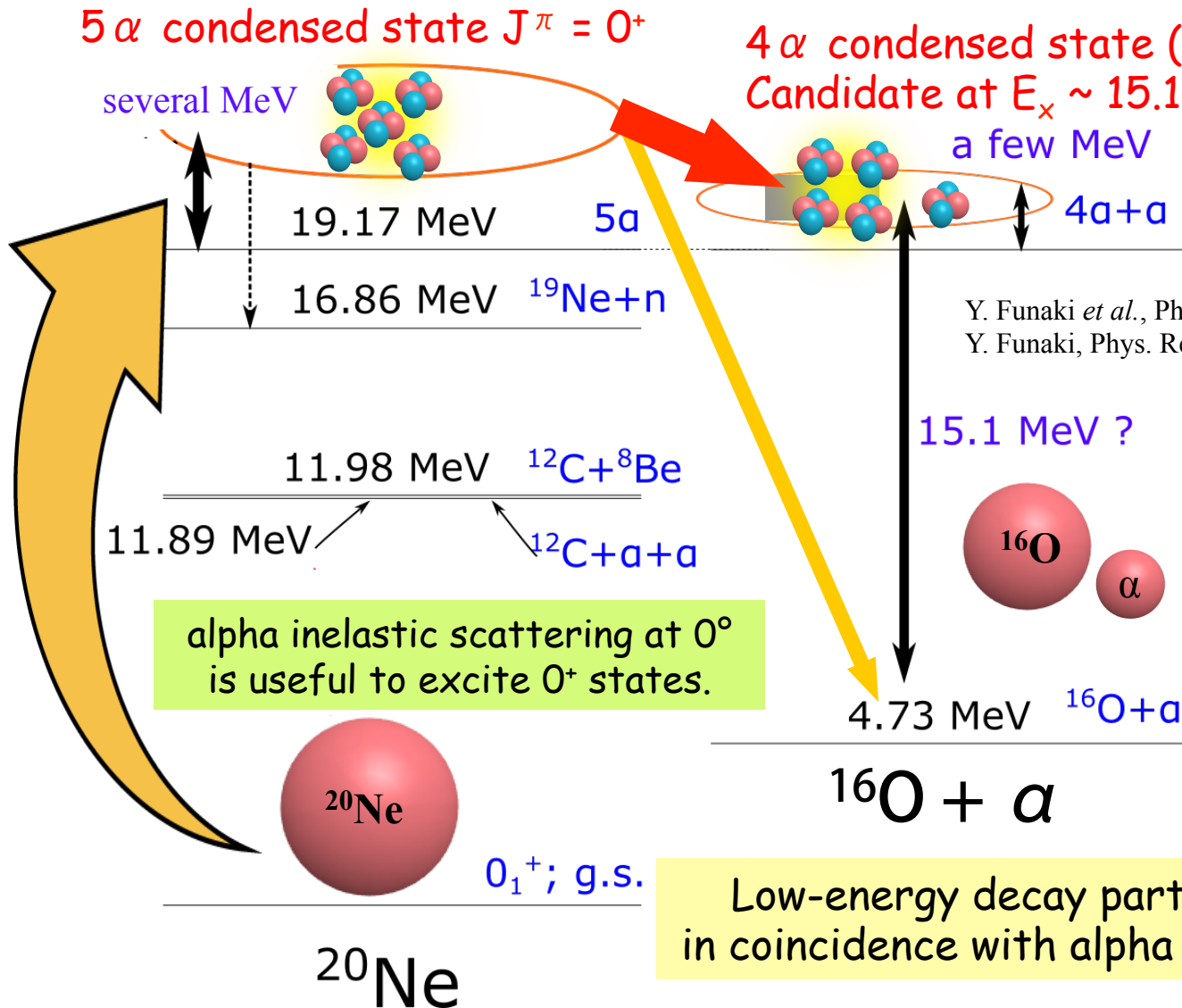
$N\alpha$  凝縮状態は、低エネルギーの  $\alpha$  粒子を放出しつつ、より軽い核の  $\alpha$  凝縮状態を經由して崩壊するはず。  
→ 低エネルギーの崩壊  $\alpha$  粒子を測定すればよい。



T. Yamada and P. Schuck,  
Phys. Rev. C 69, 024309 (2004).

# Decay of Alpha Condensed state in $^{20}\text{Ne}$

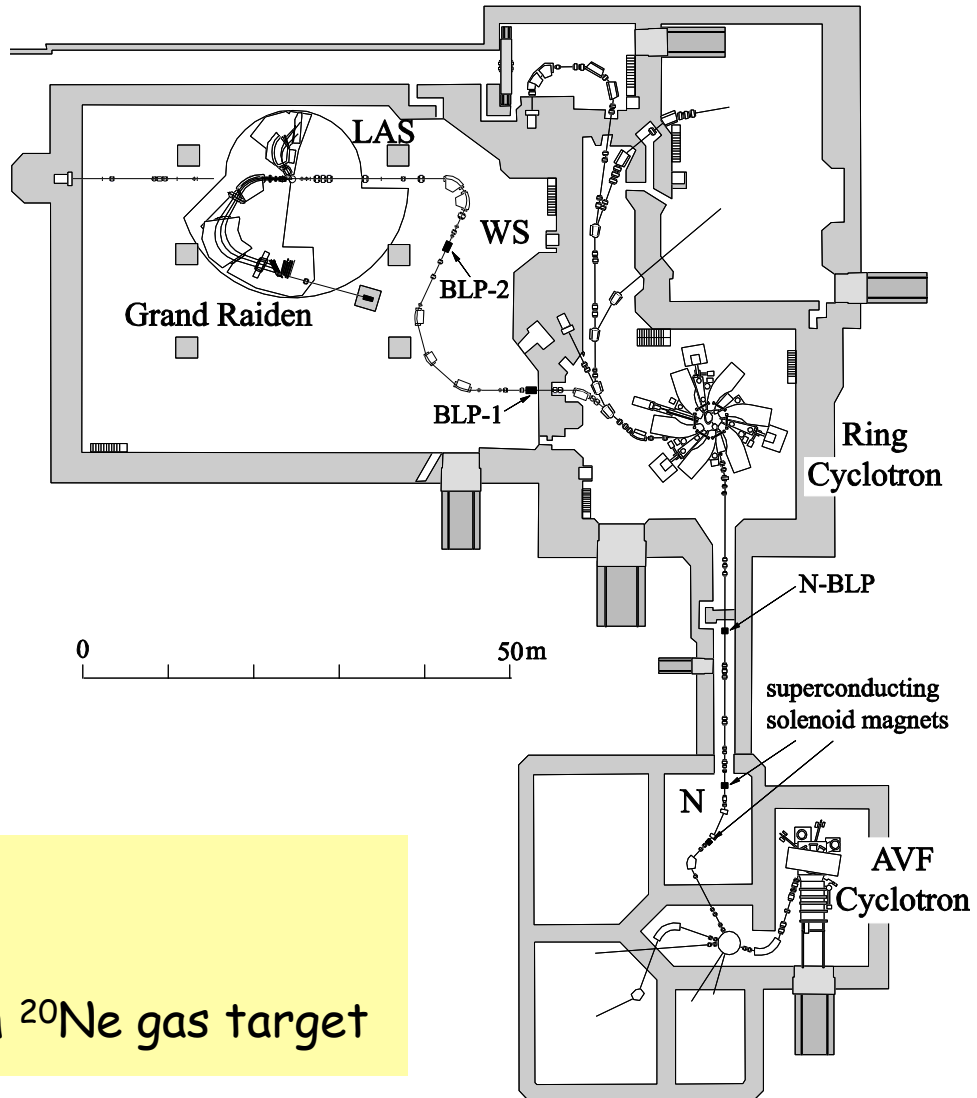
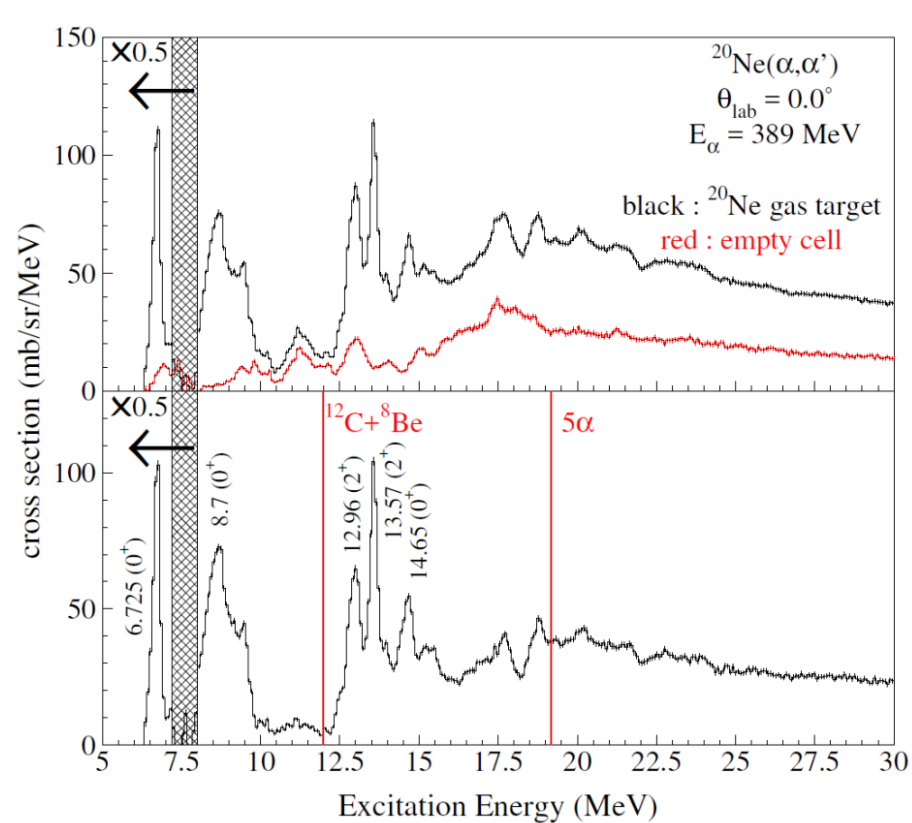
ACS decays via ACM in lighter nuclei by emitting low-energy  $\alpha$  particles



# Experiment

Experiment was performed at RCNP, Osaka

Background-free measurement at extremely forward angles



RCNP-E402

S. Adachi, Y. Fujikawa, TK et al

( $\alpha, \alpha'+\alpha$ ) @ 400 MeV  $\theta_{\text{lab}} = 0^\circ$  with  $^{20}\text{Ne}$  gas target

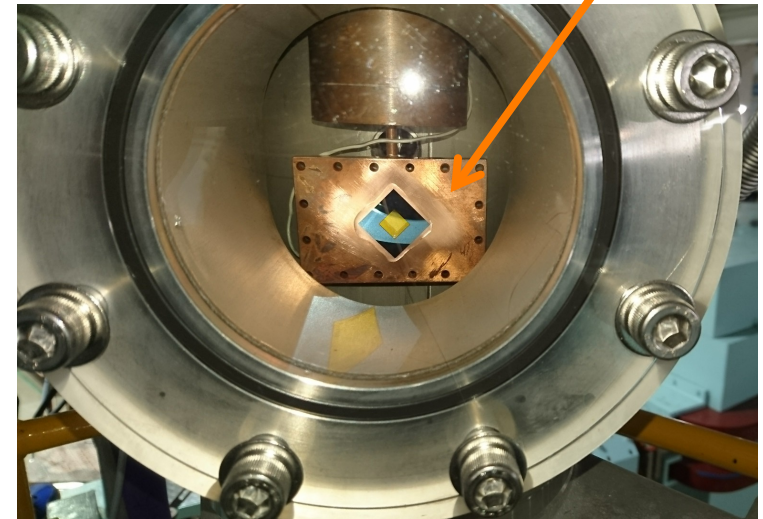
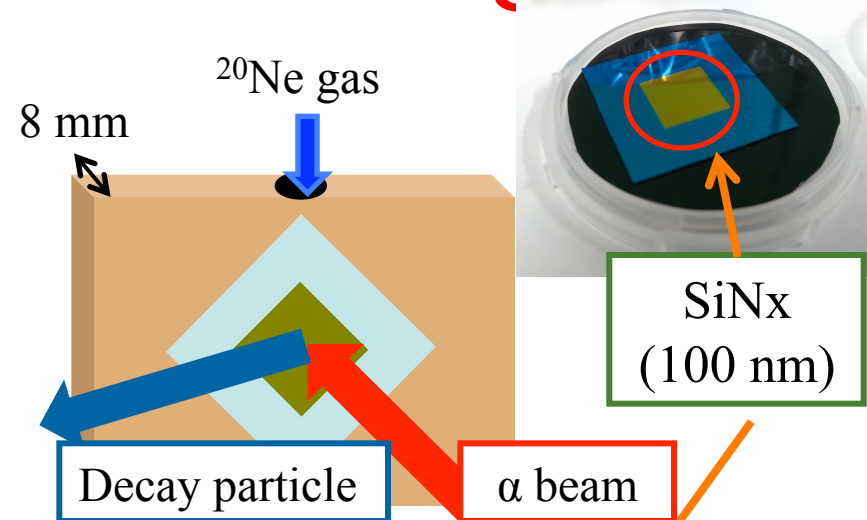


# Ultra Thin $^{20}\text{Ne}$ Gas Target

Isotopically enriched  $^{20}\text{Ne}$  gas target  
→ Gas sealing film causes problems to detect low-energy particles  
→ Commonly used Aramid film (a few  $\mu\text{m}$ ) is too thick.

SiNx film (0.1  $\mu\text{m}$ ) was used to make  $^{20}\text{Ne}$  gas target at 14 kPa ( $89.6 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ).

	SiNx	Aramid
Thickness	100 nm	1.5 $\mu\text{m}$
Threshold energy for $\alpha$	0.09 MeV	0.51 MeV

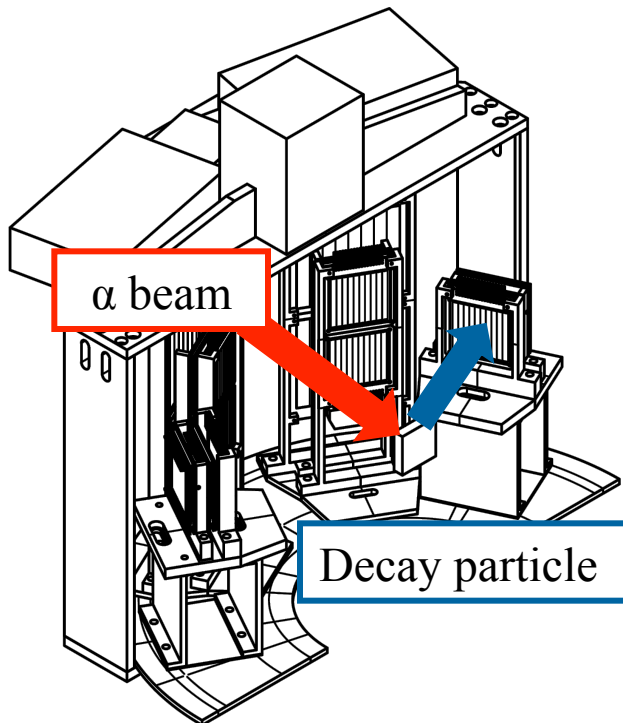
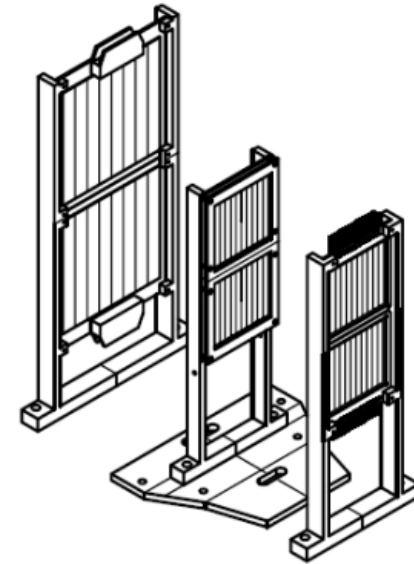




# Decay Particle Detectors

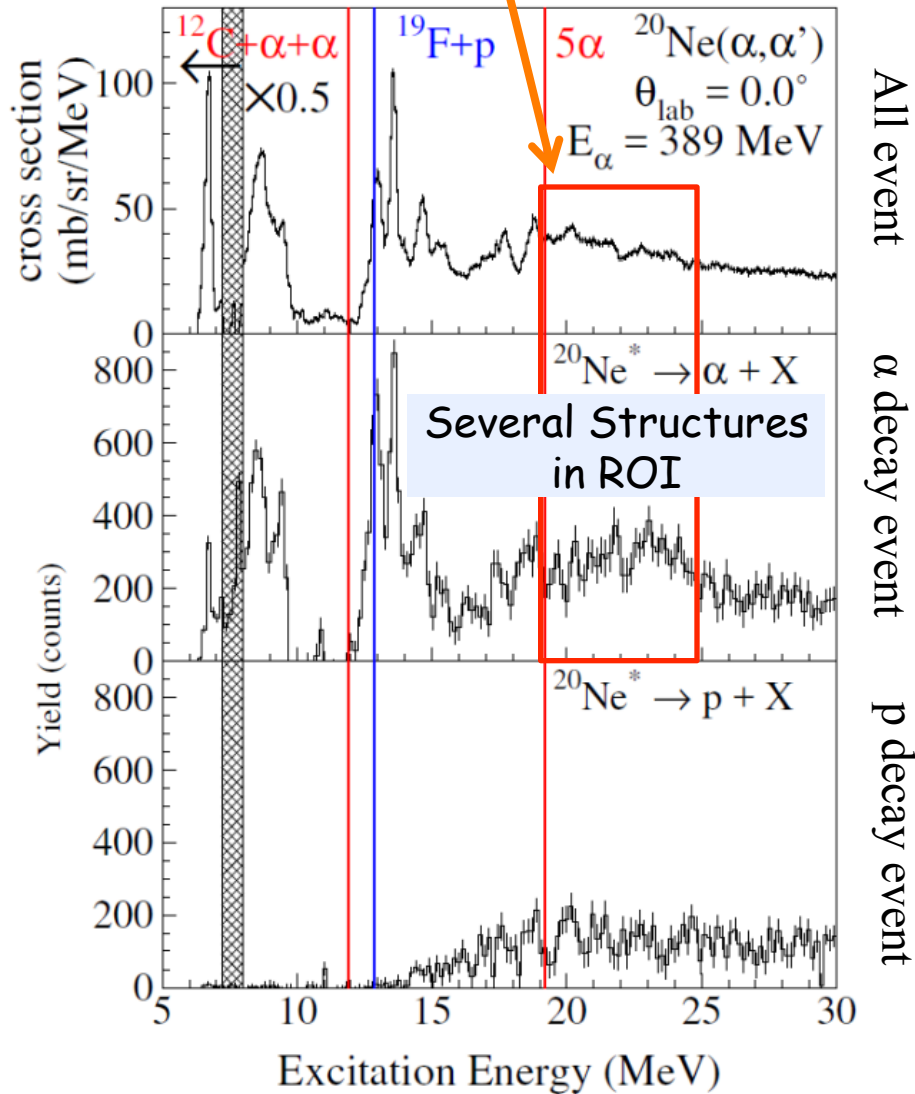
## Si detector array

- 3 layers × 6 segments
- 1st layer (thin): 65  $\mu\text{m}$  8 strip
- 2nd & 3rd layers (thick):  
500  $\mu\text{m}$  or 600  $\mu\text{m}$
- PID by TOF
- Limitation in distance from target
- Solid Angle 4%

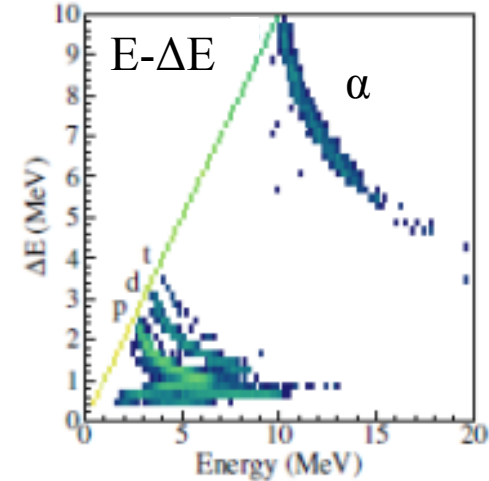
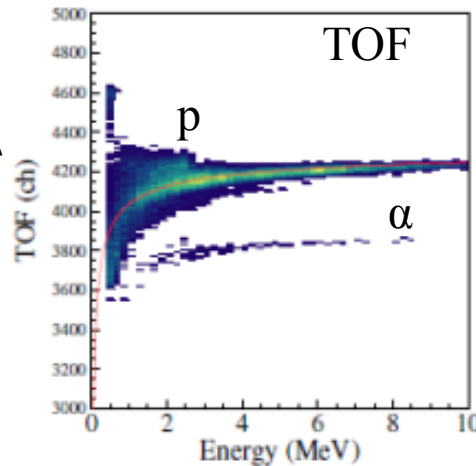
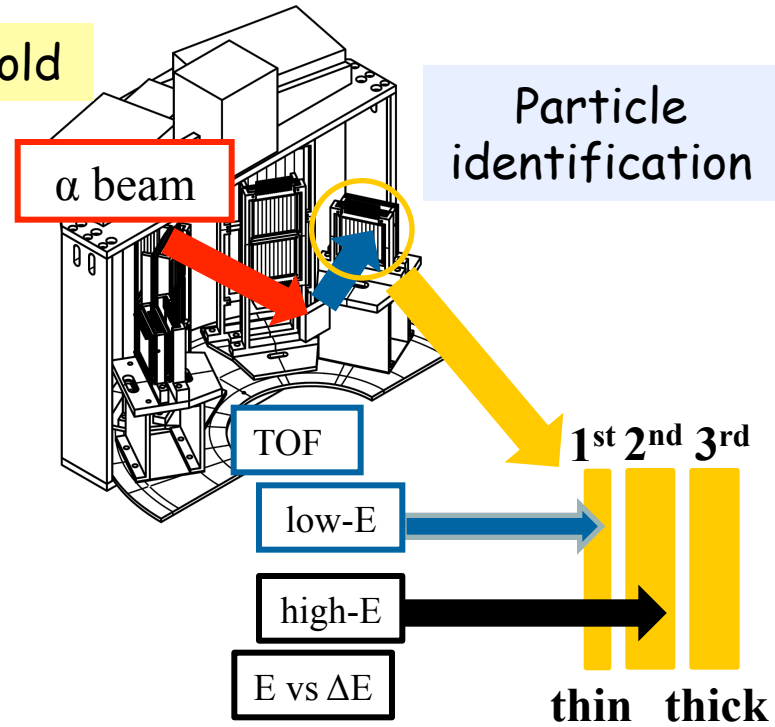


# Decay Particle Measurement

Region of Interest: 1–5 MeV above 5  $\alpha$  threshold

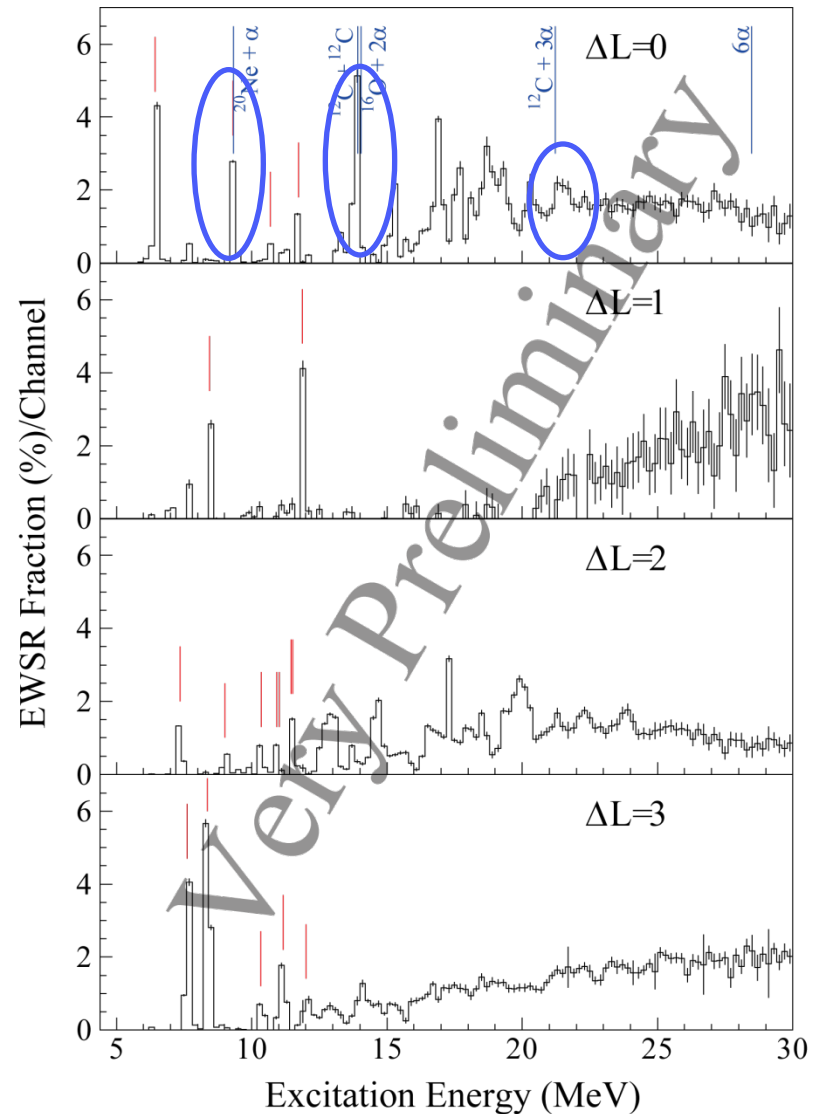
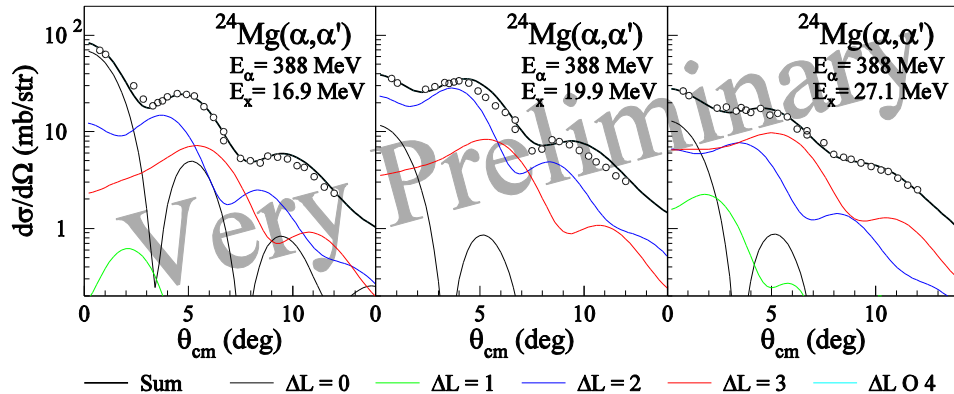
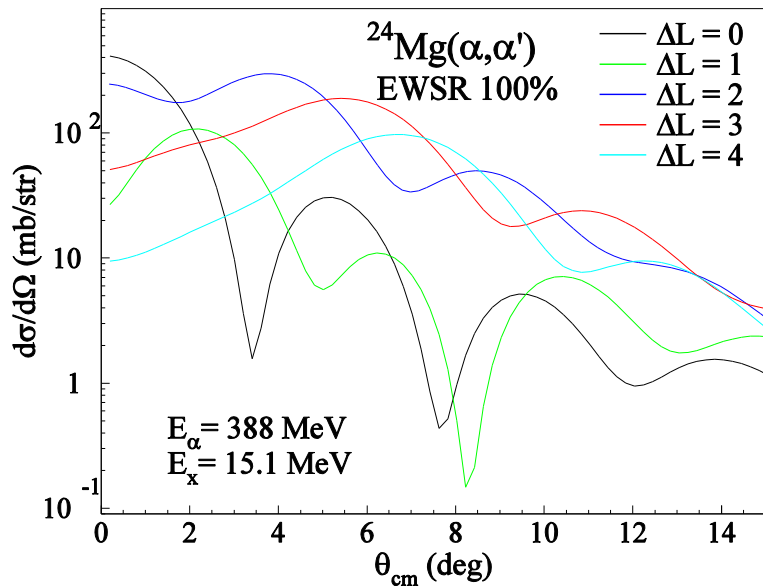


All event  
 $\alpha$  decay event  
p decay event



# Cluster Structures in $^{24}\text{Mg}$

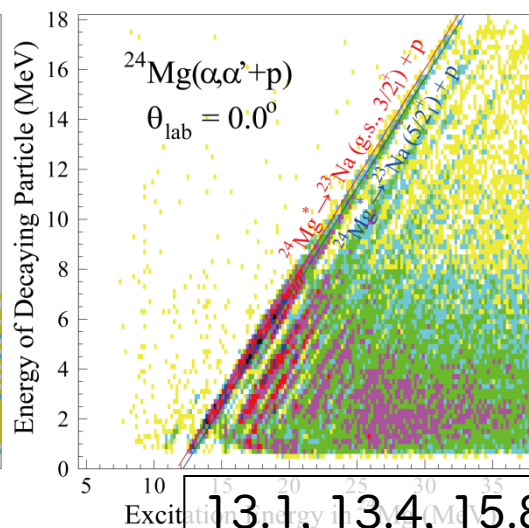
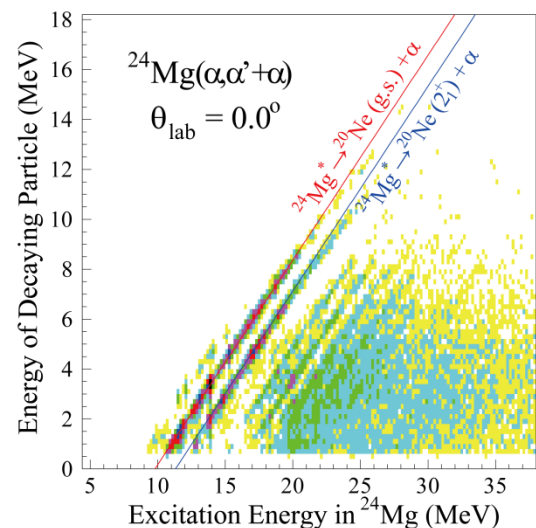
$$\frac{d\sigma^{\text{exp}}}{d\Omega} = \sum_{\Delta J^\pi} A(\Delta J^\pi) \frac{d\sigma}{d\Omega}(\Delta J^\pi)^{\text{calc}}$$



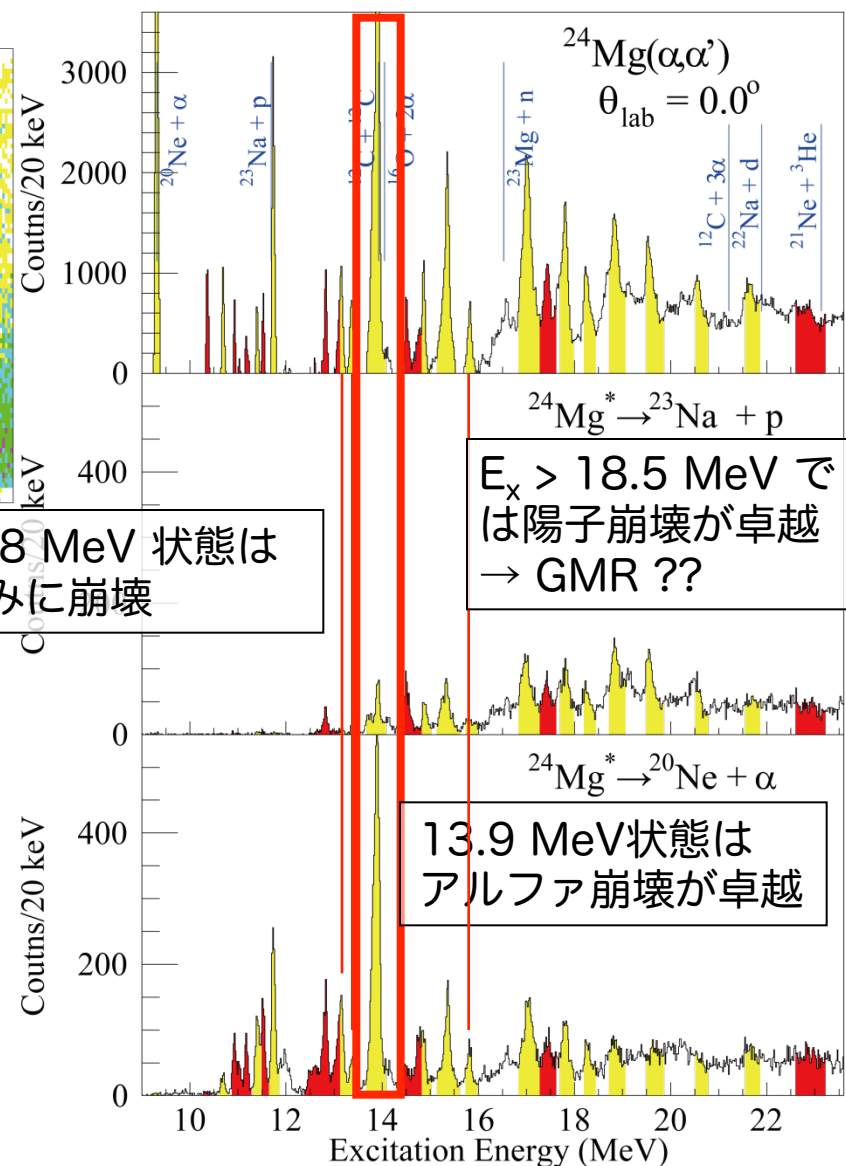
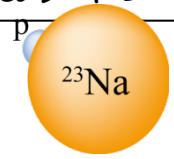
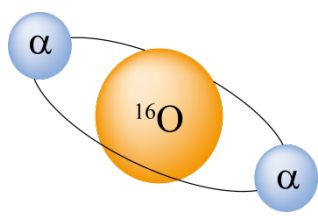
EO ( $\Delta L=0$ ) 強度分布に構造を発見 (特に閾値近傍)

# Decay Particle Measurement

崩壊粒子を測定して、崩壊チャンネルを同定



13.1, 13.4, 15.8 MeV 状態は  
 $\alpha$ チャンネルのみに崩壊



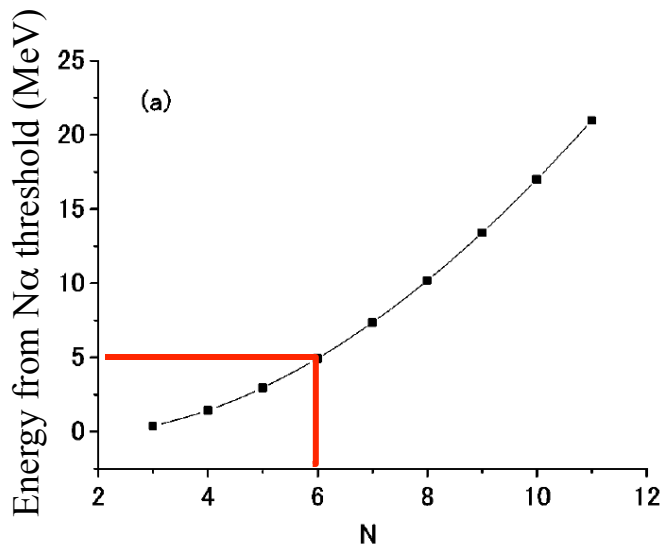
$E_x > 18.5$  MeV では陽子崩壊が卓越  
 $\rightarrow$  GMR??

