

# ニュートリノ反応のお話

Yoshinari Hayato

# Neutrino experiments ~ detection of neutrinos

実験的に粒子を「みる」(検出する)

多くの場合、主に電磁相互作用によって検出器内で生成する  
電子(陽電子)や光子を用いる。

粒子が電荷を持たないと、それだけで測定は難しい。

中性子を測定するのは結構大変

光子ですら、変換長が問題になることがある。

(小さくて軽い検出器だとすり抜けてしまう)

ニュートリノの特徴(性質)

ほとんど重さがない

電荷を持たない

弱い相互作用 ~ 反応確率が非常に小さい

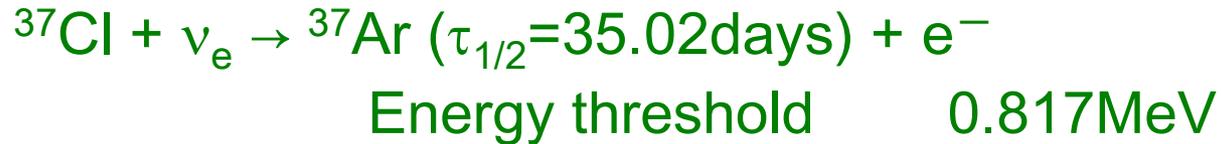
多くの観測は、物質との弱い相互作用によって生成した  
荷電粒子と光子を用いておこなわれてきた。

(例外もある)

# Neutrino experiments ~ detection of neutrinos

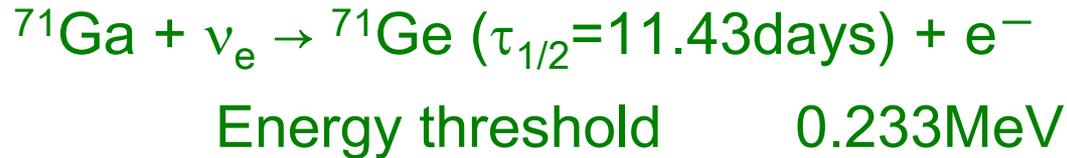
## 太陽ニュートリノ観測 ~ 化学的手法

ニュートリノと原子核の反応から生成する、  
「そこに存在していなかった」核種を使う手法。



Davis et al. from 1967

Homestake mine ( South Dakota )



SAGE ( 1990 ~ )

Baksan neutrino observatory

Gallex ( 1991 ~ 1997 )

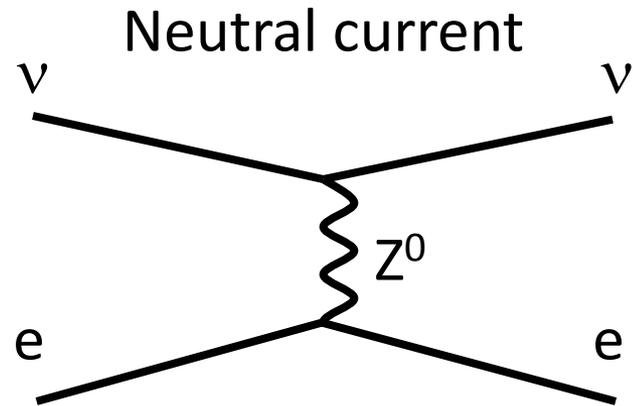
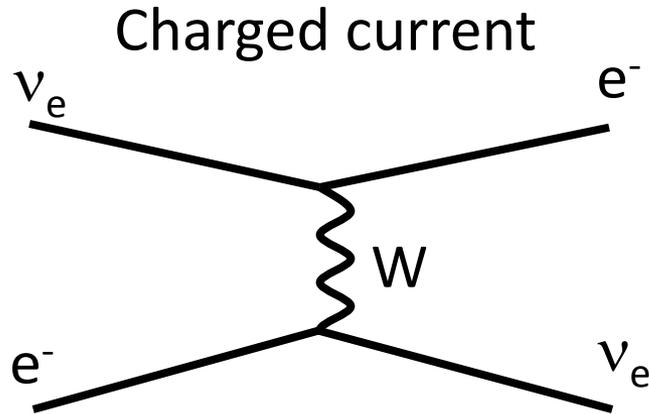
-> GNO ( 1998 ~ )

Gran Sasso Lab., Italy



# Neutrino interactions

Neutrino – electron scattering ( lepton - lepton scattering )



**Interaction cross-sections (  $E_\nu = 10 \text{ MeV}$  )**

$$\sigma( \nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^- ) \\ \sim 9.5 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$$

$$\sigma( \nu_{\mu,\tau} + e^- \rightarrow \nu_{\mu,\tau} + e^- ) \\ \sim 1.6 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$$

10MeVのニュートリノは、水の中を

$3 \times 10^{21} \text{ cm}$  通過すると、1回の電子と反応する。

(1光年  $\sim 9.46 \times 10^{17} \text{ cm}$  )

# Major neutrino interactions $\sim E_\nu \geq 100 \text{ MeV}$

荷電カレント 擬弾性散乱

Charged current quasi-elastic scattering



中性カレント 弾性散乱

Neutral current elastic scattering



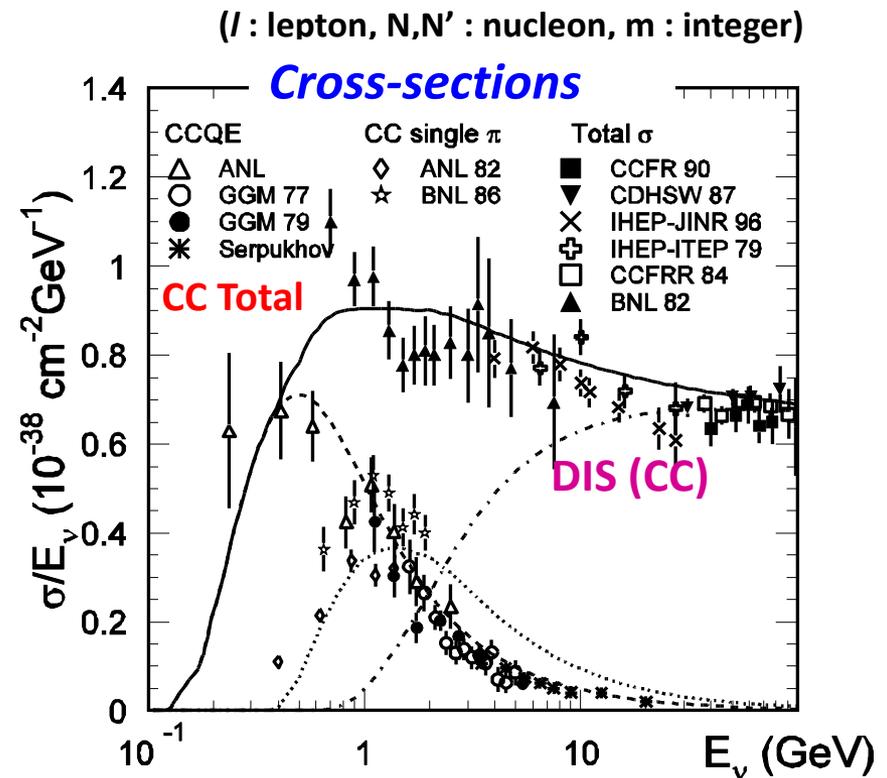
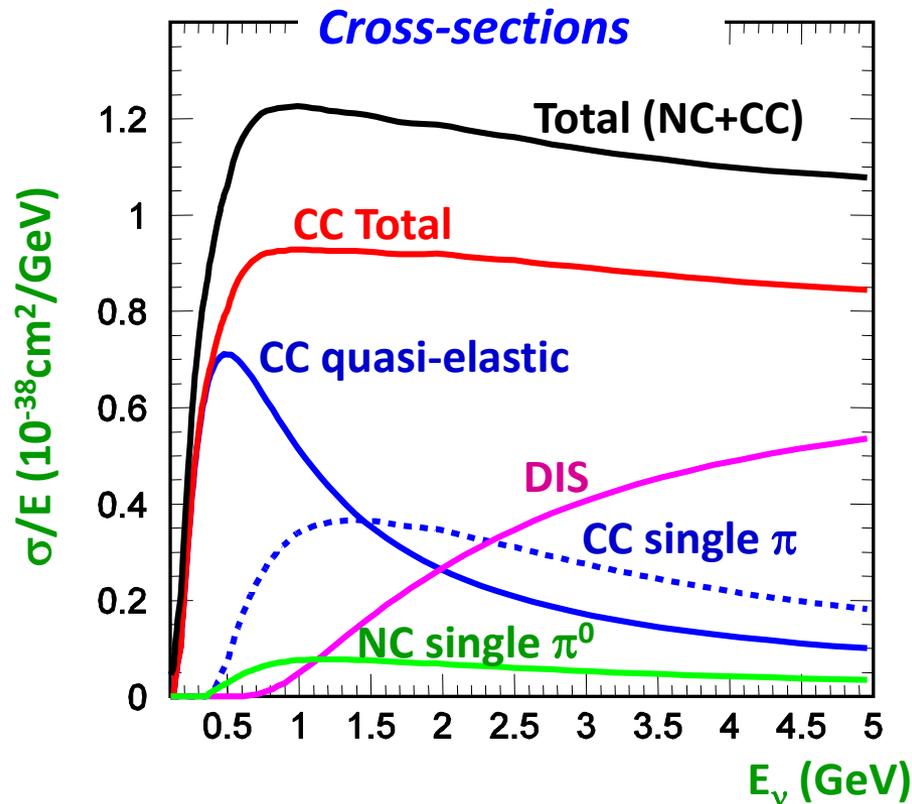
単一メソン生成

Single meson productions



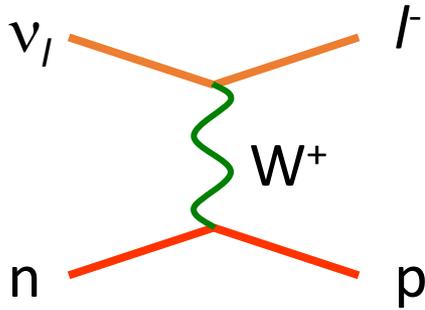
深非弾性散乱

Deep inelastic scattering



# Charged current Quasi-elastic scattering

低エネルギー領域(数百MeV)の主要な反応

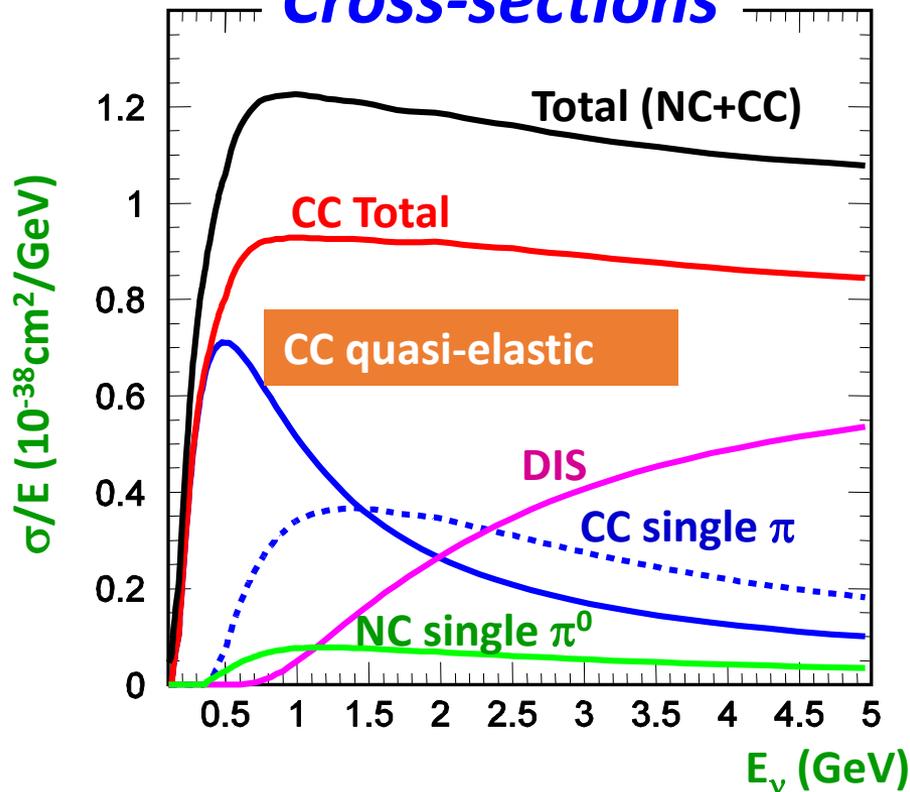


2体反応

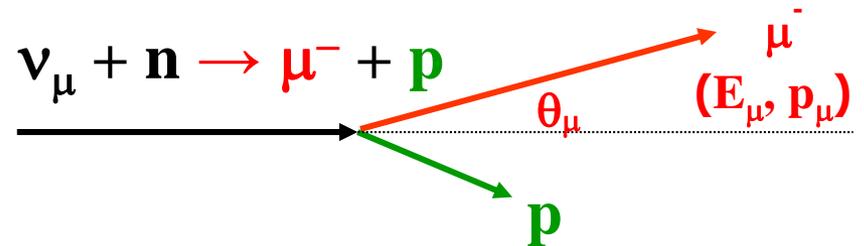
~ 標的核子が静止していれば、  
荷電レプトンの情報のみで

ニュートリノエネルギーの再構成可能

## Cross-sections



低エネルギーニュートリノビームの  
スペクトラム測定に利用される



$$E_\nu = \frac{m_N E_\mu - m_\mu^2/2}{m_N - E_\mu + p_\mu \cos \theta_\mu}$$

(核子が静止しているとき)

# ニュートリノ実験の例

## 加速器を用いたニュートリノ実験

ニュートリノの方向は既知

Case 1:  $E_\nu = 100 \sim 1 \text{ GeV}$

事象選別 :  $\nu + N \rightarrow l + N'$

Charged current quasi-elastic scattering events

### 解析の例

1. 観測された荷電レプトンの運動量及び方向から  
ニュートリノのエネルギーを再構成  
(散乱断面積測定、ニュートリノ振動解析)
2. 観測された荷電レプトンの運動量と方向を、  
シミュレーション結果と比較する。  
(ニュートリノ振動解析 例:T2K)