13.9 MeV状態は  
 アルファ崩壊が卓越

- 陽子崩壊とアルファ崩壊を分離
- 13.1, 13.4, 15.8 MeV状態は、ほぼ100%がアルファ崩壊
- $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  と  $^{16}\text{O} + 2\alpha$  閾値近傍の13.9 MeV 状態は、アルファ崩壊が卓越

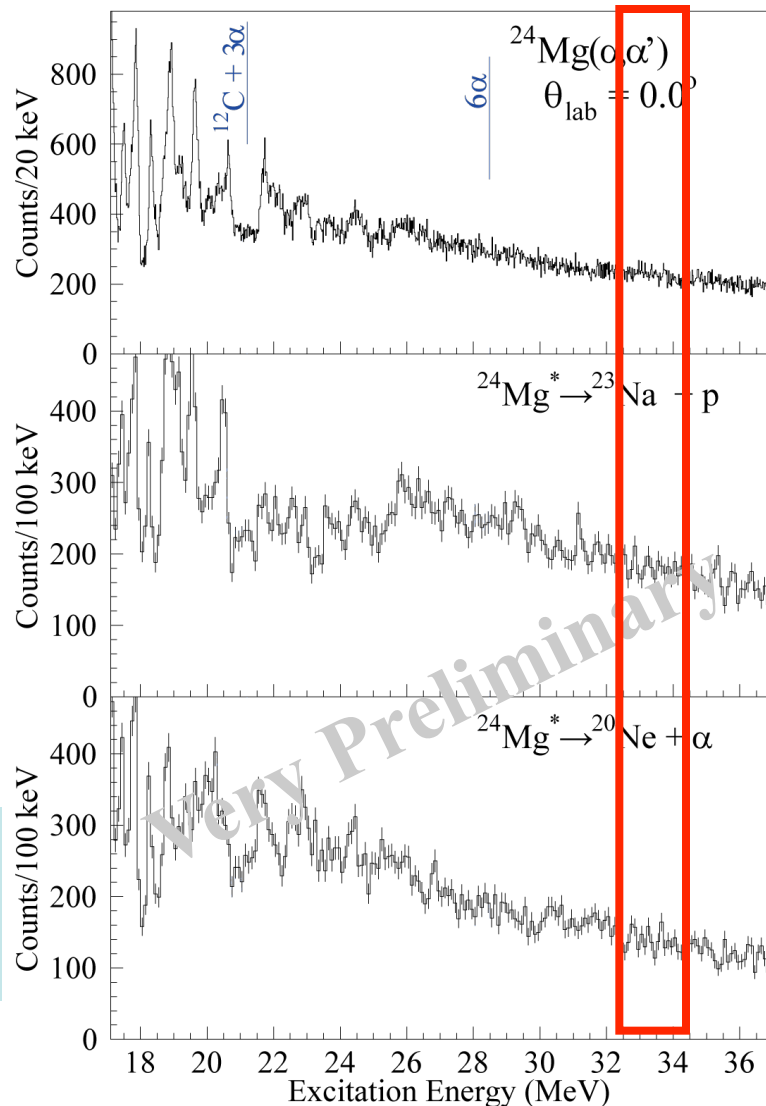
# Highly Excited Region

## 6 $\alpha$ 凝縮状態を高励起領域で探索



T. Yamada and P. Schuck,  
Phys. Rev. C **69**, 024309 (2004).

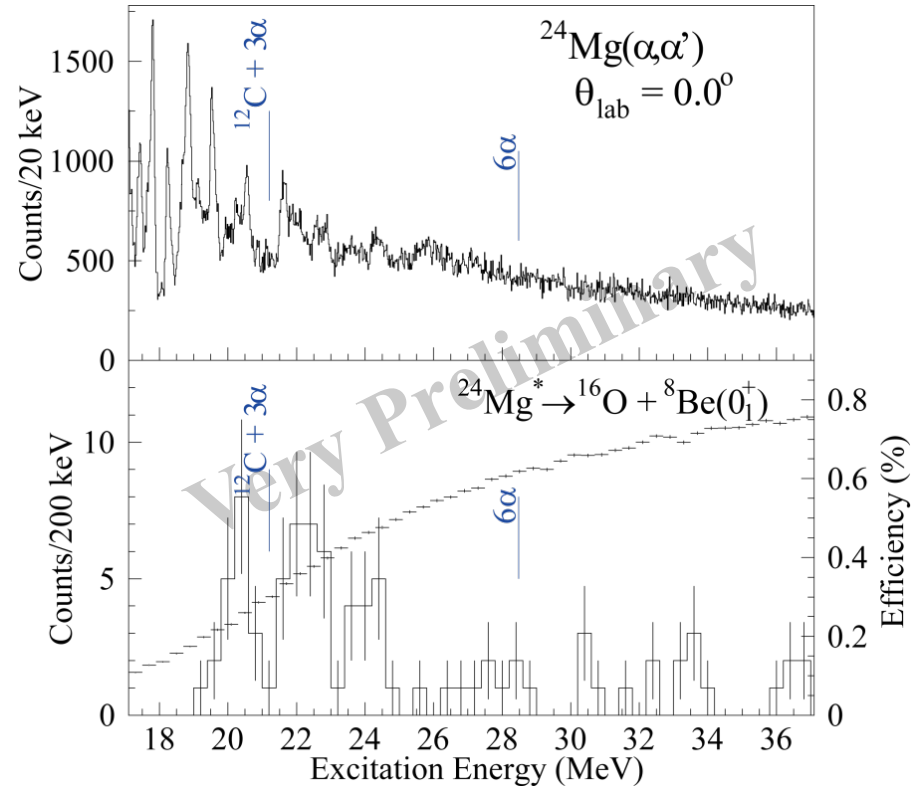
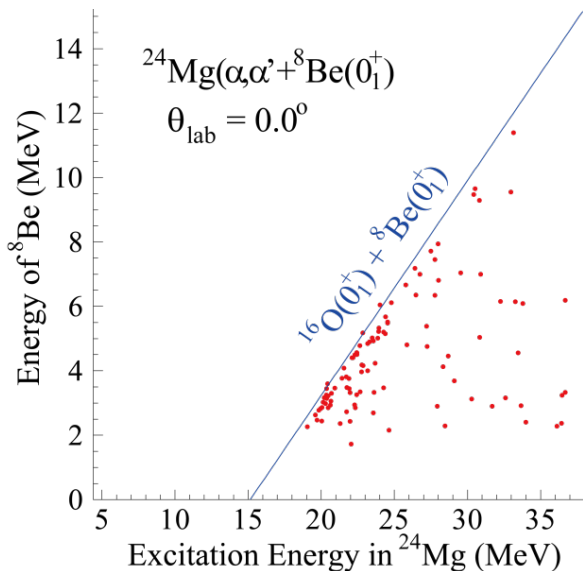
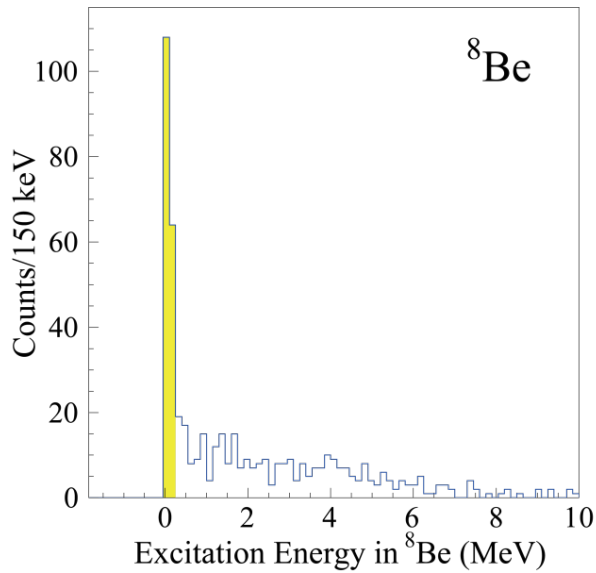
- 6 $\alpha$ 凝縮状態は6 $\alpha$ 閾値の5 MeV上に予測  
-  $E_x \sim 28.5 + 5 = 33.5$  MeV
- 残念ながら、特に有意な構造は発見されず





# $^8\text{Be}$ Emission Events

2 $\alpha$ を検出した事象の不変質量から $^8\text{Be}(0^+_1)$ を同定して、 $^8\text{Be}$ 放出事象を精査



- $^{12}\text{C} + 3\alpha$  閾値近傍の 20.5, 22.0, 24.3 MeV に有意な構造を発見。
- $6\alpha$  閾値近傍にもなにかありそうだが、統計が少ない。  
→ 崩壊粒子検出器の大立体角化が必要

# How to Increase Detector Solid Angle

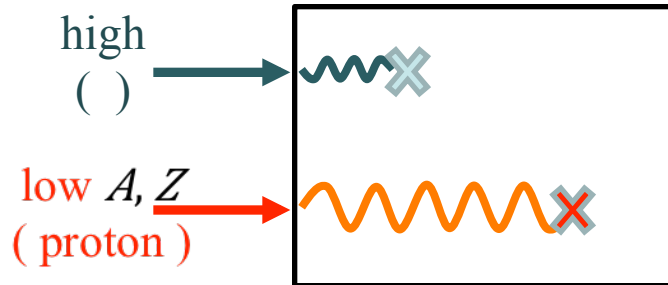
PID by TOF limits distance from target.  
Long distance → Small solid angle  
Need a new PID method

→ Pulse Shape Analysis

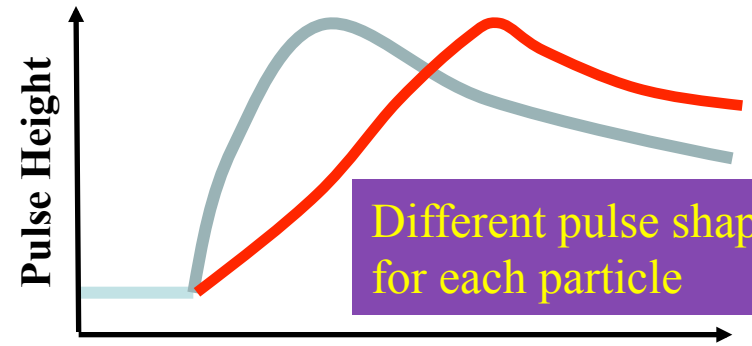
PSA

$$\text{Stopping Power : } -\frac{dE}{dx} \propto \frac{AZ^2}{E}$$

Charged particles with same E stop at different position depending on A and Z.



Detector



Different pulse shape for each particle

PSA solves the limitation from the flight distance.  
→ Drastically increase detector solid angle.

PSA was successfully done for Heavy ion at  $E > 100$  MeV,  
but no result for low-energy  $\alpha$  particle at  $E < 3$  MeV.

# PSA using Neural Network

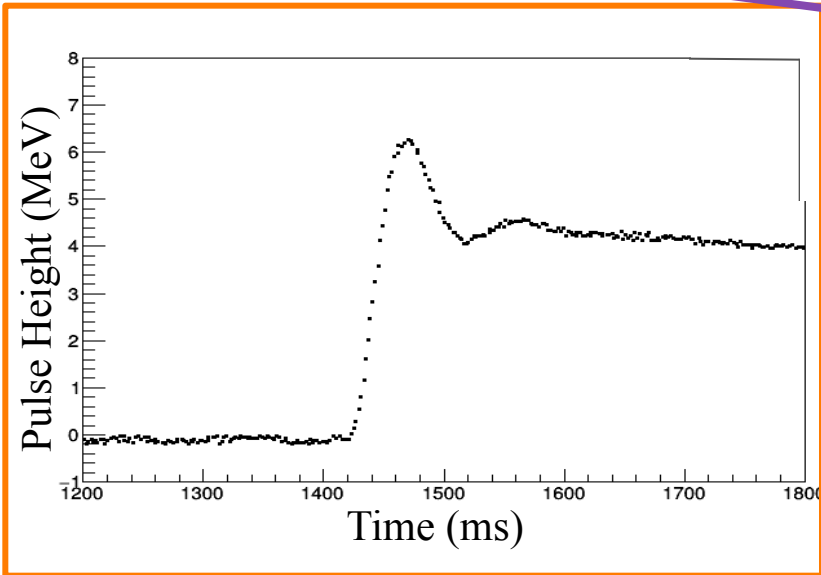
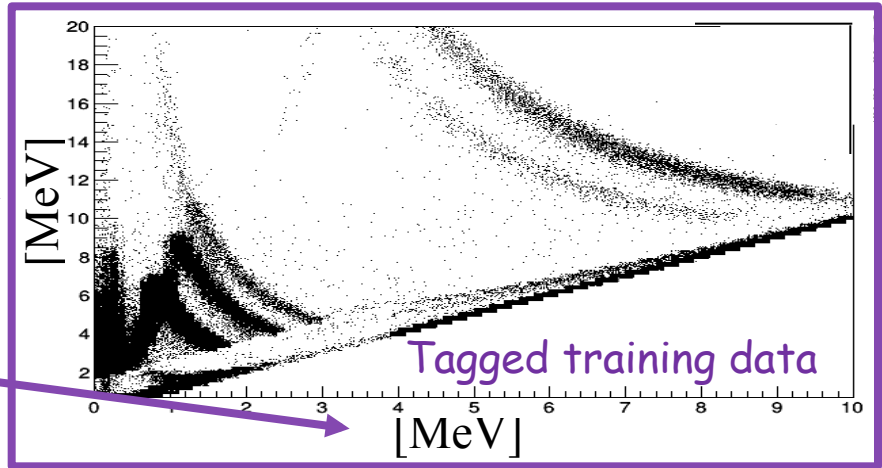
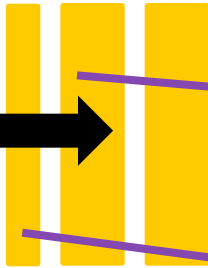
PSA for low-energy light particles is not easy.



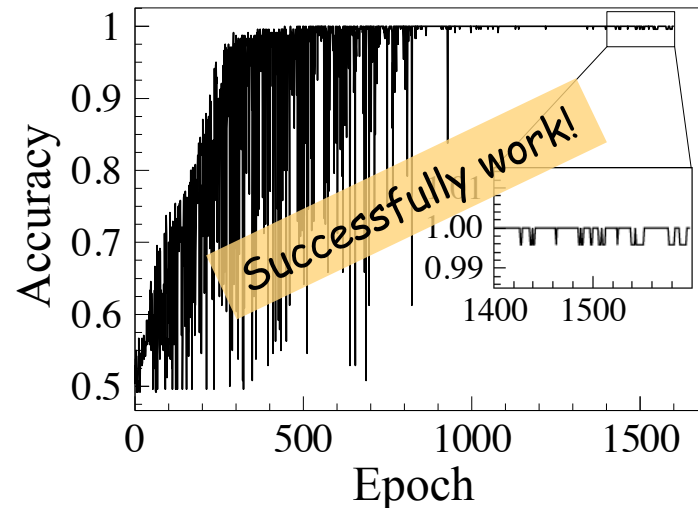
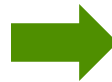
We tried PSA using the neural network.

p, d, t,  
 $^3\text{He}$  and  $\alpha$

1<sup>st</sup> 2<sup>nd</sup> 3<sup>rd</sup>



Machine Learning



Pulse shape was acquired by  
500 MHz Sampling FADC

Decay particle detector with large angular coverage  
will be developed to search for alpha condensed states.



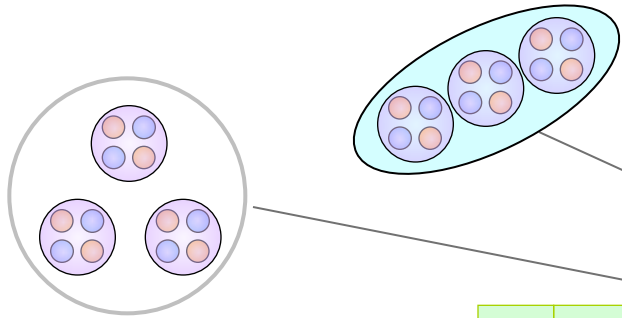
# Cluster Structures in Unstable Nuclei

# Exotic Structures in Light Nuclei

3  $\alpha$  Cluster Chain in  $^{14}\text{C}$

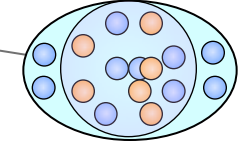
Molecular Structures in O and Ne Isotopes

Stable Spherical Nuclei

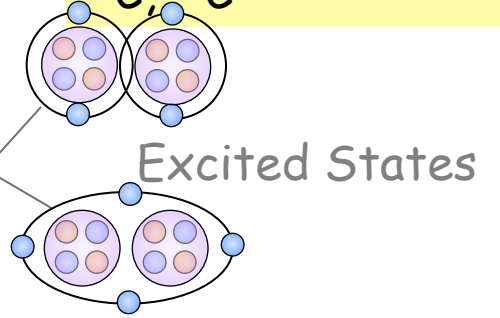


Cluster Gas  $\text{O}^+_2$  in  $^{12}\text{C}$

	$^{12}\text{O}$	$^{13}\text{O}$	$^{14}\text{O}$	$^{15}\text{O}$	$^{16}\text{O}$	$^{17}\text{O}$	$^{18}\text{O}$	$^{19}\text{O}$	$^{20}\text{O}$	$^{21}\text{O}$	$^{22}\text{O}$		
	$^{11}\text{N}$	$^{12}\text{N}$	$^{13}\text{N}$	$^{14}\text{N}$	$^{15}\text{N}$	$^{16}\text{N}$	$^{17}\text{N}$	$^{18}\text{N}$	$^{19}\text{N}$	$^{20}\text{N}$	$^{21}\text{N}$		
<b>C</b>	$^8\text{C}$	$^9\text{C}$	$^{10}\text{C}$	$^{11}\text{C}$	$^{12}\text{C}$	$^{13}\text{C}$	$^{14}\text{C}$	$^{15}\text{C}$	$^{16}\text{C}$	$^{17}\text{C}$	$^{18}\text{C}$	$^{19}\text{C}$	$^{20}\text{C}$
<b>B</b>	$^8\text{B}$	$^9\text{B}$	$^{10}\text{B}$	$^{11}\text{B}$	$^{12}\text{B}$	$^{13}\text{B}$	$^{14}\text{B}$	$^{15}\text{B}$	$^{17}\text{B}$	$^{19}\text{B}$			
<b>Be</b>	$^7\text{Be}$	$^8\text{Be}$	$^9\text{Be}$	$^{10}\text{Be}$	$^{11}\text{Be}$	$^{12}\text{Be}$	$^{14}\text{Be}$						
<b>Li</b>	$^6\text{Li}$	$^7\text{Li}$	$^8\text{Li}$	$^9\text{Li}$	$^{11}\text{Li}$								
<b>He</b>	$^3\text{He}$	$^4\text{He}$											
<b>H</b>	$^1\text{H}$	$^2\text{H}$	$^3\text{H}$										
		$n$											



Different Deformation in p and n distributions  $^{10}\text{C}$ ,  $^{16}\text{C}$



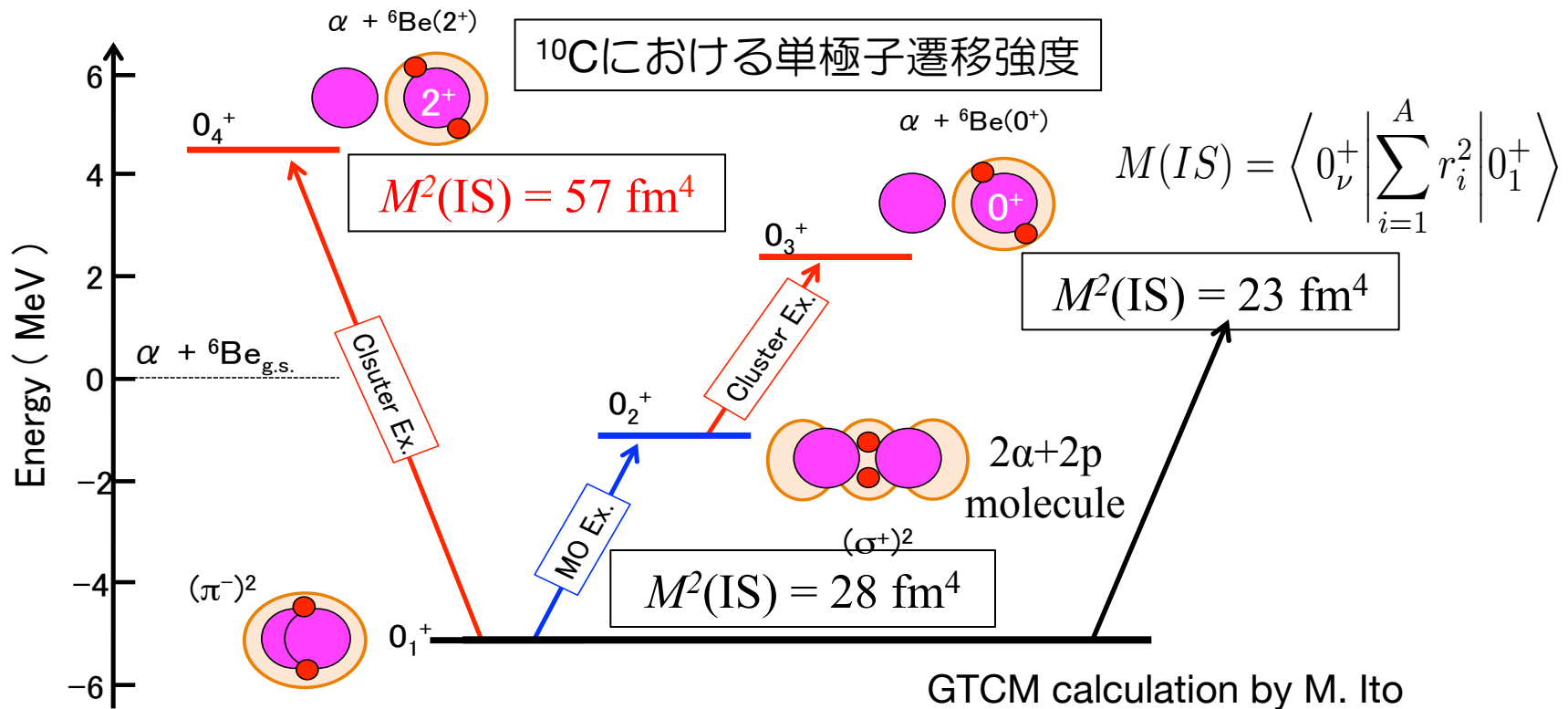
Neutron Skin  $^8\text{He}$ ,  $^{20}\text{C}$

Neutron Halo  $^6\text{He}$ ,  $^{11}\text{Be}$

Slide by Y. K-En'yo

# 単極子遷移強度

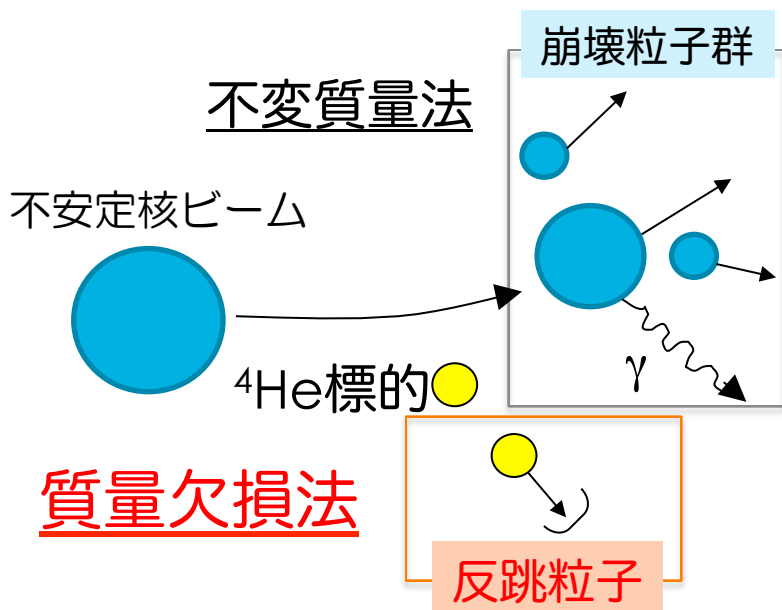
単極子遷移強度は不安定核のクラスター構造探索でも重要な指標である。



不安定核に対して、 $\alpha$ 非弾性散乱による系統的な $M(IS)$ の測定が必要。広い励起エネルギー領域をカバー。

# 不安定核実験での励起エネルギー測定

不安定核実験では逆運動学条件下で測定を行う。



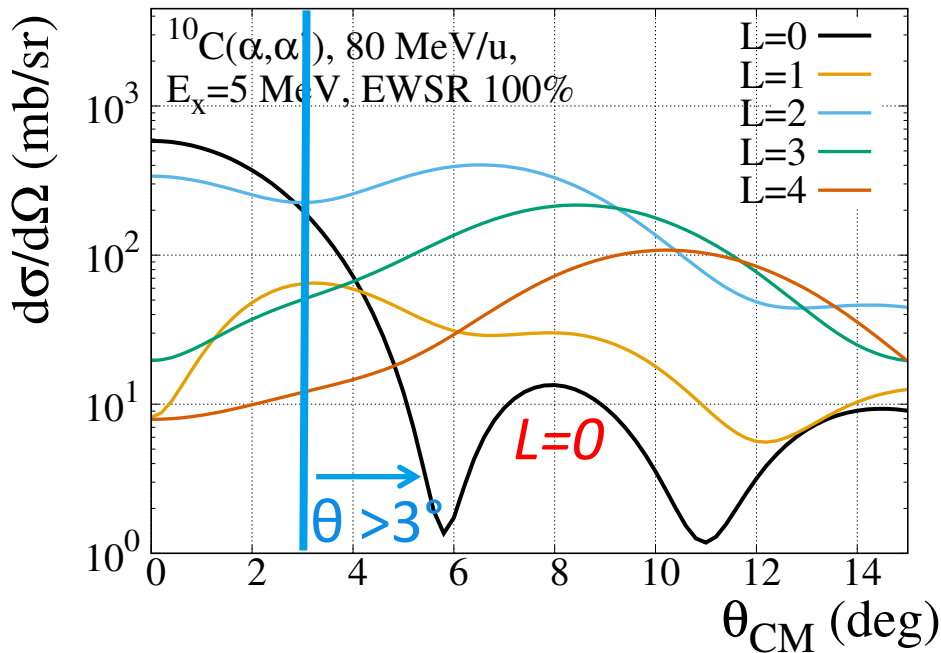
- 不変質量分光
  - ✓ 崩壊粒子の全てのエネルギー・運動量から励起エネルギーを算出。
  - ✓ 崩壊粒子の多重度が少ないチャンネルしか測定出来ない。
- 質量欠損分光
  - ✓ 検出粒子が反跳 $\alpha$ のみ
  - ✓ 反跳 $\alpha$ の角度・エネルギーから励起エネルギーを算出。

広い励起エネルギー領域での系統的測定には、質量欠損分光法が適している。

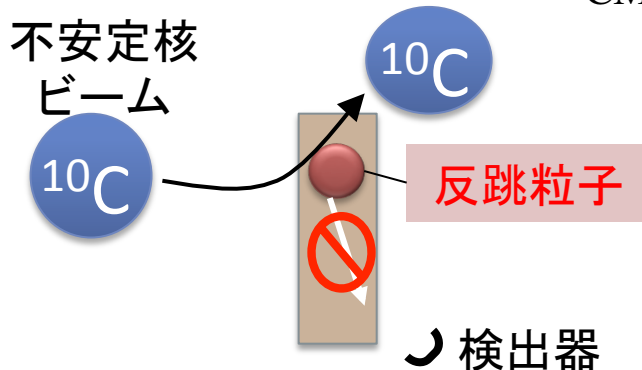
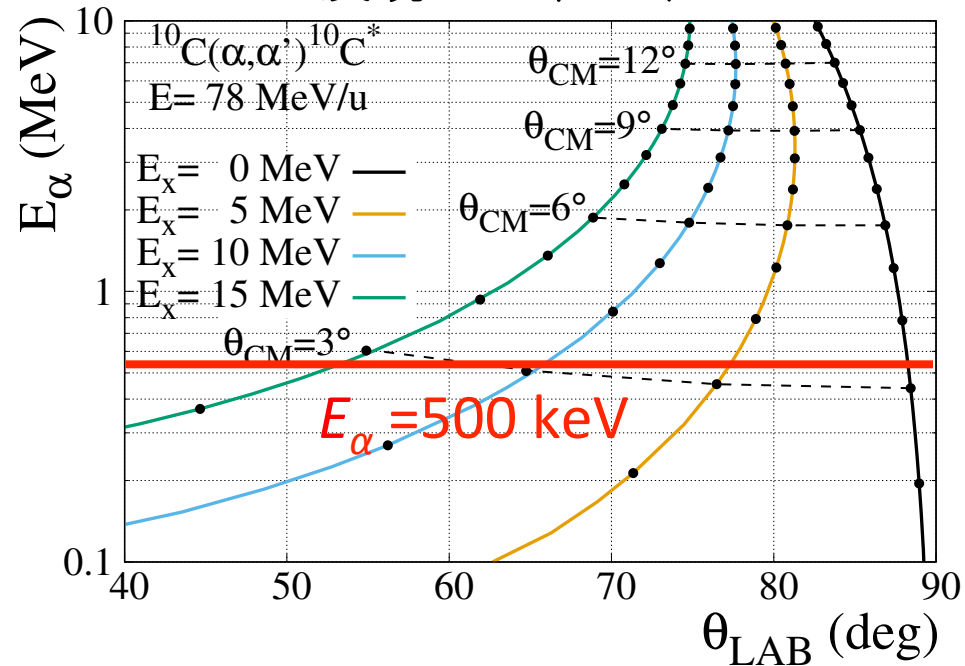
# 質量欠損分光法での困難

重心系前方角度での質量欠損分光法は難しい！

反応断面積



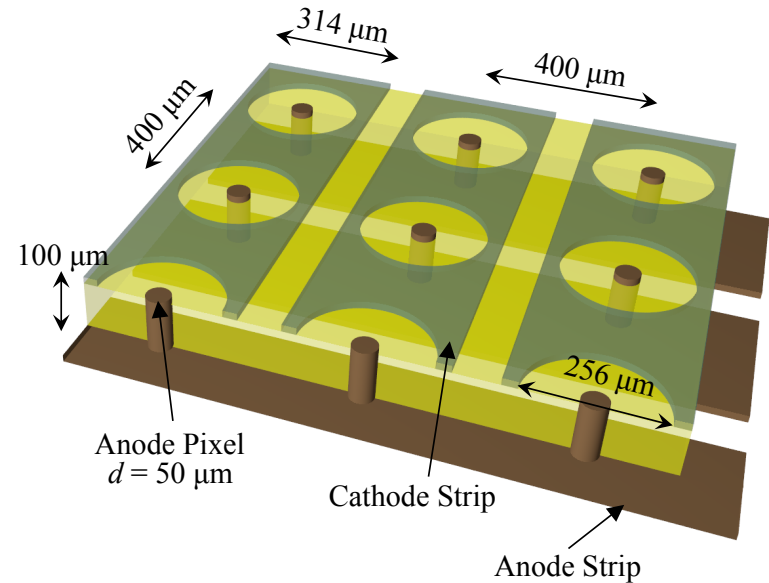
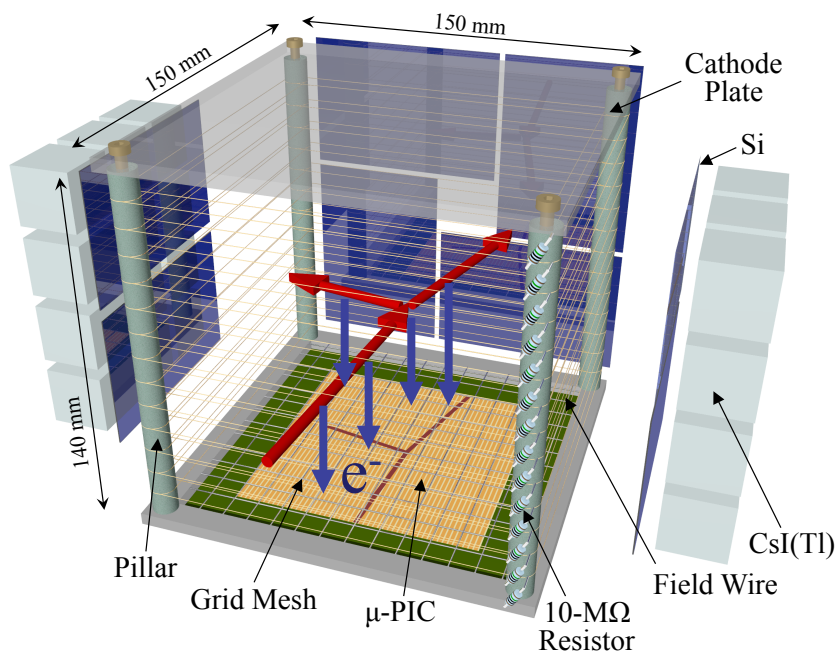
反跳αエネルギー



低エネルギー反跳α粒子を検出する技術開発が必要。

# MAIKoアクティブ標的

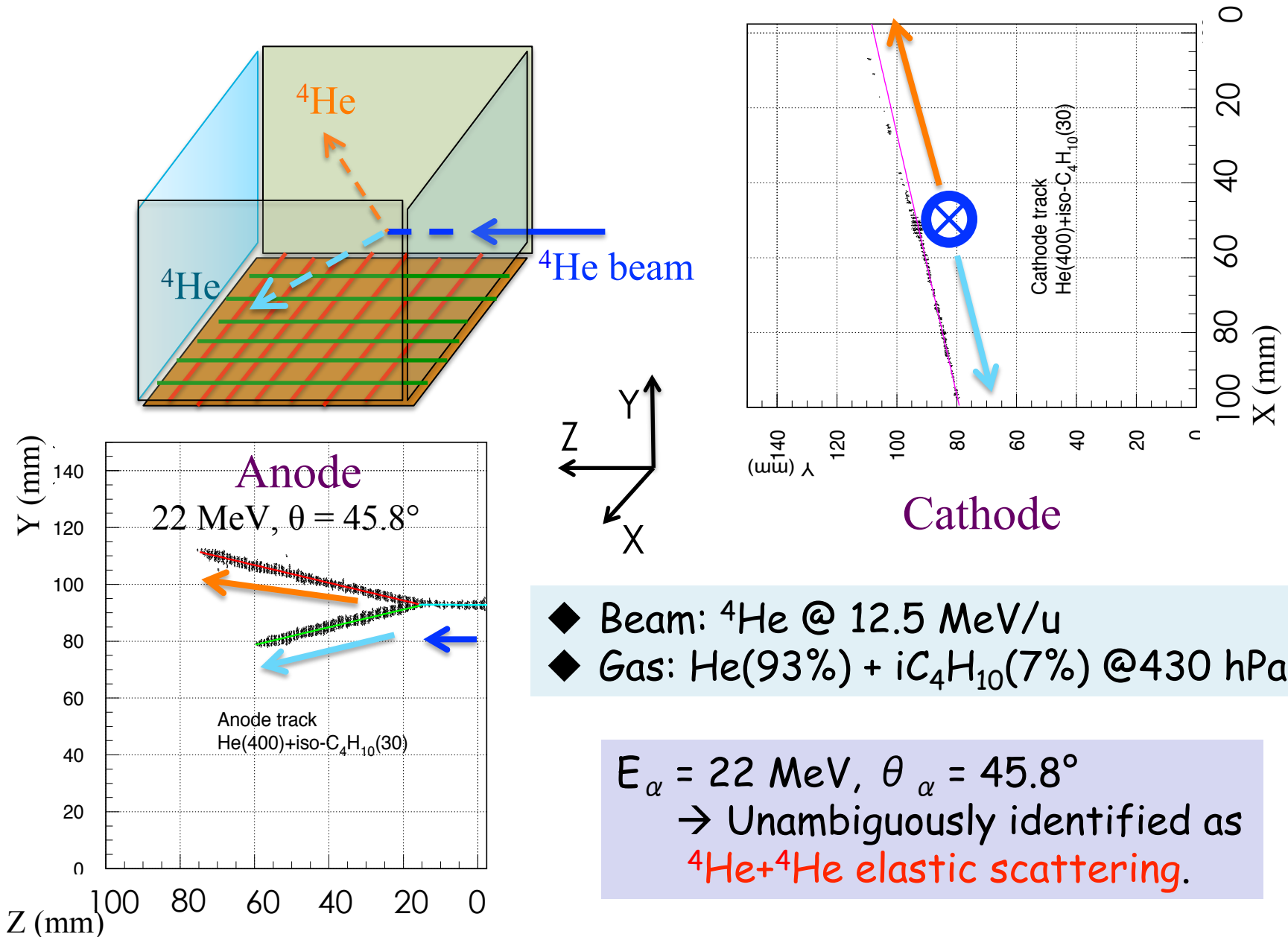
Mu-pic based Active target for Inverse Kinematics.



T. Furuno et al, NIM A **908**, 215 (2018).

- ◆ ガスを用いた飛跡検出器Time Projection Chamber (TPC)を使用。
  - ✓ 検出ガス = 標的ガス → 散乱を検出器内部で測定。
  - ✓ 低エネルギー粒子の測定が可能。
- ◆ TPCガス: He + CO<sub>2</sub> (4%) @0.5 - 2.0 atm
- ◆  $\mu$ -PIC + GEMによる電子増幅。
- ◆ TPC飛跡 →  $\theta_\alpha$ , ガス中での飛程 / Si+CsI →  $E_\alpha$

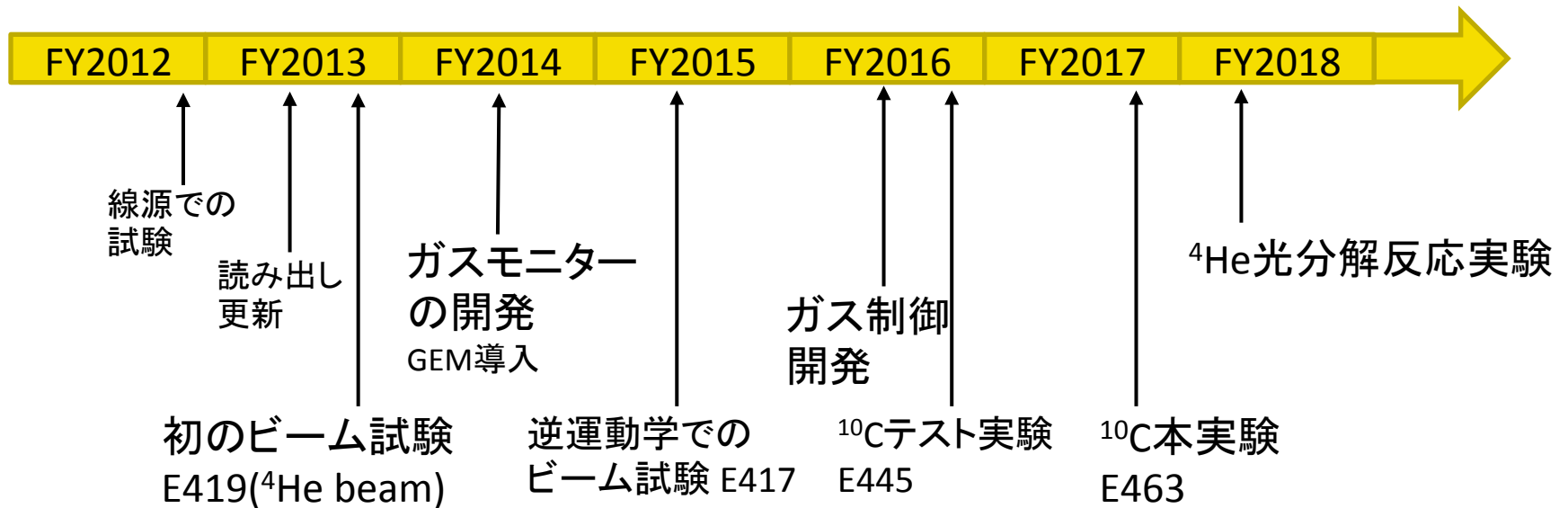
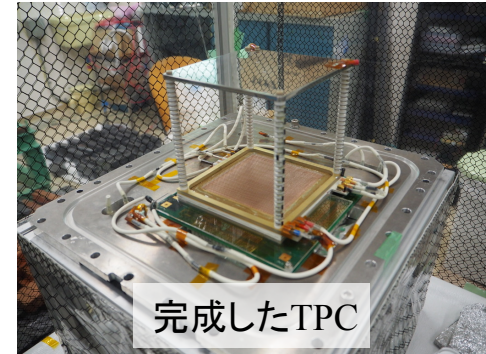
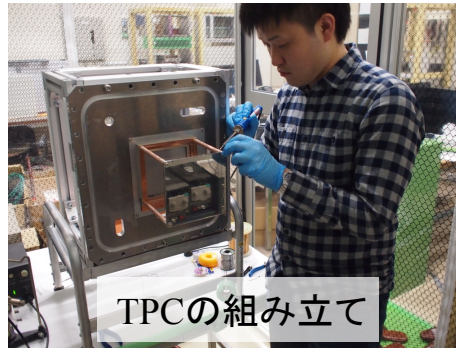
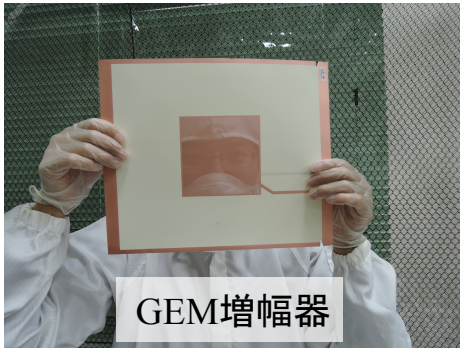
# Event display: scattering event





# MAIKoアクティブ標的の開発

検出器はグループ学生による手作り。



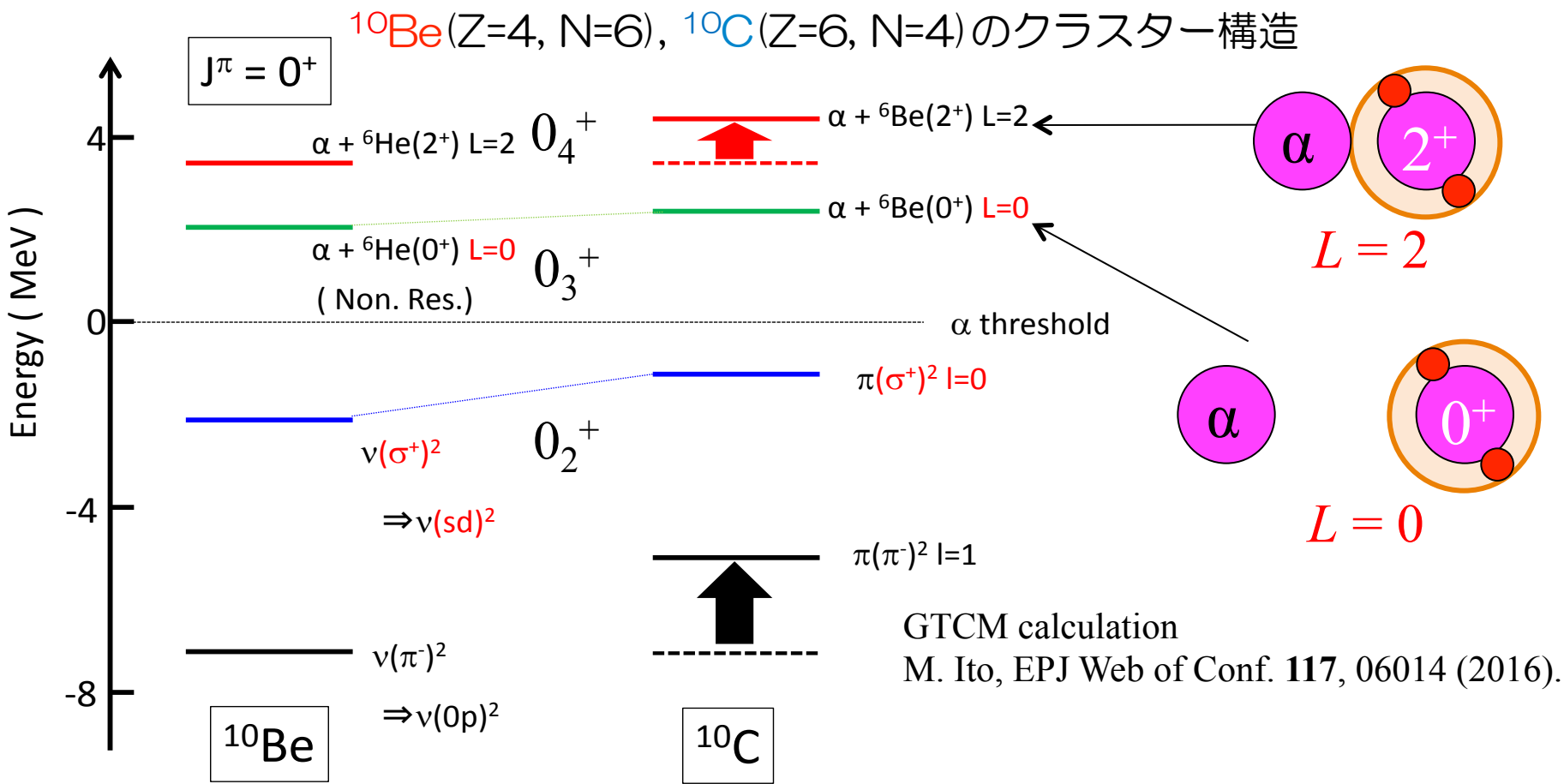


# MAIKoアクティブ標的 を用いた実験

- $^{10}\text{C}$ ビームを用いた不安定核実験
  - ✓  $\alpha$ クラスター構造の探索
  - ✓ 第一励起状態への遷移強度と魔法数