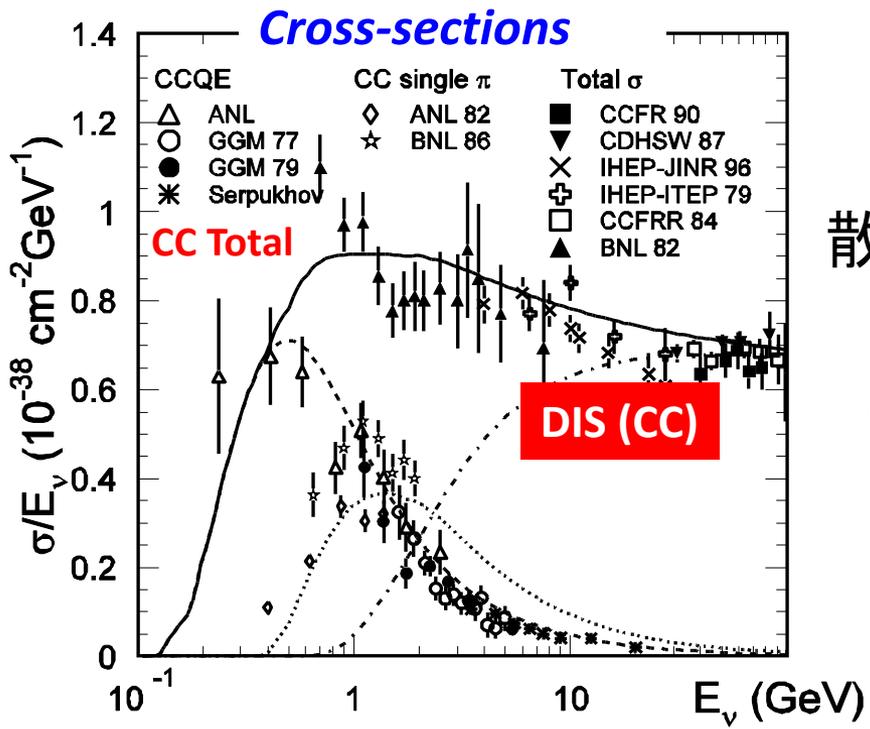
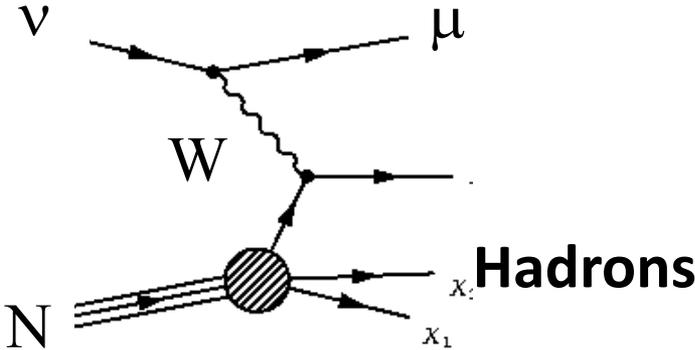
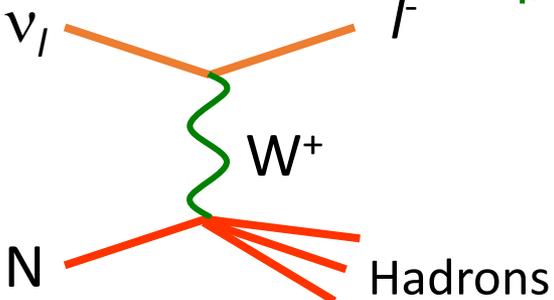
各反応種別の、荷電レプトンの運動量・方向分布、  
反応種別同定における

事象選択効率や純度、背景事象の混ざりこみ、  
シミュレーションを用いて評価する。

# Charged current Deep inelastic scattering

高エネルギー領域 (~数十GeV) の主要な反応

ニュートリノが quark と散乱していると  
近似できる



散乱断面積も“比較的”  
精度良く決まっている

高エネルギーニュートリノビームの  
スペクトラム測定などに用いられる

$E_\nu \sim \text{lepton energy} + \text{Hadron energy}$   
(Calorimetric method)

# ニュートリノ実験の例

## 加速器を用いたニュートリノ実験

ニュートリノの方向は既知

Case 2:  $E_\nu > \text{several GeV}$

事象選別 : 荷電カレント反応

主に  $\nu + N \rightarrow l + N' + \text{hadrons}$

Charged current deep inelastic scattering events

## 解析の例

1. 観測された荷電レプトンの運動量と方向と、  
ハドロンのエネルギーを用いて、  
ニュートリノのエネルギーを再構成。  
(散乱断面積測定、ニュートリノ振動解析)
2. 観測された事象とシミュレーションによる事象の  
パターンを比較、事象種別を判定  
(荷電/中性カレントを判別)  
(ニュートリノ振動解析  
例: MINOS電子ニュートリノ出現事象解析)

# ニュートリノ実験の例

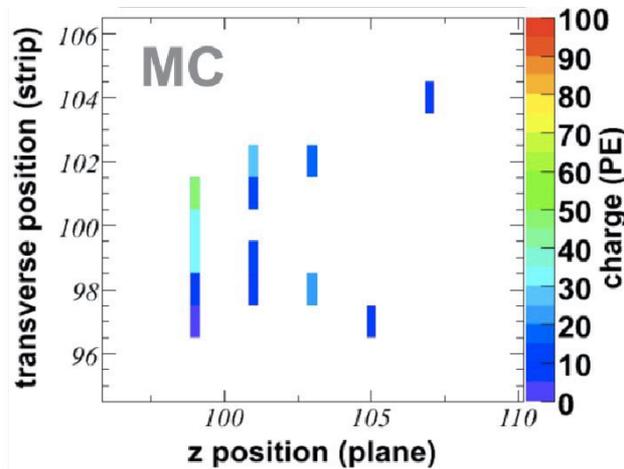
## 加速器を用いたニュートリノ実験

ニュートリノの方向は既知

### Case 2: $E_\nu > \text{several GeV}$

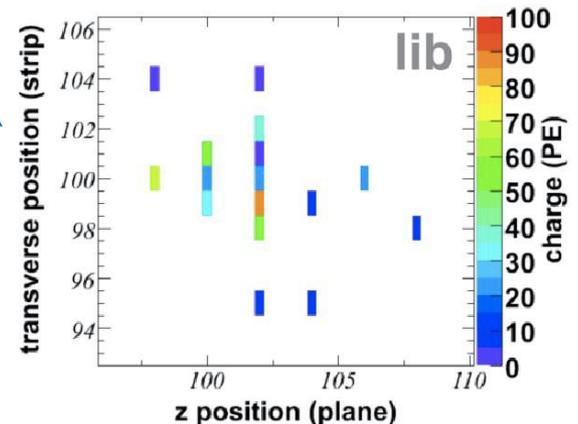
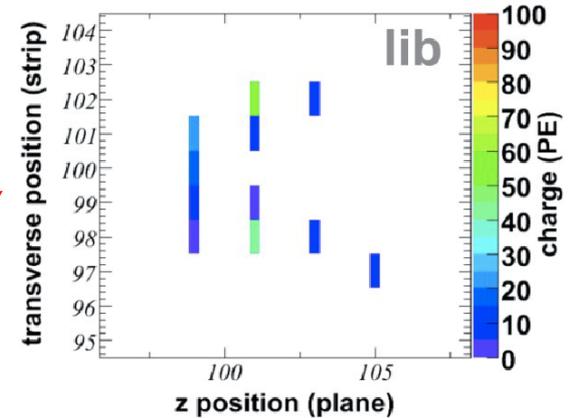
電子ニュートリノ事象と中性カレント事象の識別 (MINOS実験)  
観測事象と大量のシミュレーション事象のパターンを比較、  
「類似度」を用いて事象種別を判定

### 比較の例



似てる

似てない



シミュレーションのデータ再現性の  
高さが重要となる

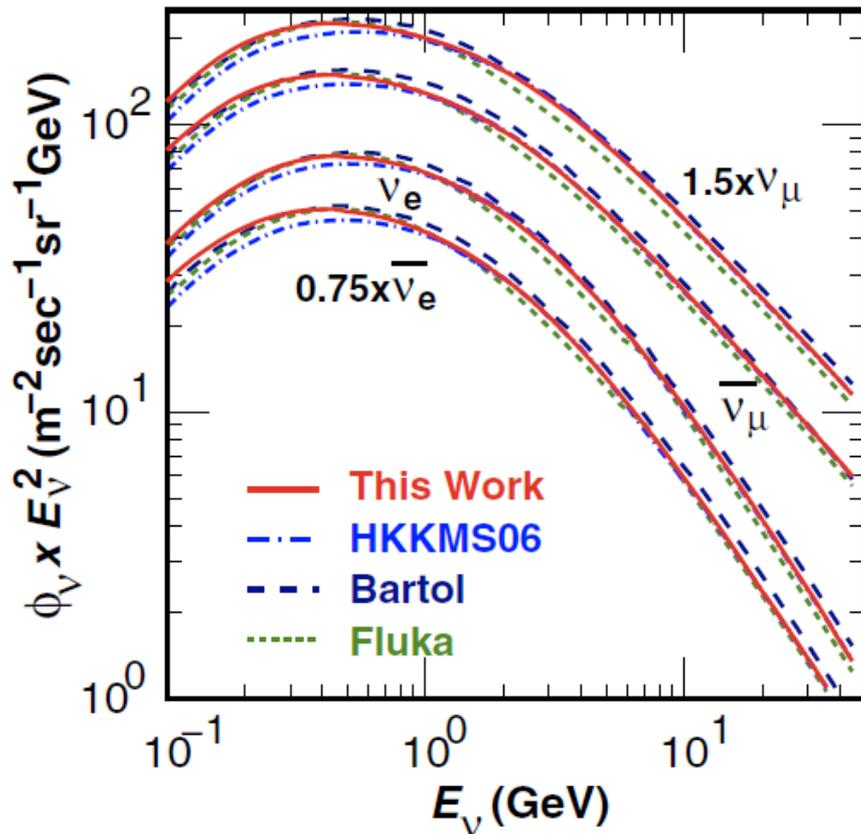
# ニュートリノ実験の例

## 大気ニュートリノ観測実験

ニュートリノの飛来方向は不明

観測されたレプトン及び他の粒子の運動量及び方向を用いる。

## 大気ニュートリノフラックス



M. Honda et al., Phys. Rev. D 83, 123001 (2011)

エネルギーレンジが広い  
( 数百MeV ~ TeV 以上 )

ニュートリノの飛距離の幅が広い  
10 Km ~ 13,000 km

全てのニュートリノフレーバーが  
混ざっている。

→ データをうまく使えば、  
様々なニュートリノの性質  
(質量階層・CP非保存など)  
の解析も可能に。

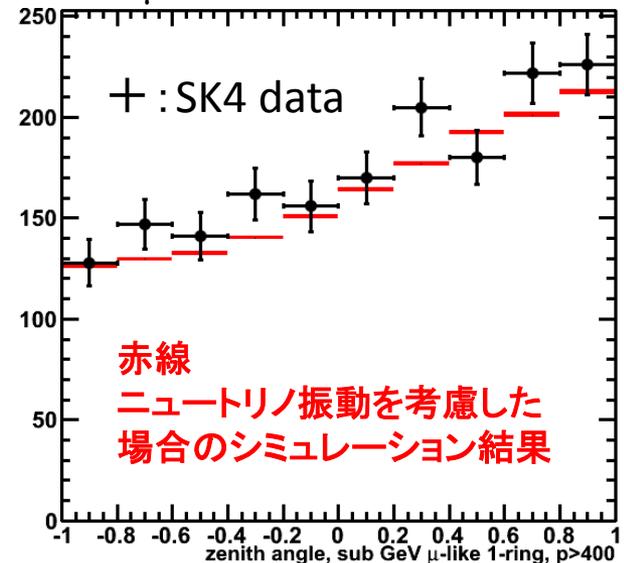
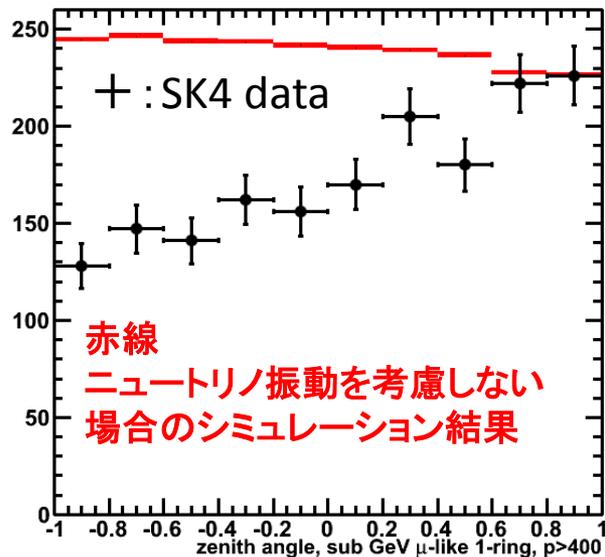
# ニュートリノ実験の例

## 大気ニュートリノ観測実験

ニュートリノの飛来方向は不明

観測されたレプトン及び他の粒子の運動量及び方向を用いる。  
複数のデータサンプル(15種類以上)の観測データの分布と  
ニュートリノ振動を考慮にいれたシミュレーション結果を  
比較、それらの一致度を用いることで  
ニュートリノ振動パラメータを決定

データサンプルの比較例 (解析に用いられる binning とは別)  
( $\mu$ -like, 1ring,  $1.3 \text{ GeV}/c > P_{\mu} > 0.4 \text{ GeV}/c$ )



# Neutrino experiments ~ detection of neutrinos

## ニュートリノ研究 ~ 事象解析 の難しさ

- 大半のニュートリノはエネルギーに広がりを持っている  
~ エネルギーが既知でない
  - 反応したあとの粒子しか見られない  
~ 反応した後の粒子を観測することで、  
ニュートリノの種別、エネルギーなどを  
再構成する必要がある。
  - 反応後の全ての粒子が測定(検出・観測)できるわけではない
  - 反応数が少ない ~ 弱い相互作用のみ  
大質量の検出器が必要  
~ 統計量と検出器の精度の兼ね合い
- ➡ シミュレーションとの比較によって、  
エネルギー測定や種別判定の精度を見積る
- ➡ ニュートリノ反応の理解が重要

# ニュートリノ反応シミュレーションプログラム ( Neutrino event generator )

# Procedure of the neutrino event generation

( Event generator )

- ニュートリノエネルギーの決定

最終的な事象のエネルギー分布が

neutrino flux (  $\phi(E_\nu)$  ) と total cross-section (  $\sigma_{total}(E_\nu)$  )  
の積の分布を再現するように。

- 反応種別の決定

各反応種別毎の散乱断面積を用いて、反応種別を決定。

(各反応の散乱断面積が計算できていることが必要)

- 素過程ニュートリノ反応のシミュレーション

生成粒子数を決定、

各粒子の粒子種別及び運動量(方向)を決定。

- 生成粒子の原子核中での散乱シミュレーション(必要なら)

原子核中で発生した各粒子(ハドロン)の核内での散乱を

シミュレーションし、各粒子が原子核から出た時の状態を決定。

(吸収・散乱・粒子生成・荷電変換反応などが起こりうる)

# Procedure of the neutrino event generation

## ニュートリノエネルギーの決定

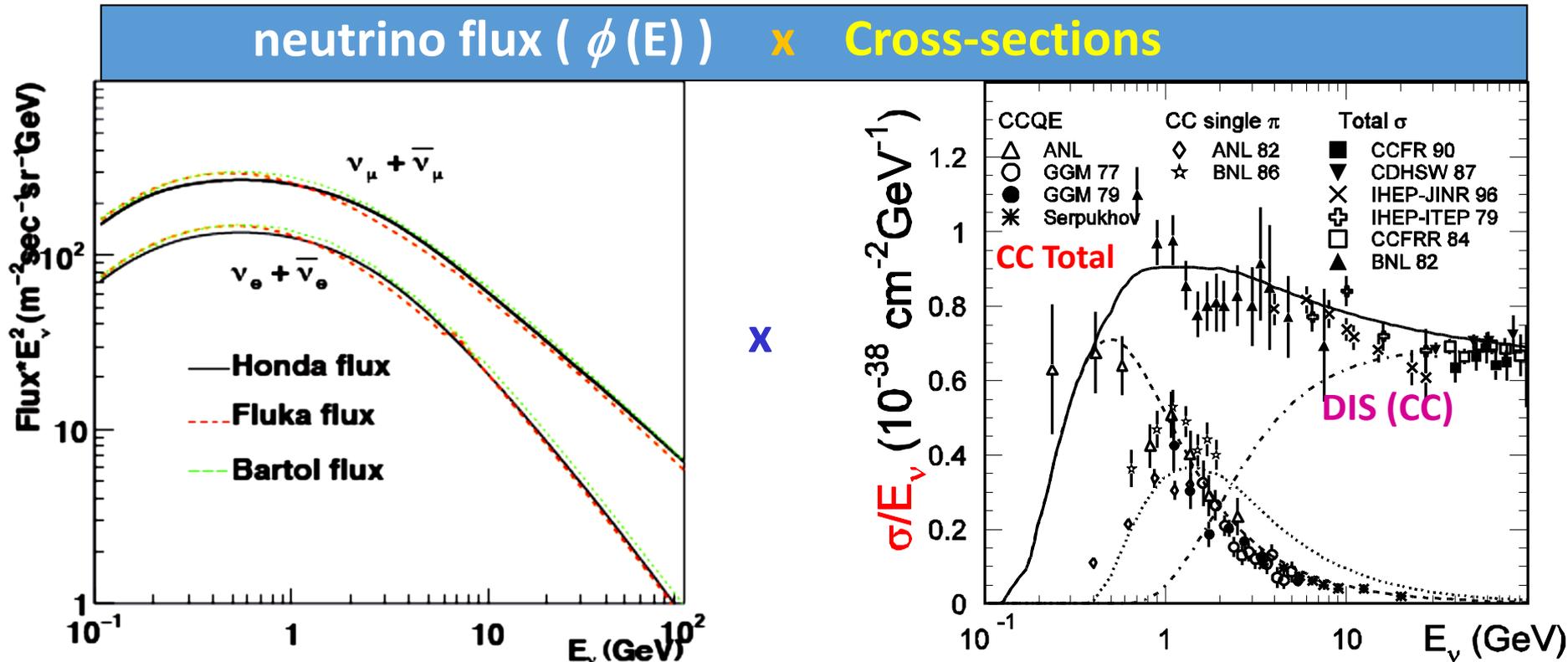
最終的な事象のエネルギー分布が

neutrino flux ( $\phi(E_\nu)$ ) と total cross-section ( $\sigma_{total}(E_\nu)$ ) の積の分布を再現するように。

example)

Atmospheric neutrino

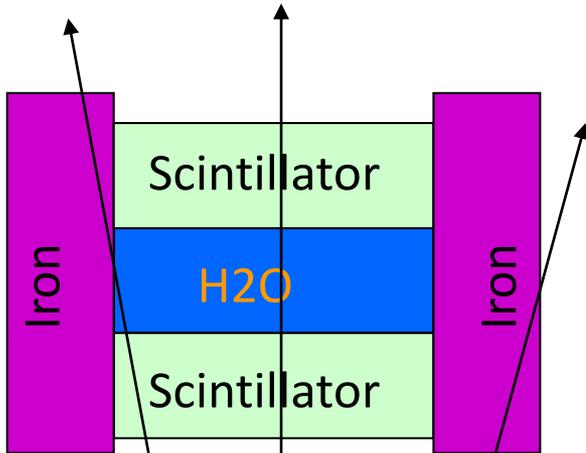
(Angular distribution is also taken into account in the actual simulation.)



# Procedure of the neutrino event generation

## ニュートリノエネルギーと反応位置の決定

( T2K 実験前置検出器の例 )



- T2K ニュートリノビームシミュレーションから  
ニュートリノの種類 ( flavor )、方向、エネルギー  
を得る。



- 各検出器内の各物質について、  
通過する距離 ( L ) = 厚さ を計算する。  
L(Iron), L(Scintillator), L(H2O) etc...



- 各物質についての反応確率を計算する

$$P(\text{Iron}) = L(\text{Iron}) \times \sigma_{\text{Iron}}(\text{Ev})$$

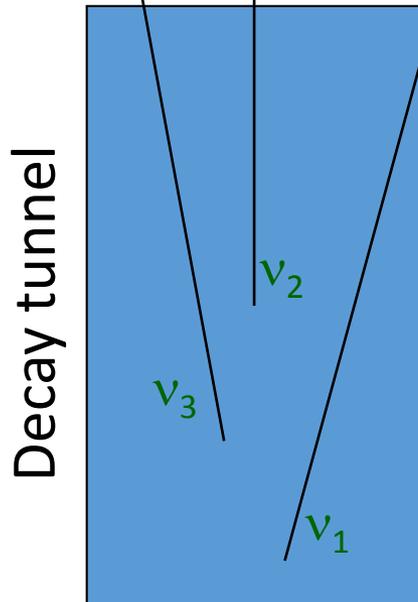
$$P(\text{Scintillator}) = L(\text{Scint.}) \times \sigma_{\text{Scint.}}(\text{Ev})$$

$$P(\text{H2O}) = L(\text{H2O}) \times \sigma_{\text{H2O}}(\text{Ev})$$

$$P_{\text{Total}} = P(\text{Iron}) + P(\text{Scint.}) + P(\text{H2O})$$



- 反応したか、どの物質で反応したかを決めた後、  
検出器内での反応位置を決める



# Procedure of the neutrino event generation

## 反応種別の決定

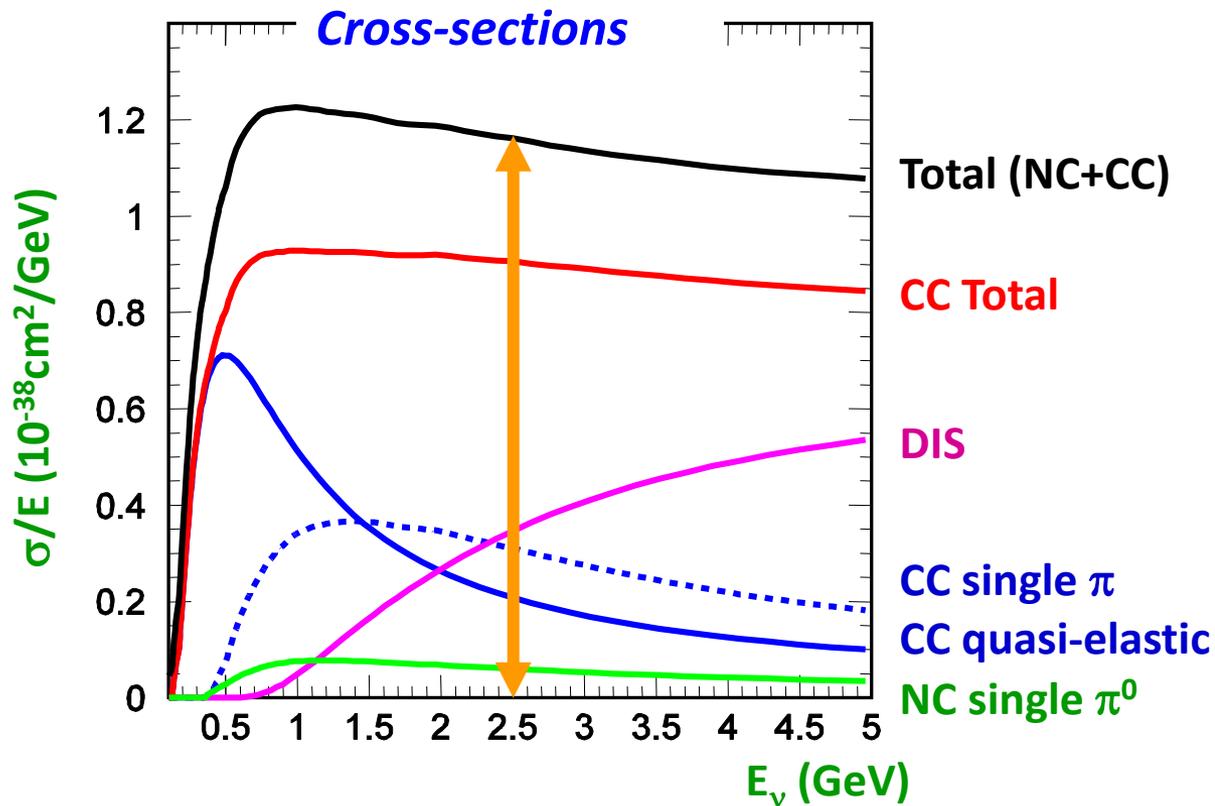
前のステップで決めたエネルギーにおける、

反応種別ごとの散乱断面積を用い、反応種別を選択

( シミュレーションプログラム内では、

生成する反応種別それぞれの散乱断面積の情報が必要となる )

Example ) このオレンジ色の線上の割合となるよう、反応種別を選択

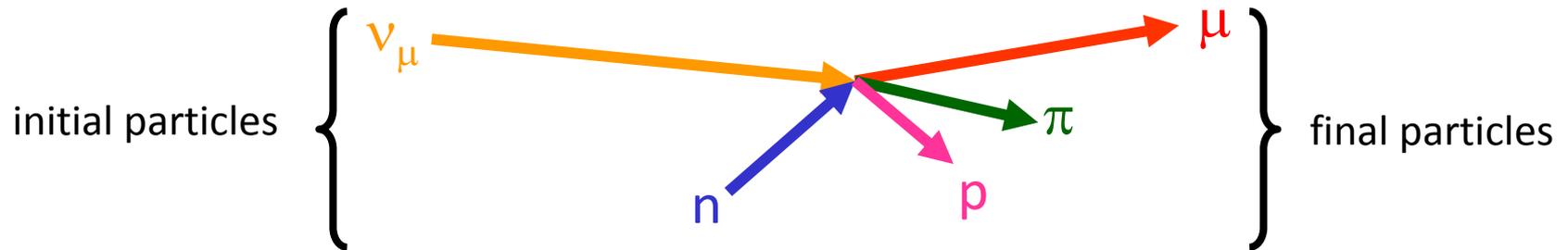


# Procedure of the neutrino event generation

## 反応から生成する粒子種類、数、方向、運動量を決める

### Example ) 荷電カレント 単一 $\pi$ 粒子生成事象

あらかじめ決定したエネルギーでの反応によって生成する  
全ての粒子について、方向とエネルギー(運動量)を与える  
( 初期状態の核子の方向とエネルギー(運動量)もここで決める )

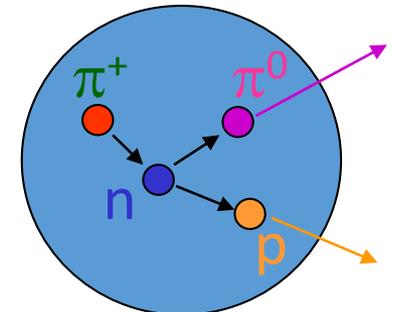


## 原子核内での生成粒子の再散乱を考慮する

前ステップで生成した粒子のうち、原子核内で再散乱する可能性のある  
粒子についてシミュレーションを行う。  
各粒子について、原子核から出るときの方向とエネルギー(運動量)を決める。