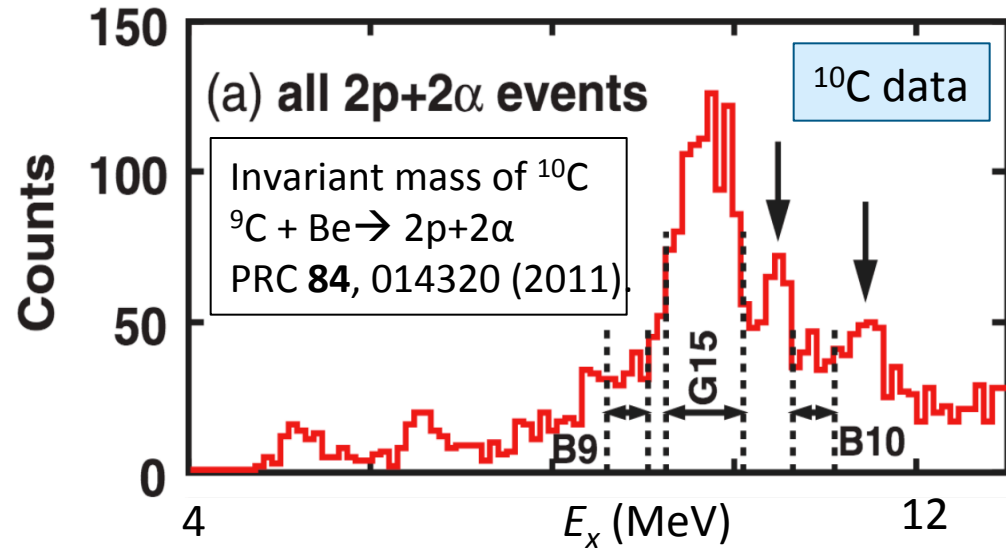
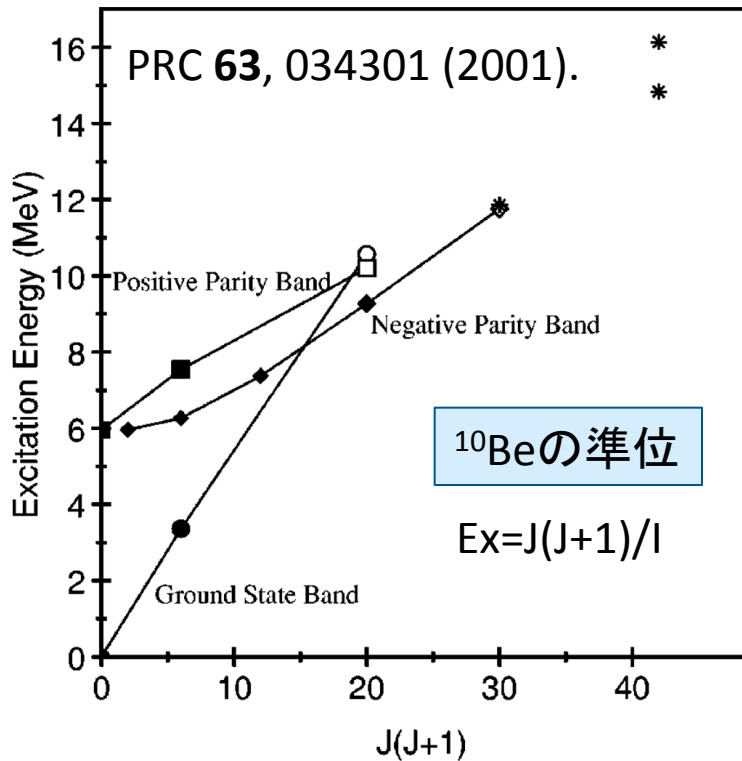
# $^{10}\text{C}$ - $^{10}\text{Be}$ におけるクラスター構造

原子核では荷電対称性が良い精度で成り立つ。



$0^+$ 状態のエネルギーが異なる。← クーロン力の効果  
エネルギー差を測定することで、クラスターの大きさを知ることができる。

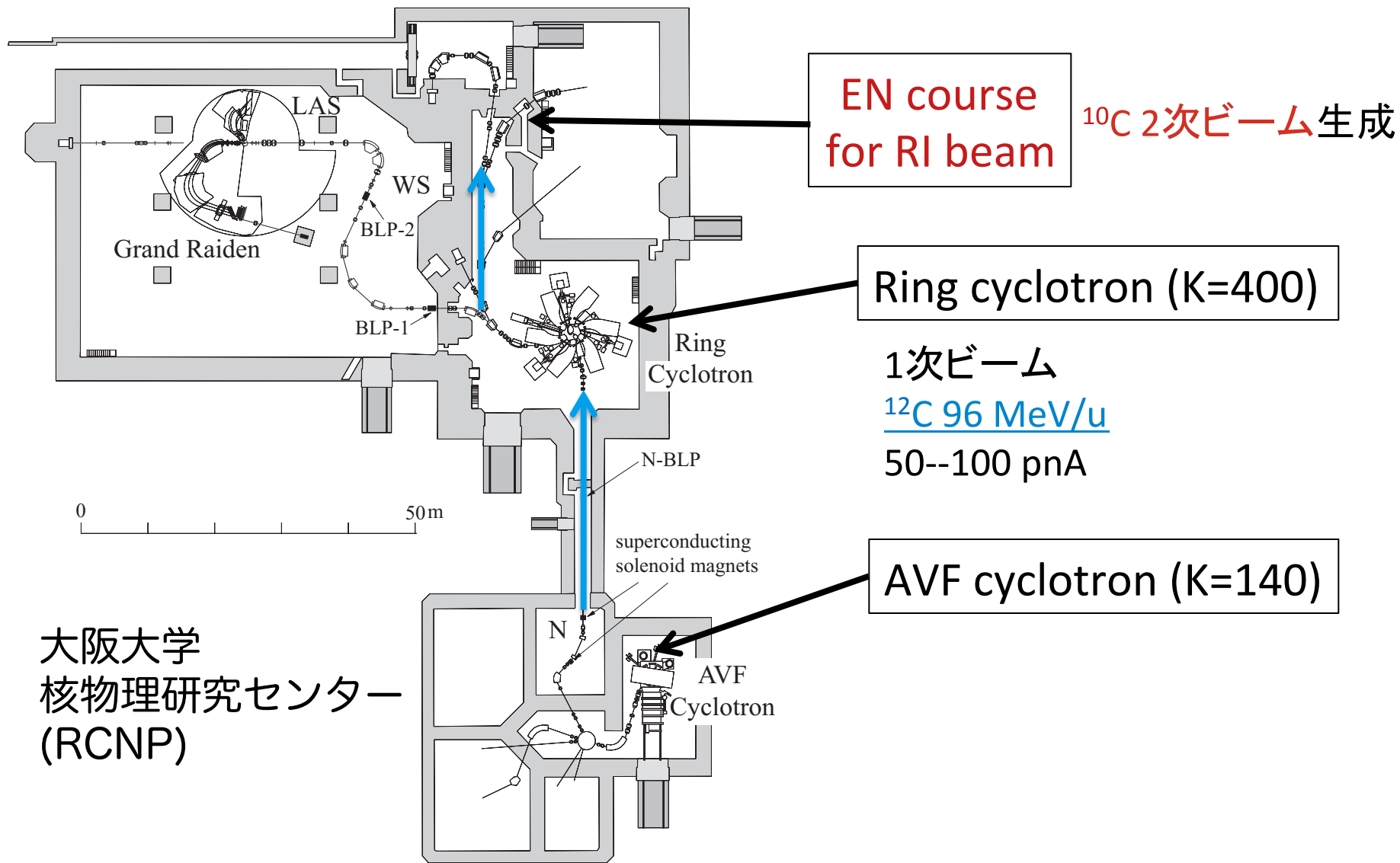
# 過去の $^{10}\text{C}$ , $^{10}\text{Be}$ 測定結果



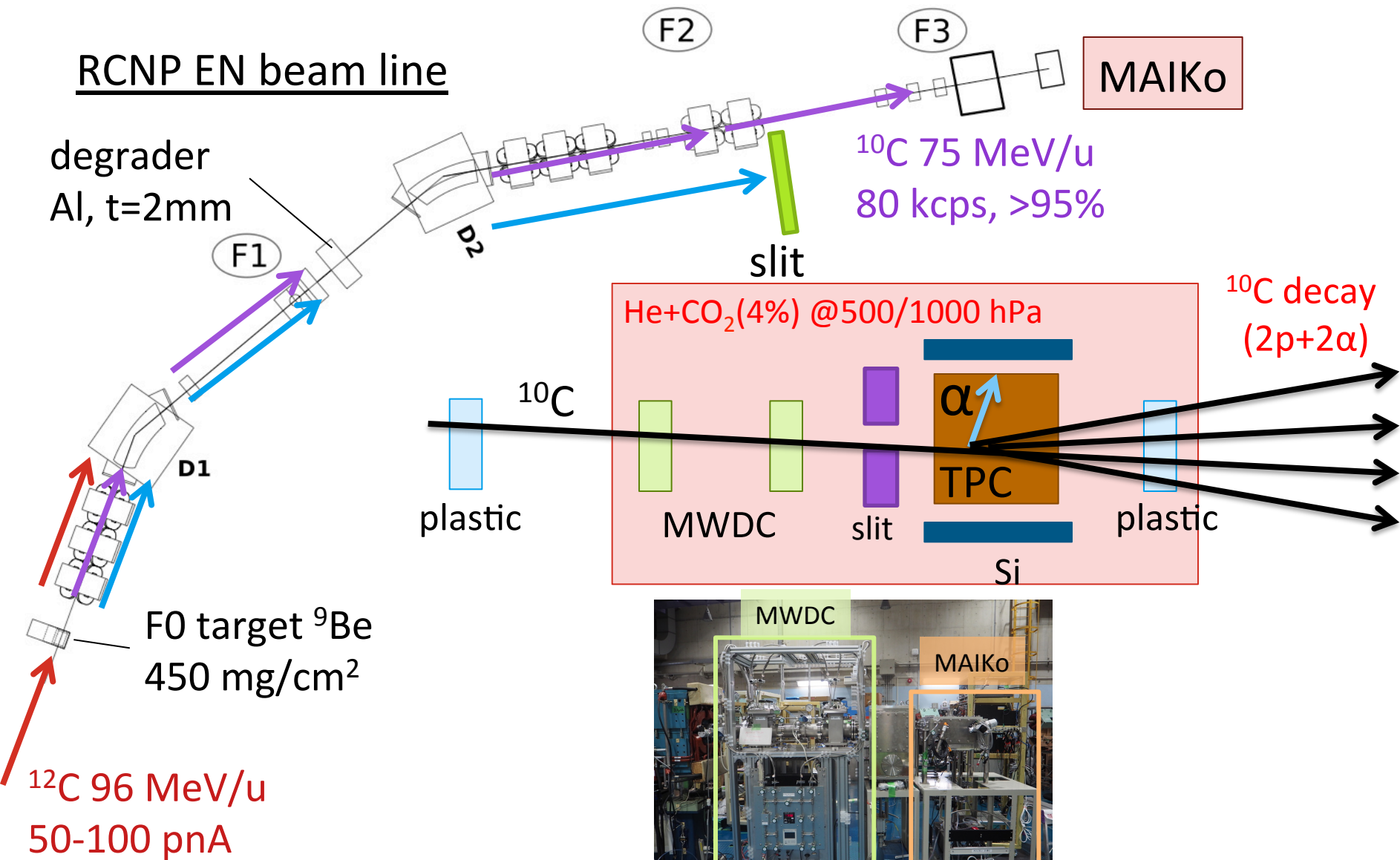
- ✓  $^{10}\text{Be}$ では $0^+_2$ まで報告されている。2種類の回転バンドの発見。(慣性モーメント)
- ✓  $^{10}\text{Be}$   $0^+_3$ ,  $0^+_4$ は未発見。
- ✓  $^{10}\text{C}$ に関しては、第1励起状態でしか $J^\pi$ が分かっていない。

まずは $^{10}\text{C}$ で実験を行う。

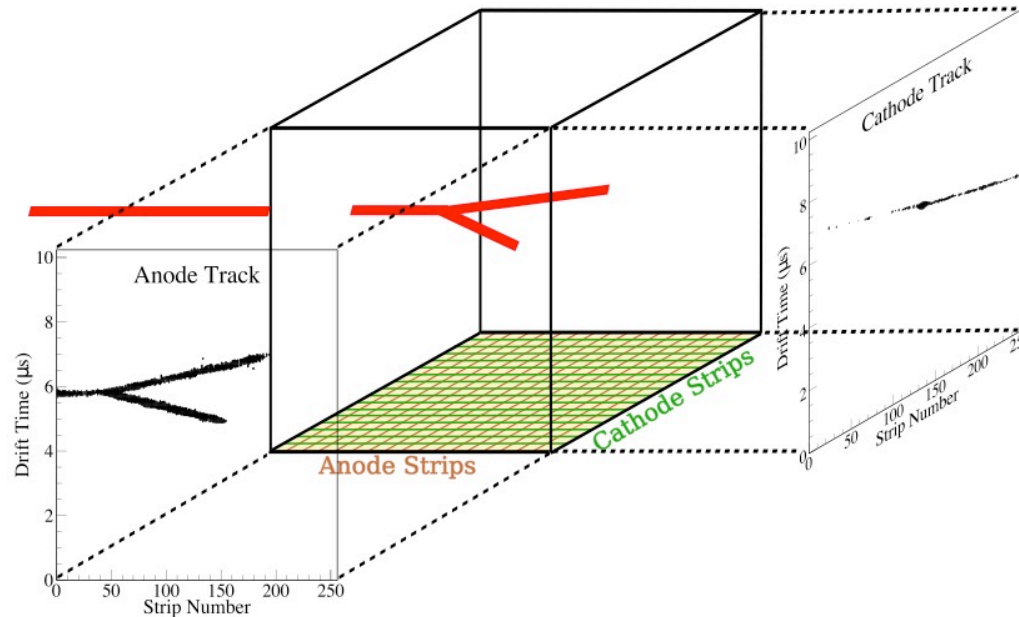
# $^{10}\text{C}$ におけるクラスター構造の探索



# 実験セットアップ



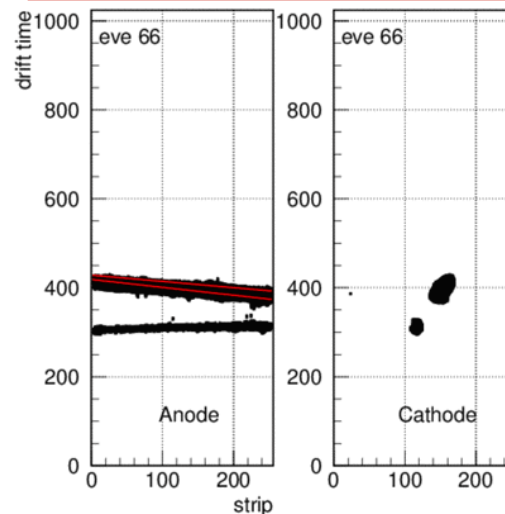
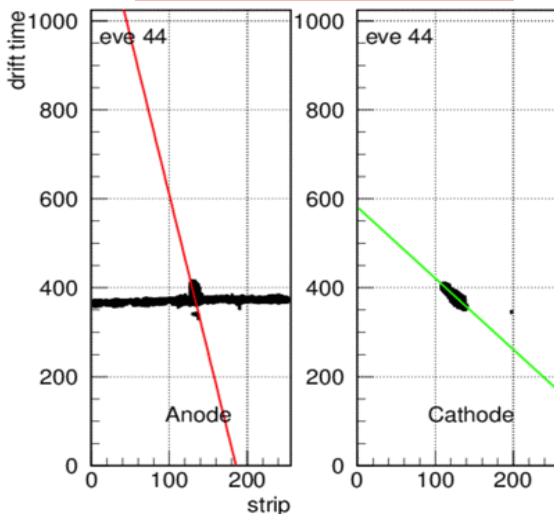
# 飛跡データの例



MAIKoからは、  
2枚の2次元射影画像  
(Anode, Cathode)  
データが得られる。

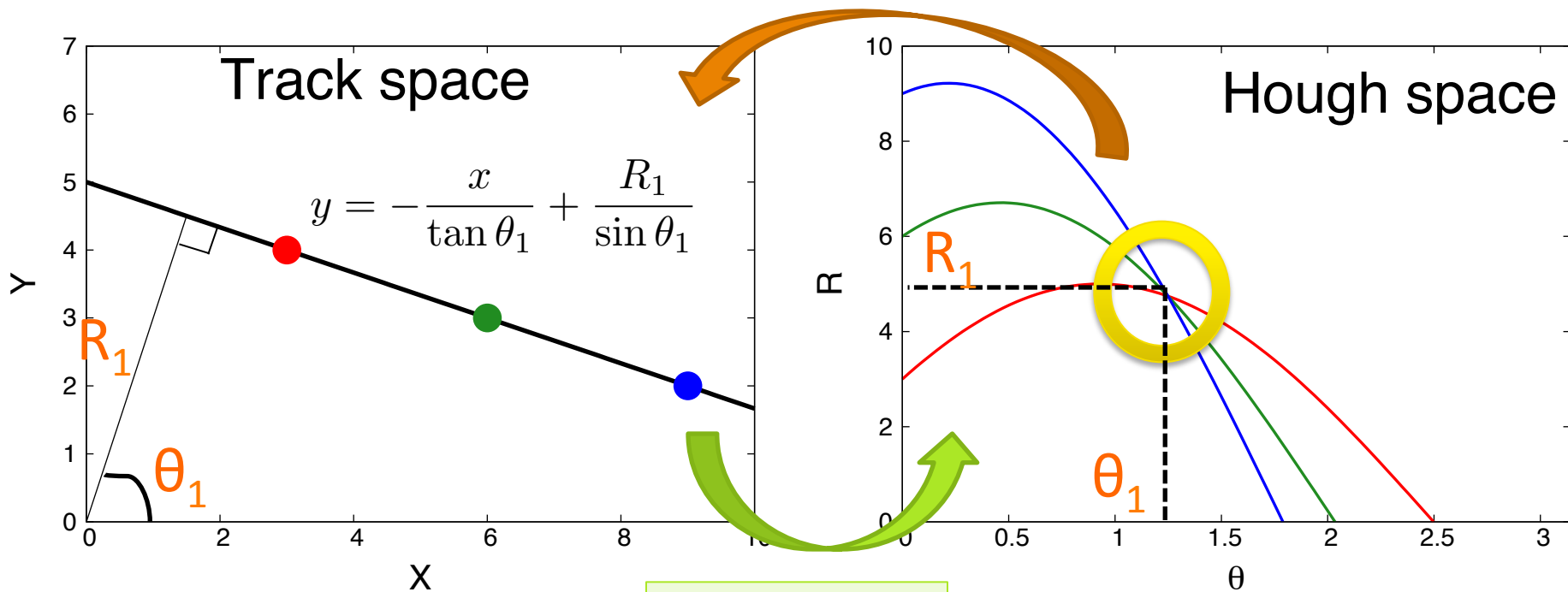
目的の散乱事象

バックグラウンド事象



散乱事象とバックグラウンド  
を区別するために、画像から  
飛跡を抽出する必要がある。

# Hough変換を用いた画像解析



Hough変換

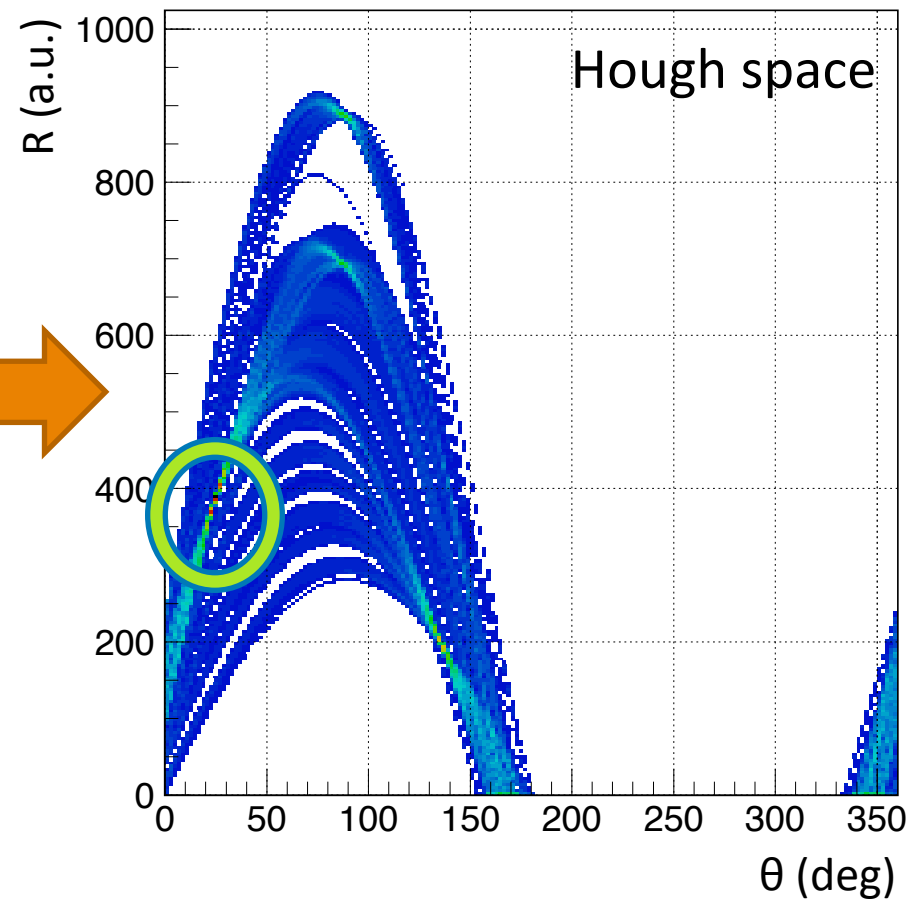
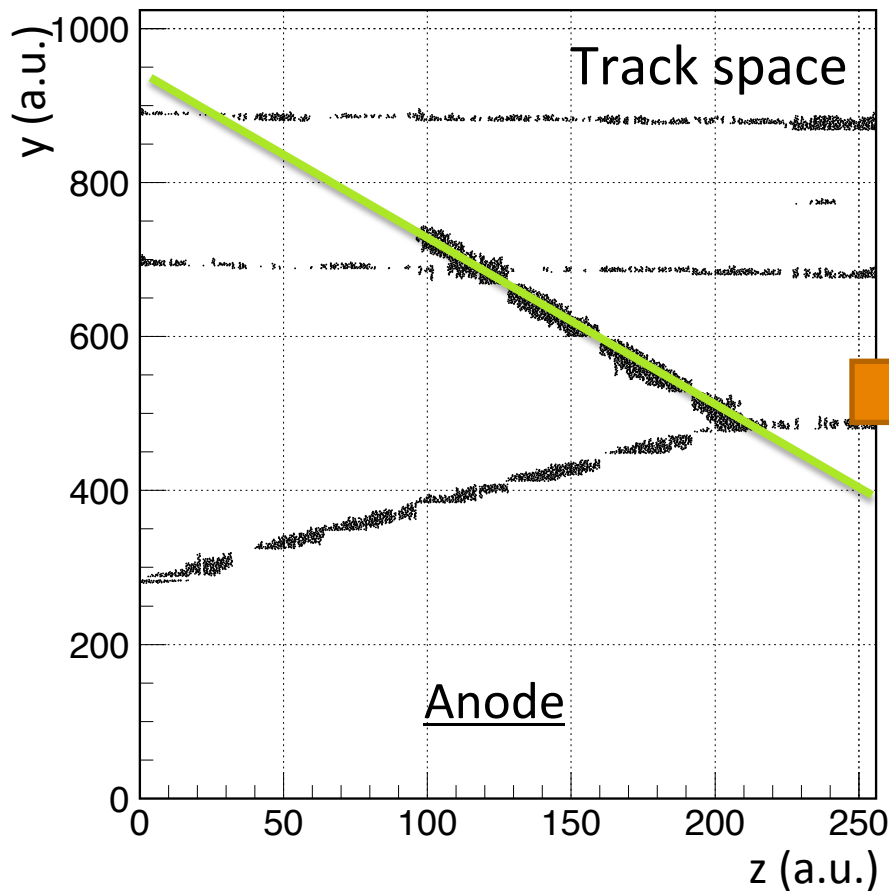
点  $(x, y)$   $\longrightarrow$  曲線  $r = x \cdot \cos \theta + y \cdot \sin \theta$

直線  $\longrightarrow$  1点で交わる

直線の探索  $\longrightarrow$  極大点の探索

Hough変換は画像中の直線抽出に適している。

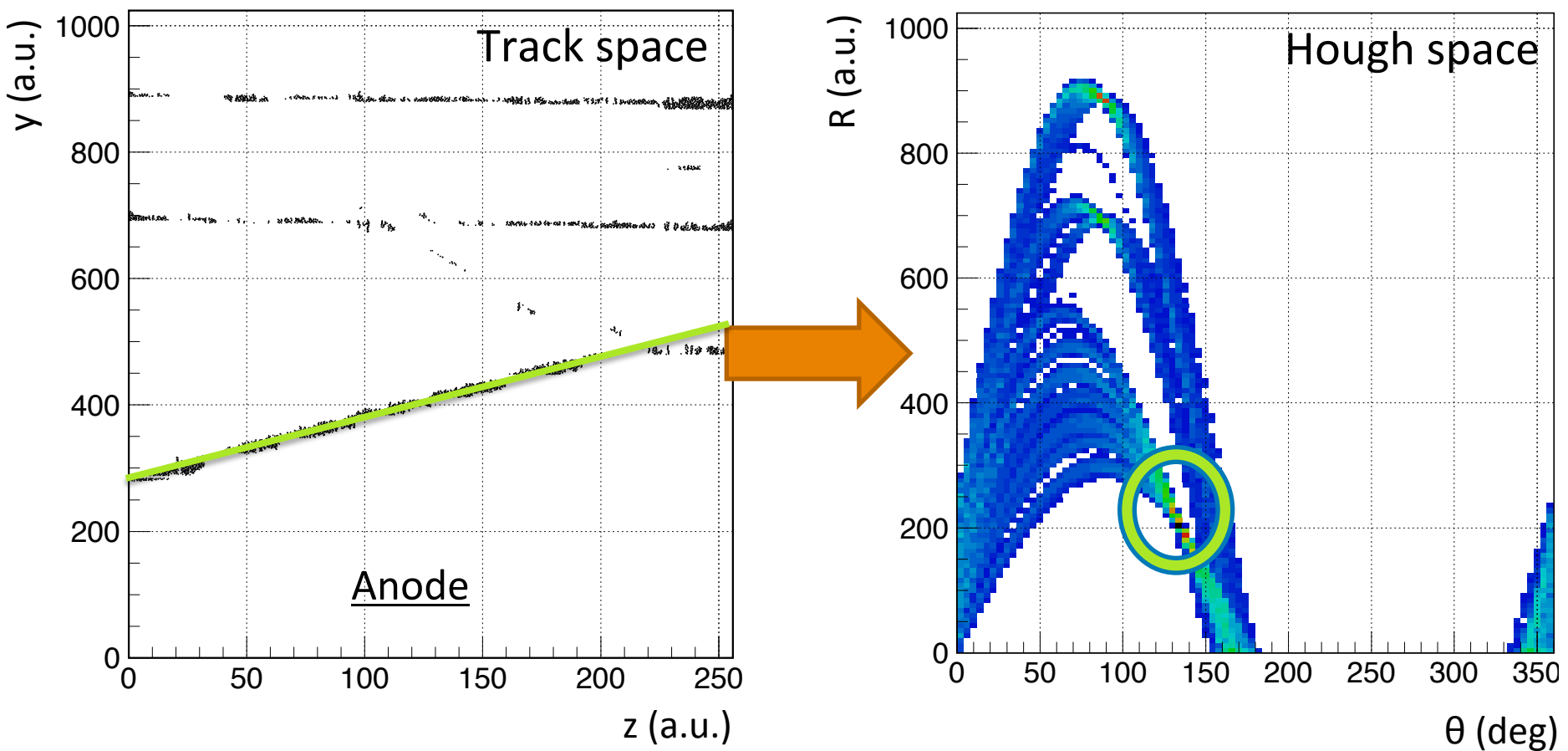
# Hough変換を用いた画像解析



- ① 飛跡空間の点を全てHough変換し、直線を1本探索。
- ② 見つけた直線付近の点を消去。
- ③ 残った点を再度Hough変換する。
- ④ ②--③を繰り返す。

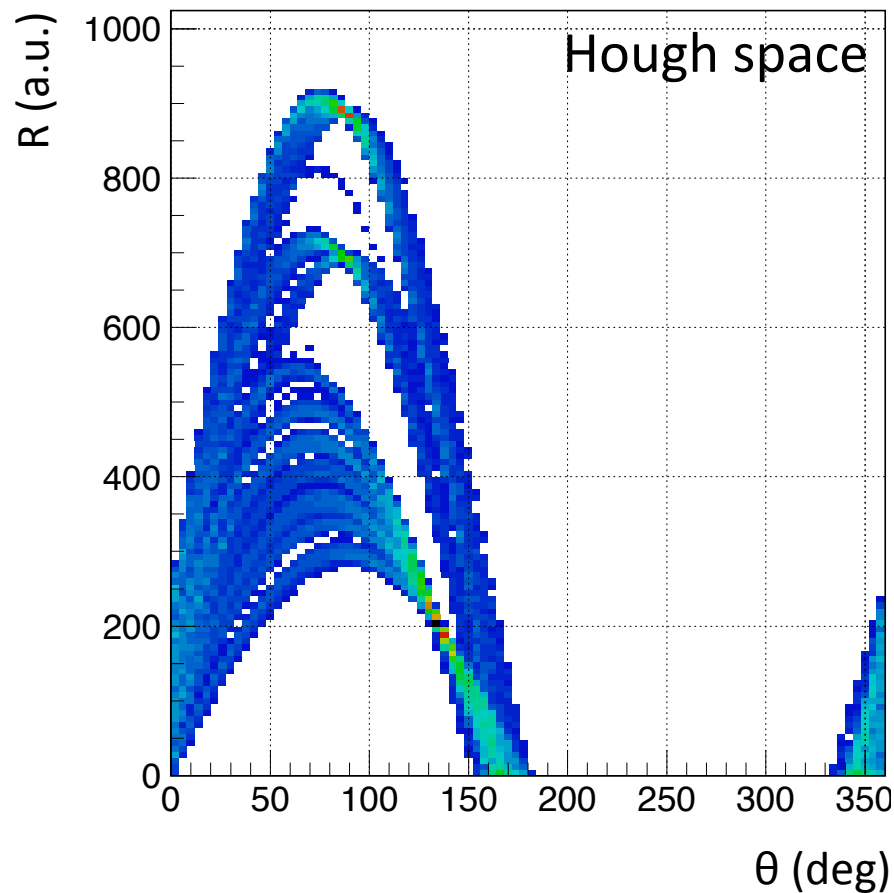
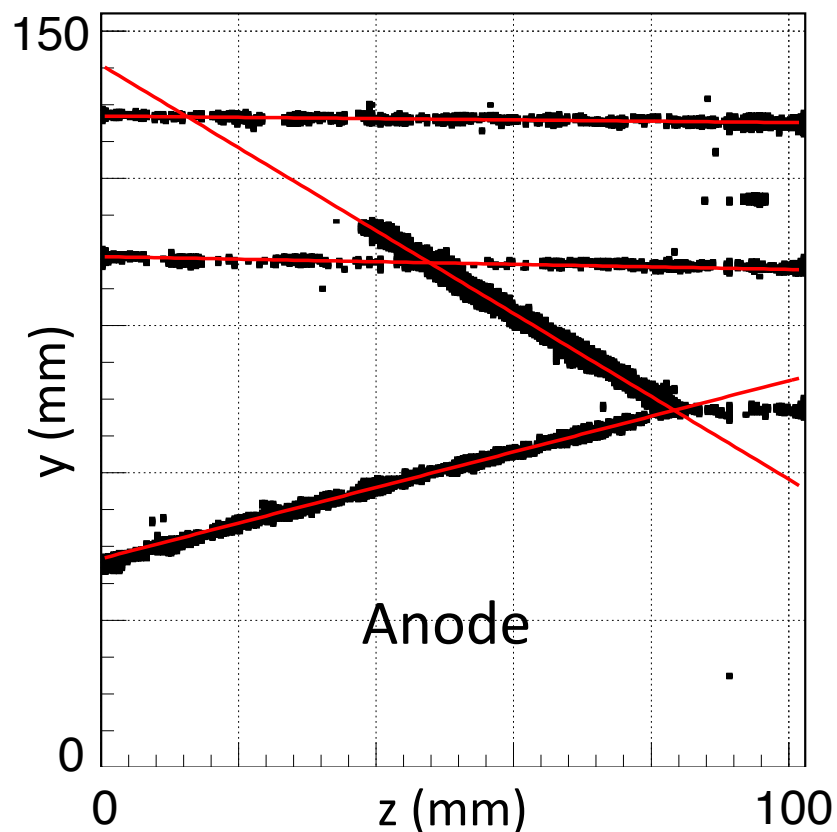


# Hough変換を用いた画像解析



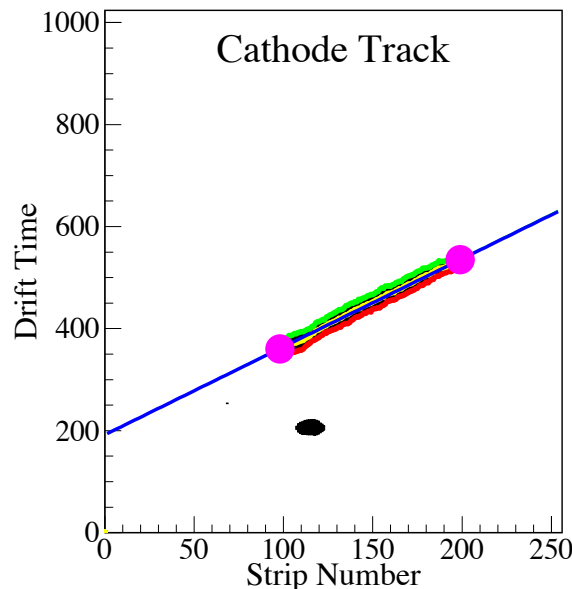
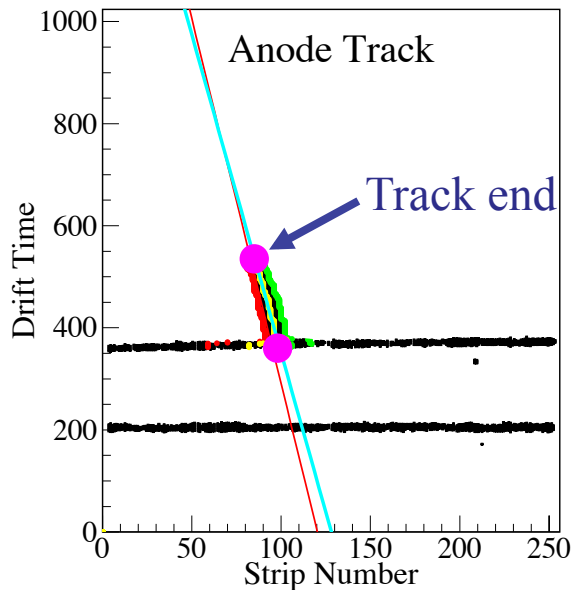
- ① 飛跡空間の点を全てHough変換し、直線を1本探索。
- ② 見つけた直線付近の点を消去。
- ③ 残った点を再度Hough変換する。
- ④ ②--③を繰り返す。

# Hough変換を用いた画像解析



- ① 飛跡空間の点を全てHough変換し、直線を1本探索。
- ② 見つけた直線付近の点を消去。
- ③ 残った点を再度Hough変換する。
- ④ ②--③を繰り返す。

# 散乱事象の同定と $E_x$ の決定



## 散乱事象の同定

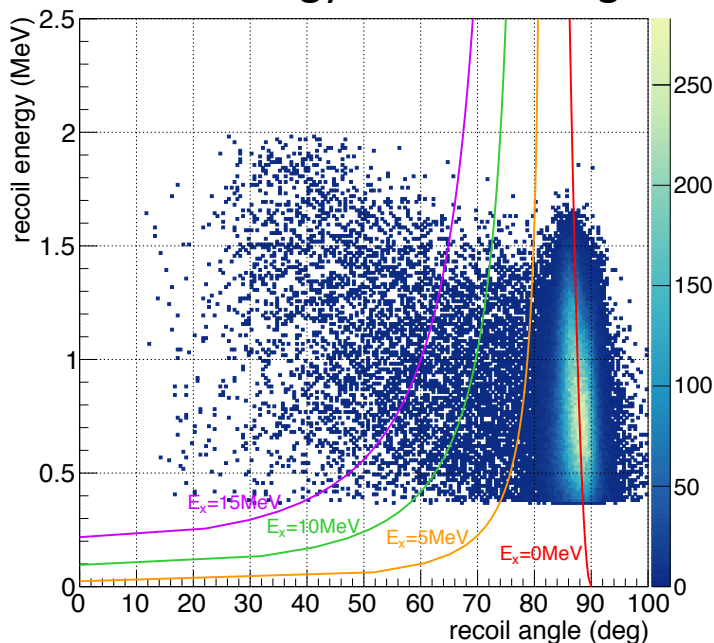
- ✓ Anodeで傾いた飛跡が1本
- ✓ Cathodeで傾いた飛跡が1本
- ✓  $dE/dx$ が $^{10}\text{C}$ ビームより大きい

## 励起エネルギーの決定

- ✓ 飛跡のエッジを抽出。
- ✓ エッジの中点を直線フィット。
- ✓ Vertex, Track endを見つける。
- ✓ 三次元的に飛跡を再構成して散乱角度 $\theta$ と飛程( $E$ )を決定。
- ✓ Missing mass法で励起エネルギーを得る。

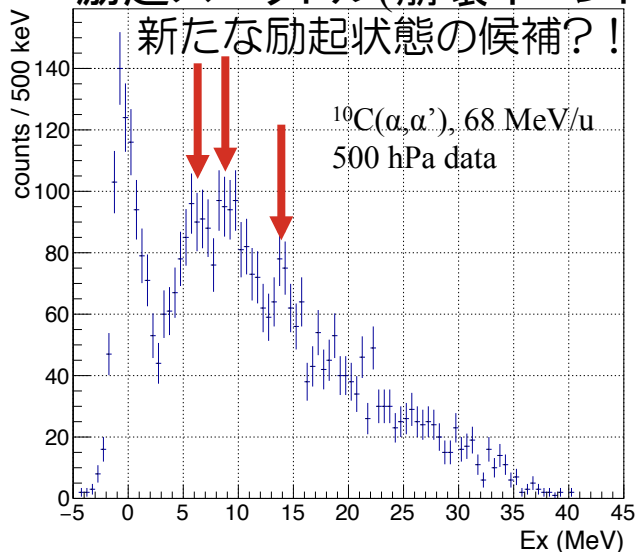
# 測定結果

recoil energy v.s. recoil angle

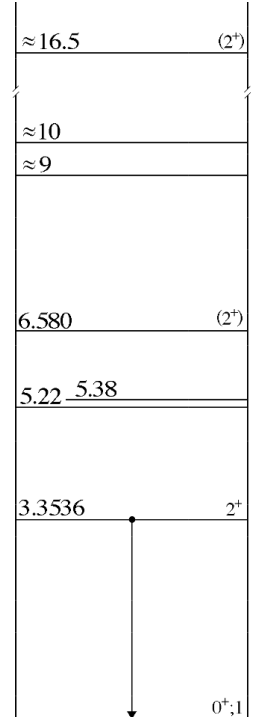


励起スペクトル(崩壊イベント)

新たな励起状態の候補?!