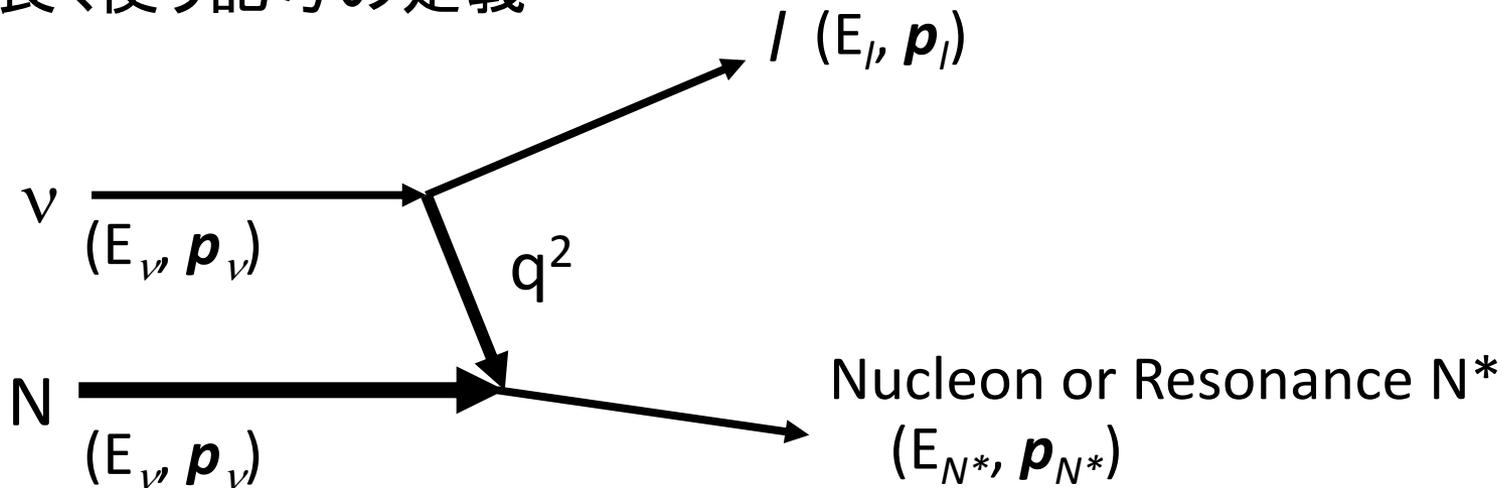
### Example ) $\pi$ 荷電交換反応

$\pi$ 粒子の原子核内での軌跡を追跡、  
反応可能性を調べ、反応した場合には  
粒子種別、運動量などを変化させる。



# 個別のニュートリノ反応のお話 ～「自由な」核子との反応～

以下で良く使う記号の定義



$q^2$  : 4 momentum transfer

$$q^2 \equiv (E_l - E_\nu)^2 - (\mathbf{p}_l - \mathbf{p}_\nu)^2 \quad (= -Q^2)$$

$W$  : Invariant Mass of  $N^*$

$$W \equiv \sqrt{E_{N^*}^2 - \mathbf{p}_{N^*}^2}$$

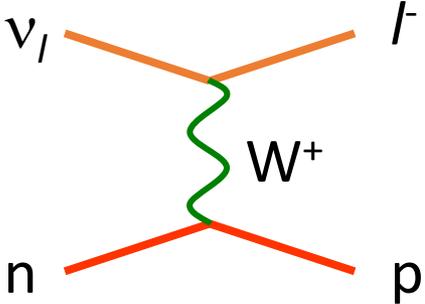
# Charged current Quasi-elastic scattering (CCQE)

低エネルギー領域(数百MeV)の主要な反応

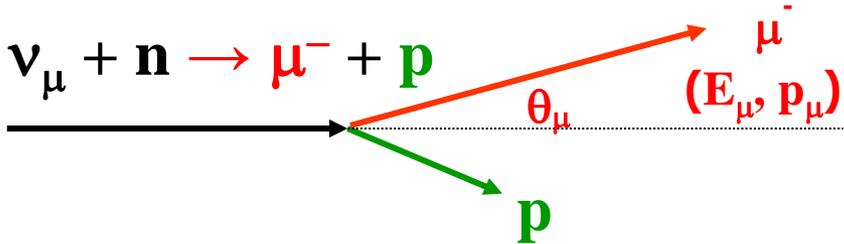
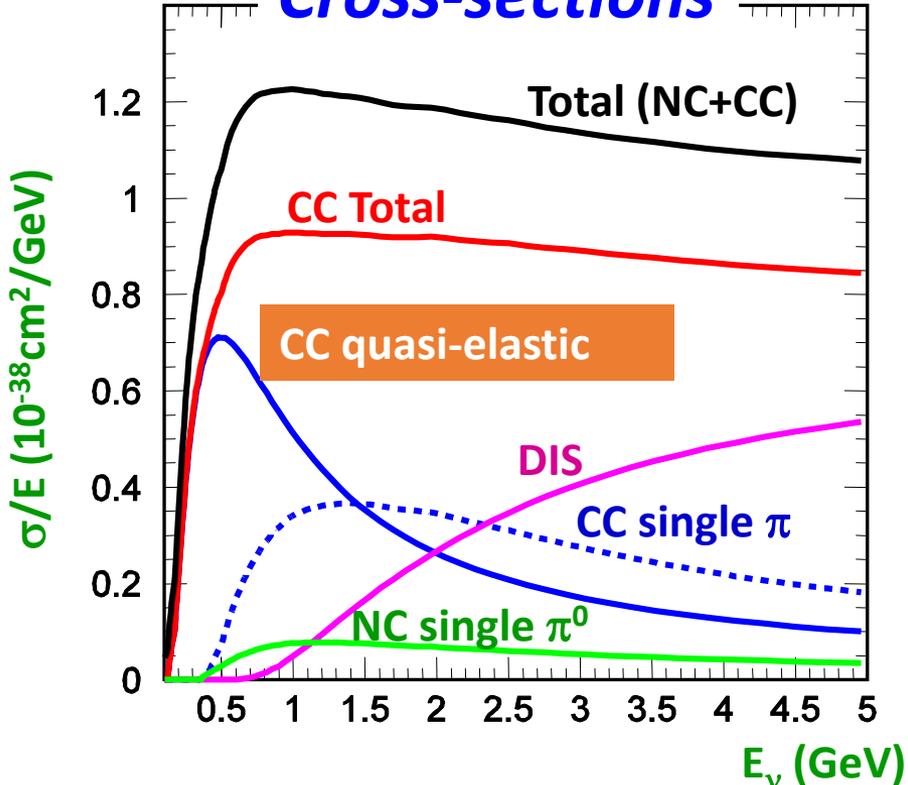
2体反応

~ 標的核子が静止していれば、  
荷電レプトンの情報のみで

ニュートリノエネルギーの再構成可能



## Cross-sections

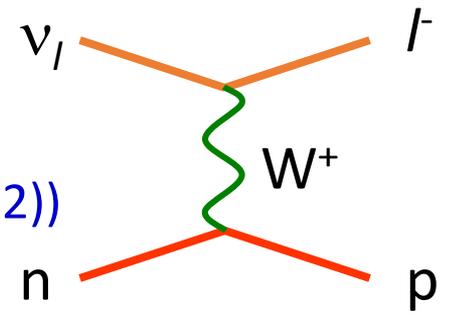


$$E_\nu = \frac{m_N E_\mu - m_\mu^2/2}{m_N - E_\mu + p_\mu \cos \theta_\mu}$$

# Charged current Quasi-elastic scattering

Cross-section calculations

Free nucleon : C.H.L. Smith (Phys. Rep. 3,261(1972))



$$\mathcal{H}_{int} = \frac{G}{\sqrt{2}} J_{\alpha}^{lep} J_{had}^{\alpha} + h.c.$$

$$\langle \mu(k') | J_{\alpha}^{lep} | \nu_{\mu}(k) \rangle = \bar{u}(k') \gamma_{\alpha} (1 - \gamma_5) u(k), \quad J_{had}^{\alpha} = \cos \theta_C (V^{\alpha} - A^{\alpha}).$$

$$\frac{d\sigma_{\nu, \bar{\nu}}}{dQ^2} = \frac{G^2 \cos^2 \theta_C M^2}{8\pi E^2} \left( A(Q^2) \pm B(Q^2) \frac{s-u}{M^2} + C(Q^2) \left( \frac{s-u}{M^2} \right)^2 \right)$$

$$A(Q^2) = \frac{m^2 + Q^2}{4M^2} \left[ \left( 4 + \frac{Q^2}{M^2} \right) F_A^2 - \left( 4 - \frac{Q^2}{M^2} \right) F_V^2 + \frac{Q^2}{M^2} \left( 1 - \frac{Q^2}{4M^2} \right) F_M^2 \right. \\ \left. + 4 \frac{Q^2}{M^2} F_V F_M - \frac{m^2}{M^2} \left( (F_V + F_M)^2 + (F_A + 2F_P)^2 - \left( 4 + \frac{Q^2}{M^2} \right) F_P^2 \right) \right]$$

$$B(Q^2) = \frac{Q^2}{M^2} F_A (F_V + F_M) \quad C(Q^2) = \frac{1}{4} \left( F_A^2 + F_V^2 + \frac{Q^2}{4M^2} F_M^2 \right)$$

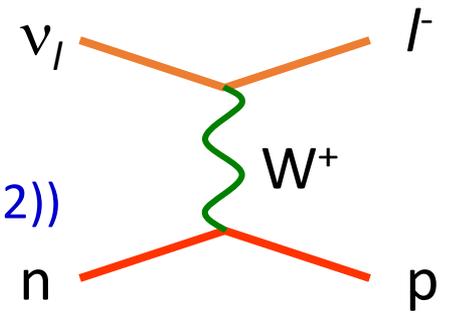
$$(s - u = 4ME_{\nu} + q^2 - m^2)$$

# Charged current Quasi-elastic scattering

Cross-section calculations

Free nucleon : C.H.L. Smith (Phys. Rep. 3,261(1972))

電子・核子散乱実験などから決定



$$\left[ \begin{array}{l}
 F_V(q^2) = \left(1 - \frac{q^2}{4M^2}\right)^{-1} \left[ G_E^V(q^2) - \frac{q^2}{4M^2} G_M^V(q^2) \right] \\
 F_M(q^2) = \left(1 - \frac{q^2}{4M^2}\right)^{-1} [G_M^V(q^2) - G_E^V(q^2)] \quad (M : \text{nucleon mass}) \\
 G_E^V(q^2) \sim \left(1 - \frac{q^2}{M_V^2}\right)^{-2}, \quad G_M^V(q^2) \sim (1 + \mu_p - \mu_n) \times \left(1 - \frac{q^2}{M_V^2}\right)^{-2} \\
 \hspace{20em} (M_V = 0.84 \text{ GeV}/c)
 \end{array} \right.$$

ニュートリノ・核子散乱実験から決定

$$F_A(q^2) = F_A(0) \times \left(1 - \frac{q^2}{M_A^2}\right)^{-2} \qquad F_P(q^2) = \frac{2M^2 F_A(q^2)}{m_\pi^2 - q^2}$$

$$F_A(0) \sim 1.267 \quad (\text{From } \beta \text{ decay}) \qquad (q^2 = -Q^2)$$

# 構造関数 ( Vector form factor )

A. Bodek et al.

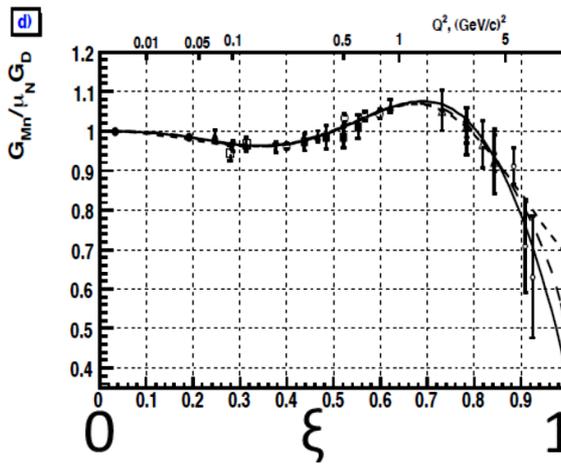
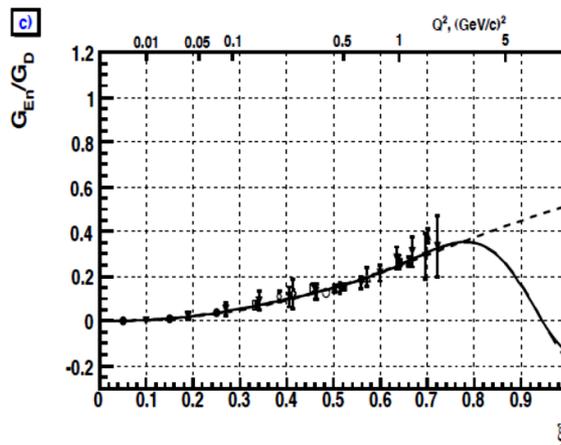
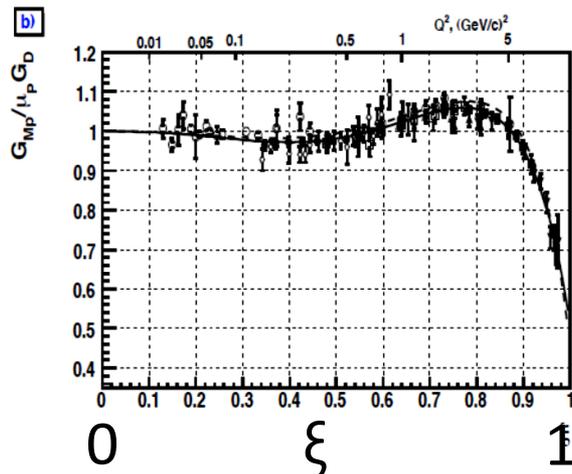
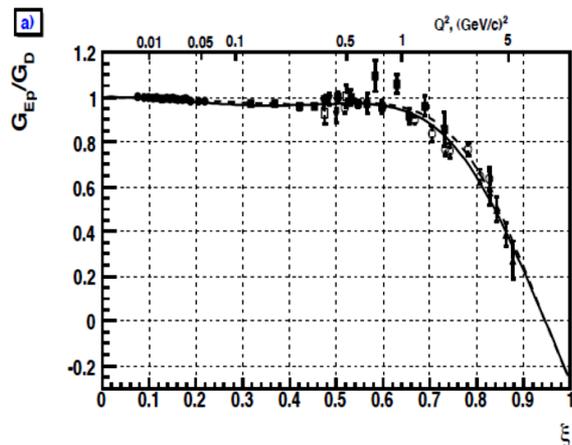
B. Eur.Phys.J.C53:349-354,2008