From TUNL

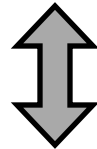


既知の<sup>10</sup>C励起状態

- ✓ 目標の $E_\alpha = 0.5$  MeVの検出に成功!
- ✓ ここまで低エネルギー粒子を検出できるのはアクティブ標的のみ

# 機械学習による飛跡解析

Hough変換を用いた従来型のsignal/B.G.選別には  
複雑な分岐条件の設定が必要

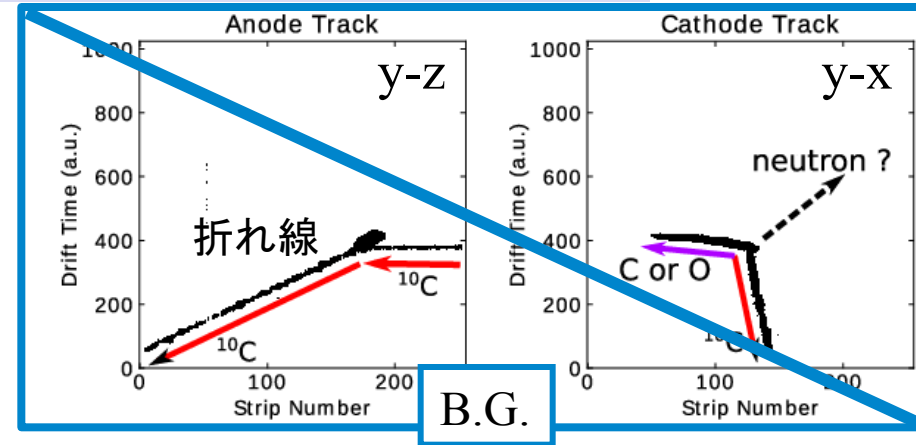
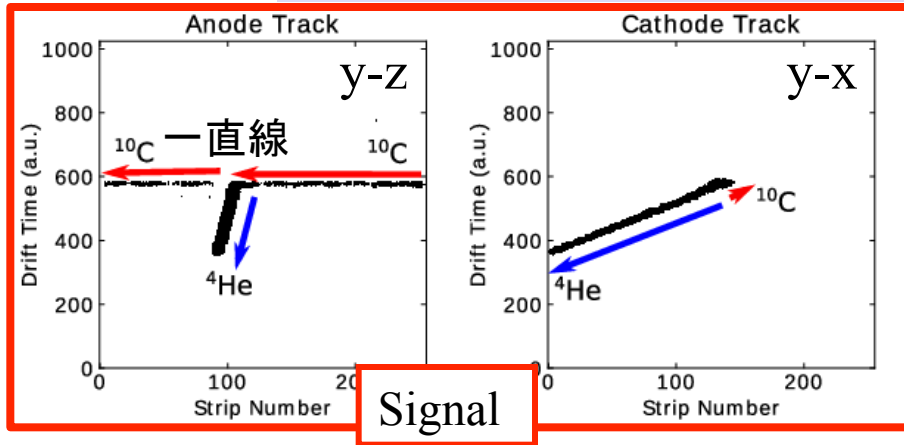


- ニューラルネットワークには複雑な条件設定が不要  
GPUを用いた並列計算による高速化が期待される
  - ニューラルネットワークの構築が容易なライブラリ  
Kerasや TensorFlow
  - 人間よりも賢くなるかも

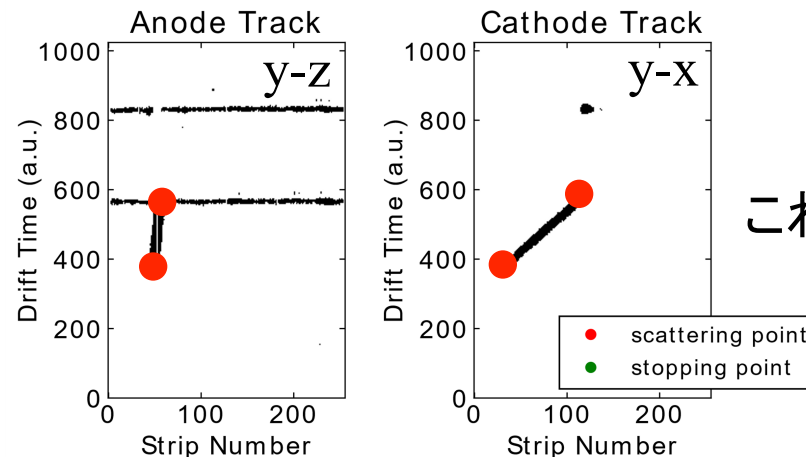
TPCのデータの解析にニューラルネットワークを

# 機械学習によるイベント選別

- 1) 入射粒子が $^4\text{He}$ と衝突した事象を精度よく分類  
>Signal ( $^{10}\text{C}+\alpha$ 散乱) or B.G. ( $^{10}\text{C}+\text{クエンチガス散乱}$ など)



- 2) 物理的情報を抽出するため反跳 $\alpha$ 飛跡の両端を抽出  
>端点から飛程、散乱角度を決定



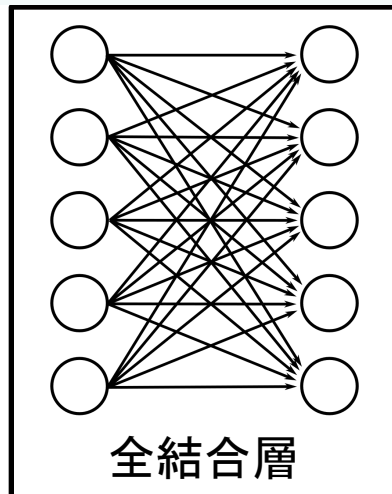
# ニューラルネットワークの構造

ニューラルネットワークは層状のニューロンで構成され、次の層に信号を送ることで情報を伝える

→ 脳を疑似再現

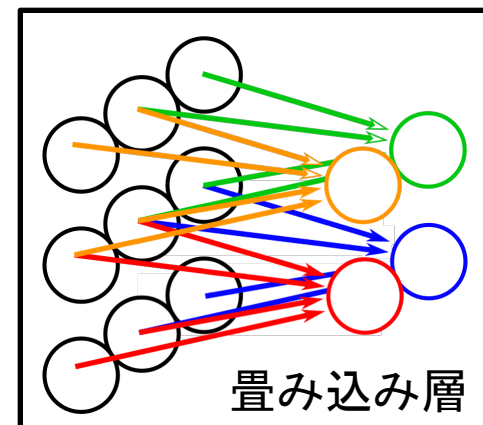
## 全結合層

- 一般的な層の結合
- ニューロンが次の層のすべてのニューロンと結合



## 畳み込み層

- 主に画像認識に用いられる
- あるまとまりごとに次の層の1つニューロンと結合



# イベント選別のニューラルネットワーク

ニューラルネットワークでイベント選別

Eye-scan により学習データを作成

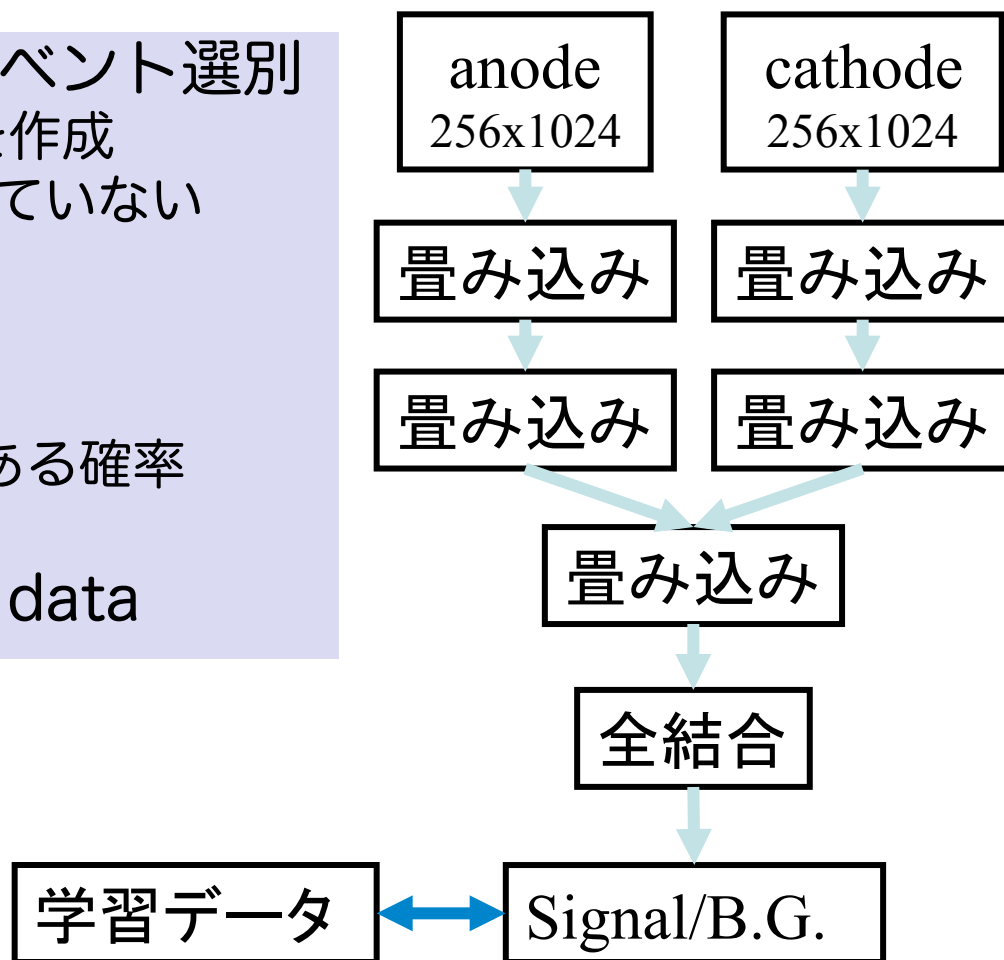
Eye-scanの精度の評価は行っていない

構成

入力: anode & cathode

出力: Signal/B.G.それぞれである確率

2,700 train data, 300 test data

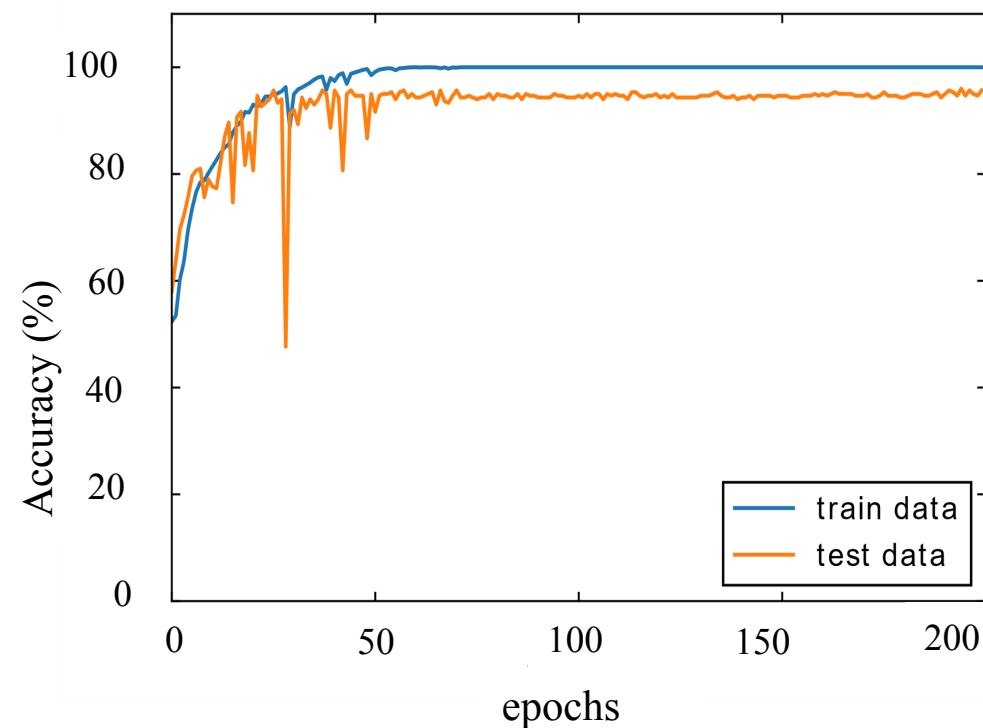




# 学習結果 (イベント選別)

学習 : 2,700 events × 200 epochs (~20 分)

学習後の分類 : 300 events (~1秒)



Accuracy ~ 96%  
cf) ~ 89% (Hough変換)

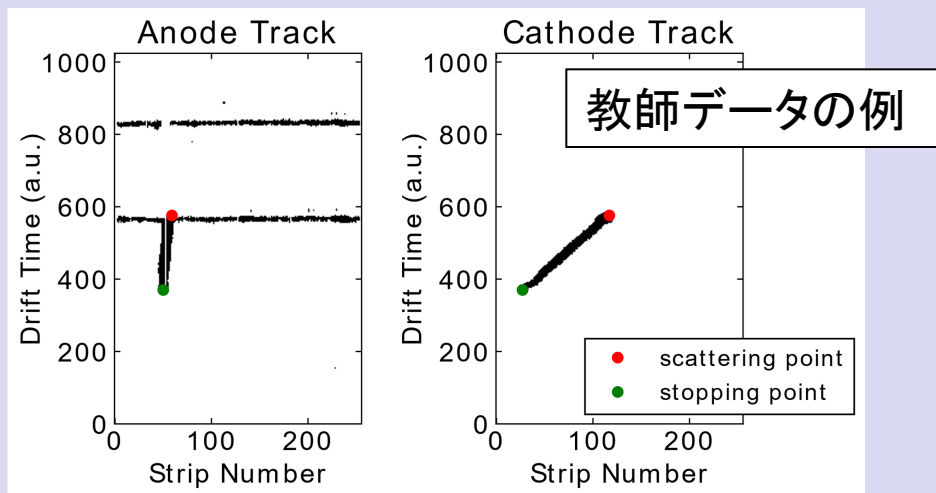
ニューラルネットワークの  
選別能は従来の方法よりも  
高精度

高速なのでオンライン解析に  
使用可能

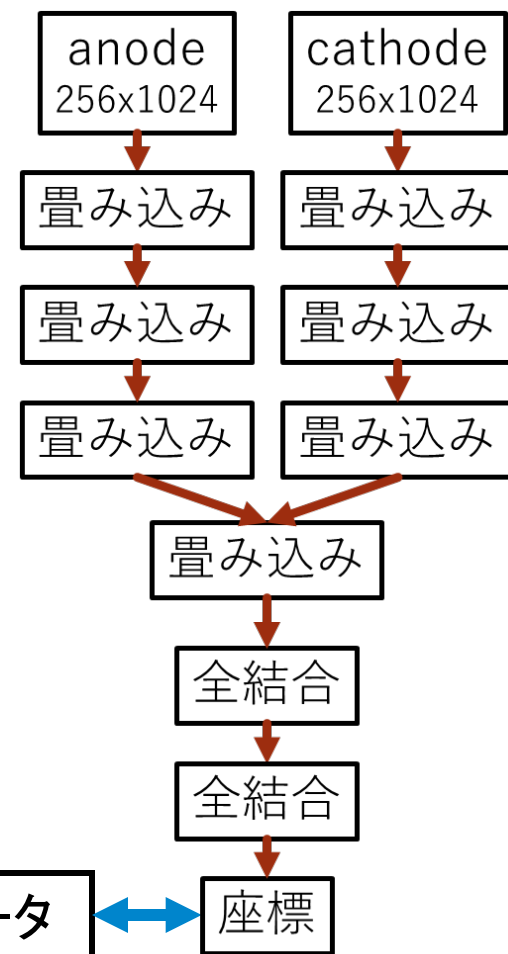
→ただし、測定前に学習データを  
いかに用意するかが問題

# 端点抽出のニューラルネットワーク

- 学習データは従来のHough変換法で作成



- 構成
  - 入力: anode & cathode
  - 出力: 散乱点・停止点の座標 (8次元ベクトル)
- 3,000 train data, 1,500 test data



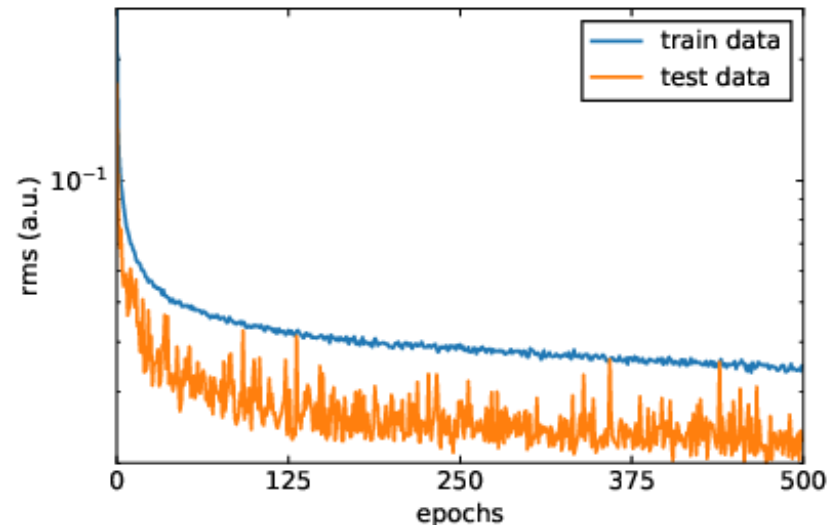
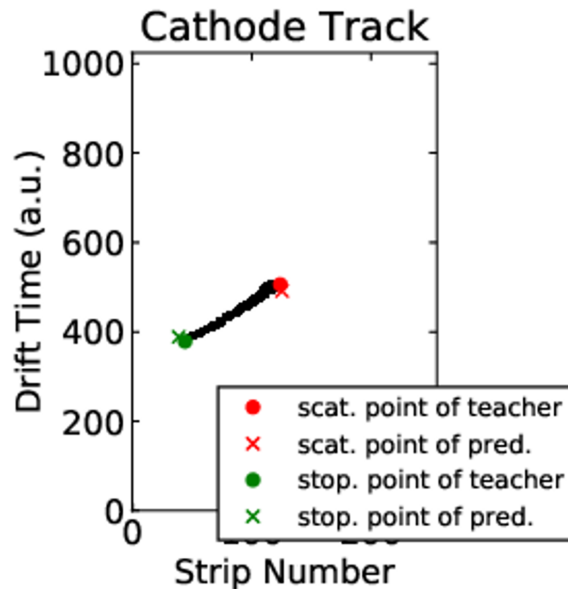
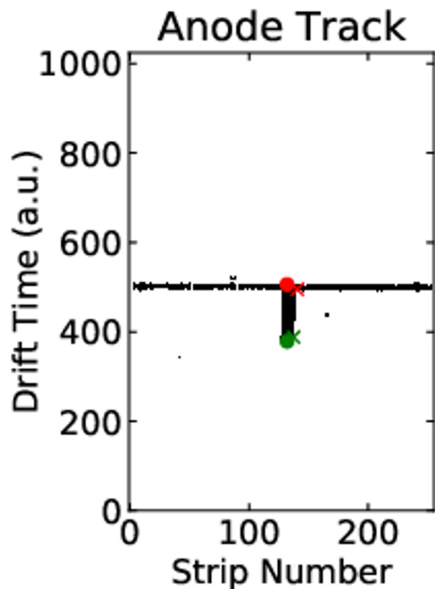
# 学習結果 (点抽出)

学習: 3,000 events × 500 epochs (~270分)

学習後の抽出: 1,500 events (~5秒)

教師データ (Hough) との差

$$RMS = \frac{\sqrt{\sum_i^N (\vec{r}_{neural} - \vec{r}_{Hough})^2}}{N} \approx 1.4 \text{ pixels}$$



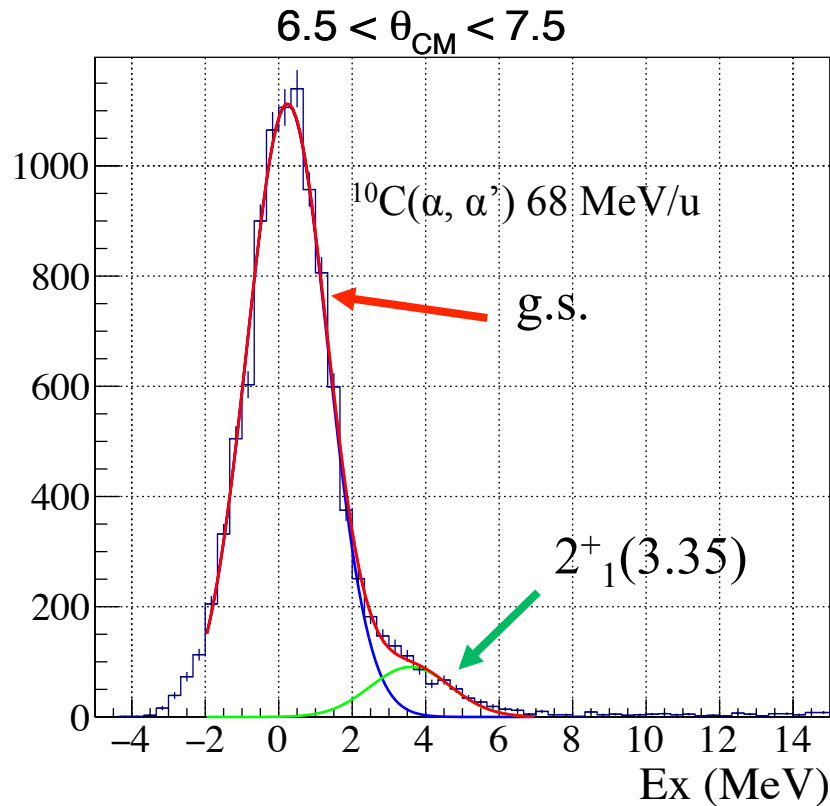
端点の抽出に成功

# MAIKo による初めての物理データ

$^{10}\text{C}$ 基底状態・第一励起状態の解析

～魔法数との関係～

# Excitation Energy Spectrum in $^{10}\text{C}$



基底状態 &  $2^+_1$ の和でスペクトルをfitすることで、両者のcountを算出。

# $\alpha + {}^{10}\text{C}$ 非弾性散乱の解析

Distorted-wave Born Approximation (DWBA)計算と断面積を比較

Single folding model によって 遷移ポテンシャルを計算

$$\delta U(r) = \int \delta\rho(r') u(|\vec{r} - \vec{r}'|) dr'$$

$$\delta\rho(r) = \delta\rho_n(r) + \delta\rho_p(r)$$

$$\delta\rho_{n(p)} = -\delta_{n(p)} \frac{d}{dr} \rho_{n(p)}(r)$$

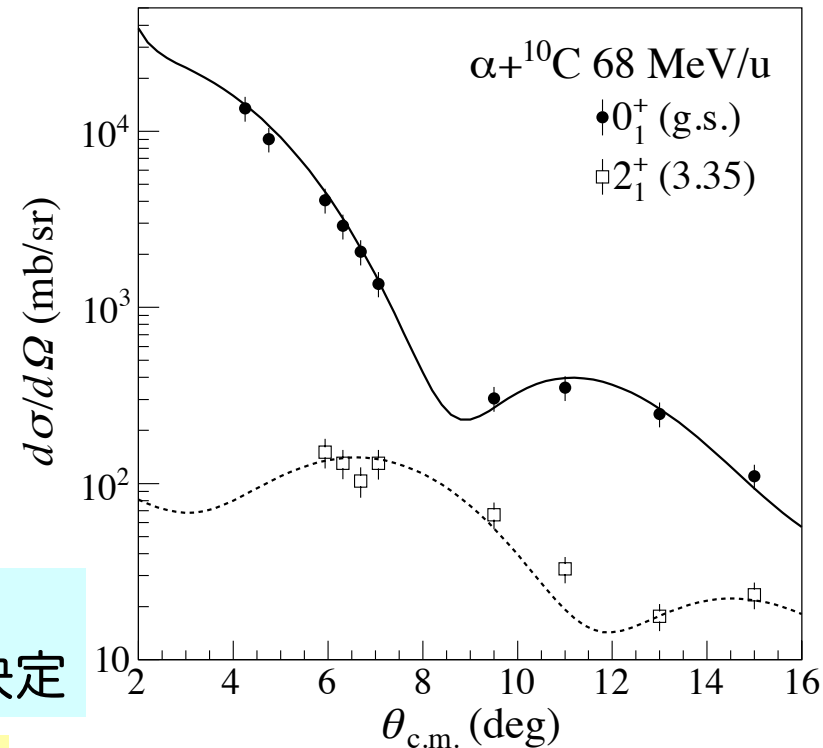
変形長  $\delta$  は遷移行列要素と比例

$$M_{n(p)} = \int r^{\lambda+2} \delta\rho_{n(p)}(r) dr$$

既知の $2^+_1$ 状態の $B(E2)$ から $\delta_p$ を決定。  
非弾性散乱の断面積を再現するよう $\delta_n$ を決定

$$M_n = 6.8 \pm 0.7(\text{fit}) \pm 1.1(\text{sys}) \text{ fm}^2$$

$$M_p = 6.63 \pm 0.11 \text{ fm}^2 [1]$$



[1] E. A. McCutchan et al.,  
Phys. Rev. C **86**, 014312 (2012).

# Double Ratio と魔法数

液滴模型で考えると、 $M_n$ ,  $M_p$ の値は、中性子数・陽子数に比例

$$\frac{M_n}{M_p} \frac{Z}{N} \approx 1 \rightarrow \text{“Double Ratio” は 1 になる}$$

Present result:  $(M_n/M_p)/(N/Z) = 1.55 \pm 0.17$  (fit)  $\pm 0.25$  (sys)  $> 1$

陽子数が魔法数:

陽子の遷移が抑制

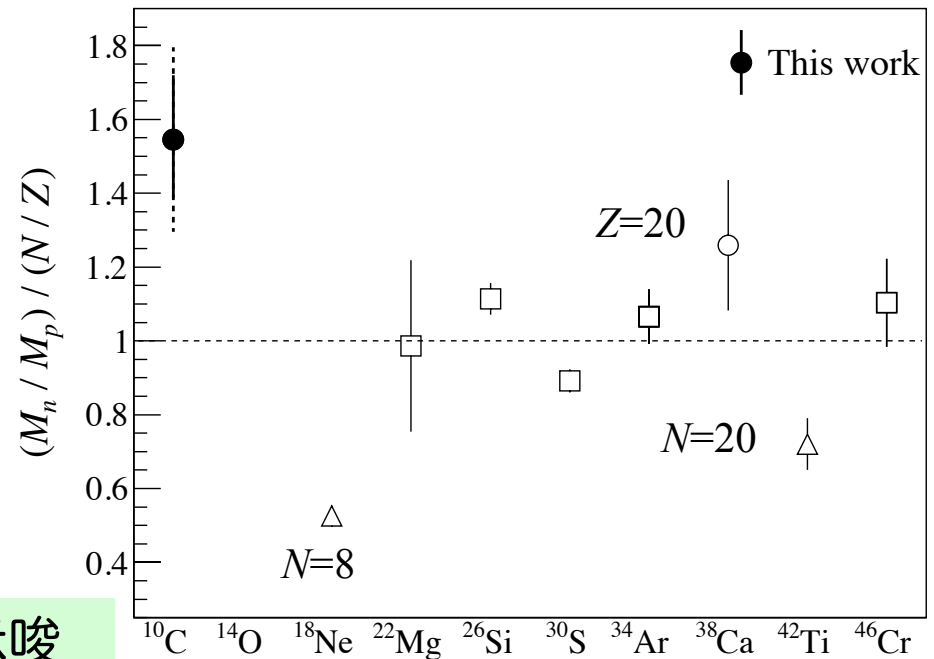
$\rightarrow M_n/M_p > N/Z$

中性子数が魔法数:

中性子の遷移が抑制

$\rightarrow M_n/M_p < N/Z$

$\rightarrow Z = 6$  が魔法数であることを示唆



# Summary

Inelastic  $\alpha$  scattering is an useful tool to examine cluster structures in atomic nuclei.

- E0 strength is a key observable.
- Complementary information is expected from the decaying-particle measurement.

Cluster condensed states in  $^{20}\text{Ne}$  and  $^{24}\text{Mg}$  were searched for.

Cluster structures in unstable nuclei are of interest.

- MAIKo active target is a useful tool to examine nuclear structures in unstable nuclei.



# 原子核のクラスター相関と 宇宙における元素合成

# Contents

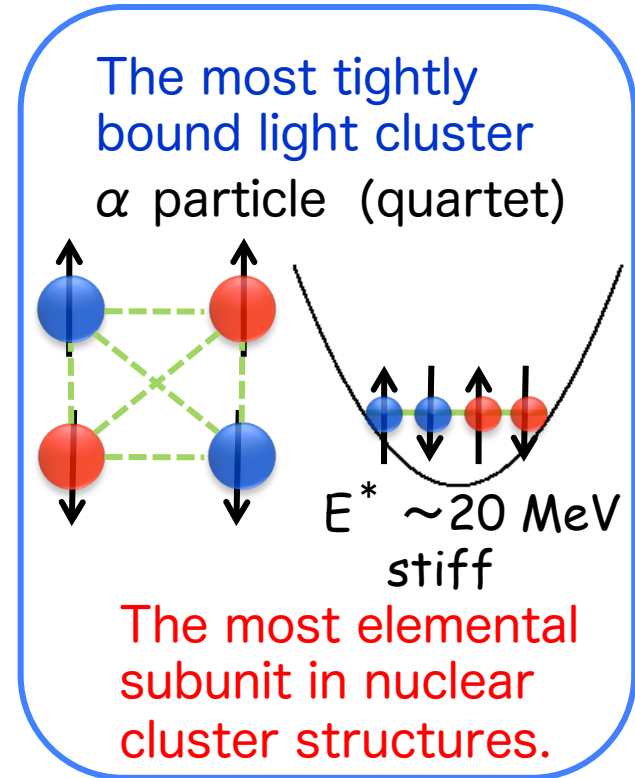
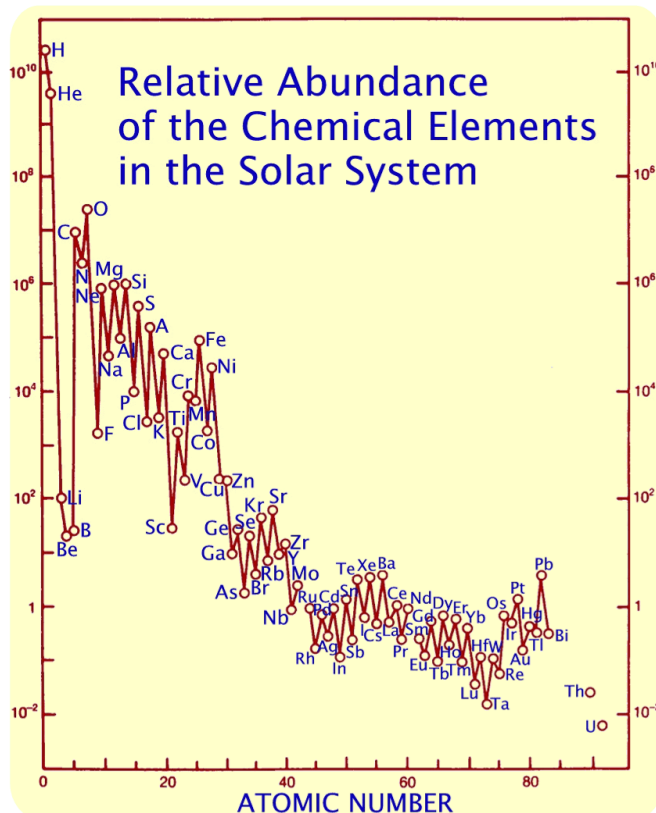
- MAIKoアクティブ標的を用いた $^4\text{He}$ 光分解反応測定
  - 原子核の電弱応答を理解するために
- 宇宙リチウム問題の解決を目指して
  - $n + ^7\text{Be} \rightarrow ^4\text{He} + ^4\text{He}$  反応率の測定
- 高温度下におけるトリプルアルファ反応率の測定
  - $^{12}\text{C}$ における稀ガンマ崩壊モードの探索
- まとめ

# Cluster Correlation and Nucleosynthesis

$^4\text{He}$  ( $\alpha$  particle) is the second abundant element in the universe

$\alpha$  clustering is the most important correlation in nuclei.

→  $\alpha$  induced reaction is important



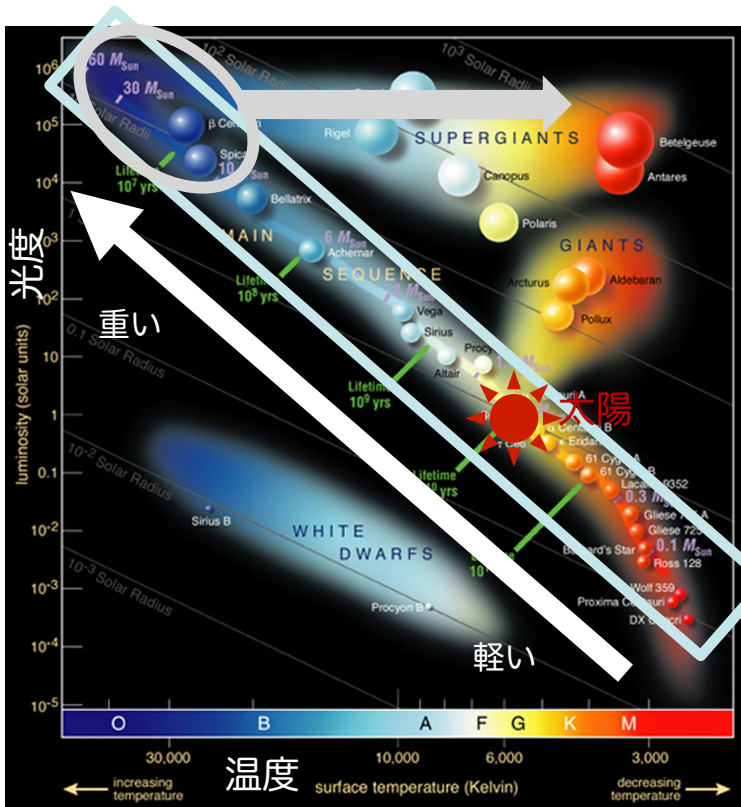
Cluster correlation plays an important role in nucleosynthesis

# MAIKoアクティブ標的を用いた $^4\text{He}$ 光分解反応測定

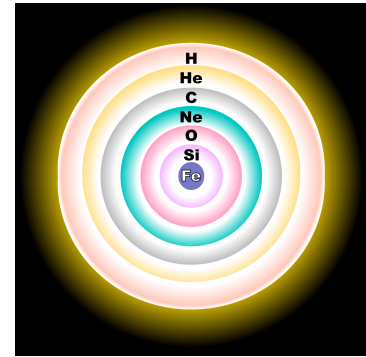
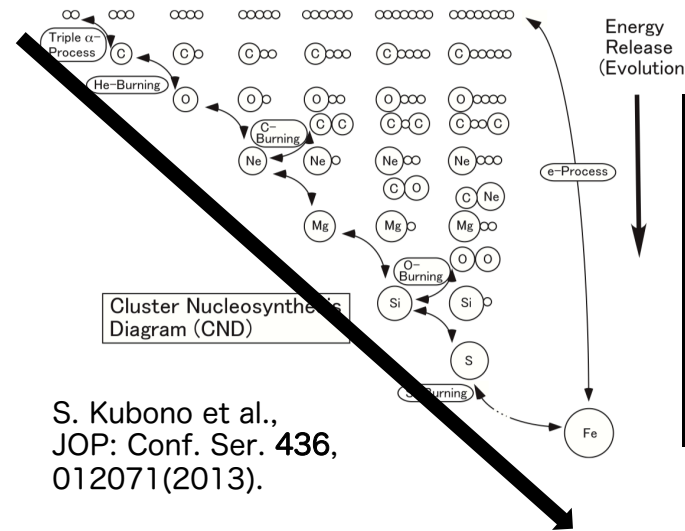
～ 原子核の電弱応答を理解するために ～

# 星の進化と原子核反応

主系列星での核融合反応は重力と拮抗して静水圧平衡の状態が進み、鉄より軽い原子核が順番に合成される



HR図 星の光度と温度の関係



超巨星の構造

S. Kubono et al.,  
JOP: Conf. Ser. 436,  
012071(2013).

核融合の生成熱が重力収縮を支える  
 重い星ほど重い核が生成される  
 太陽の10倍程度以上の重さの星では  
 $^{56}\text{Fe}$ で核融合が止まる  
 核融合が止まると重力崩壊→超新星爆発

# SN1054

かに星雲 SN1054



藤原定家  
1162 - 1241  
平安時代の公家、歌人  
小倉百人一首の撰者

## 明月記 (藤原定家の日記)

後冷泉院 天喜二年<sup>\*1</sup> 四月中旬以降 丑時  
客星<sup>\*2</sup> 觜参度 見東方 孛天関星 大如歳星<sup>\*3</sup>

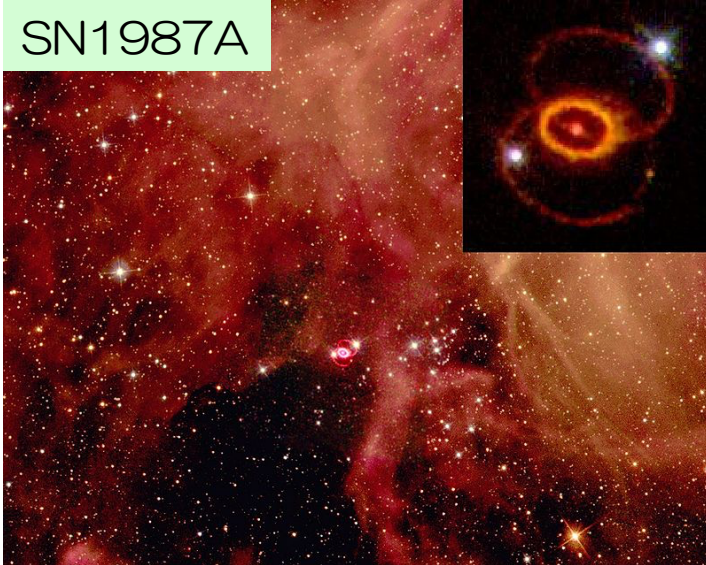
\*1…1054年, \*2…見慣れない星, \*3…木星

- 1054年に爆発
- 地球から7000光年
- 中心には中性子星 (かにパルサー)

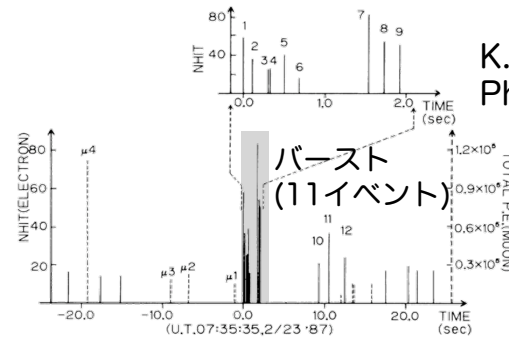


# SN1987A

SN1987A



- 1987年に爆発
- 地球から16.4万光年
- 可視光による観測の数時間前にニュートリノバーストが観測



K. Hirata et al.  
Phys. Rev. Lett. 58 1490 (1987).

超新星爆発の理論が  
観測により実証

KAMIOKANDE



(c) 東京大学宇宙線研究所 神岡宇宙素粒子研究施設



小柴昌俊

1926 -  
物理学者

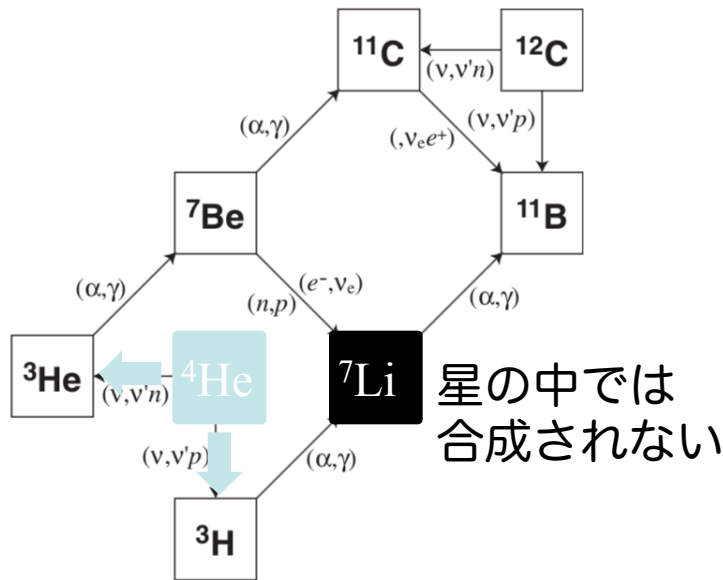
ノーベル物理学賞 (2002)  
史上初めて自然に発生した  
ニュートリノの観測に成功



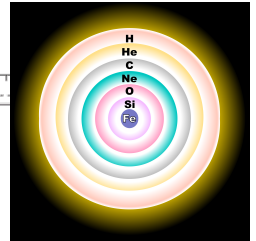
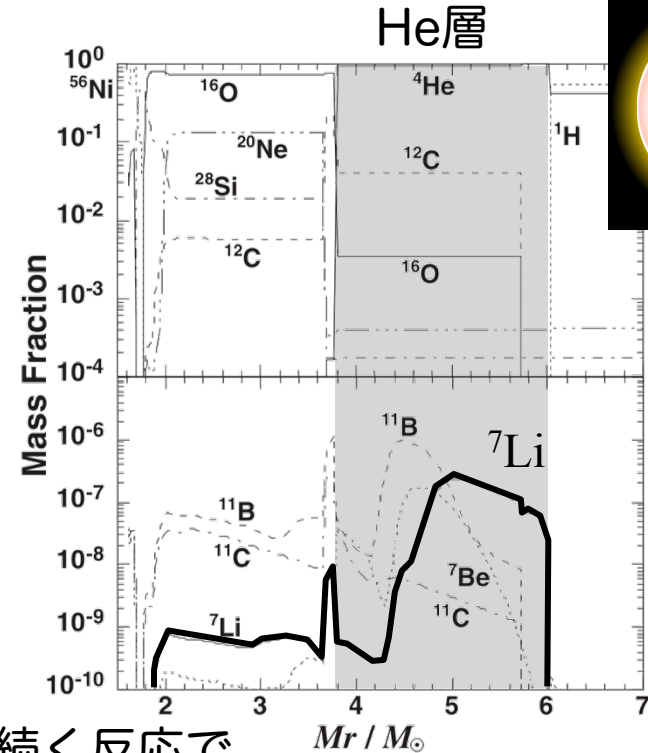
# 超新星爆発と元素合成

超新星のHe層ではニュートリノと軽元素の反応が起こる

T. Suzuki et al.,  
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **40**, 083101 (2013).



$^4\text{He}(\nu, \nu'n)$ 、 $^4\text{He}(\nu, \nu'p)$ とそれに続く反応で  
 $^{11}\text{B}$ や $^7\text{Li}$ のような希少な元素が合成される



ニュートリノと軽い原子核との反応率が重要



# ニュートリノ反応へのアプローチ

## 超新星でのニュートリノ反応

- エネルギースケールは数10 MeV
- 荷電カレント反応 ( $\nu, eX$ )、  
中性カレント反応 ( $\nu, \nu'X$ )
- 直接測定は困難

## 巨大双極子共鳴領域での光核反応

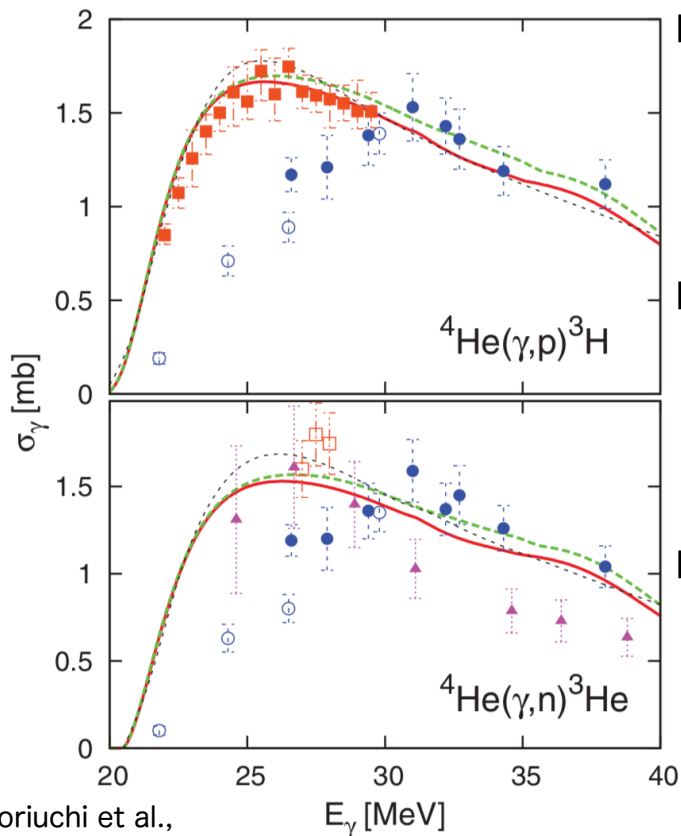
- エネルギースケールは数10 MeV
- 光分解反応 ( $\gamma, X$ )
- 直接測定が可能



巨大双極子共鳴領域の光核反応を用いて  
ニュートリノ原子核反応の原子核の応答を調べる

# 先行研究

## $^4\text{He}(\gamma, p)$ 反応、 $^4\text{He}(\gamma, n)$ 反応



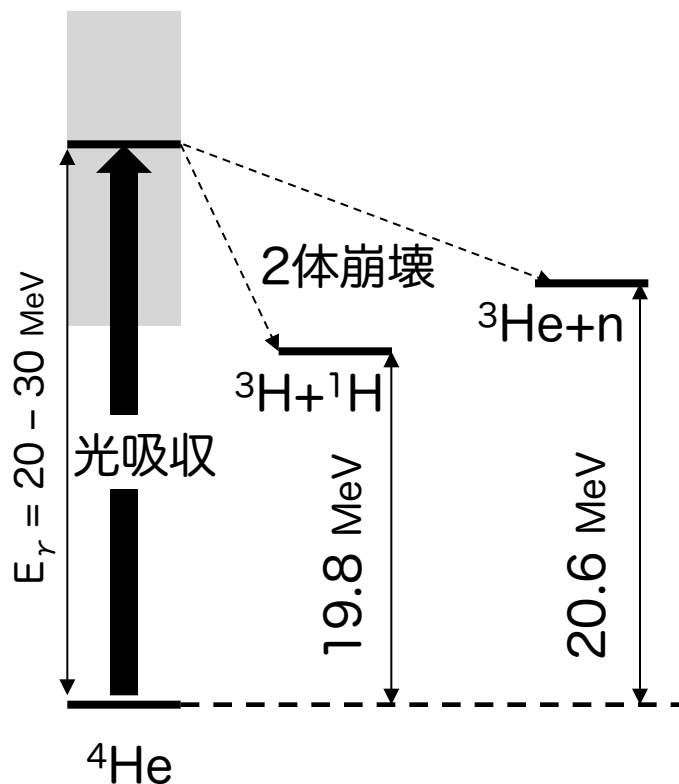
- T. Shima et al. (2005) ● ○
  - 単色ガンマ線 (逆コンプトン)
  - $^4\text{He}(\gamma, p)$ 、 $^4\text{He}(\gamma, n)$ 同時測定
  - $E_\gamma = 30 \text{ MeV}$ にピーク
- R. Raut et al., W. Tornow et al. (2012) ■ □
  - 単色ガンマ線 (逆コンプトン)
  - $^4\text{He}(\gamma, p)$ 、 $^4\text{He}(\gamma, n)$ 同時測定
  - $E_\gamma = 25 \text{ MeV}$ にピーク
- B. Nilsson et al. (2007) ▲
  - エネルギータグ付きガンマ線 (制動放射)
  - $^4\text{He}(\gamma, n)$
  - $E_\gamma = 28 \text{ MeV}$ にピーク

W. Horiuchi et al.,  
Phys. Rev. C **85**,  
054002 (2012).

いくつかの実験グループが対立する結果を報告している

# 実験手法

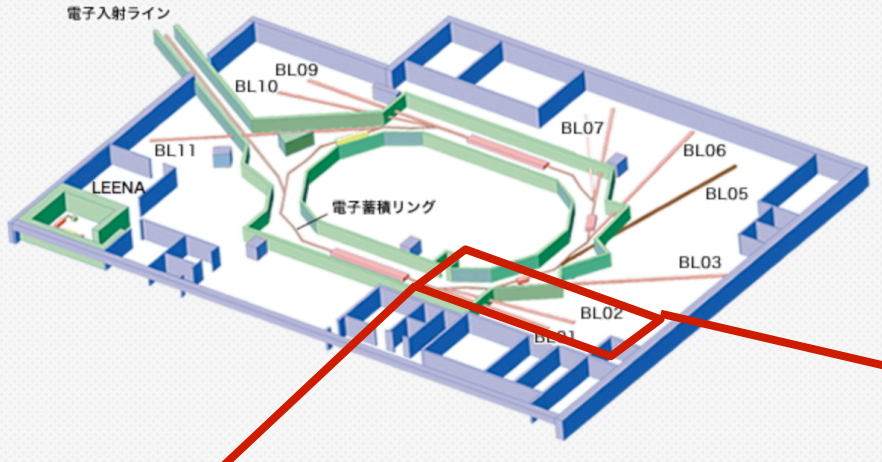
$^4\text{He}$ 光分解反応を $E_\gamma = 20 - 30 \text{ MeV}$ の領域で測定する



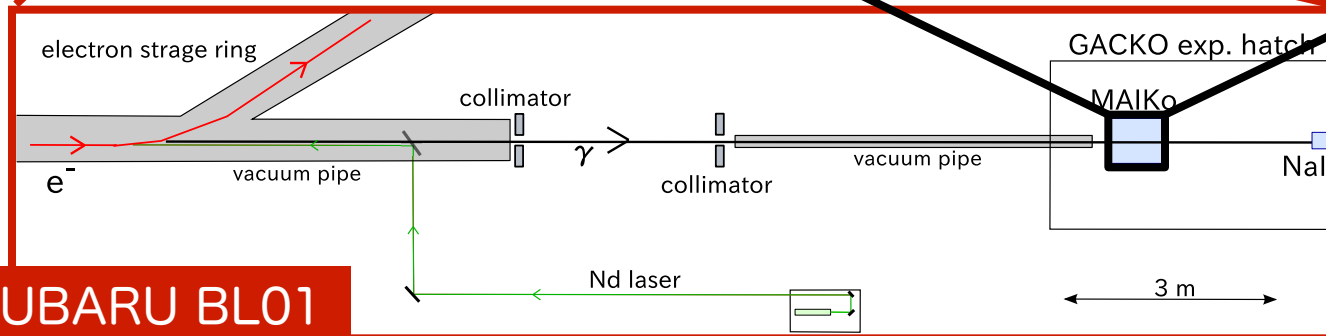
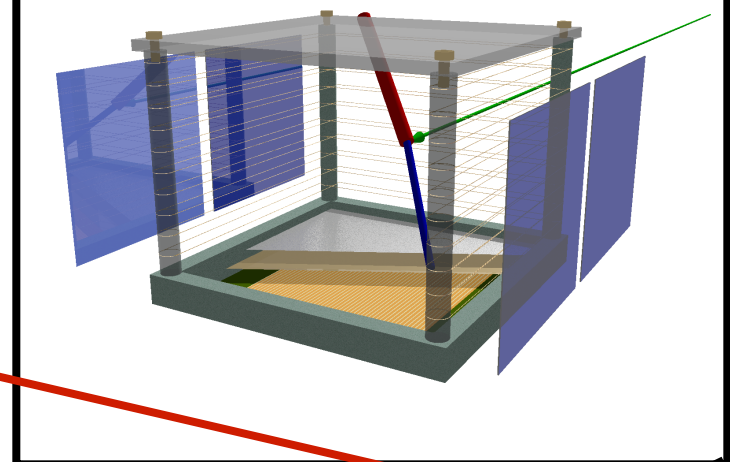
- 光子ビームを $^4\text{He}$ 標的に照射
  - 光子を吸収しE1励起
  - $^4\text{He}$ の2体崩壊イベントを検出
- 反応断面積のエネルギー依存性
  - エネルギーの決まったガンマ線ビーム  
→ New SUBARU放射光施設BL01
- 崩壊閾値近傍からの系統的測定
  - 低エネルギー荷電粒子が測定可能な検出器  
→ MAIKo アクティブ標的

# 実験セットアップ

## New SUBARU 放射光施設



## MAIKo

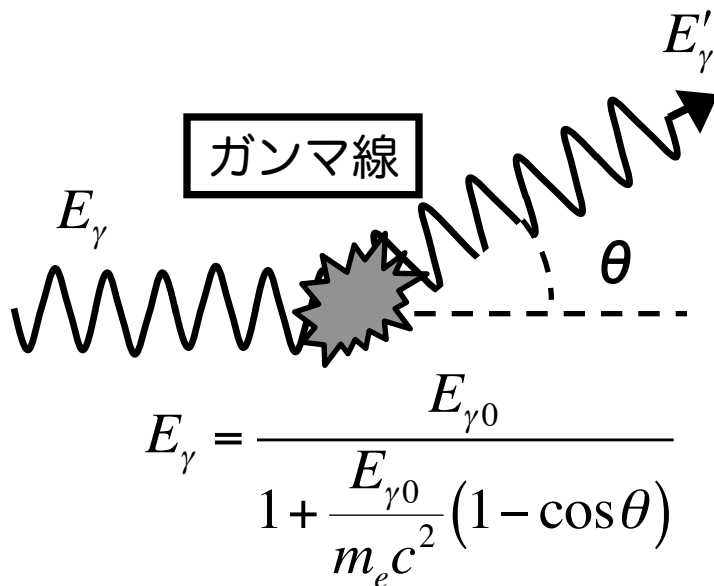


## New SUBARU BL01

# 逆コンプトン散乱

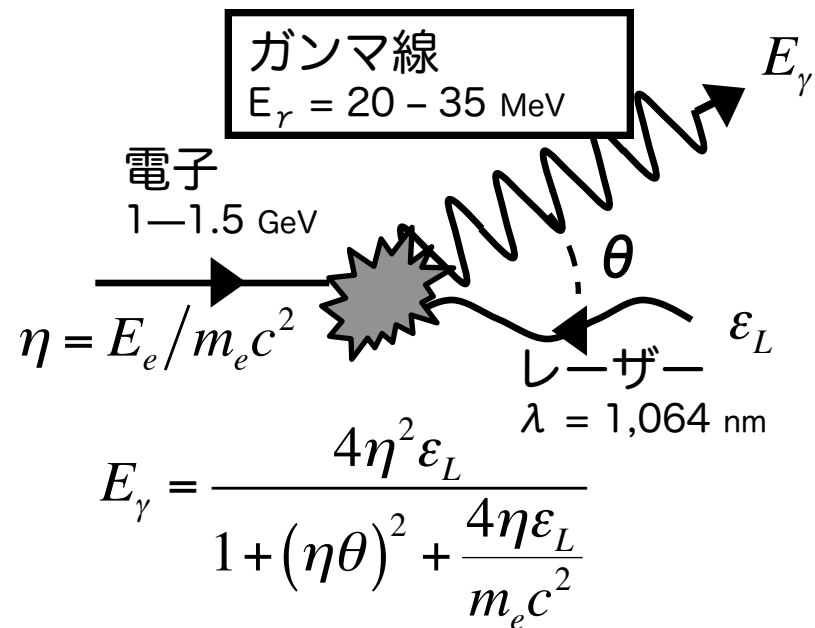
逆コンプトン散乱を用いてエネルギーの揃ったガンマ線ビームを生成する

コンプトン散乱



静止した電子と光子の散乱  
光子はエネルギーを失う

逆コンプトン散乱

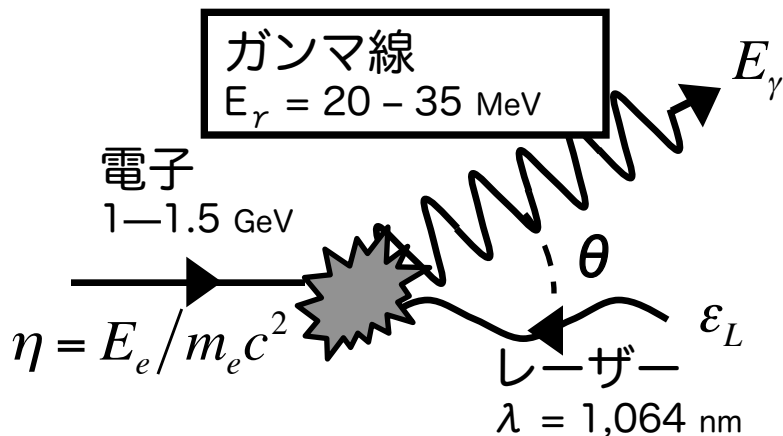


高エネルギー電子と光子の散乱  
光子はエネルギーを得る

# 逆コンプトン散乱ガンマ線ビーム

逆コンプトン散乱を用いてエネルギーの揃ったガンマ線ビームを生成する

## 逆コンプトン散乱



$$E_{\gamma} = \frac{4\eta^2 \varepsilon_L}{1 + (\eta\theta)^2 + \frac{4\eta\varepsilon_L}{m_e c^2}}$$

高エネルギー電子と光子の散乱  
光子はエネルギーを得る

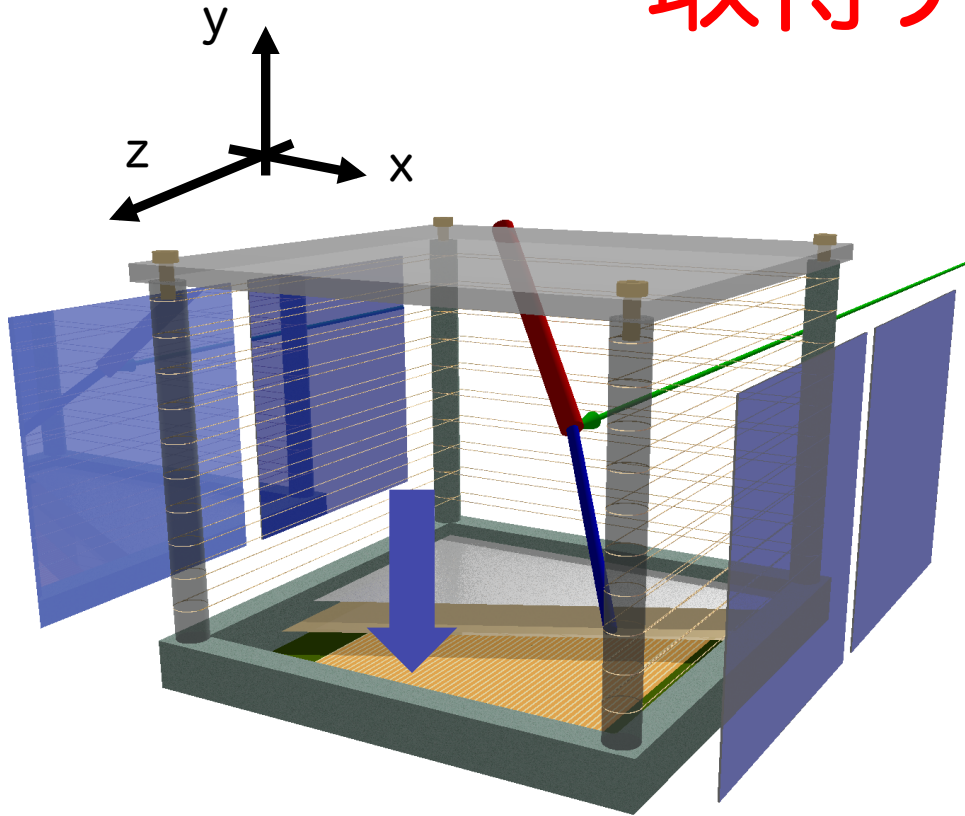
- 散乱角度でエネルギーが決まる
  - 最大エネルギーの光子 ( $\theta = 0$ ) を選択
- エネルギー増倍率はおおよそ  $4\eta^2 \sim 10^7$ 
  - 赤外光 (数eV) -> ガンマ線 (数10 MeV)

New SUBARU BL01

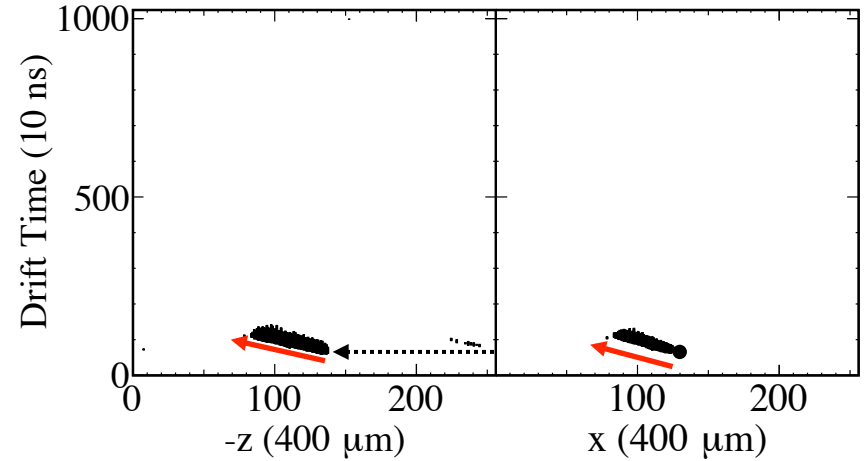
エネルギー決定精度	< 0.1%
エネルギー広がり (FWHM)	~ 数%
ビーム強度 (/s)	~ $10^6$
強度決定精度	~ 数%

H. Utsunomiya et al,  
IEEE Transactions on nuclear science (2014).  
T. Kondo et al.,  
Nucl. Instr. Meth. A 655, 462 (2011).

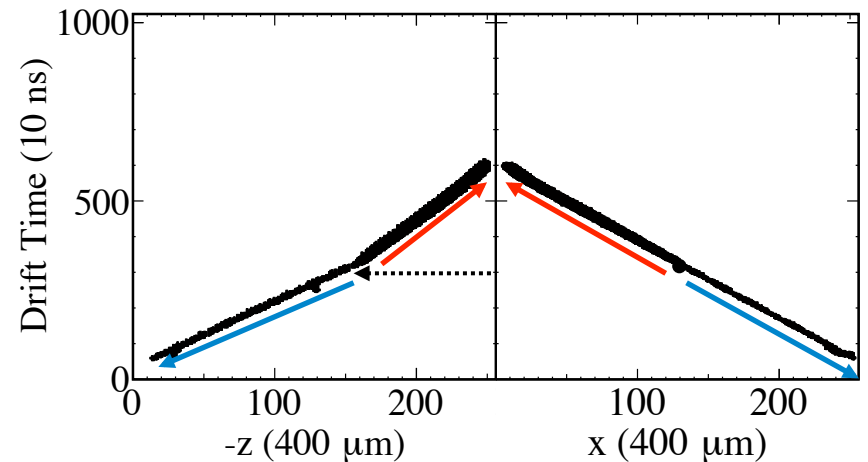
# 取得データ



${}^4\text{He}(\gamma, {}^3\text{He})n$



${}^4\text{He}(\gamma, {}^1\text{H}{}^3\text{H})$



$E_\gamma = 23, 24, 25, 27, 28, 30, 35$   
MeV の条件で  
 ${}^4\text{He}(\gamma, {}^3\text{He})n/{}^4\text{He}(\gamma, {}^1\text{H}{}^3\text{H})$  反応  
を各500 - 1000 イベント取得  
断面積決定のために解析中

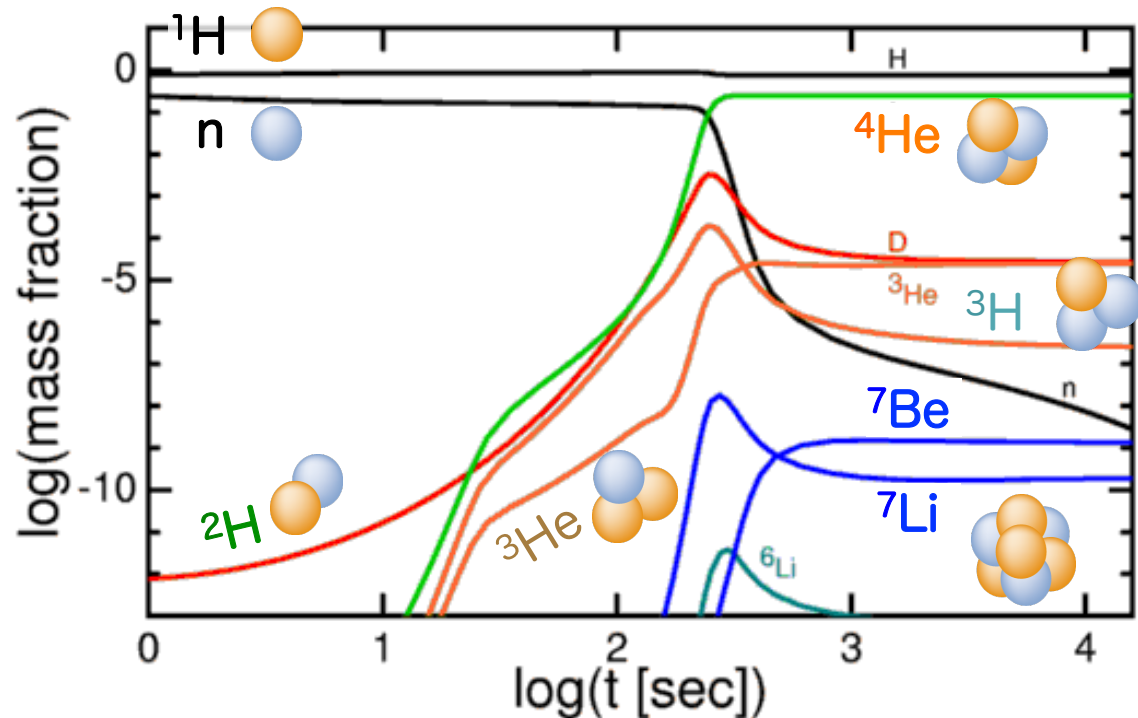
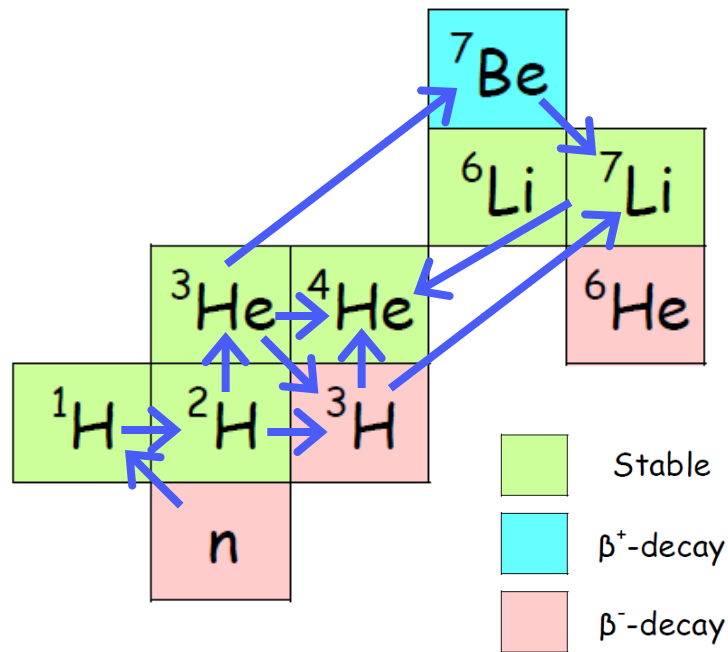
# 宇宙リチウム問題の 解決をめざして

～  $n + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^4\text{He}$  反応率の測定 ～



# Big Bang Nucleosynthesis (BBN)

宇宙開闢の10秒後から20分後にかけて軽元素が合成された

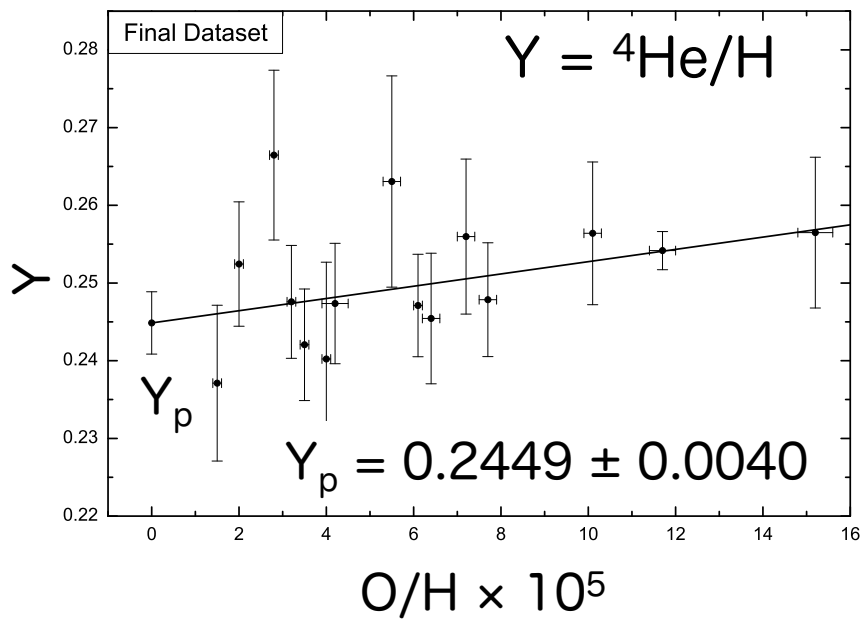
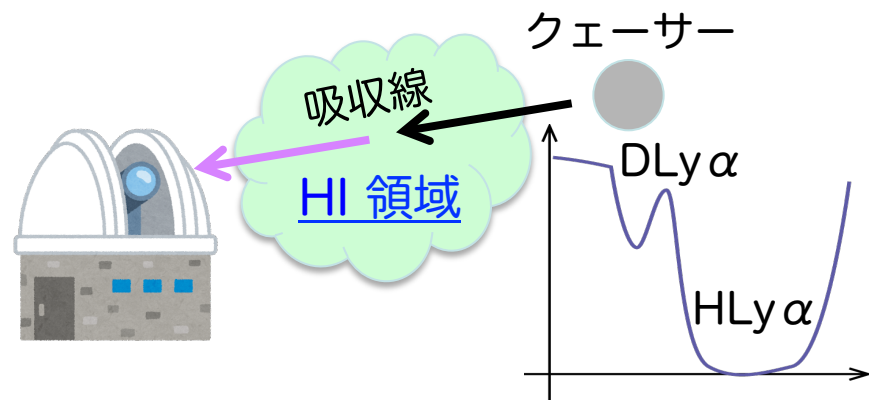
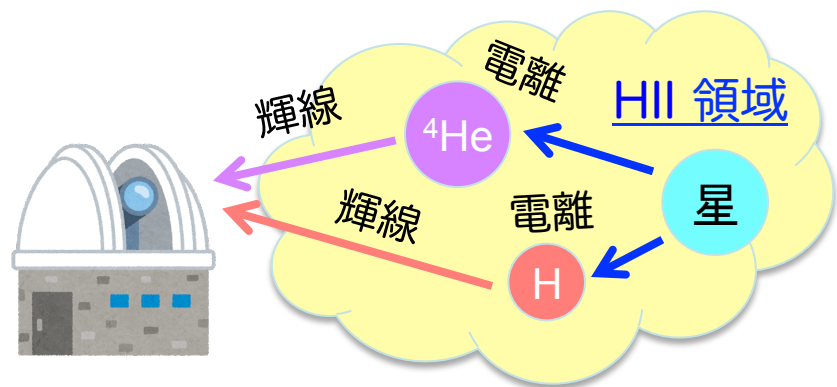


Burles, Nollett & Turner (1999).

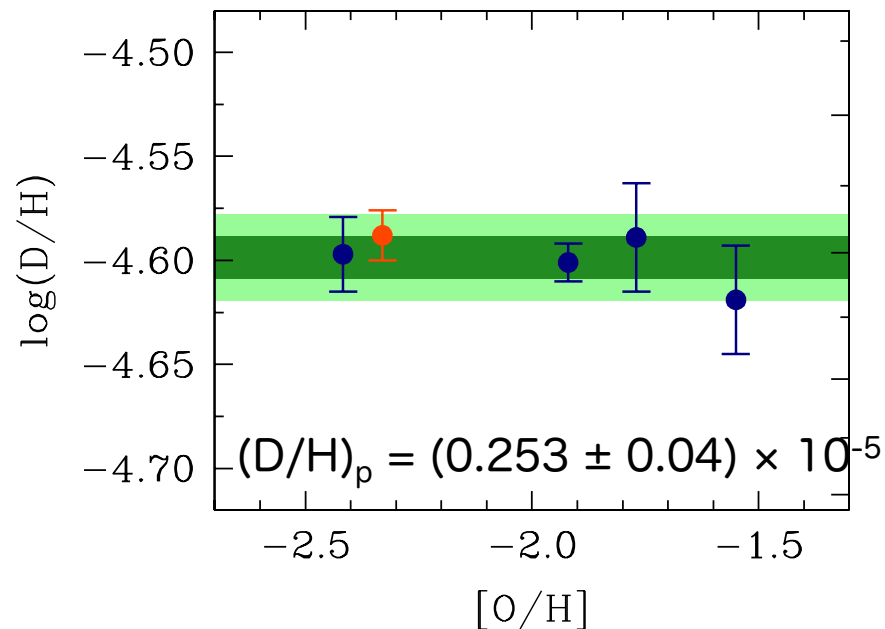
標準ビッグバンモデルに基づく理論予測値は観測推定値と比較可能  
軽元素の原始存在量は初期宇宙について重要な情報をもたらす。

# 観測による原始存在量の推定 $^4\text{He}$ , D

$^4\text{He}$ とDの原始存在量は星間ガスの組成から推定



E. Aver et al., JCAP 07, 011 (2015).

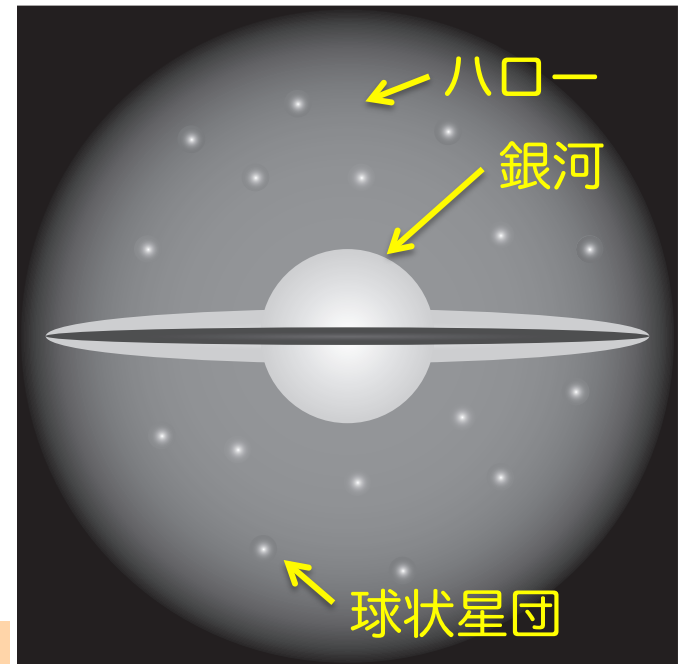
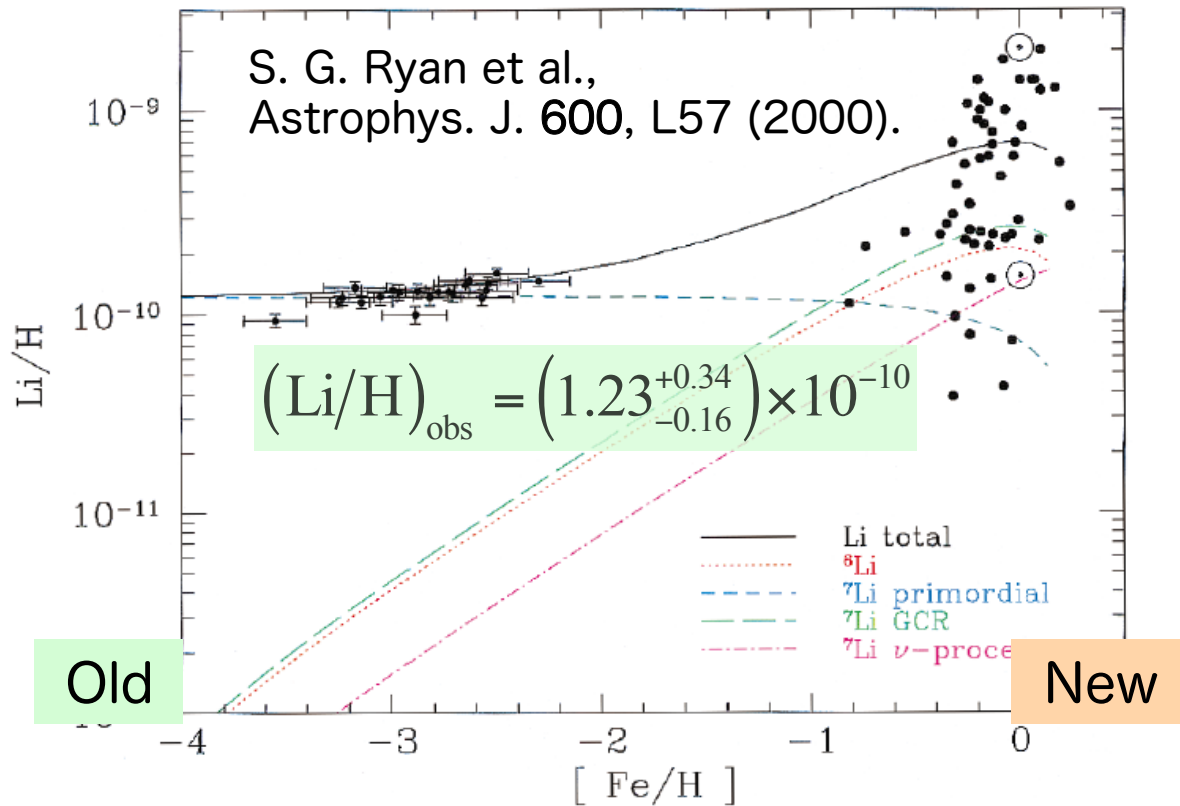


R. J. Cooke et al., Astrophys. J 781, 31 (2014).

# 観測による原始存在量の推定 Li

Liの原始存在量は、球状星団に属する種族II星の観測から推定。  
存在量が少ないので、星間ガスからは推定が難しい。

種族II星は長寿命星で、ビッグバン直後の組成を保っていると期待される。

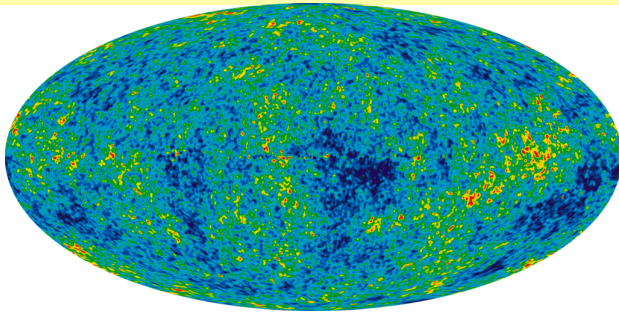


金属欠乏星ではLiの存在量がほぼ収束する。(Spite Plateau)