電子・核子散乱実験などから決定

最近は dipole 型からの乖離が話題にされている

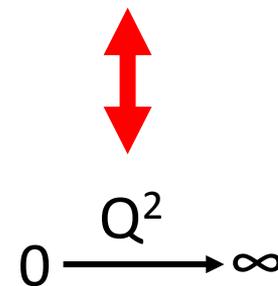
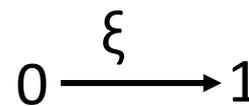
$$G_E^V(q^2) \sim \left(1 - \frac{q^2}{M_V^2}\right)^{-2}, \quad G_M^V(q^2) \sim (1 + \mu_p - \mu_n) \times \left(1 - \frac{q^2}{M_V^2}\right)^{-2}$$

dipole 型関数に対する比



$$\xi^{p,n,N} = \frac{2}{(1 + \sqrt{1 + 1/\tau_{p,n,N}})}$$

$$\tau_{p,n,N} = Q^2 / 4M_{p,n,N}^2$$



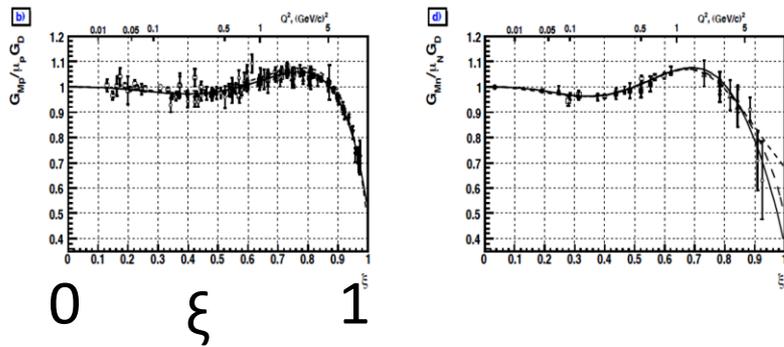
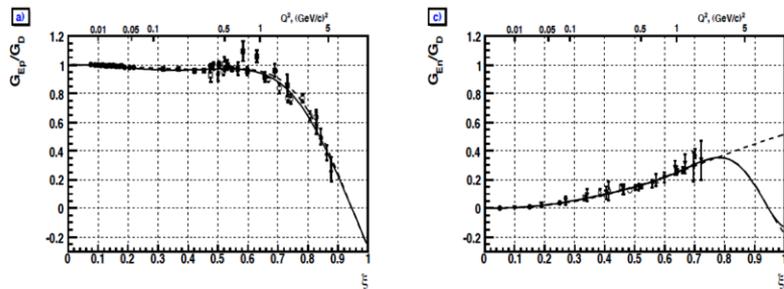
# 構造関数 ( Vector form factor )

電子・核子散乱実験などから決定

最近では dipole 型からの乖離が話題にされている

A. Bodek et al.

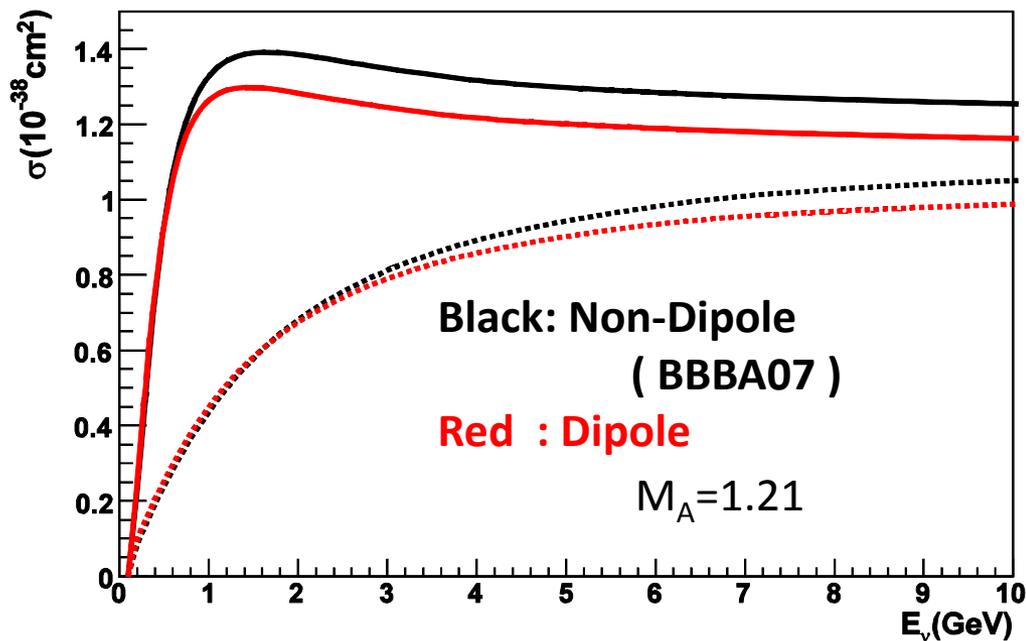
B. Eur.Phys.J.C53:349-354,2008



large  $q^2$  領域で違いが大きい

→ 高エネルギーで違いが顕著

## CCQE Cross-section



$$\xi_{p,n,N} = \frac{2}{(1 + \sqrt{1 + 1/\tau_{p,n,N}})}$$

$$\tau_{p,n,N} = Q^2 / 4M_{p,n,N}^2$$

# Charged current Quasi-elastic scattering

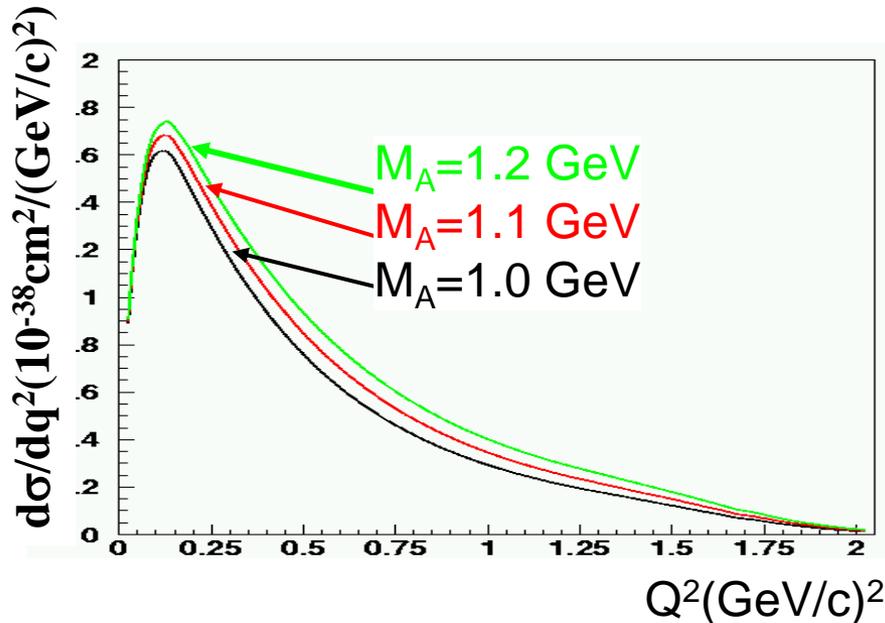
## Axial vector mass dependence of $d\sigma/dq^2$

$M_A$  を大きくすると

- 全散乱断面積が大きくなる
  - small  $q^2$  で  $\frac{d\sigma}{dq^2}$  が小さくなる
  - large  $q^2$  で  $\frac{d\sigma}{dq^2}$  が大きくなる
- ~ 前方散乱が減る
- ~ 後方散乱が増える

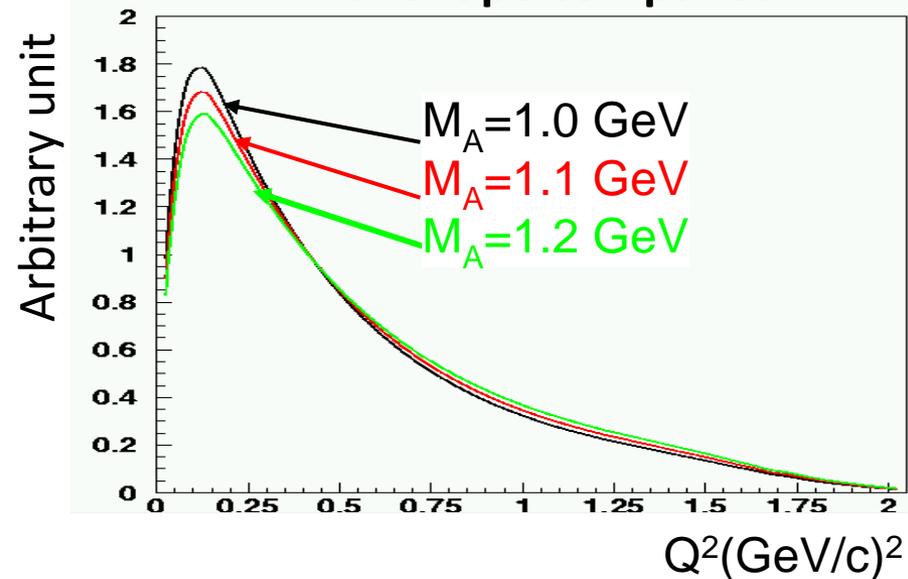
$$F_A(q^2) = -\frac{1.276}{(1 - (q^2 / M_A^2))^2}$$

### Absolute cross-section



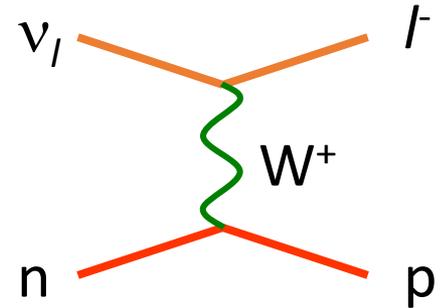
### Area normalized

for shape comparison



# Charged current Quasi-elastic scattering

## $M_A$ の決定

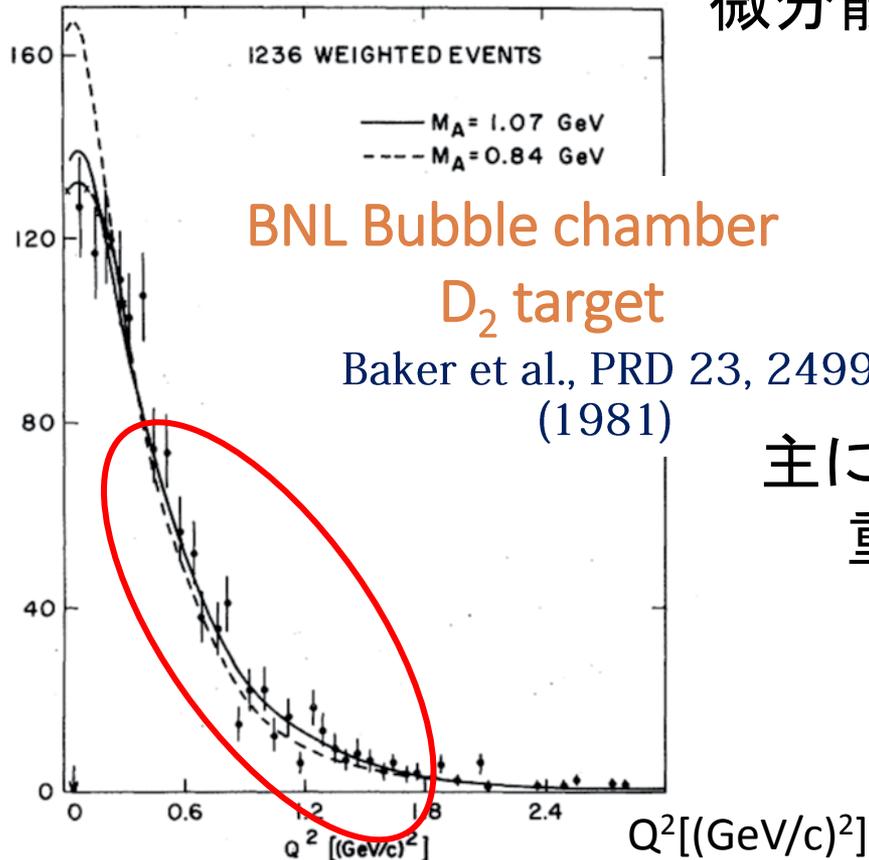


全散乱断面積の測定は

ニュートリノラックスの不定性が直接みえるので難しい。

微分散乱断面積  $\frac{d\sigma}{dq^2}$  による評価ならば、

絶対値を使わないでも可能



BNL Bubble chamber  
 $D_2$  target

(両方の手法で求められてきた)

主に「自由な」中性子に近い標的である  
重水素を用いた泡箱実験の  
データから  $M_A$  が求められた。

$$M_A \sim 1.03 \text{ GeV}/c^2$$

## ~ Bubble chamber ~ (泡箱)

- 過熱状態の液体  
粒子通過時に  
気圧を下げて  
過熱状態を作る  
粒子通過によって電離が  
発生すると泡が生成
- 粒子通過時に写真を撮影  
粒子の飛跡を直接観測  
(目で見る事が出来る)
- 事象の再構成は写真を  
人間が目で飛跡を判定
- 非常に高い位置精度