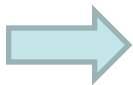
# 宇宙リチウム問題

BBN理論の入力パラメータは、  
バリオン密度と核反応率

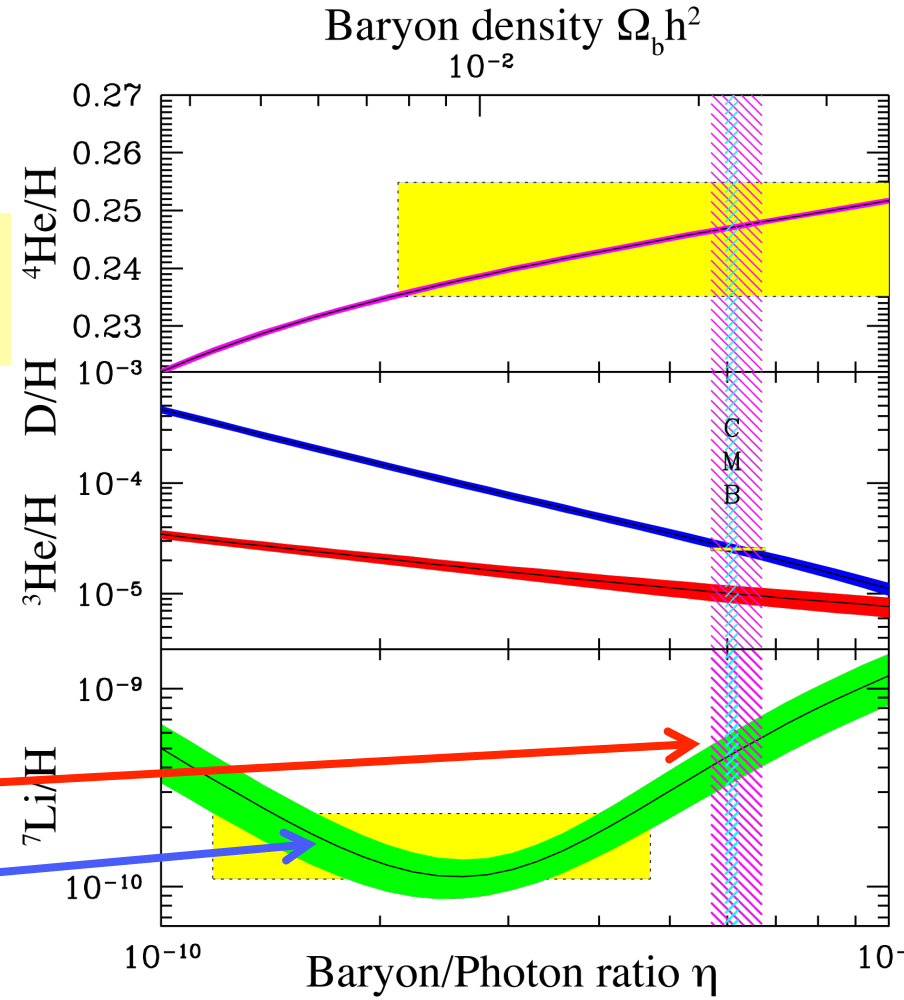
バリオン密度は宇宙背景放射の観測から  
 $\Omega_b h^2 = (2.23 \pm 0.02) \times 10^{-2}$



BBN理論の予測値  
 $(\text{Li}/\text{H})_{\text{BBN}} = (5.12^{+0.71}_{-0.62}) \times 10^{-10}$   
観測推定値より3倍大きい



宇宙リチウム問題



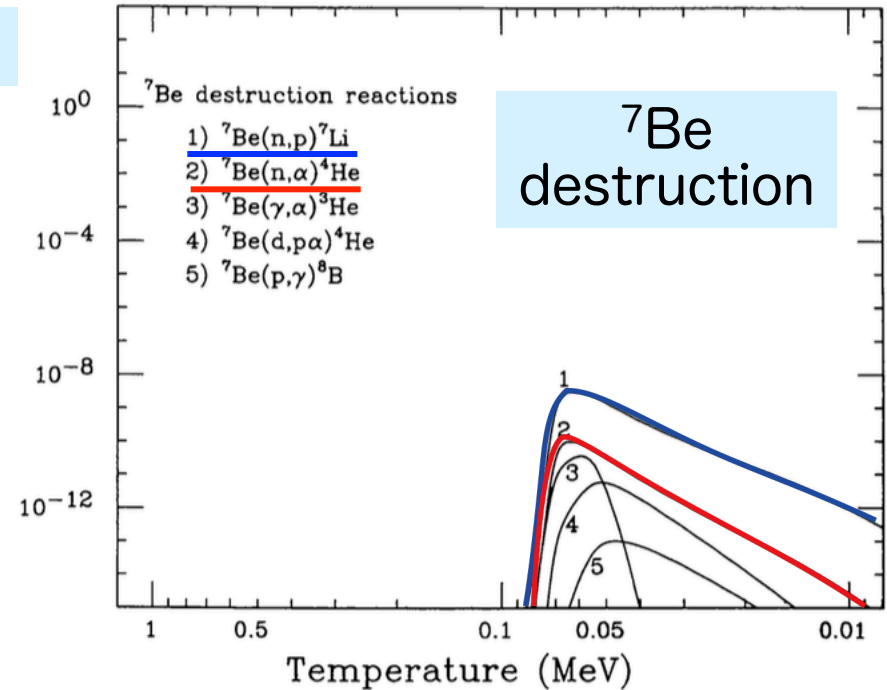
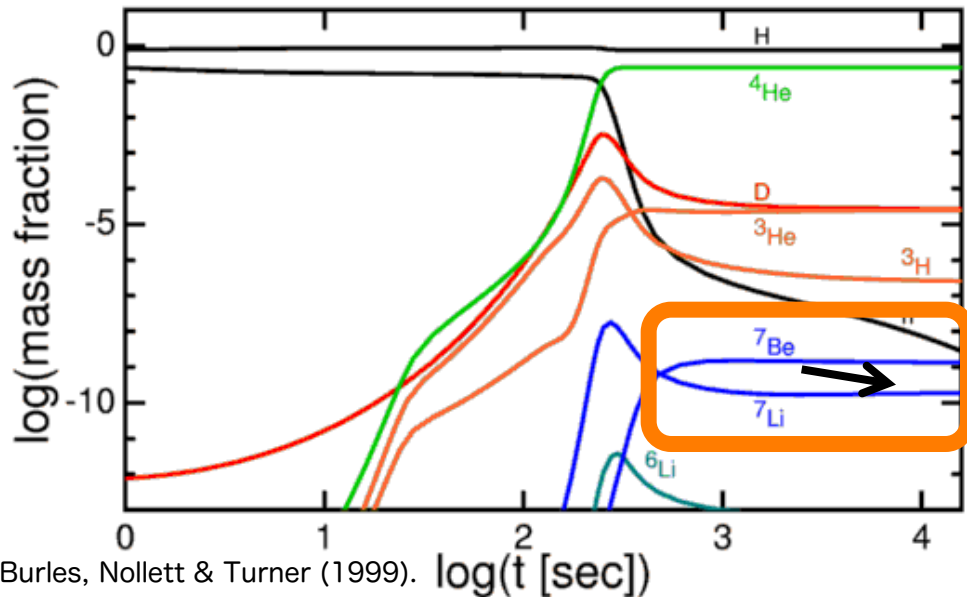
# 宇宙リチウム問題の解決策

ビッグバン宇宙論に残された深刻な問題として世界中の研究者が解決に取り組んでいる。

- ✓  ${}^7\text{Li}$ の観測推定量の信頼性
  - 宇宙のどこか（星の中）で壊れている？
- ✓ 標準ビッグバン模型を超える新しい物理の存在
  - 物理定数が現在と異なる？
  - 超対称性粒子が影響を与えた？
    - 複合ビッグバン元素合成模型  
(D. Yamasaki, M. Kusakabe, T. Kajino et al.)
- ✓ 元素合成に関する原子核反応率の精密測定
  - ${}^7\text{Li}$ の生成源は ${}^7\text{Be}$ の電子捕獲崩壊。
  - ${}^7\text{Be}$ が電子捕獲する前に転換する確率が大きければ ${}^7\text{Li}$ の生成量が減少。

# ${}^7\text{Be}$ の転換反応

${}^7\text{Li}$ の生成源: EC decay of  ${}^7\text{Be}$



M. S. Smith *et al.*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.* 85, 219 (1993).

最も主要な ${}^7\text{Be}$ 転換反応:  ${}^7\text{Be}(n,p){}^7\text{Li}$

→ 精力的な測定がなされており、大きく変化する余地はない。

次に寄与の大きな ${}^7\text{Be}$ 転換反応:  ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$

→ BBNエネルギー領域での実験が行われていない。

→  ${}^7\text{Be}$  と中性子のどちらも不安定。

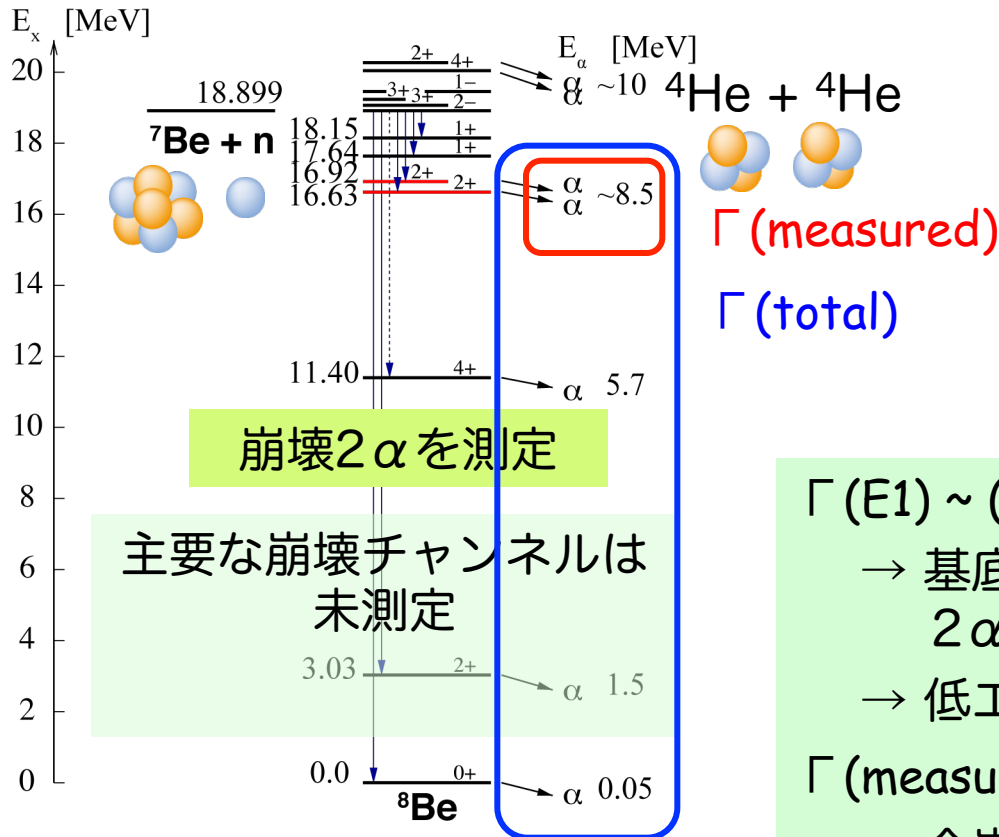
新しい測定が強く望まれていた。

# 最近の研究成果 @ CERN, n\_TOF

## 放射性 ${}^7\text{Be}$ 標的を用いた ${}^7\text{Be}(n, \alpha){}^4\text{He}$ 反応の直接測定

$$E_n = 10 \text{ meV} - 10 \text{ keV}$$

→ BBNエネルギーよりも低め



s波反応が支配的

→  $2\alpha$ への直接崩壊は禁止

$n$  (s wave) +  ${}^7\text{Be}$  ( $3/2^-$ )

→  ${}^8\text{Be}^*(2^- \text{ or } 1^-)$

→  ${}^8\text{Be}^*(2^+ \text{ or } 0^+) + \gamma$  (E1)

↳  $4\text{He} + 4\text{He}$

崩壊 $2\alpha$ を測定

主要な崩壊チャンネルは未測定

$\Gamma$  (E1)  $\sim (E_\gamma)^3$

→ 基底状態と第1励起状態を経由した $2\alpha$ 放出が主要な崩壊過程

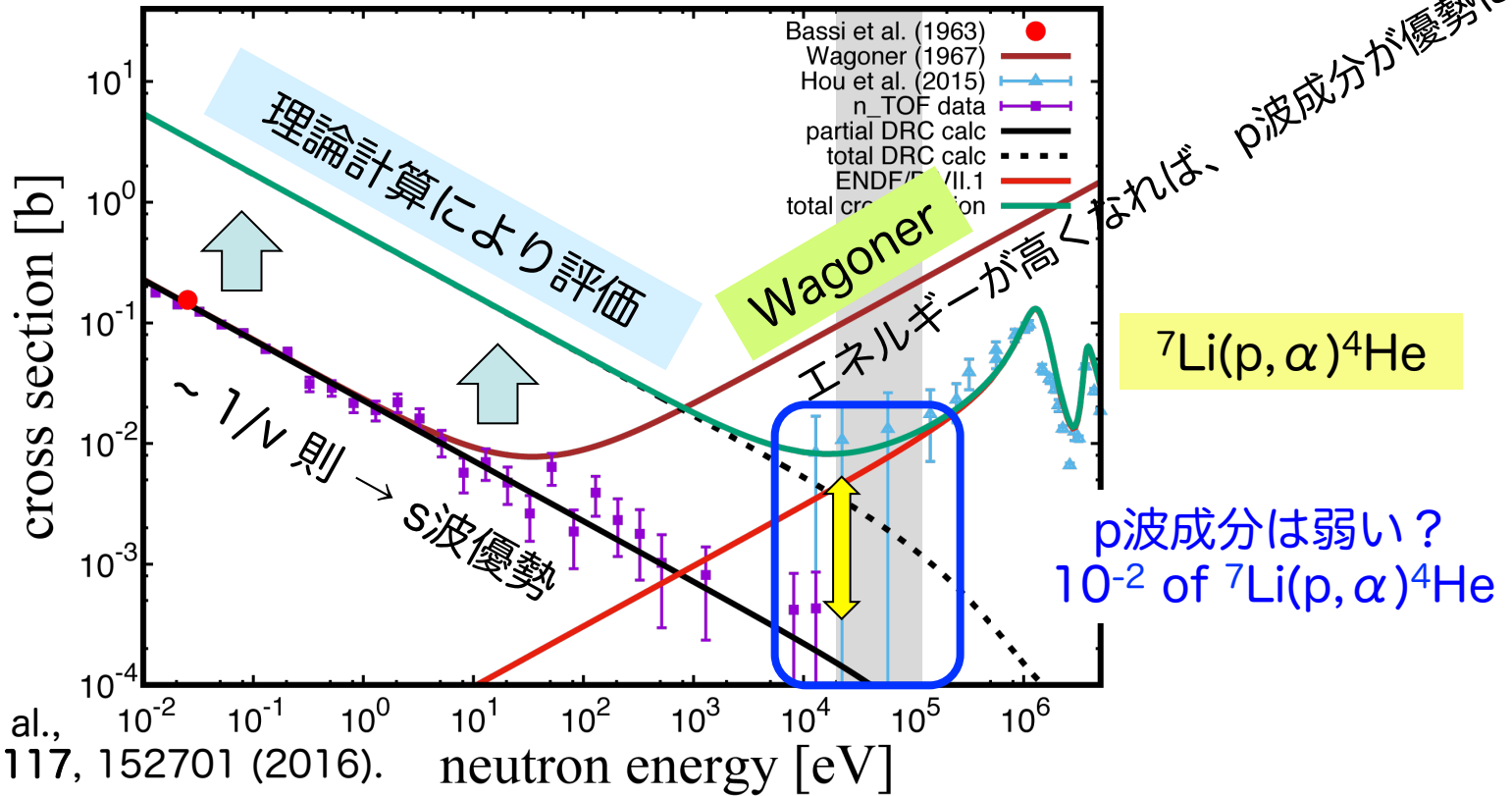
→ 低エネルギー $\alpha$ 粒子を測定できず。

$\Gamma$  (measured) /  $\Gamma$  (total)  $\sim 10^{-2}$

→ 全崩壊幅は理論計算によって評価



# 測定結果 @ CERN, n\_TOF



BBNエネルギー領域での断面積はWagonerの予測値よりも小さい  
 $\rightarrow$  リチウム問題への寄与は小さい

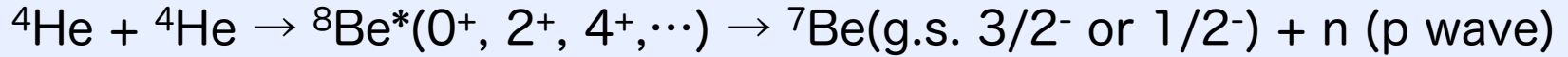
BBNエネルギー領域におけるp波成分の寄与は小さい  
 $\rightarrow$  鏡映反応  ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$  からの推定値と矛盾

p波散乱断面積についての新しい測定が必要



# $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow n + ^7\text{Be}$ 反応

p波散乱の断面積は逆反応によって測定可能 (S. Kubono)



宇宙における反応

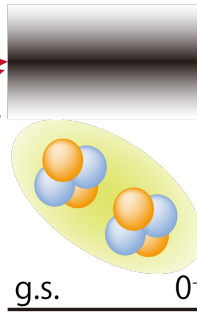
今回測定した逆反応

第1励起状態  $1/2^-$   
基底状態  $3/2^-$

$^7\text{Be} + n$

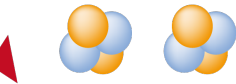


飛び出してきた中性子を測定する。



g.s.  $0^+$   
 $^8\text{Be}$

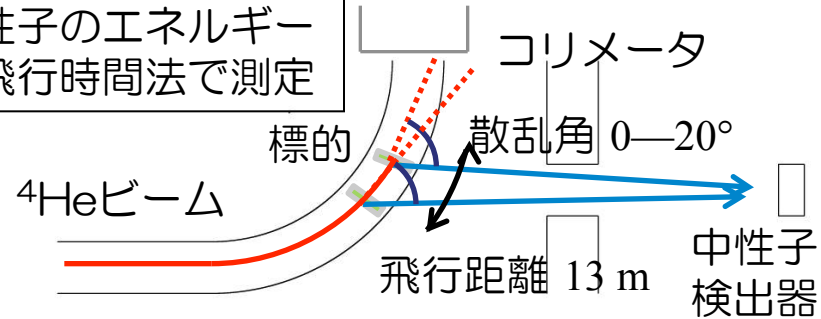
ヘリウムにヘリウムを衝突させる。



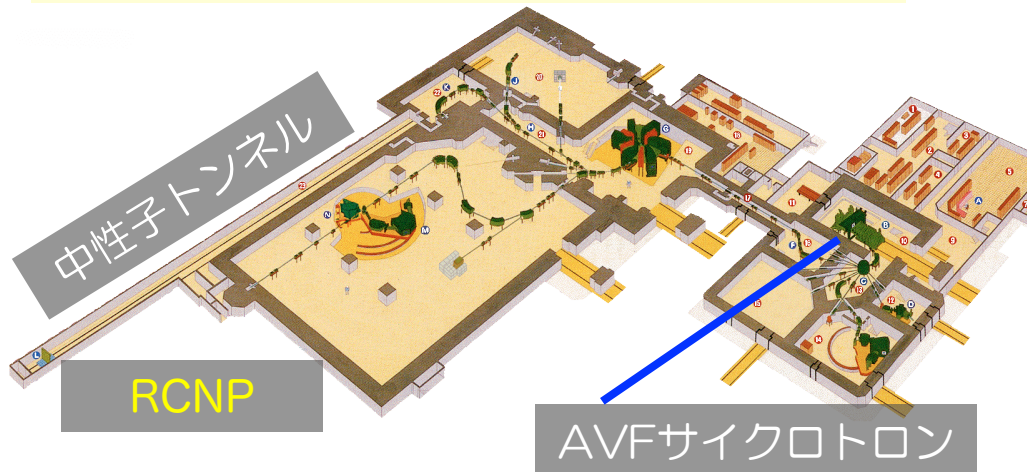
$^4\text{He} + ^4\text{He}$

実験は大阪大学核物理研究センターの  
中性子コースで実施した。

中性子のエネルギー  
は飛行時間法で測定

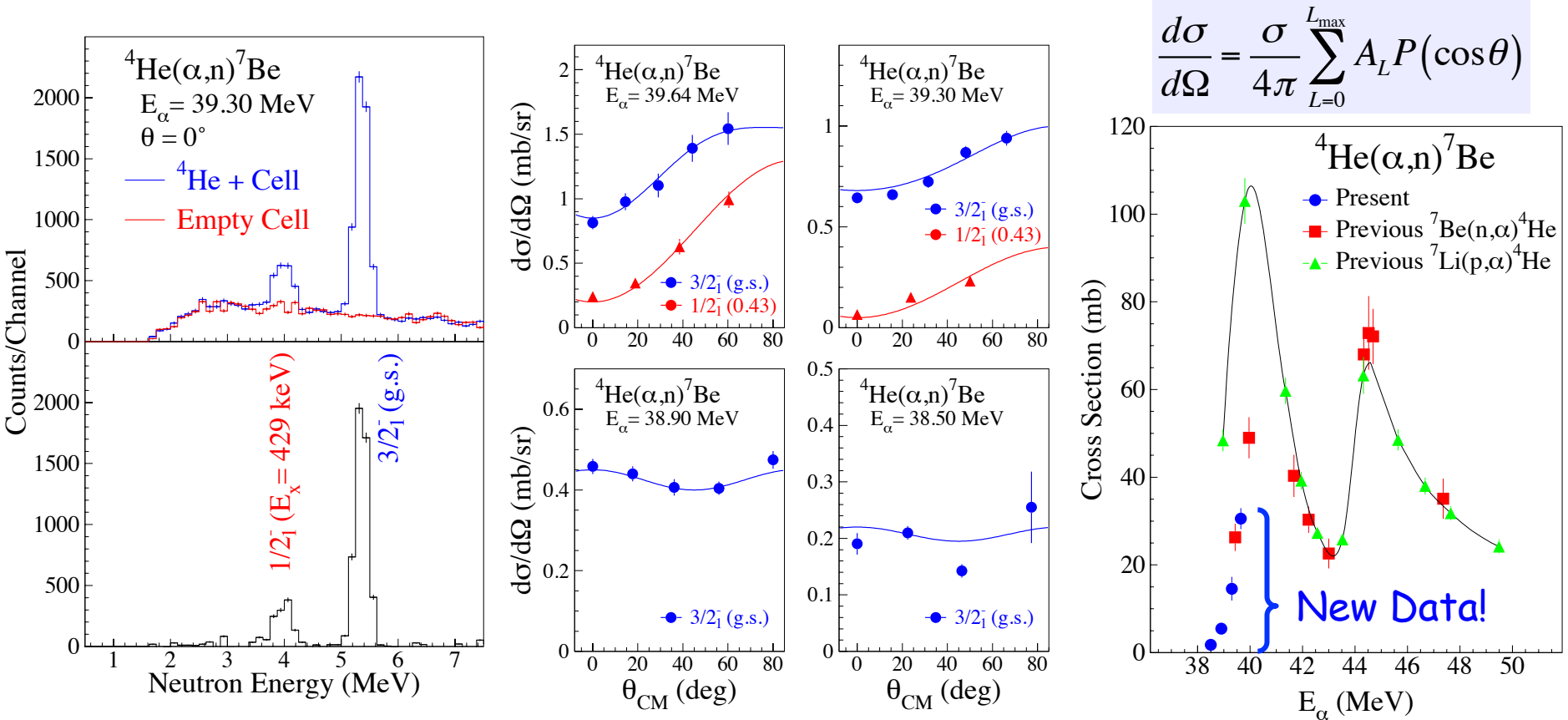


ヘリウム ( $^4\text{He}$ ) を光の15%の速度に  
加速して、ヘリウムガス標的に照射。  
中性子を13 m下流で測定。



# 測定結果 @ RCNP, NOコース

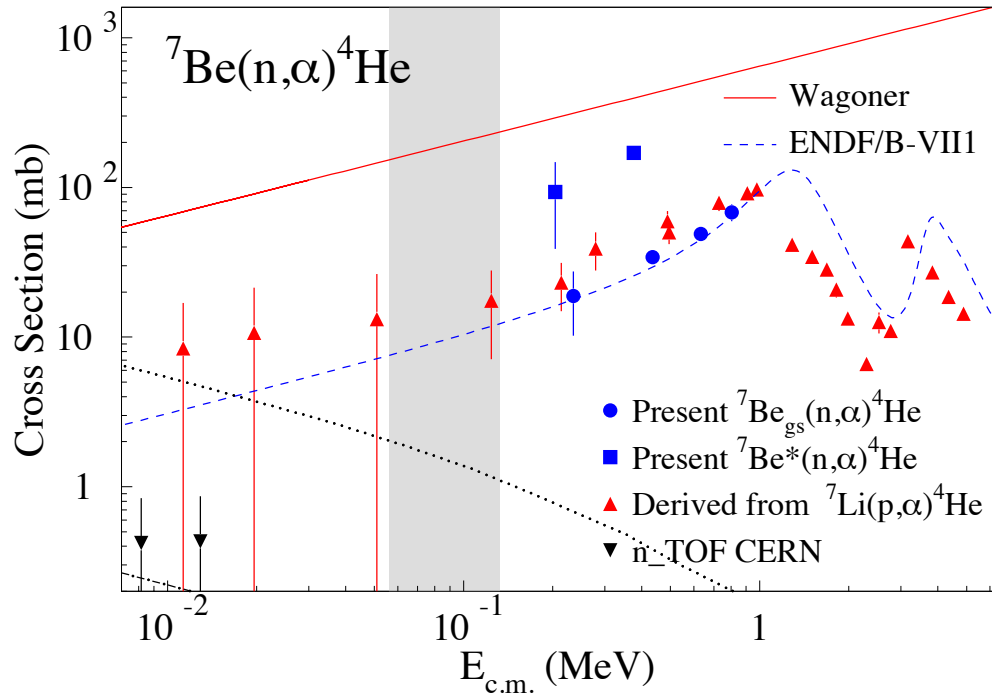
微分断面積をルジャンドル多項式でフィットして全断面積を評価



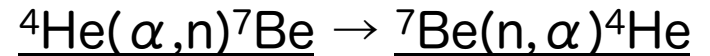
低エネルギー領域でのp波散乱断面積を初めて測定

# Comparison with compilations

得られた断面積を逆反応に変換してこれまでの推定値と比較



## 詳細釣り合いの原理



$$\frac{\sigma(A+B \rightarrow C+D)}{\sigma(C+D \rightarrow A+B)} = \frac{(1+\delta_{AB})\hat{S}_C\hat{S}_D k_{CD}^2}{(1+\delta_{CD})\hat{S}_A\hat{S}_B k_{AB}^2}$$

$$\hat{S}_A \equiv 2S_A + 1$$

## 鏡映反応 ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$ からの推定

$$\sigma_{(n,\alpha)} = \frac{P_l^n}{P_l^p} \sigma_{(p,\alpha)}, P_l = \frac{kR}{F_l^2(E, R) + G_l^2(E, R)}$$

- ✓ 鏡映反応から推定した ENDF/B-VII.1 の値に近い。
- ✓ BBNエネルギーでは p波反応が主要な寄与を与える。
- ✓ BBN計算に広く使われてきた Wagoner の推定値よりも1桁小さい。

残念ながら  ${}^7\text{Be}(n, \alpha){}^4\text{He}$  反応は宇宙リチウム問題の解決には寄与しない。



# 京都大学の卒業研究として実施

PRL 118, 052701 (2017)

PHYSICAL REVIEW LETTERS

week ending  
3 FEBRUARY 2017

## Time-Reversal Measurement of the $p$ -Wave Cross Sections of the ${}^7\text{Be}(n,\alpha){}^4\text{He}$ Reaction for the Cosmological Li Problem

T. Kawabata,<sup>1,\*</sup> Y. Fujikawa,<sup>2</sup> T. Furuno,<sup>1</sup> T. Goto,<sup>2</sup> T. Hashimoto,<sup>1</sup> M. Ichikawa,<sup>2,†</sup> M. Itoh,<sup>2,‡</sup> N. Iwasa,<sup>3</sup> Y. Kanada-En'yo,<sup>1</sup> A. Koshikawa,<sup>1,2</sup> S. Kubono,<sup>4</sup> E. Miyawaki,<sup>2,§</sup> M. Mizuno,<sup>2</sup> K. Mizutani,<sup>1</sup> T. Morimoto,<sup>1,2</sup> M. Murata,<sup>1</sup> T. Nanamura,<sup>1,2</sup> S. Nishimura,<sup>4</sup> S. Okamoto,<sup>2</sup> Y. Sakaguchi,<sup>2</sup> I. Sakata,<sup>2</sup> A. Sakaue,<sup>1</sup> R. Sawada,<sup>2,||</sup> Y. Shikata,<sup>2,†</sup> Y. Takahashi,<sup>2,†</sup> D. Takechi,<sup>2</sup> T. Takeda,<sup>1,2</sup> C. Takimoto,<sup>2</sup> M. Tsumura,<sup>1</sup> K. Watanabe,<sup>1,2</sup> and S. Yoshida<sup>2,¶</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, Kyoto University, Kitashirakawa-Oiwake, Sakyo, Kyoto 606-8502, Japan

<sup>2</sup>Faculty of Science, Kyoto University, Kitashirakawa-Oiwake, Sakyo, Kyoto 606-8502, Japan

<sup>3</sup>Department of Physics, Tohoku University, Aoba, Sendai, Miyagi 980-8578, Japan

<sup>4</sup>RIKEN Nishina Center, RIKEN, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan

(Received 5 October 2016; published 3 February 2017)

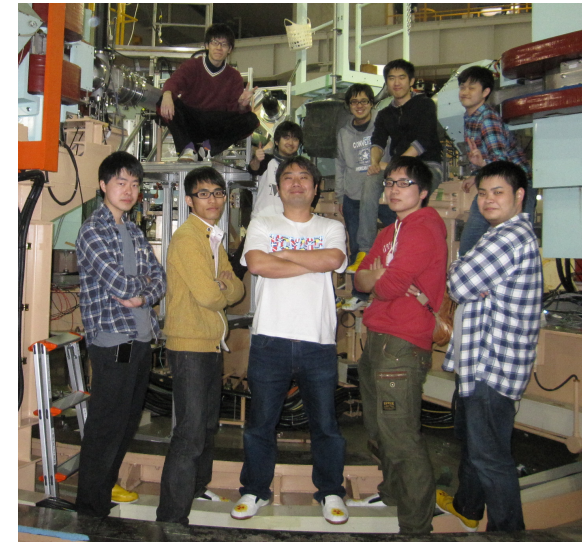


京都大学山極総長

京都大学の総長賞をいただきました。

単に高度な研究をさせるのではなく、学部生が主体的に関われる装置とテーマで研究を行うことを心がけています。

実験は、平成24—26年度の京都大学理学部の卒業研究科目「課題研究P4」のテーマとして実施。



# 新聞等にも紹介されました。

2017年2月14日 Yahoo! ニュース

2017年2月14日 ホウドウキョク

ウェブ 画像 動画 辞書 知恵袋 地図 リアルタイム 一覧

進む風化に募るもどかしさ ▶ スキー&スノーボードのツアーや宿をご紹介します

ニュース 経済 エンタメ スポーツ

15時50分更新

- 東芝 決算発表を1カ月延期 **NEW**
- トランプ大統領の側近が辞任
- 下腹部切断 2審も実刑判決 **NEW**
- キレる高齢者激増 どう接する **NEW**
- 宇宙の謎 京大生が仮説覆す**
- 柴崎にみる海外挑戦の難しさ **NEW**
- 名脇役撮り 一緒にいて太った
- ASKAテレビ復帰 地元福岡

もっと見る 記事一覧

**コメント数で iPhone 8 に勝利!**

#FLAG9 LINE LIVE配信中

宇宙誕生の謎「ビッグバン」に新発見!?  
有力な仮説を覆す

京都大学理化学研究科  
川畑貴裕 准教授

説否

コメント急上昇ランキング (IT・科学)

1	宇宙誕生の謎、有力仮説覆す 京大理学部20人卒業研究 朝日新聞デジタル	141.7件/時	2/14(火) 8:37
2	「iPhone 8」は虹彩認証とOLEDも採用との情報 CNET Japan	135.4件/時	2/14(火) 10:38

京大生、宇宙の謎に「石

「ヘリウム4が二つ生まれる反応」は難しく、ヘリウムに変わる確率を精密に調べられずだった。  
つ、「フィジカル・レビュー」に論文が掲載された。  
川畑准教授は「

このほか月刊誌「化学 2017年9月号」「日本物理学会誌 2018年1月号」「パリティ 2018年1月号」に記事を執筆させていただきました。



# リチウム問題のその後

国内外で、  
さらなる測定が続けられている。

${}^7\text{Be}(n,p){}^7\text{Li}$ :

- 直接測定@CERN, n\_TOF
- トロイの木馬法@CNS, CRIB
- ${}^7\text{Be}(d,p){}^7\text{Li}$
- ${}^8\text{Be}$ の共鳴状態探索@JAEA

${}^7\text{Be}(d,p){}^7\text{Li}$ :

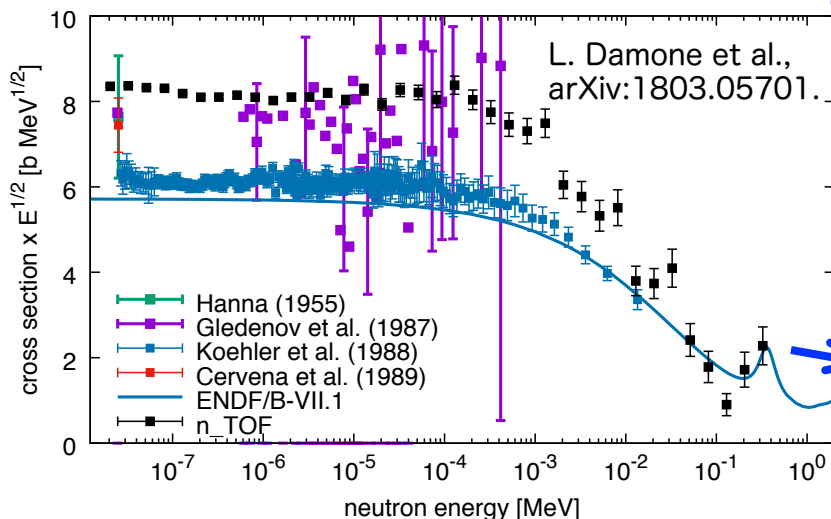
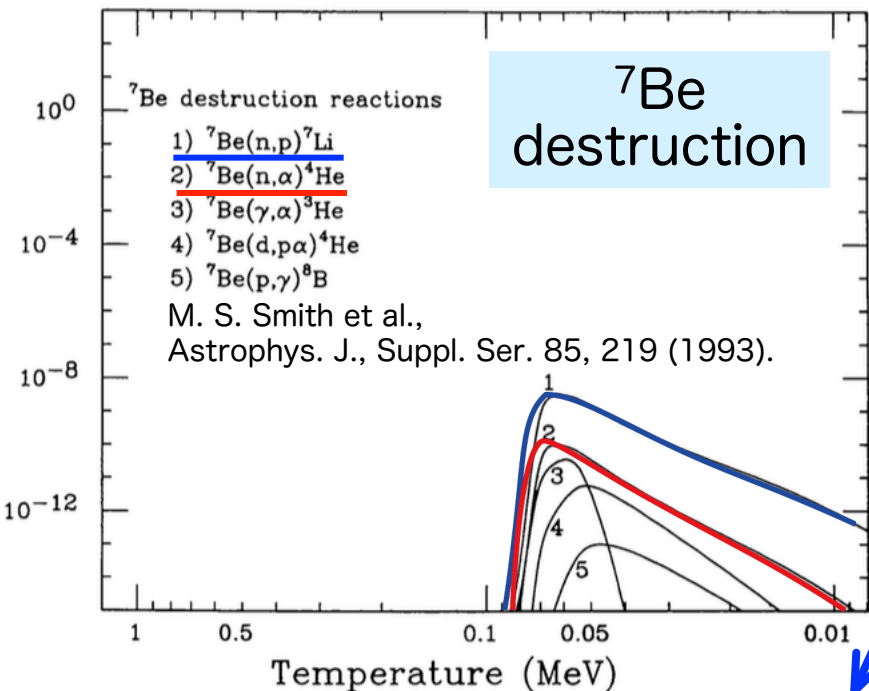
- ${}^7\text{Be}$  インプラント標的@RCNP

${}^7\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{C}$ ,  ${}^7\text{Be}({}^3\text{He}, p)({}^3\text{He}, \alpha)$ :

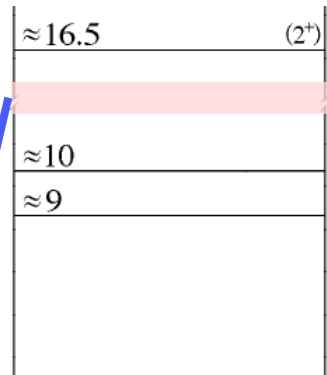
- ${}^{10,11}\text{C}$ の共鳴状態探索@RCNP
- ${}^{10}\text{B}({}^3\text{He}, t){}^{10}\text{C}$ ,  ${}^{11}\text{B}({}^3\text{He}, t){}^{11}\text{C}$
- 高分解能測定

非加算統計を用いたBBN計算

BBNエネルギーでENDF/B-VII.1と一致。  
→リチウム問題への寄与は小さい。



# $^{10}\text{C}$ , $^{11}\text{C}$ における共鳴状態探索

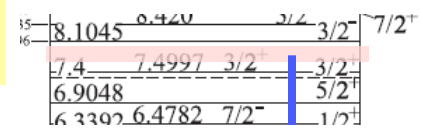


15.002  
 $^7\text{Be} + ^3\text{He}$

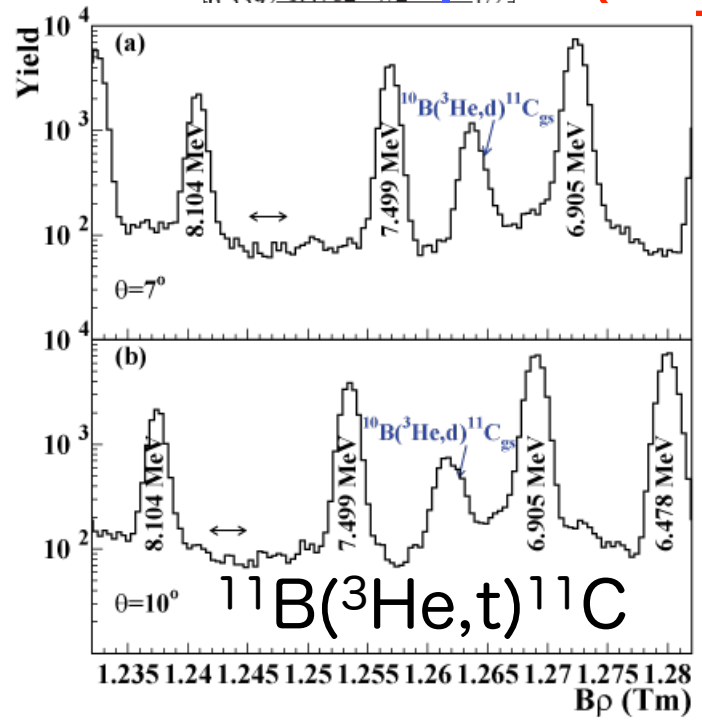
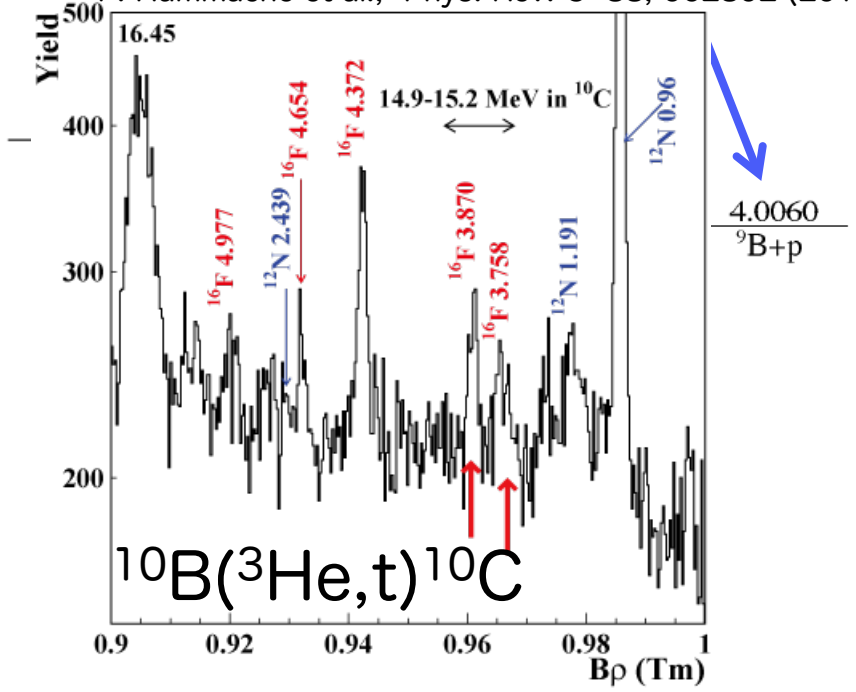
Region of Interest:  
7.79—7.90 MeV