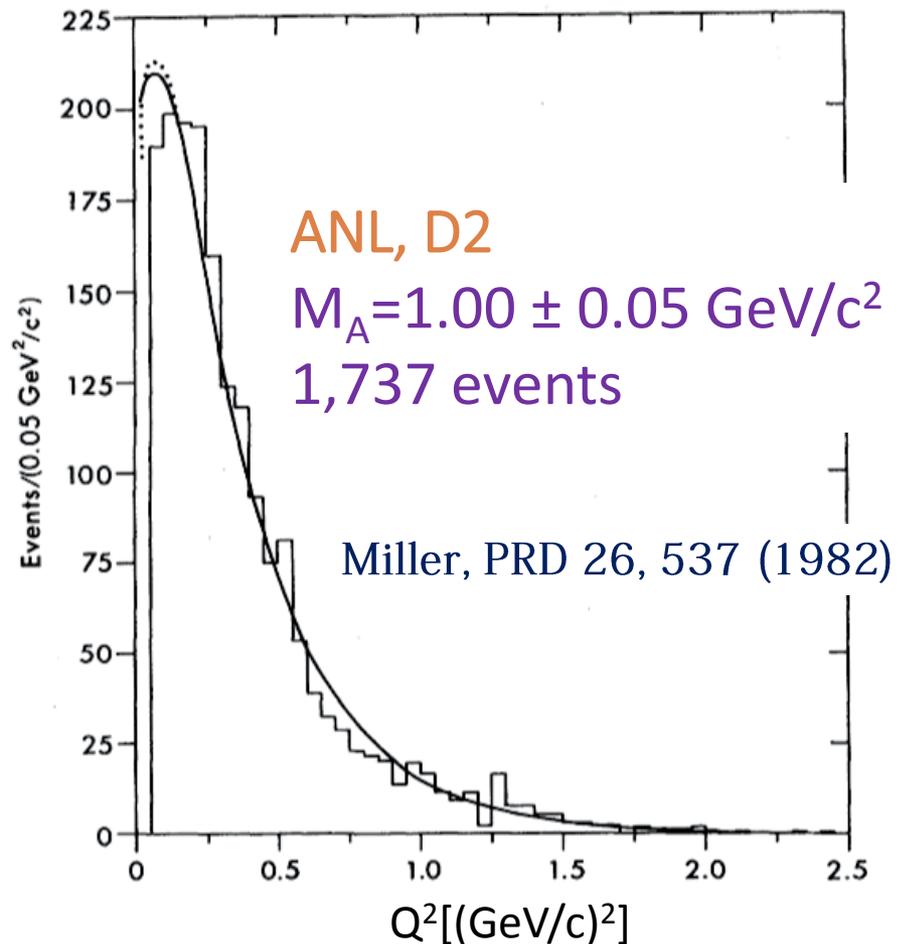
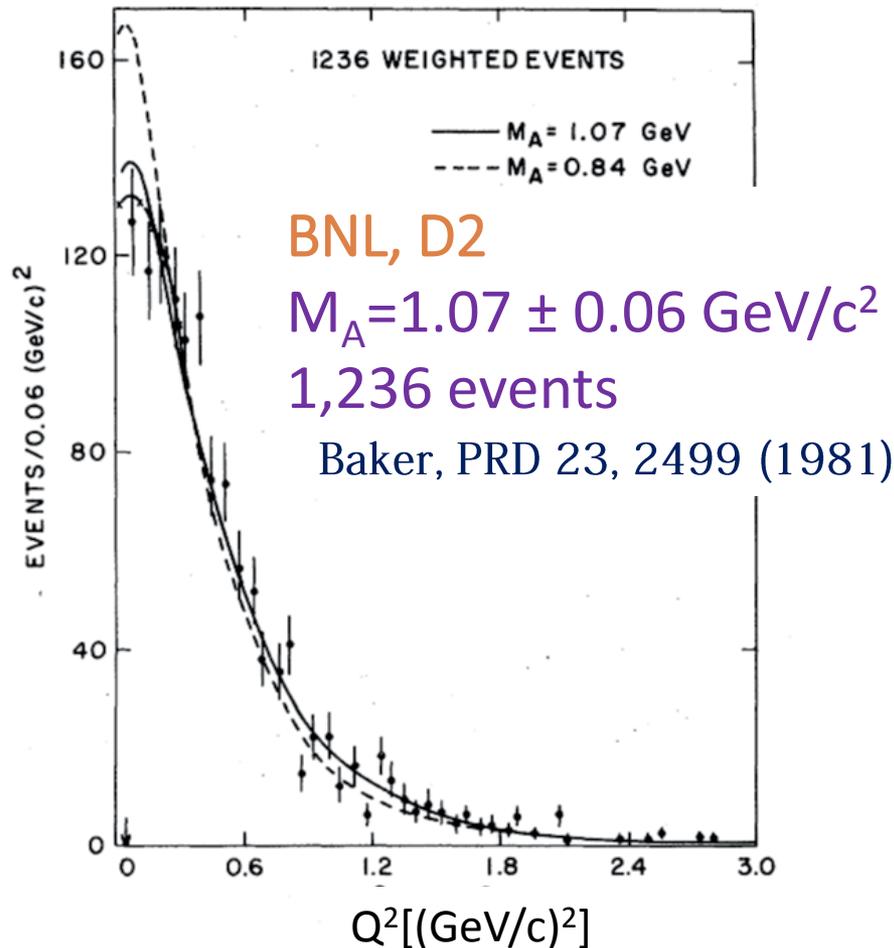
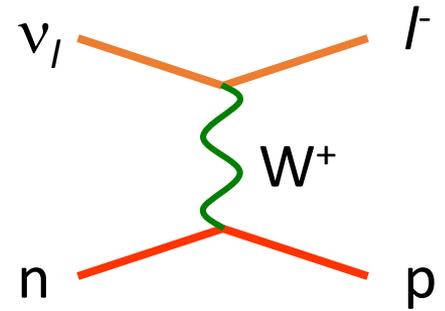


# Charged current Quasi-elastic scattering

$M_A$  の決定 ~ 泡箱実験(重水素標的)の場合

重水素でも原子核効果は存在

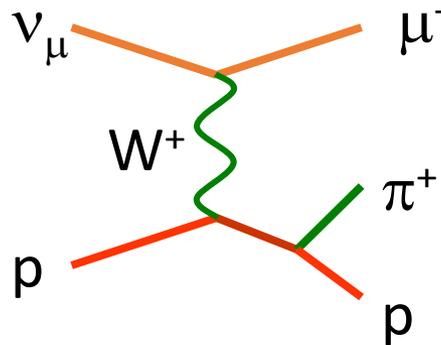
$Q^2 > 0.2 (\text{GeV}/c)^2$  の領域を使うなどの工夫



# Single pion production

数GeV以下で Charged current quasi-elastic 散乱の次にくる反応  
低エネルギーのニュートリノ振動実験にも影響を与える

## Charged current



$\pi$  粒子が何らかの理由

(検出器の性質・原子核内反応等)で

検出できなかった場合、

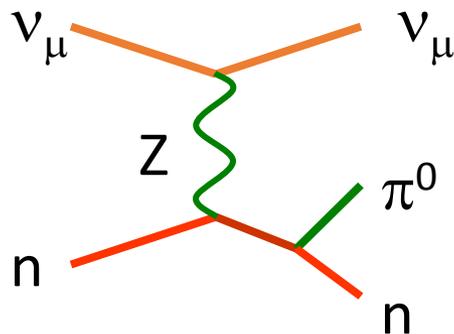
CC Quasi-elastic 事象と誤認される可能性あり。

(水チェレンコフ型検出器の場合、

荷電  $\pi$  粒子の検出閾値は 200MeV/c 程度)

**CC quasi-elastic 散乱を用いてエネルギーを決めるとき、  
影響を与える (背景事象となる)**

## Neutral current



$\pi^0$  が崩壊して発生する  $\gamma$  のうち片方が、

非対称崩壊等により運動量が小さく

検出されなかった

二つの  $\gamma$  の開き角が小さく、1つの  $\gamma$  と判別された場合、

CC Quasi-elastic 事象と誤認される可能性あり。

**$\nu_e$  appearance による Neutrino oscillation 測定において  
影響を与える (背景事象となる)**

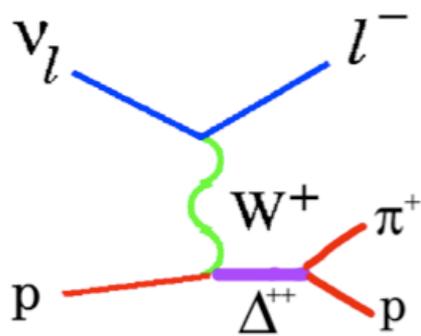
# Single meson production via resonances

$$\nu + N \rightarrow l + N' + \pi (K, \eta)$$

Based on D.Rein, and L.M.Sehgal, Ann. of Phys. 133(1981)

$$\nu + N \rightarrow l + \Delta(N^*)$$

$$\Delta(N^*) \rightarrow \pi + N'$$



“Relativistic harmonic oscillator model”

by Feynman, Kislinger and Ravndal

( Feynman et al. Phys. Rev. D3 (1971) 2706 )

## 特徴

2GeV までの既知の核子共鳴状態について、  
干渉まで含めた形で散乱断面積の計算が出来る

反応を 2 段階にわけてあるため、  
後段でもちいている崩壊確率などを変えることで、  
単一  $\pi$  生成以外の散乱断面積も計算できる。

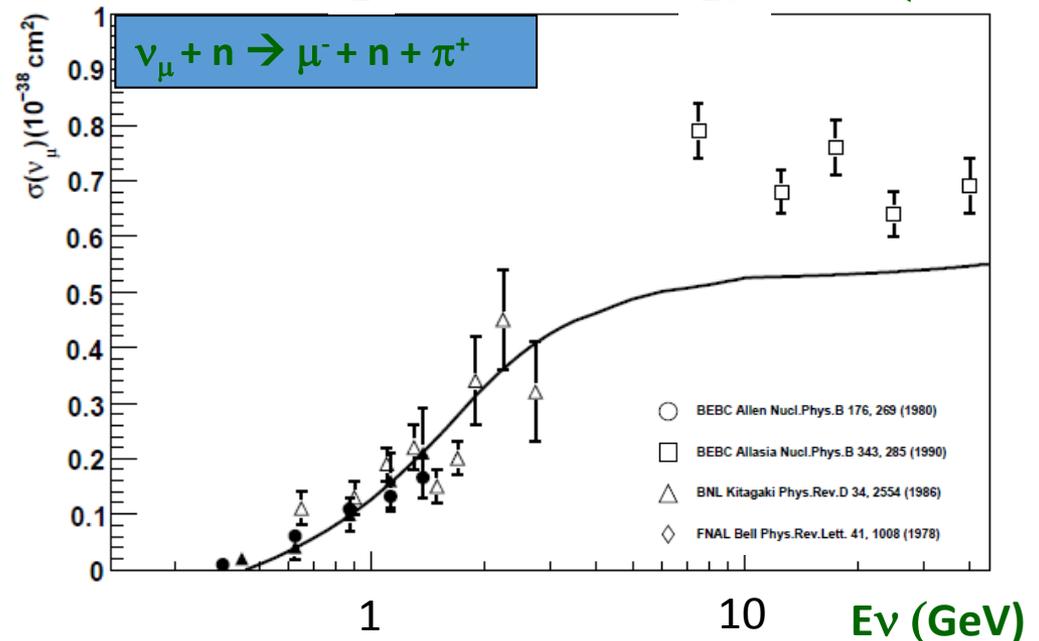
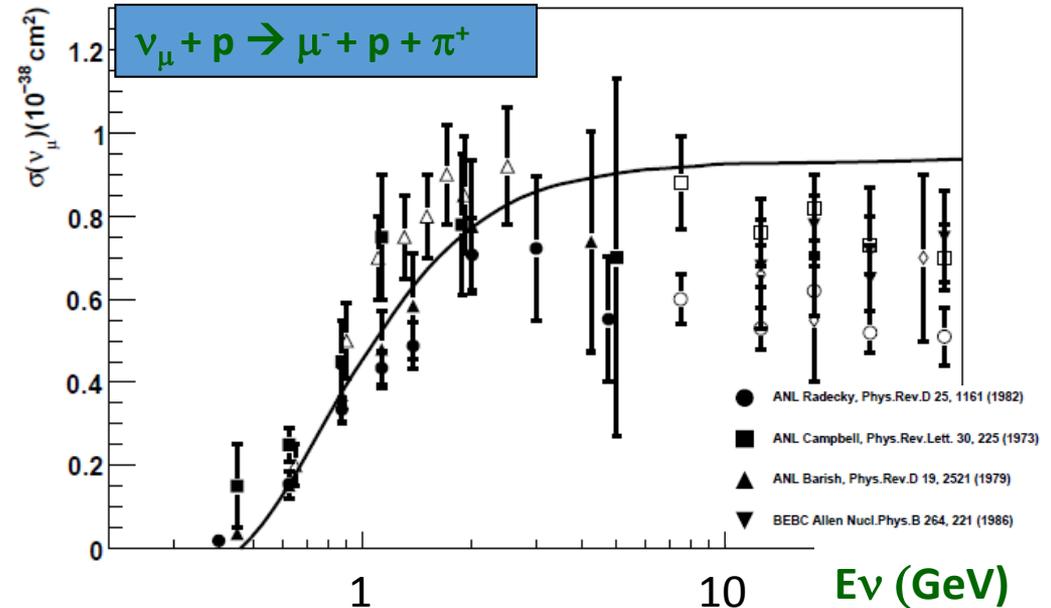
# Single meson production via resonances

## Rein-Sehgal model

$$\nu + N \rightarrow l + N' + \pi$$

Considered resonances  
( from original ref. )

| Resonance Symbol <sup>a</sup> | Central mass value $M$ [MeV/c <sup>2</sup> ] | Total width $\Gamma_0$ [MeV] | Elasticity $x_E = \pi \mathcal{N}$ branching ratio |
|-------------------------------|--|------------------------------|--|
| $P_{33}(1234)$                | 1234   | 124                          | 1  |
| $P_{11}(1450)$                | 1450   | 370                          | 0.65   |
| $D_{13}(1525)$                | 1525   | 125                          | 0.56   |
| $S_{11}(1540)$                | 1540   | 270                          | 0.45   |
| $S_{31}(1620)$                | 1620   | 140                          | 0.25   |
| $S_{11}(1640)$                | 1640   | 140                          | 0.60   |
| $P_{33}(1640)$                | 1640   | 370                          | 0.20   |
| $D_{13}(1670)$                | 1670   | 80                           | 0.10   |
| $D_{13}(1680)$                | 1680   | 180                          | 0.35   |
| $F_{15}(1680)$                | 1680   | 120                          | 0.62   |
| $P_{11}(1710)$                | 1710   | 100                          | 0.19   |
| $D_{33}(1730)$                | 1730   | 300                          | 0.12   |
| $P_{13}(1740)$                | 1740   | 210                          | 0.19   |
| $P_{31}(1920)$                | 1920   | 300                          | 0.19   |
| $F_{35}(1920)$                | 1920   | 340                          | 0.15   |
| $F_{37}(1950)$                | 1950   | 340                          | 0.40   |
| $P_{33}(1960)$                | 1960   | 300                          | 0.17   |
| $F_{17}(1970)$                | 1970   | 325                          | 0.06   |