Region of Interest:  
14.9—15.2 MeV

7.5436  
 $^7\text{Be} + ^4\text{He}$



F. Hammache et al., Phys. Rev. C 88, 062802 (2017).



RCNPにおける超高分解能測定によって未知の共鳴状態を探索する(E444)。

# 非加算統計を用いたBBN計算

宇宙初期における粒子がMaxwell-Boltzmann分布に従っていたとは限らない。

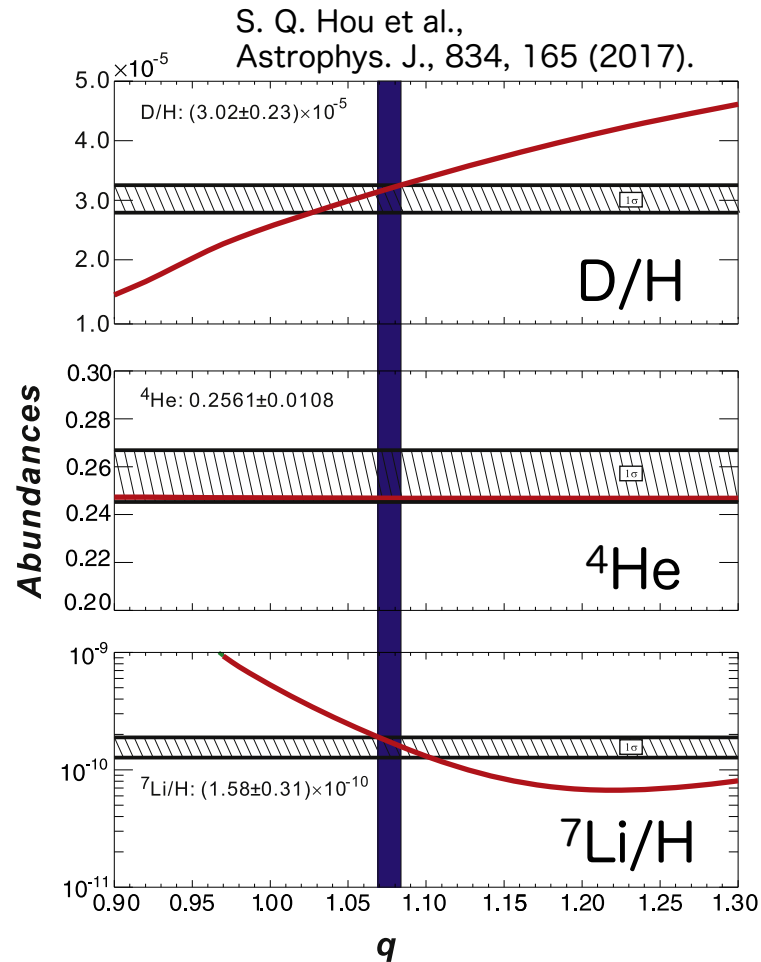
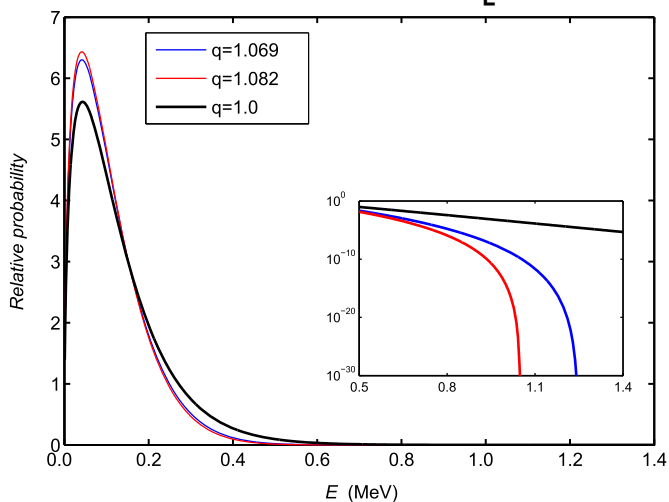
## MB分布となる条件

1. 衝突間隔が相互作用時間に比べて十分長い。
2. 相互作用が $1/r^3$ より短距離力であること。
3. 粒子の速度に相関がないこと。
4. 衝突エネルギーが内部自由度に吸収されず保存すること。

## Tsallis 分布

$q \rightarrow 1$  で MB分布に帰着する。

$$f_q(\vec{v}) = B_q \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \left[ 1 - (q-1) \frac{m\vec{v}^2}{2kT} \right]^{\frac{1}{q-1}}$$



$q = 1.069--1.082$  ならばリチウム問題を解決。  
裏付けを得るには、さらなる研究が必要。



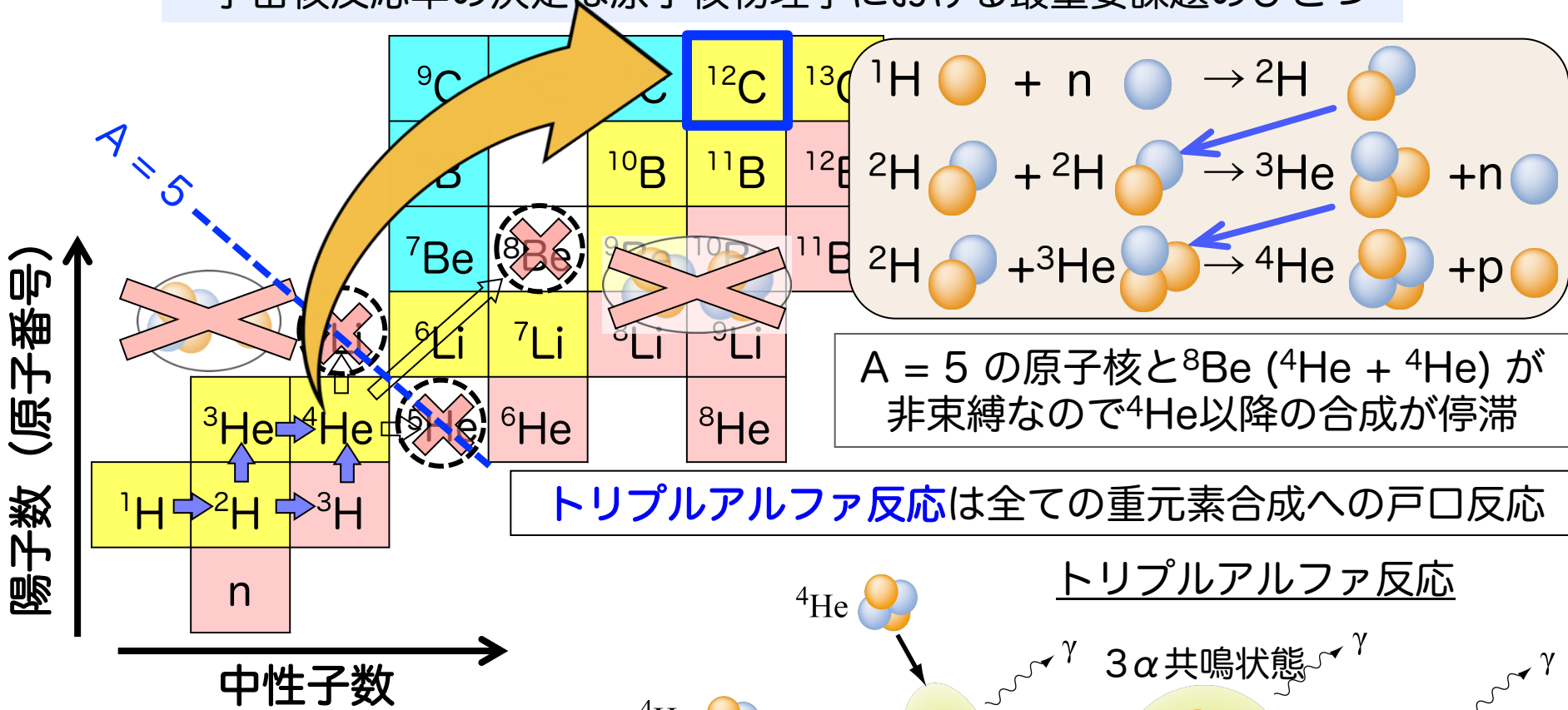
# 高温度下における トリプルアルファ反応率の測定

～<sup>12</sup>Cにおける稀ガンマ崩壊モードの探索～

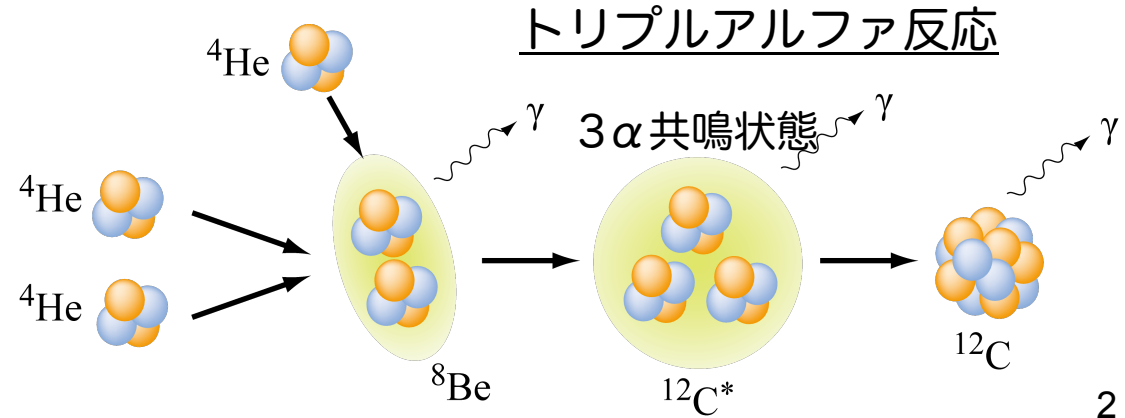
# 元素合成とトリプルアルファ反応

宇宙に存在する元素は全て陽子と中性子を起点とする原子核反応により生成

宇宙核反応率の決定は原子核物理学における最重要課題のひとつ



トリプルアルファ反応に対する理解は十分か？



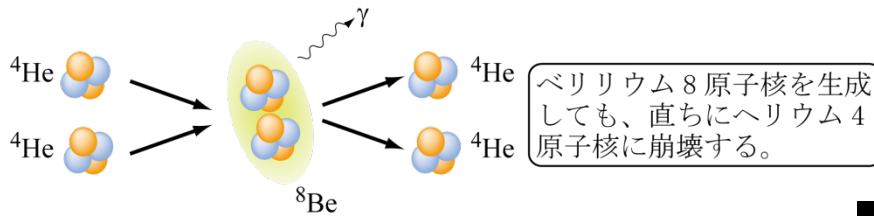
# トリプルアルファ反応とホイール状態

He燃焼過程において、炭素を生成するためには、 $4\text{He}$ 粒子3つによる共鳴状態 ( ${}^8\text{Be} + {}^4\text{He}$ ) が存在していなければならない。

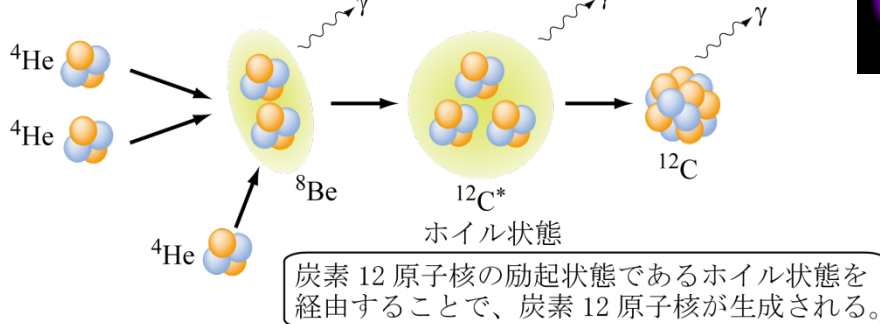
この共鳴状態の存在はFred Hoyle によって予言された。

${}^{12}\text{C}$ が現実の宇宙に豊富に存在し、それゆえに我々のような生命も存在できている事実こそが逆に、トリプルアルファ反応が実際に起こるために必要な共鳴準位が ${}^{12}\text{C}$ に存在することの証拠である。

ホイール状態を経由しない場合

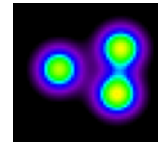


ホイール状態を経由する場合



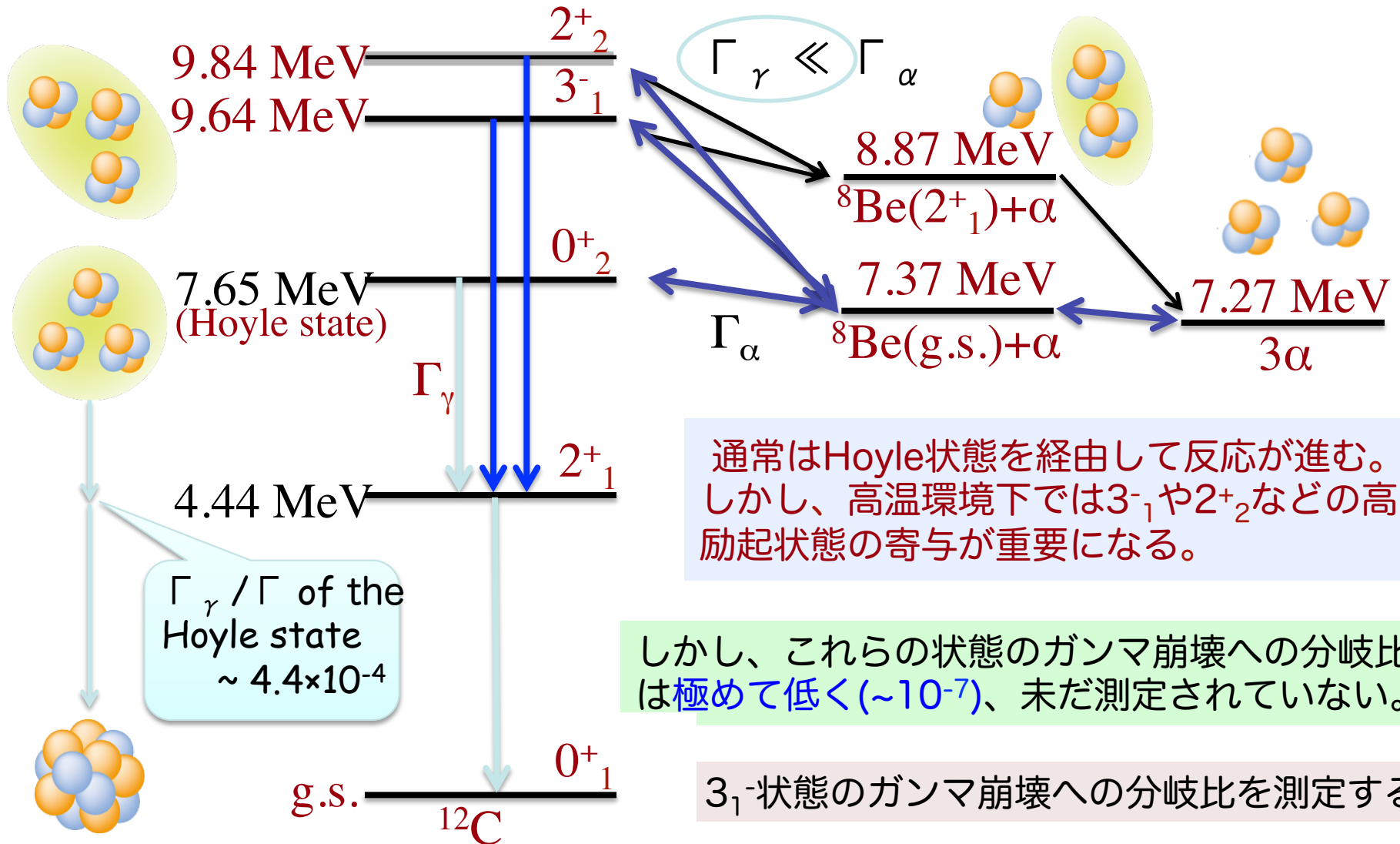
Fred Hoyle

最近の現代的核構造計算によると、後に実験的に確認された共鳴状態（**ホイール状態**）は確かに、トリプルアルファ構造を持つ、**アルファクラスター状態**である。



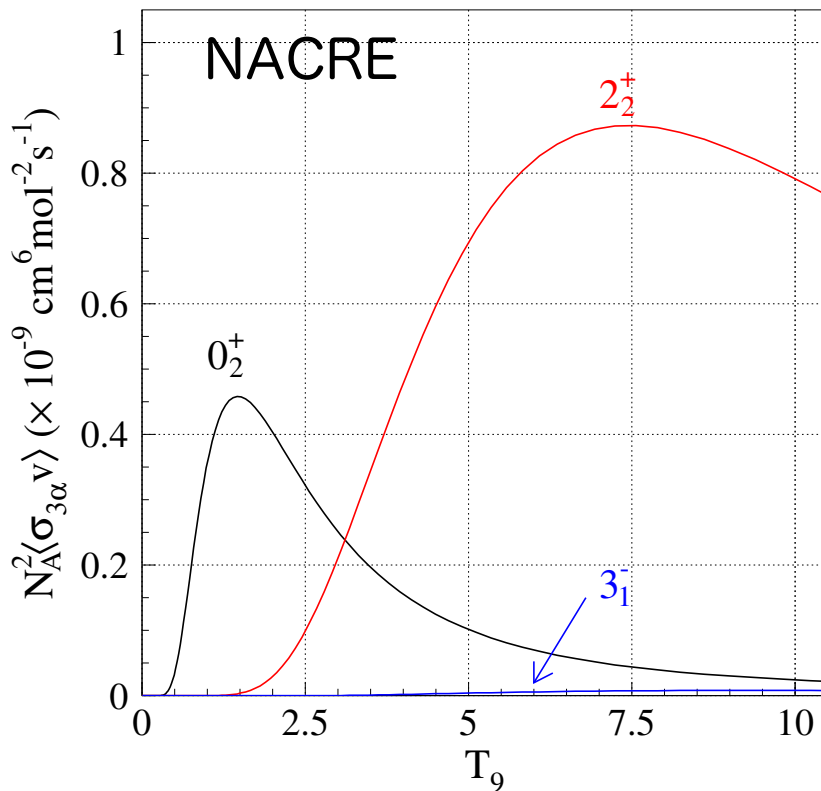
# 宇宙における $^{12}\text{C}$ 生成

トリプルアルファ反応は全ての重元素合成の戸口反応



# Triple alpha reaction rate

First star is massive and temperature reaches  $T_9 \sim 5$ .

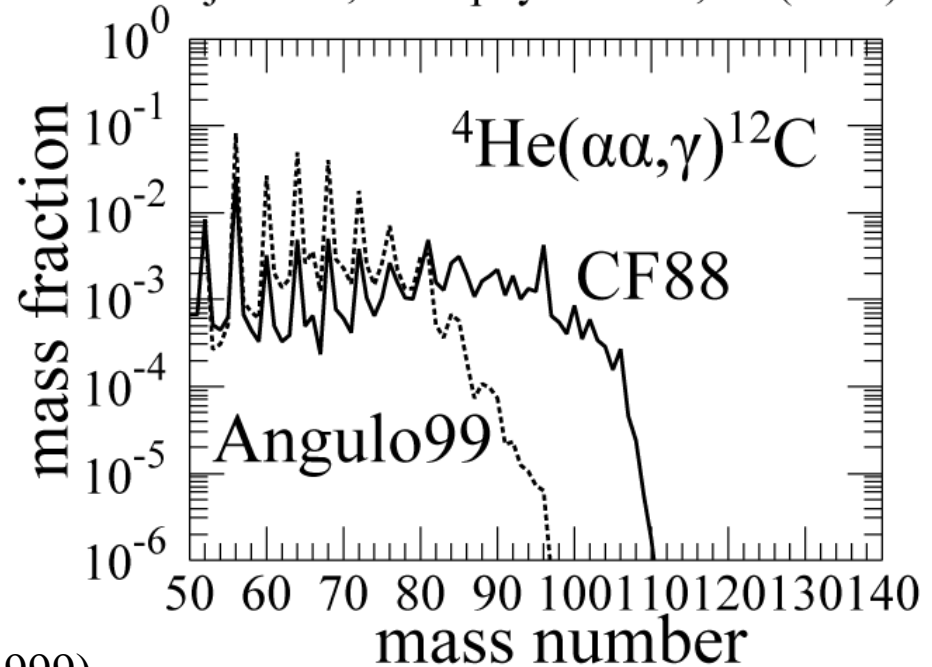


C. Angulo et al., Nucl. Phys. A **656** 3—187 (1999).

Large Impact on Heavy element abundance by  $\nu p$  process

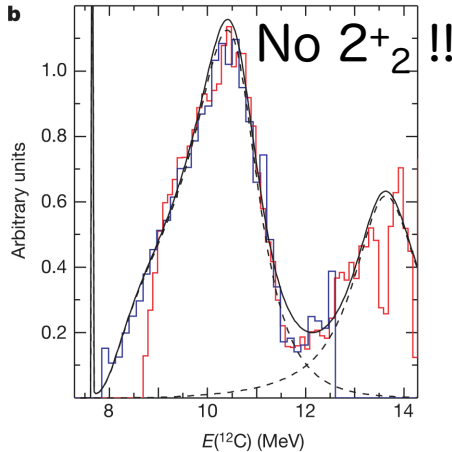
Angulo99: Include  $3^-_1$  and  $2^+_2$   
CF88:  $0^+_2$  only

S. Wanajo et al., Astrophys. J. **729**, 46 (2011).

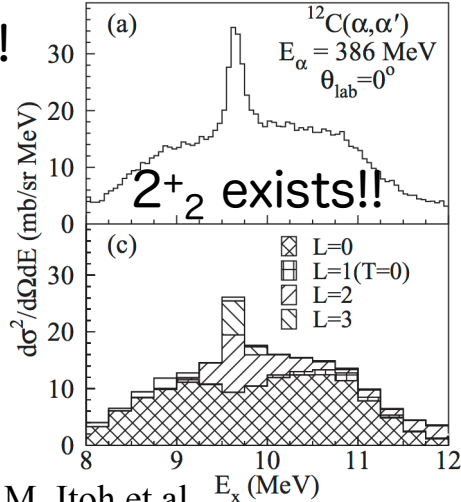


# Recent Update

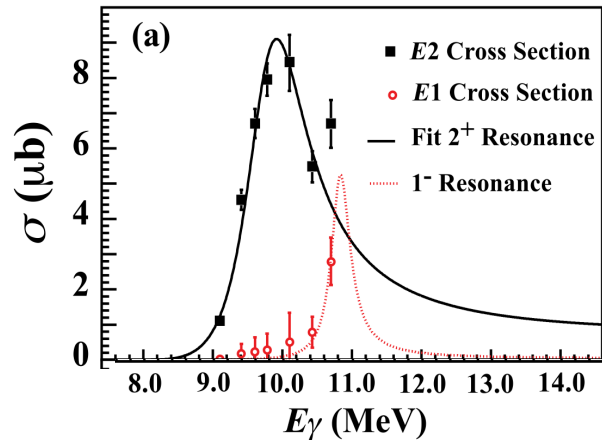
New data on the  $2^+_2$  were published.



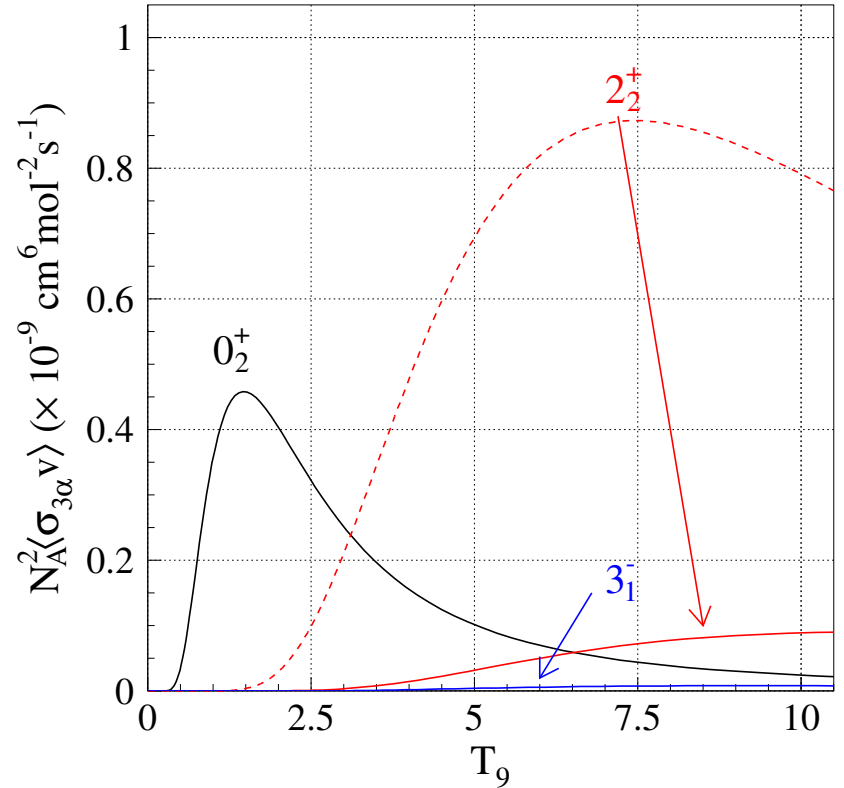
H. O. U. Fynbo et al.,  
Nature **433**, 136 (2005).



M. Itoh et al.,  
Phys. Rev. C **84**, 054308 (2011).



W. R. Zimmerman et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 152502 (2013).

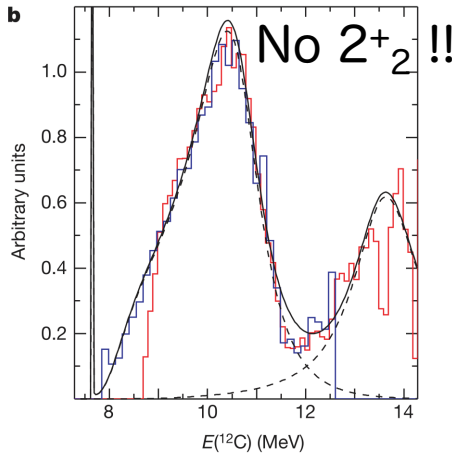


$3\alpha$  rate significantly suppressed at high  $T$ .

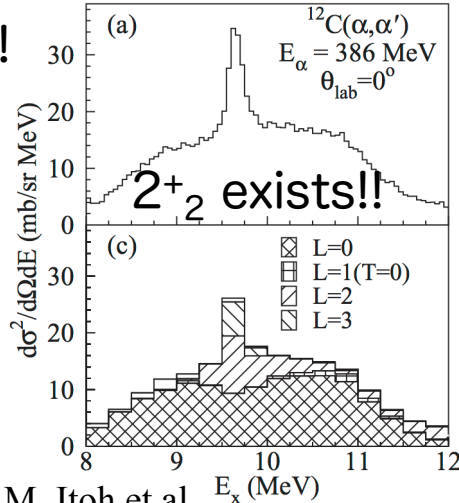
How about the  $3^-_1$  state ?

# Recent Update

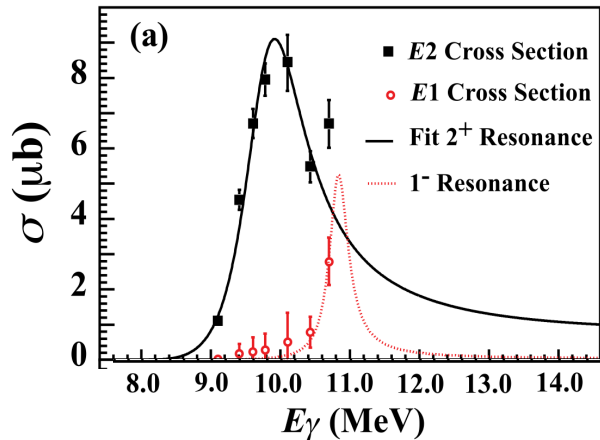
New data on the  $2^+_2$  were published.



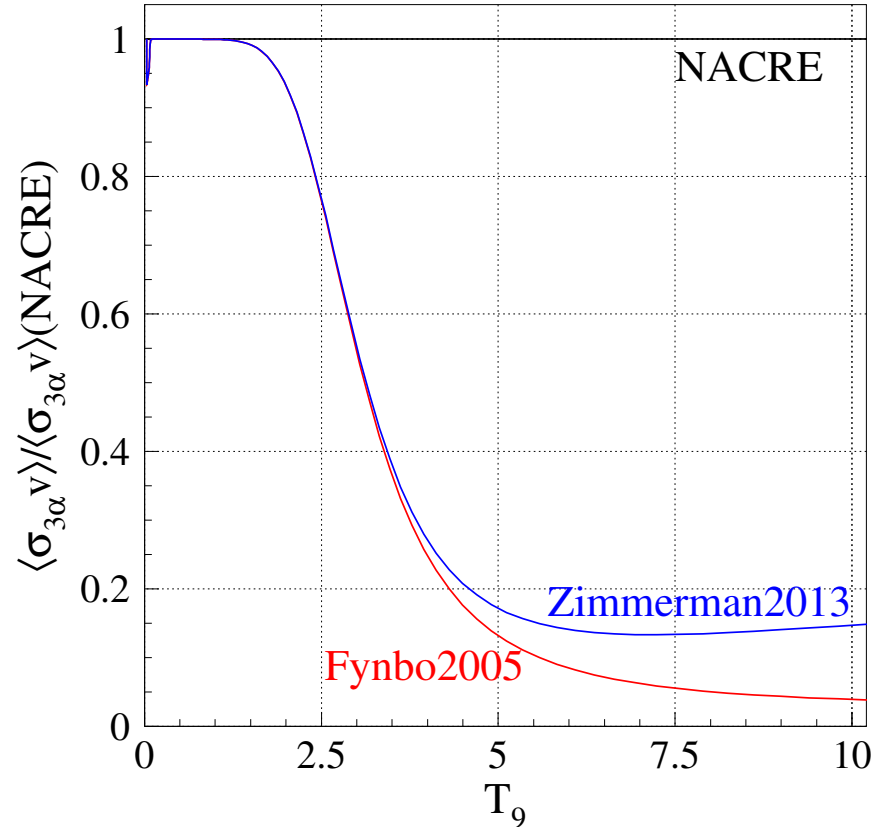
H. O. U. Fynbo et al.,  
Nature **433**, 136 (2005).



M. Itoh et al.,  
Phys. Rev. C **84**, 054308 (2011).



W. R. Zimmerman et al., Phys. Rev. Lett. **110**, 152502 (2013).



3 $\alpha$  rate significantly suppressed at high T.

How about the  $3^-_1$  state ?



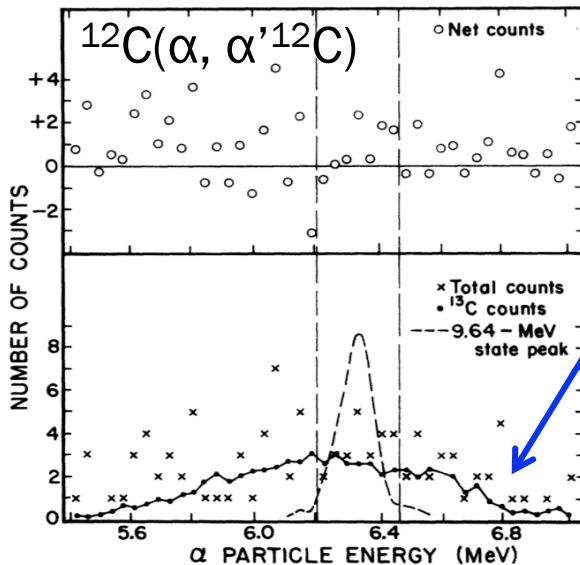
# $\gamma$ -decay probability of the $3_1^-$ state

Difficult to measure the  $\Gamma_\gamma/\Gamma$  of the  $3_1^-$  state because it is very small.

$3_1^-$ in $^{12}\text{C}$	Total width $\Gamma$	$\gamma$ -decay width $\Gamma_\gamma$	$\gamma$ -decay probability $\Gamma_\gamma/\Gamma$
Lower limit	46(3) keV	0.31(4) meV	$6.7 \times 10^{-9}$
Upper limit		38 meV (2 $\sigma$ C. L.)	$8.2 \times 10^{-7}$

Direct  $\gamma$ -decay to the g. s. taken from (e,e')

## Previous experiment



Difficult to measure!!

Background due to  $^{13}\text{C}$  contaminants

Use  $^{12}\text{C}$  beam  
not  $^{12}\text{C}$  Target!

No  $^{13}\text{C}$  contaminants in  $^{12}\text{C}$  beam!!

?

From (e,e')

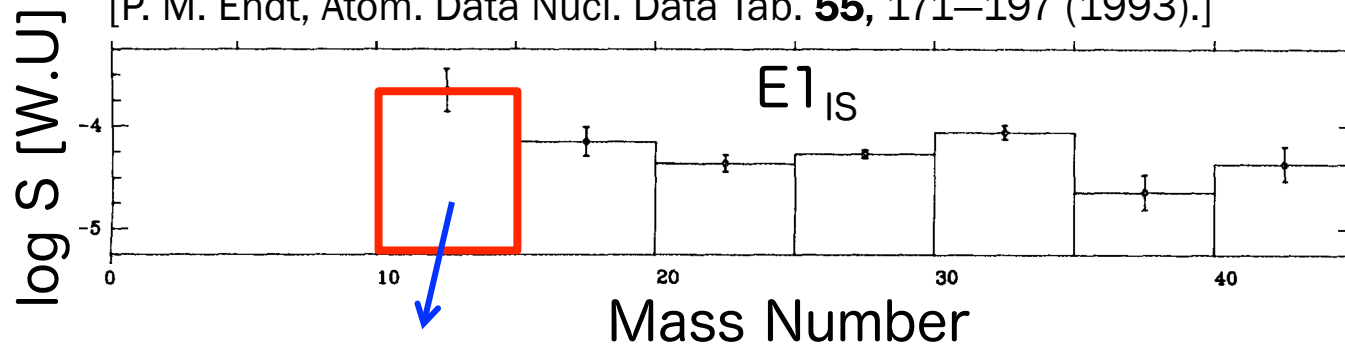
100%  $\gamma$ -decay



# Possible strength of isospin forbidden E1 strength

$3^-_1$ in $^{12}\text{C}$	Total width $\Gamma$	$\gamma$ -decay width $\Gamma_\gamma$	$\gamma$ -decay probability $\Gamma_\gamma/\Gamma$
Lower limit	46(3) keV	0.31(4) meV	$9.1 \times 10^{-9}$
Upper limit		38 meV (2 $\sigma$ C. L.)	$8.2 \times 10^{-7}$

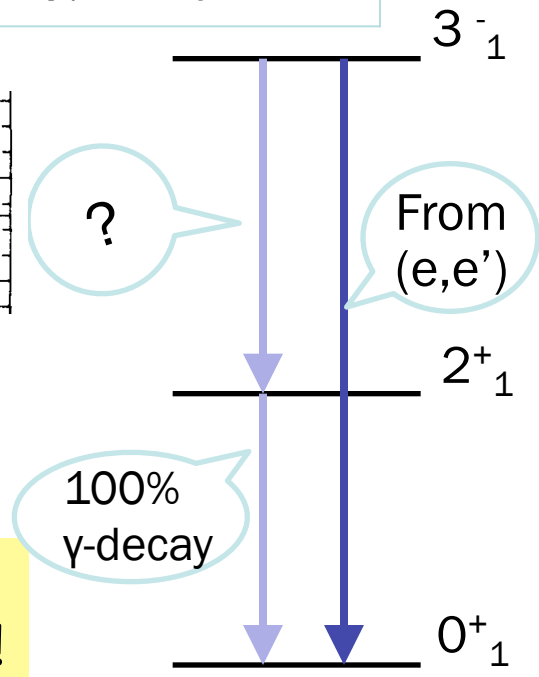
[P. M. Endt, Atom. Data Nucl. Data Tab. **55**, 171–197 (1993).]



$S \sim 10^{-3.6}$  w.u. around  $A \sim 12$

Typical value:  $\Gamma_\gamma \sim 15$  meV  
( $\sim 2$  meV in NACRE)

$3\alpha$  rate could be enhanced at High T!



# Experimental procedure

3 $\alpha$ 共鳴状態のガンマ崩壊確率は極めて低い。



反跳粒子と散乱 $^{12}\text{C}$ を同時計測することで $\gamma$ 線を測定せずに $\gamma$ 崩壊確率を決定する。

## ガンマ崩壊確率 $\Gamma_\gamma/\Gamma$

$$\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} = \frac{\text{ガンマ崩壊事象数}}{\text{全励起事象数}}$$

### 全励起事象

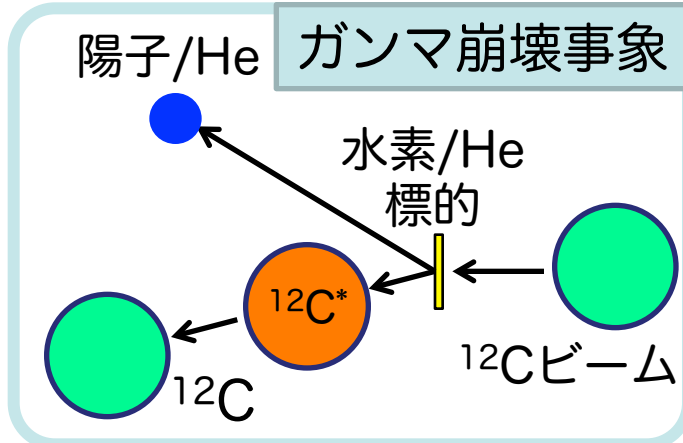
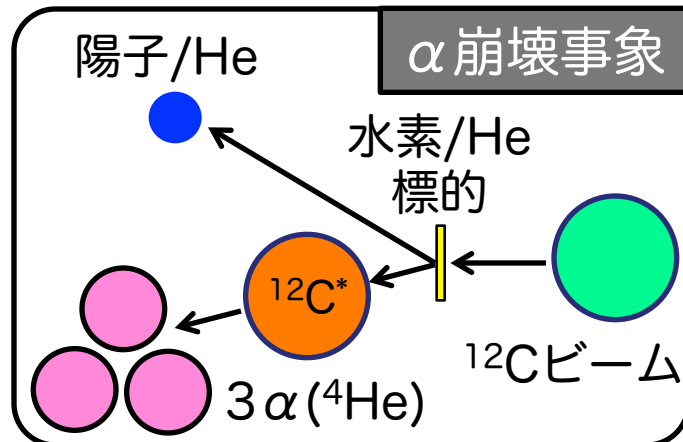
反跳陽子/Heのエネルギーと角度から、 $^{12}\text{C}$ の共鳴準位(励起エネルギー)を決定する。

### ガンマ崩壊事象

ガンマ崩壊していれば、反跳陽子/ $^4\text{He}$ と散乱 $^{12}\text{C}$ が同時に計測される。

- 薄い固体水素標的
- 反跳陽子検出器 Gion

全励起事象



# 実験セットアップ

実験は大阪大学核物理研究センターにおいて実施した。

反跳陽子検出器

全励起イベント数を計数

Gion (Si+GAGG telescope).

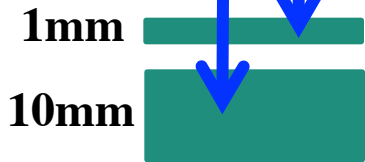
反跳角度... Si ストリップ検出器  
エネルギー... GAGG crystal.

→ 散乱  $^{12}\text{C}$  の励起エネルギー

固体水素標的に  
 $^{12}\text{C}$  ビームを照射

散乱  $^{12}\text{C}$  検出

$\alpha$   $^{12}\text{C}$

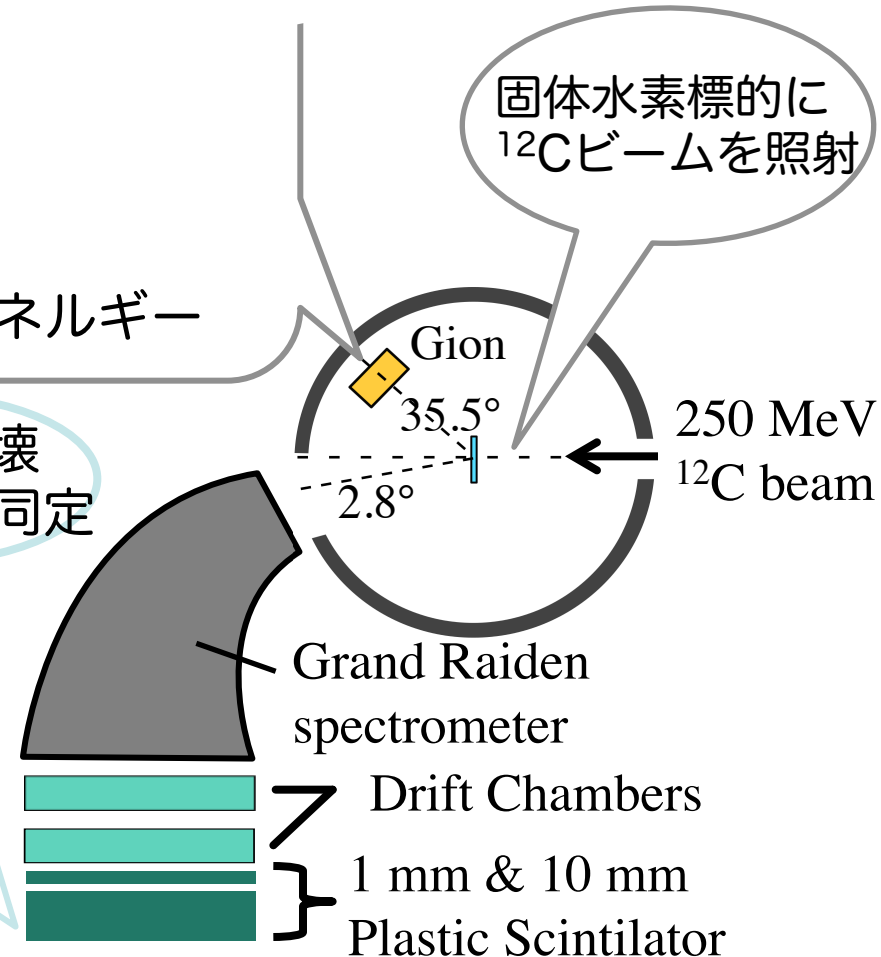


$\alpha$  だけが1枚目を通過

anti-coin between  
2 scintillators

→  $^{12}\text{C}$  trigger

ガンマ崩壊  
イベントを同定

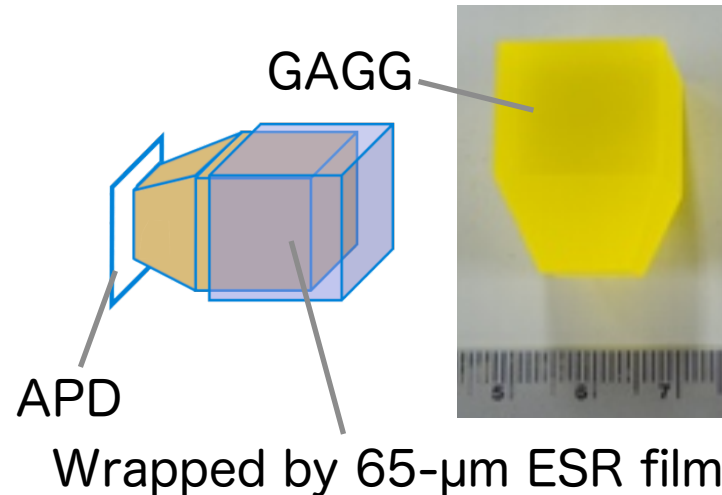
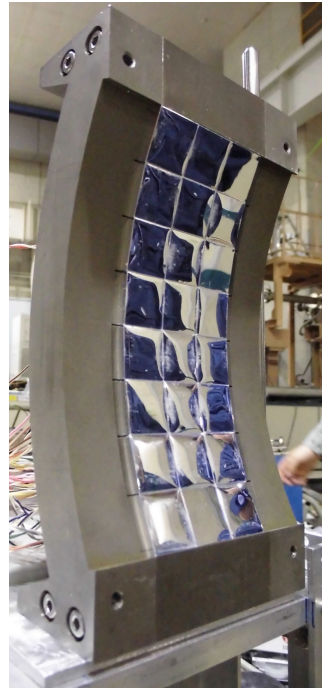
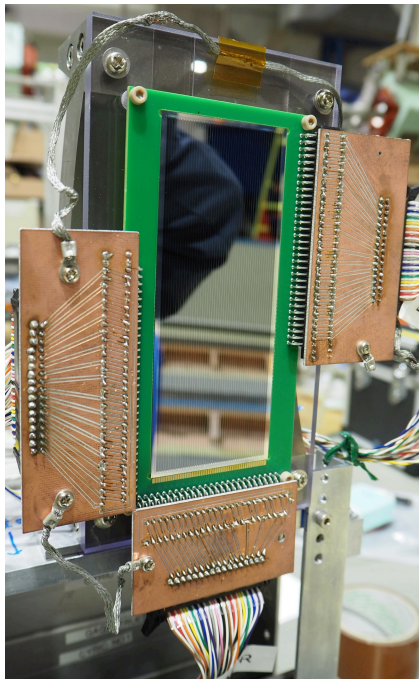
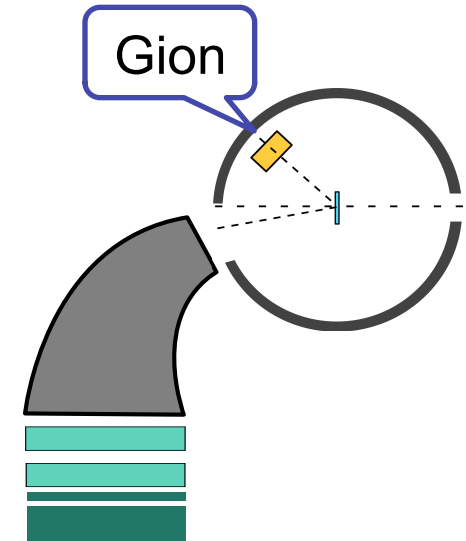


# Gion Recoil proton counter

Gion = GAGG based light ion counter telescope

■ GAGG ....  $\text{Gd}_3\text{Al}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$ .

	Density (g/cm <sup>3</sup> )	$\Delta E/E$ (FWHM) @662 keV	Decay time (ns)	Light output (photon/ MeV)
CsI(Tl)	4.51	~6%	~1000	~56000
GAGG(Ce)	6.63	5-6%	<b>88</b>	65000



- ✓ Double sided Si strip (16 x 32) detector
- ✓ 18 x 18 x 18 mm<sup>3</sup> GAGG x 24

# Solid Hydrogen Target (SHT)

Develop SHT to suppress background.

Target	H/Contaminant
SHT*	3.913
CH <sub>2</sub>	0.167

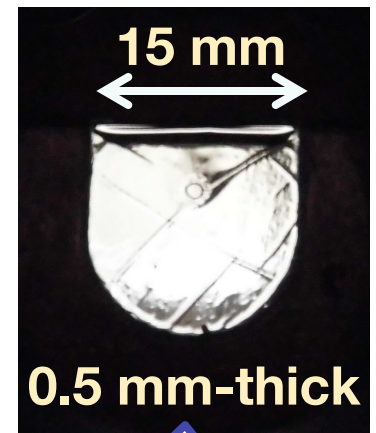
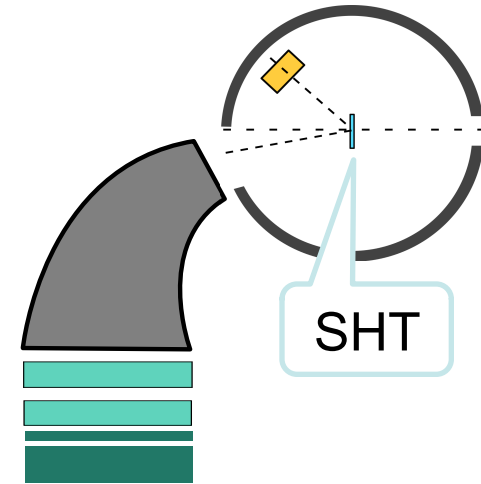
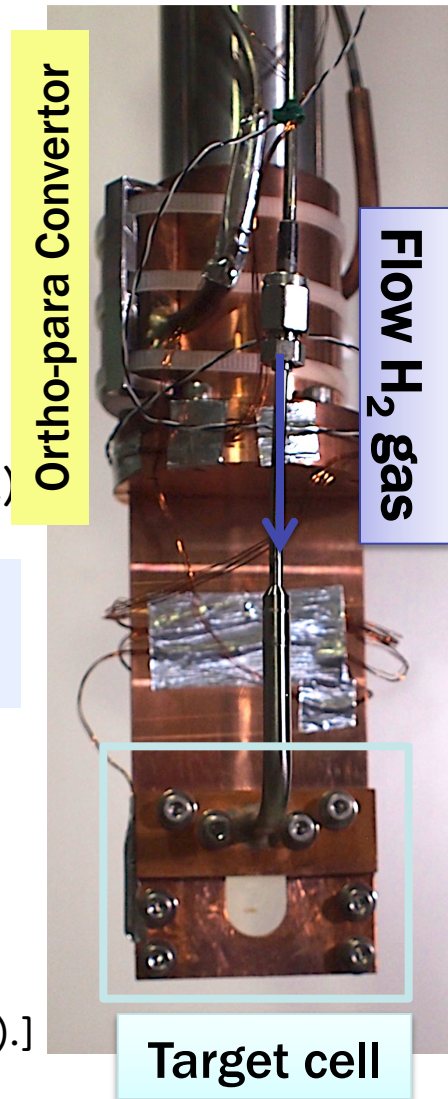
×23.4

\* Include gas-sealing Aramid film (4 μm x 2)

Thickness should be thinner than 0.5 mm for  $\Delta E_x < 250$  keV.

Ortho-para convertor  
→ Enhance thermal conductivity of the solid hydrogen.

[Y. Matsuda, M. Tsumura, T. Kawabata *et.al.*,  
J. Radioanal. Nucl. Chem. 305, 897--901 (2015).]

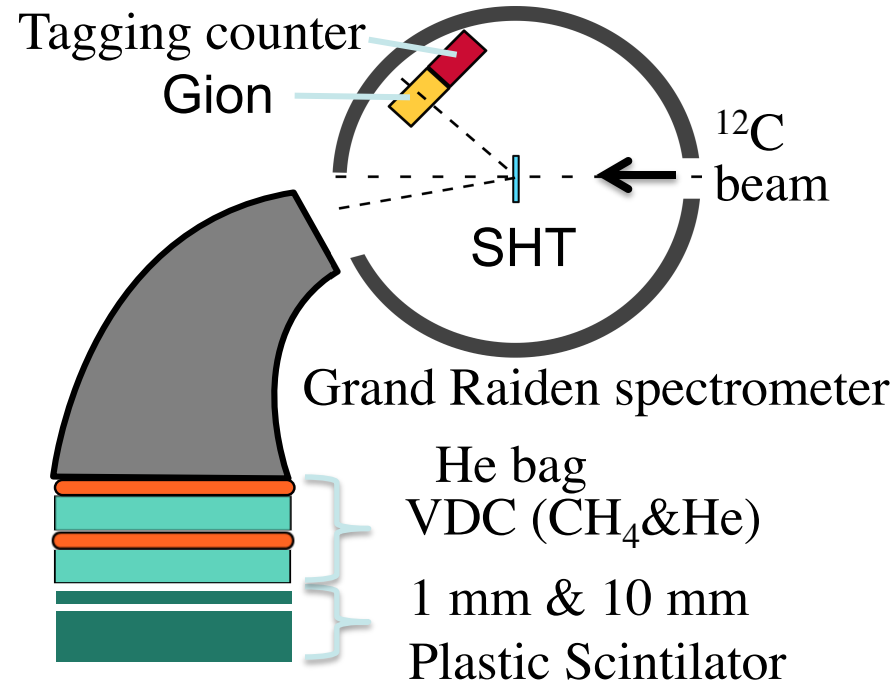
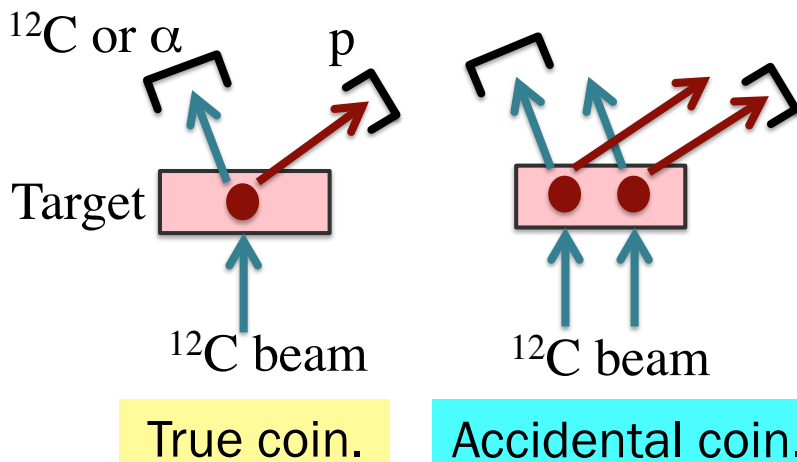


Thin!!

# Improvement of the S/N

Accidental coincidence events cause serious background.

## What's accidental coin. event?

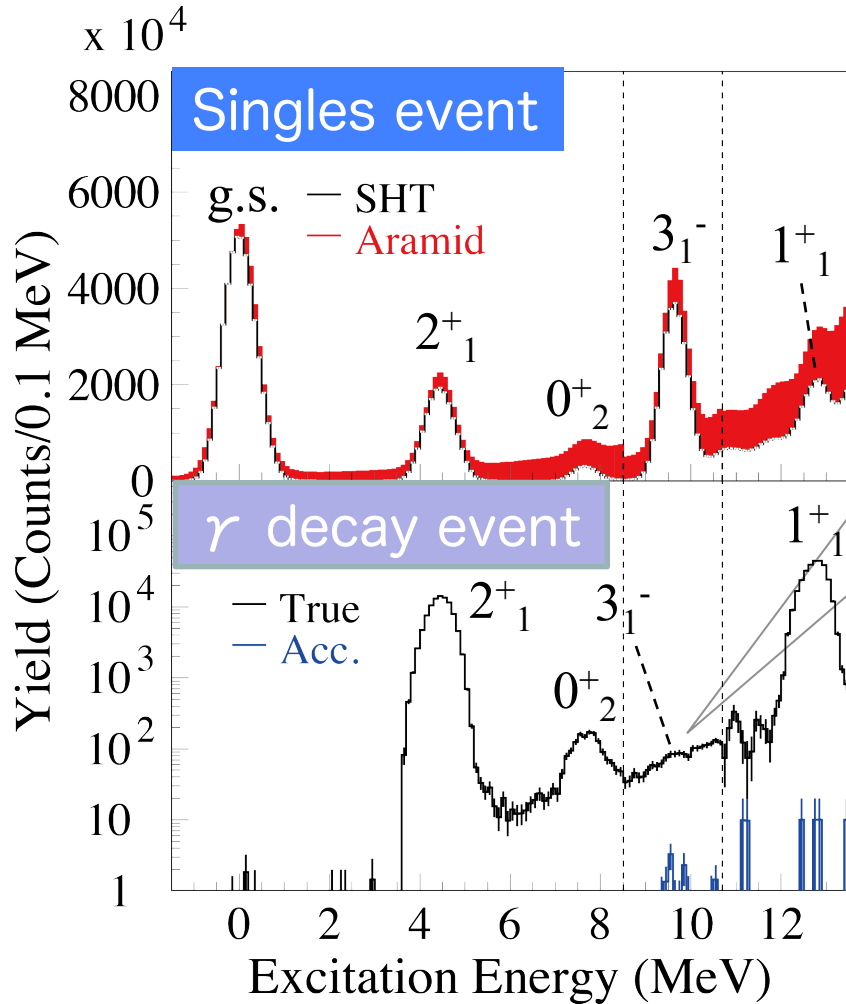


- Tagging counter (Gion)
  - …To remove **accidental coincidence events**.
- Data reduction gate
  - Angular correlation between p and  $^{12}\text{C}$ .
  - Energy correlation between p and  $^{12}\text{C}$ .

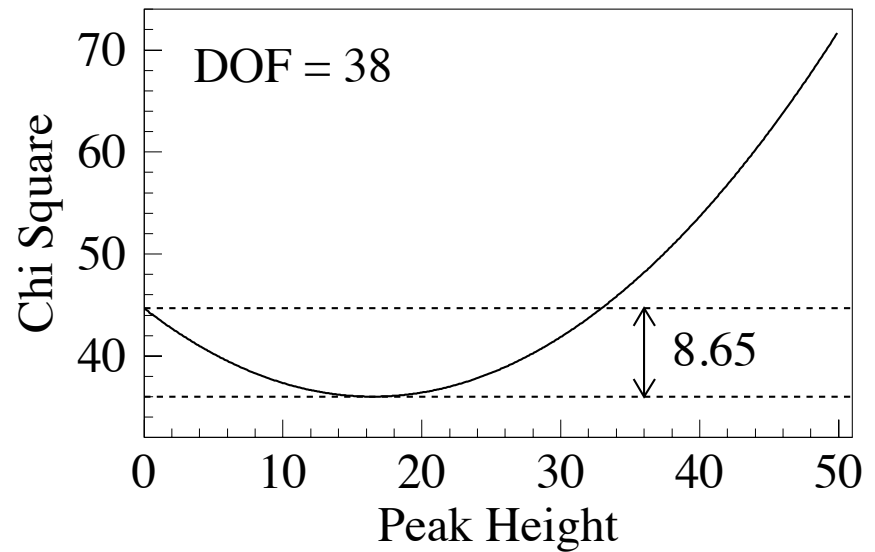


# Results

$\gamma$ -decay from  $3_1^-$  was observed !



Peak significance: 91%




# Gamma Decay Probability

$\gamma$ -decay probability is given by

$$\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} = \frac{\# \text{ of } \gamma \text{ decay events}}{\# \text{ of singles events}} \times \frac{1}{\text{geo. eff.}}$$

Geometrical efficiency should be estimated by MC calculation.

	$0^+_{2}$	$1^+_{1}$	$3^-_{1}$
Geo. Efficiency	0.117(2)	0.186(9)	
$\Gamma_\gamma/\Gamma$ Previous	$4.4(5)\times 10^{-4}$	$2.21(7)\times 10^{-2}$	
$\Gamma_\gamma/\Gamma$ Present	$4.3(3)\times 10^{-4}$	$2.6(6)\times 10^{-2}$	

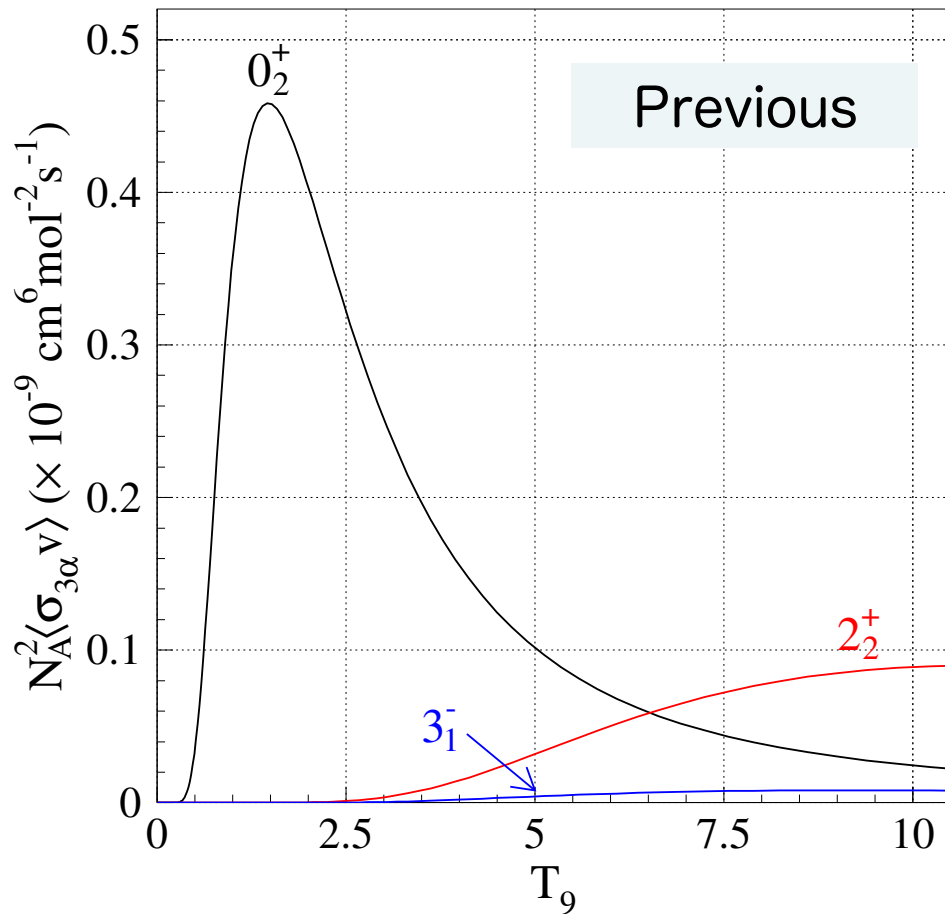
The present results are consistent with  
with the previous result on the  $0^+_{2}$  and  $1^+_{1}$  states.

$\Gamma_\gamma$  for the  $3^-_{1}$  state is  
larger than the previous upper limit [ $8.2 \times 10^{-7}$  ( $2\sigma$ )].



# Triple Alpha Reaction Rate

Triple reaction rate was calculated using the measured  $\Gamma_r/\gamma$



$$N_A^2 \langle \sigma v \rangle^{\alpha\alpha\alpha} = 3N_A \left( \frac{8\pi}{\mu_{\alpha\alpha}^2} \right) \left( \frac{\mu_{\alpha\alpha}}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{\sigma_{\alpha\alpha}(E)}{\Gamma_\alpha(^8\text{Be}, E)} \exp(-E/k_B T) N_A \langle \sigma v \rangle^{\alpha^8\text{Be}} E dE$$

$$N_A \langle \sigma v \rangle^{\alpha^8\text{Be}} = N_A \frac{8\pi}{\mu_{\alpha^8\text{Be}}^2} \left( \frac{\mu_{\alpha^8\text{Be}}}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \int_0^\infty \sigma_{\alpha^8\text{Be}}(E'; E) \exp(-E'/k_B T) E' dE'$$

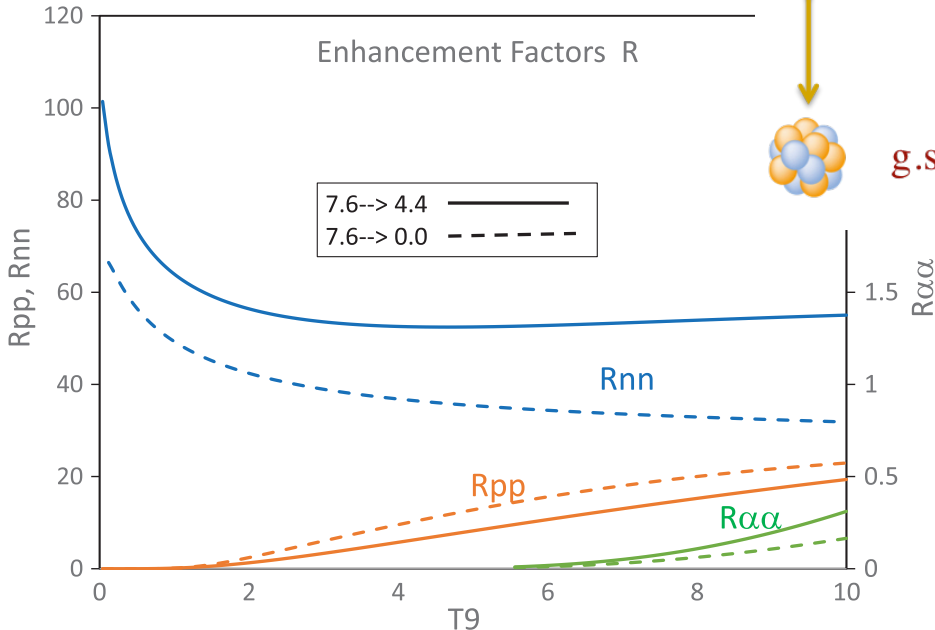
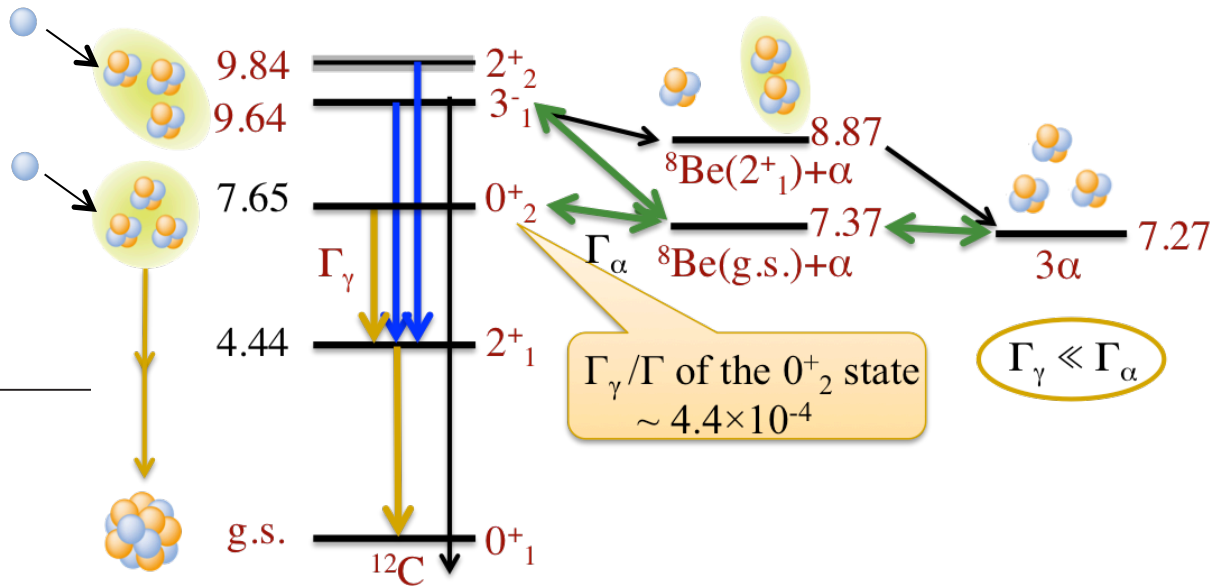
$$\sigma_{\alpha^8\text{Be}}(E'; E) = \sum_{J=0,2,3} (2J+1) \frac{\pi \hbar^2}{2\mu_{\alpha^8\text{Be}}} \times \frac{\Gamma_\alpha(^{12}\text{C}^J, E') \Gamma_\gamma(^{12}\text{C}^J, E' + E)}{(E' - E_r^J + E - E_{^8\text{Be}})^2 + \frac{1}{4} \Gamma(^{12}\text{C}^J, E' + E)^2}$$

$$\sigma_{\alpha\alpha}(E) = 2 \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_i(E) \Gamma_f(E)}{(E - E_r)^2 + \Gamma(E)^2/4}$$

# 高密度環境下におけるトリプルアルファ反応

これまでの研究では、ガンマ線放出による崩壊のみを仮定。

しかし、高密度環境下では、Hoyle State と周辺粒子の散乱によって基底状態が生成される。



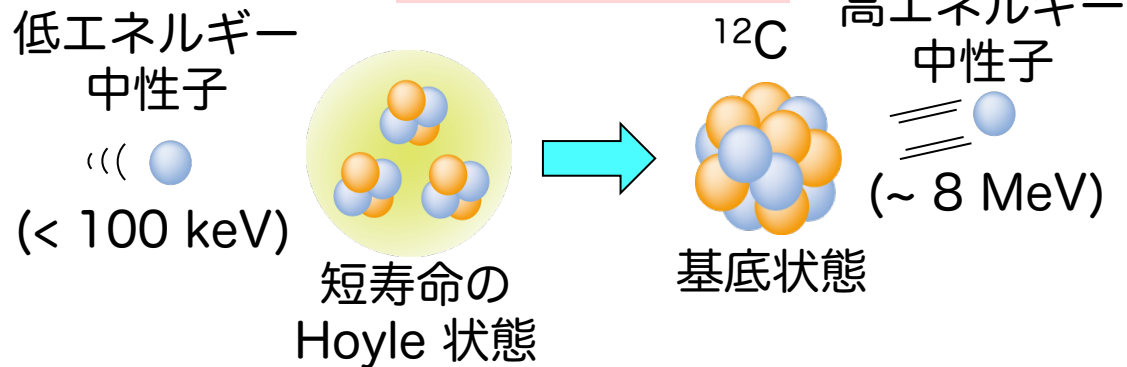
中性子と Hoyle State の散乱によってトリプルアルファ反応率が60—100倍になるという予想も。

確かめて見なければ！

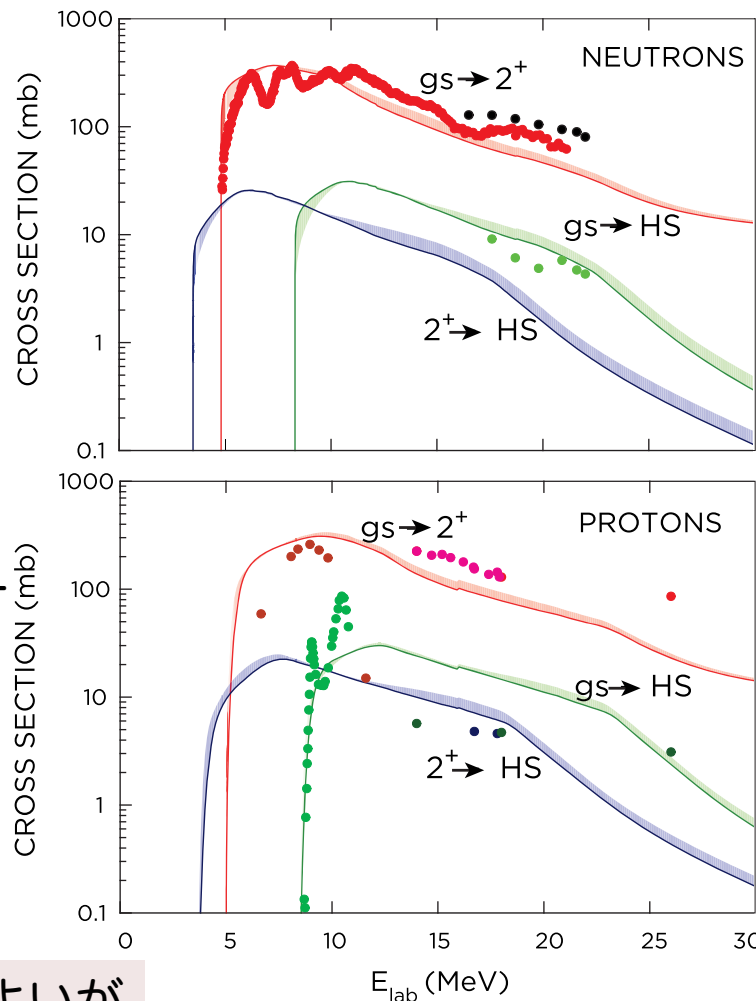
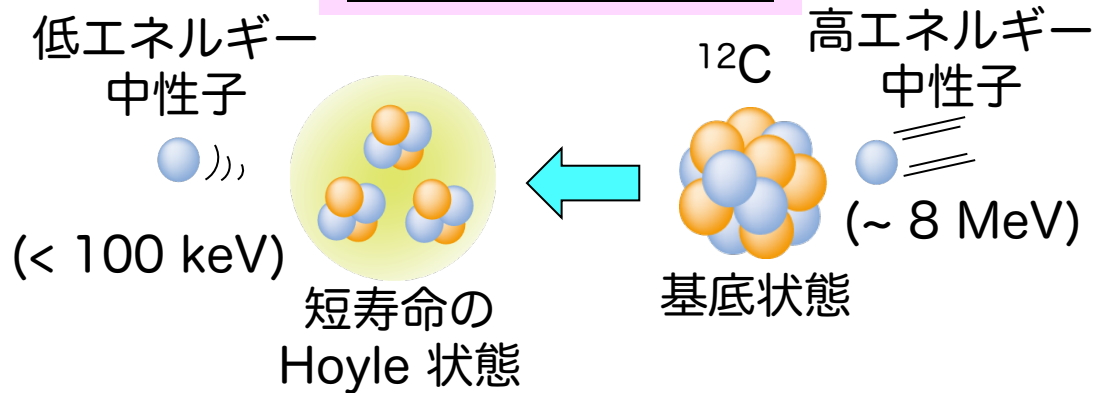
# 高密度環境下におけるトリプルアルファ反応

特に中性子散乱による影響が顕著。しかし断面積は未測定。

## 宇宙での反応



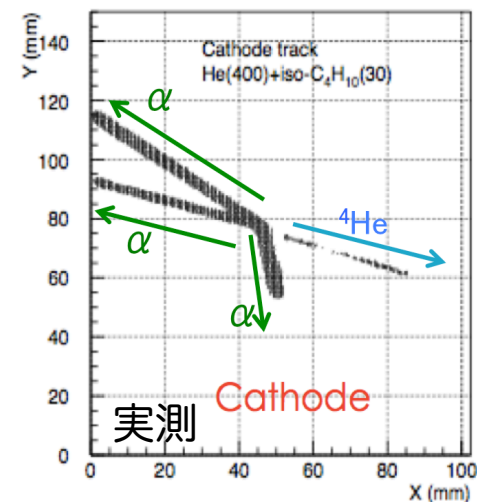
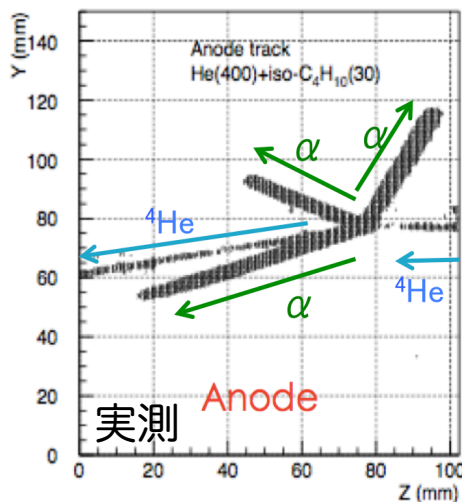
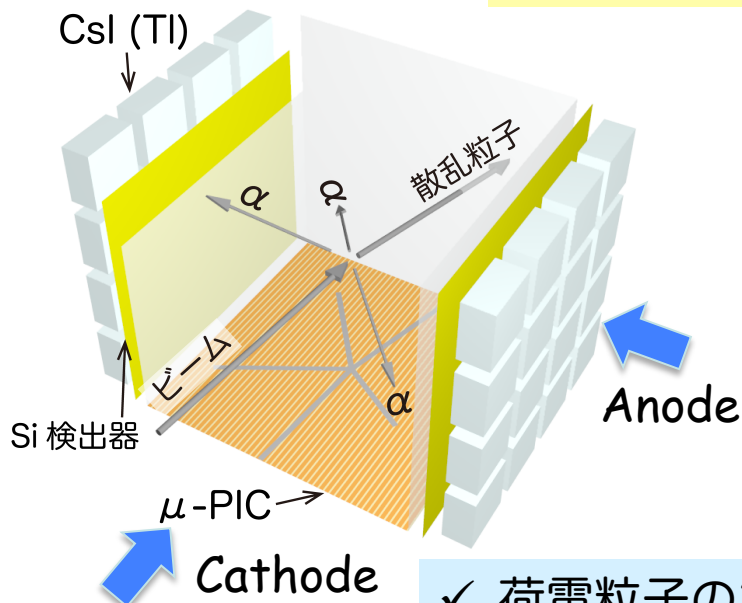
## 実験室での逆反応



中性子でHoyle状態を励起する反応を測定すればよいが、散乱後の低エネルギー中性子 or  $3\alpha$  の測定が難しい

# アクティブ標的による低エネルギー粒子測定

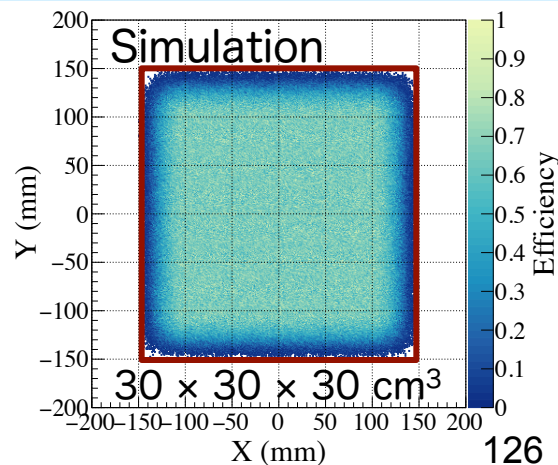
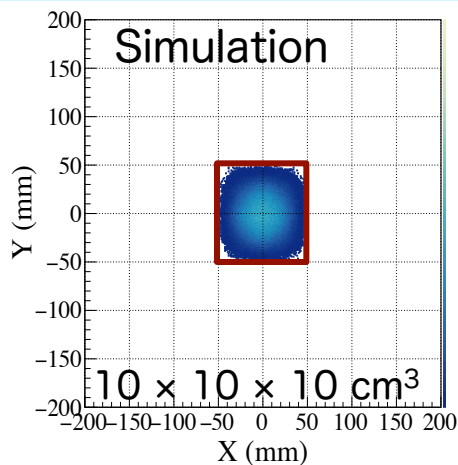
MAIKoを用いることで困難を克服する。



- ✓ 荷電粒子の3次元飛跡をAnode面・Cathode面へ射影して測定
- ✓ 検出器内部で反応が起こるので低エネルギー粒子を検出可能

- ✓ 既存のMAIKoの有効体積は  $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$
- ✓  $30 \times 30 \times 30 \text{ cm}^3$  に拡大すれば 検出効率は120倍に増大

MAIKoの大型化を計画中



T. Furuno, T. Kawabata et al.,  
NIM A 908, 215—224 (2018).

# まとめ

- $\alpha$  クラスタは宇宙における元素合成で重要な役割を果たす。
- 本講義ではいくつかの例を紹介した。
  - ✓  ${}^4\text{He}$  の光分解反応
  - ✓ ビッグバン元素合成における  
 ${}^7\text{Be} + n \rightarrow {}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  反応
  - ✓ トリプルアルファ反応