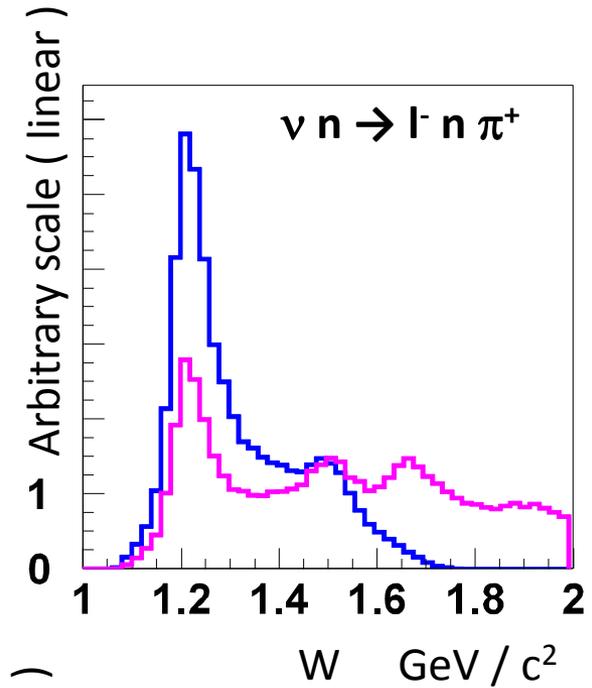
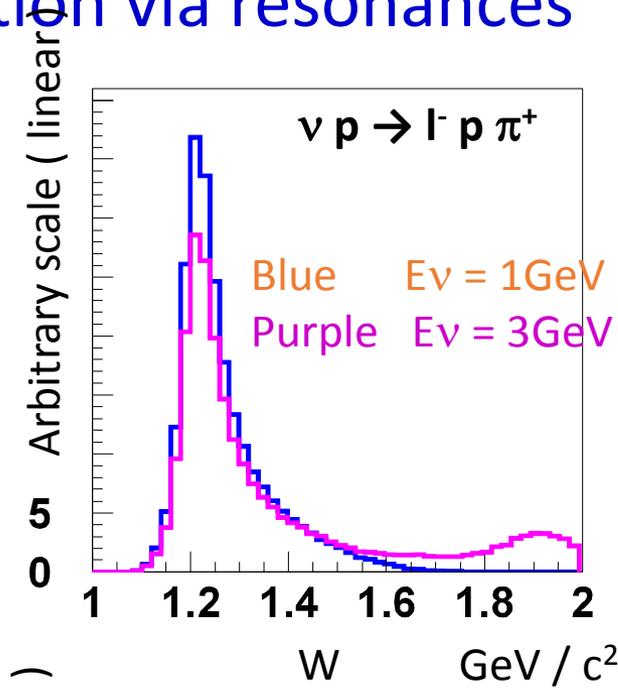


# Single meson production via resonances

Invariant mass  
of resonance (  $W$  )

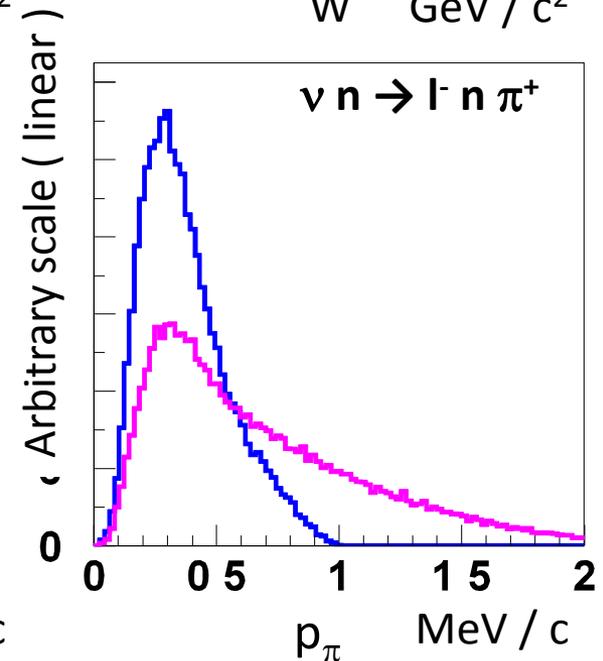
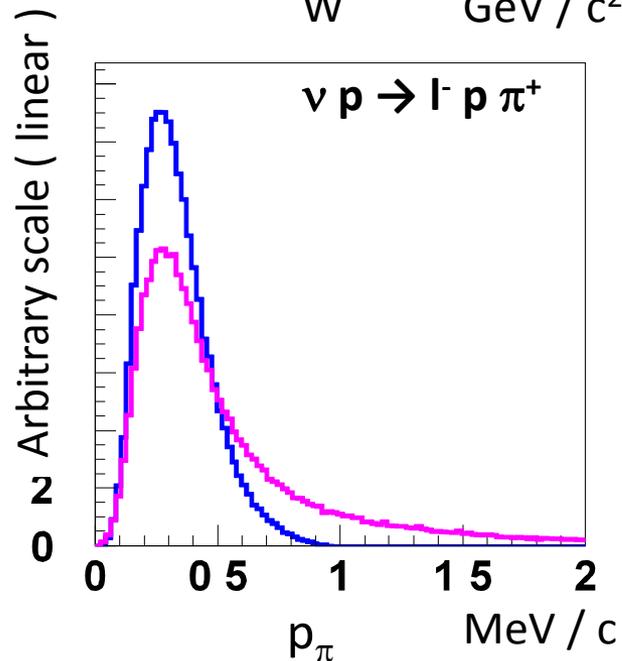
$\nu p \rightarrow l^- p \pi^+$

$\Delta^{++}$  (1232) dominant



momentum of  $\pi$

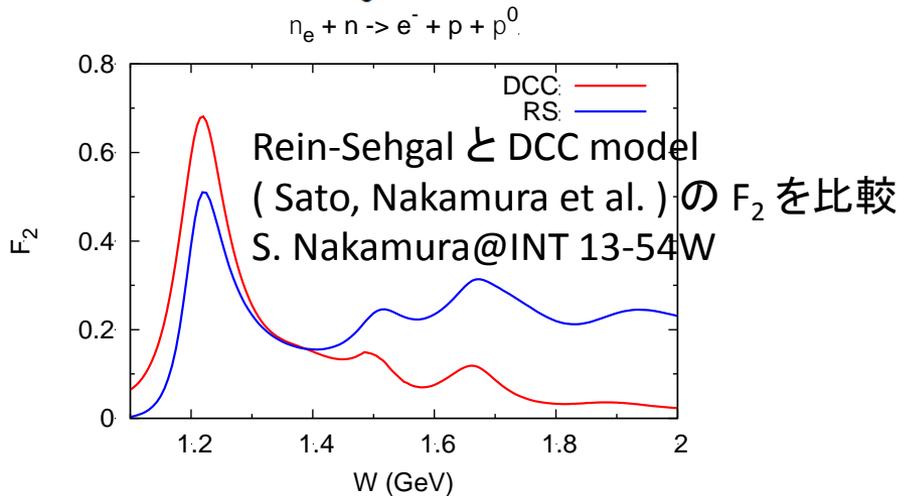
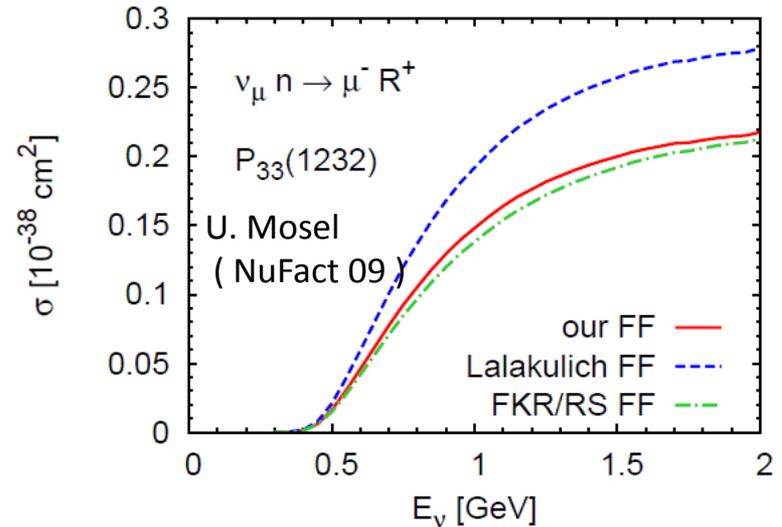
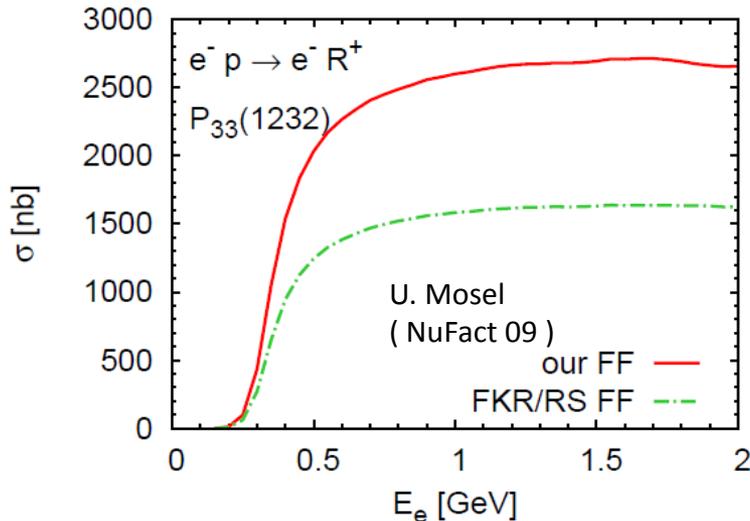
first order :  
determined by resonance masses



# Single meson production via resonances

## Rein-Sehgal model の問題点

Vector form factor 部分を使って electro-pion production の散乱断面積計算すると、データとあわない。



Neutrino の場合にはほぼ一致する  
( Axial vector の項が加わると  
なぜか同じような値になる )

# Single meson production via resonances

なぜいまだに Rein-Sehgal model ?

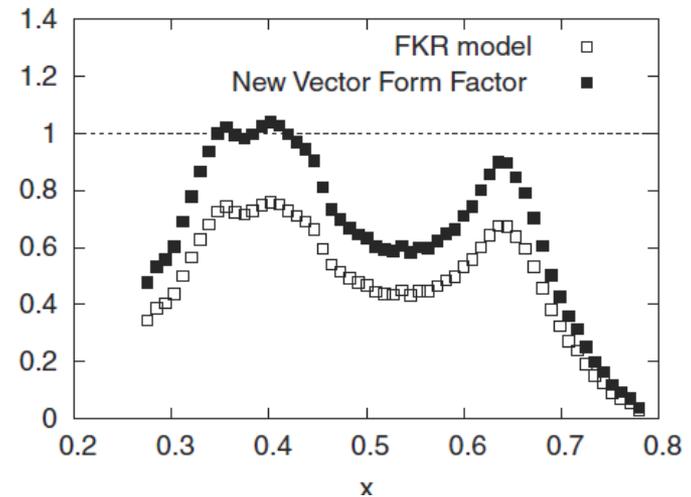
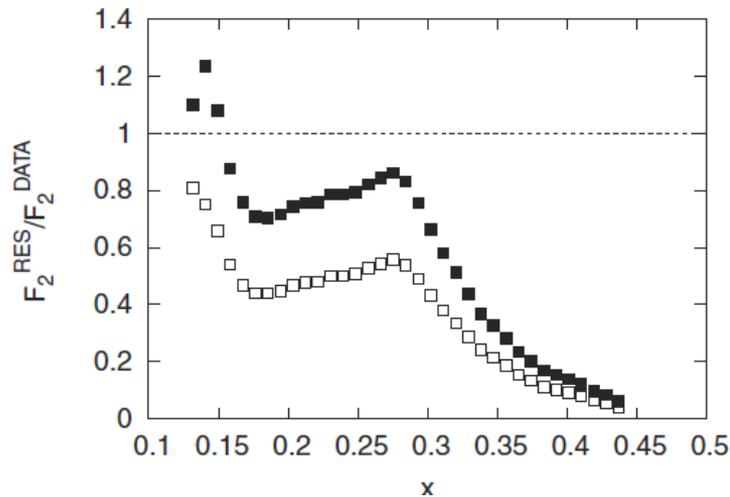
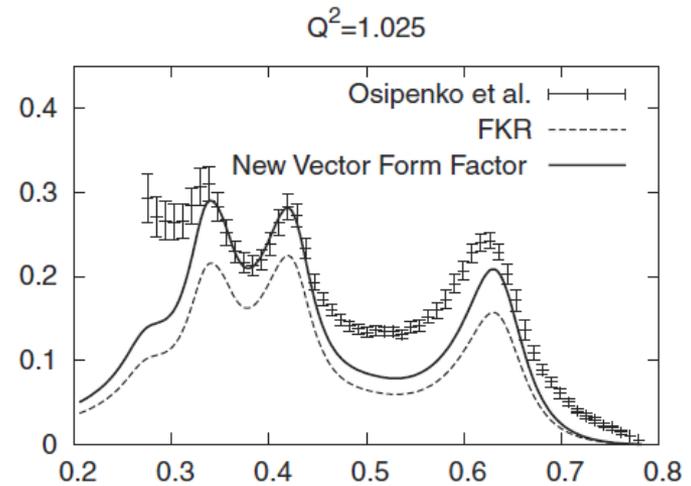
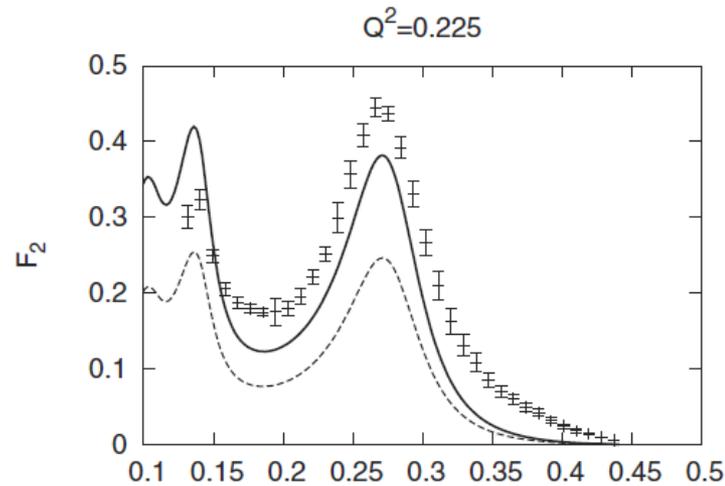
「おかしい」と言われながらも永らく使われてきている理由

- 1) 著者から使える形でコードが提供された。
- 2) Rein-Sehgal モデルの計算結果は、  
ニュートリノ実験のデータとかなりよくあっていた。  
（「モデルが正確」であることを証明しているわけでもない）  
一部あわないデータもある（後で議論）が、  
新しいモデルにしてもあうようになるわけでもない。
- 3) シンプルなモデルなので  $\pi$  生成以外にもつかえる。
- 4) つい最近まで、P33(1232) 以外の共鳴までとりいれた  
シミュレーションプログラム内で  
「まともに使える」モデルがなかった。  
（最近いくつか発表・実装されている）

# Single meson production via resonances

## Rein-Sehgal model の Vector form factor を 「より正しい方向に」修正する試み

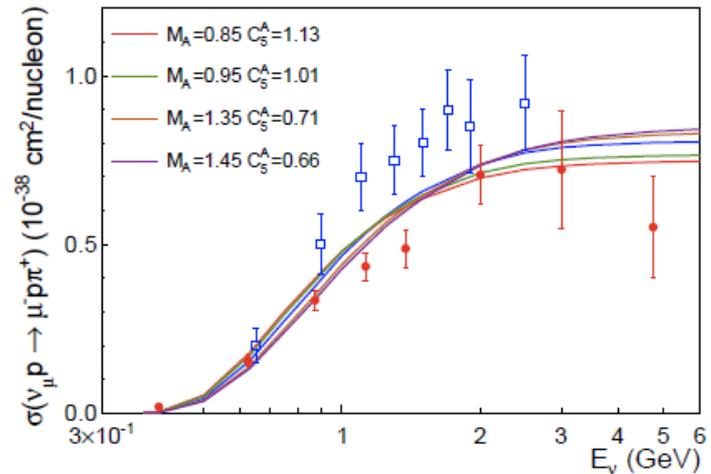
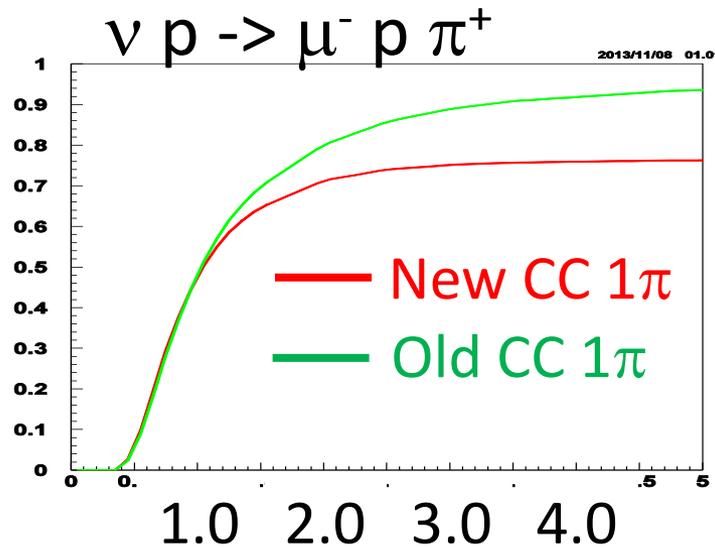
K.M. Graczyk and J.T. Sobczyk, Phys.Rev.D 77,053001 (2008)



# Single pion production via resonances

## Parametrization

- ▶ Best fit:  $M_A^{\text{res}} = 0.95$ ,  $C_5^A(0) = 1.01$   
Choose BG scale  $1.3 \pm 0.2$



## Cross-section comparison (new vs old)

Samples from the curve: nearly const

- ▶ Parameters in nucleon model:

$C_5^A(0)$  Value of axial FF at  $Q^2 = 0$ . Main effect is normalization of total xsec

$M_A^{\text{res}}$  Mass parameter in axial FF. Affects both shape of  $d\sigma/dQ^2$  and overall normalization.

BG Scale of  $J = 1/2$  nonresonant background terms

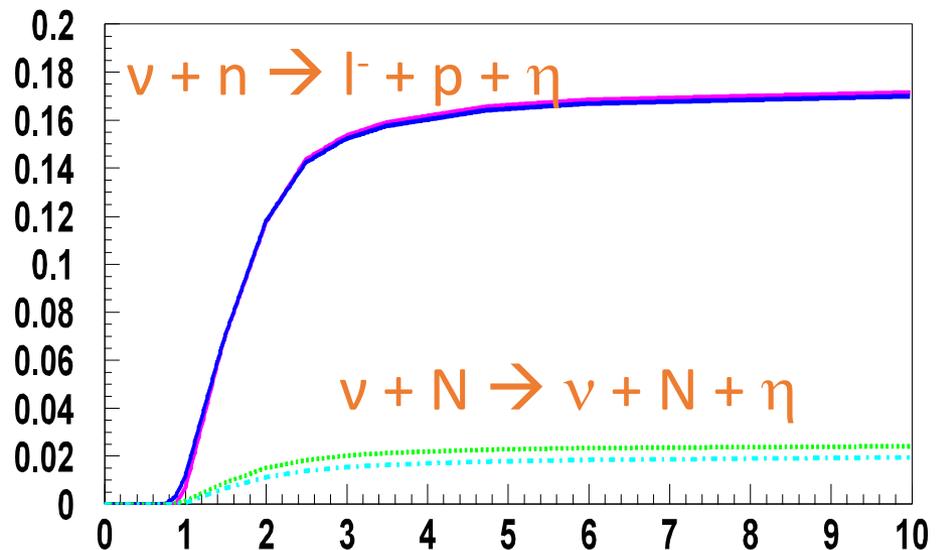
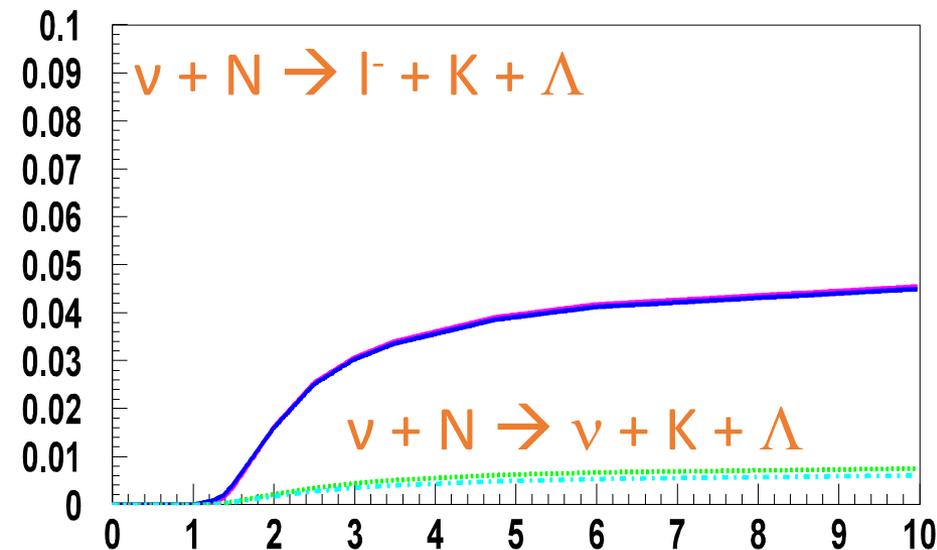
- ▶ Try to reparametrize  $(M_A^{\text{res}}, C_5^A(0))$  into (shape, norm) for convenience

# Single meson production via resonances

Rein-Sehgal model の拡張  $\sim$   $K, \Lambda$  などの生成反応



$K$  や  $\eta$  については、共鳴の生成までは  $\pi$  と全く同じモデル  
崩壊のところは、崩壊確率を変えるなどして拡張



# Single photon production via resonances

## $\Delta \rightarrow N\gamma$ decay

This branching ratio is small,

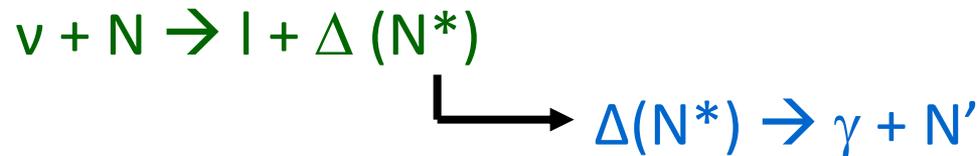
but **NC  $\Delta \rightarrow N\gamma$  can be background**

**in searching for the  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  appearance.**

$\Delta$  resonance can decay into gamma (Br  $\sim < 0.5\%$ )

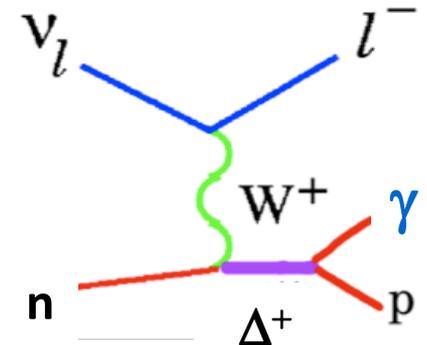
This mode is added to NEUT, assuming

- Kinematics are basically same as  $\Delta \rightarrow N\pi$



- Three reactions are considered

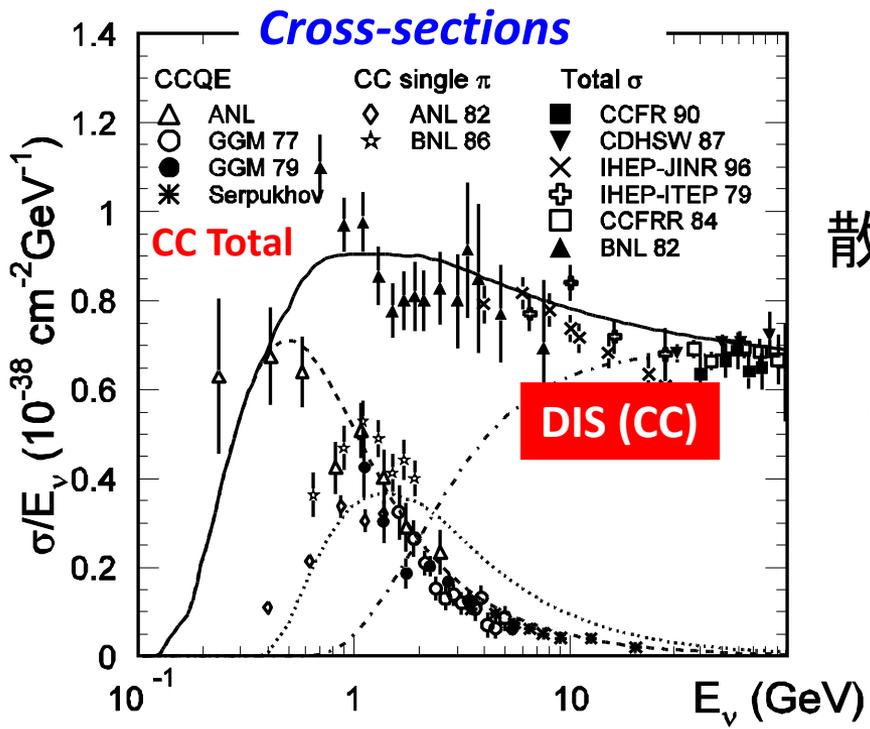
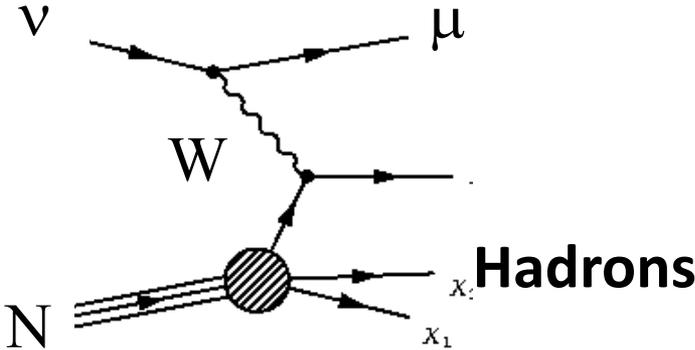
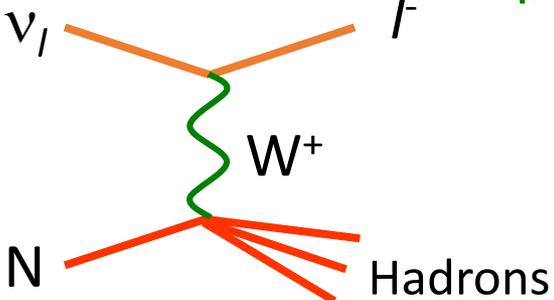
- CC:  $\nu + n \rightarrow l + p + \gamma$
- NC:  $\nu + n \rightarrow \nu + n + \gamma$
- NC:  $\nu + p \rightarrow \nu + p + \gamma$



# Charged current Deep inelastic scattering

高エネルギー領域 (~数十GeV) の主要な反応

ニュートリノが quark と散乱していると  
近似できる



散乱断面積も“比較的”  
精度良く決まっている

高エネルギーニュートリノビームの  
スペクトラム測定などに用いられる

$E_\nu \sim \text{lepton energy} + \text{Hadron energy}$   
(Calorimetric method)

# Deep Inelastic scattering

$$\nu + N \rightarrow l + \text{hadrons}$$

Dominant interaction in the high energy region (> several GeV)

$$\frac{d^2\sigma^\nu}{dx dy} = \frac{G_F^2 m_N E_\nu}{\pi} \left[ \left(1 - y + \frac{1}{2}y^2 + C_1\right) F_2(x) + y \left(1 - \frac{1}{2}y + C_2\right) [xF_3(x)] \right]$$

$$C_1 = \frac{m_\ell^2(y-2)}{4m_N E_\nu x} - \frac{m_N xy}{2E_\nu} - \frac{m_\ell^2}{4E_\nu^2},$$

$$C_2 = -\frac{m_\ell^2}{4m_N E_\nu x},$$

$$F_2^{\nu N}(x) = 2x[Q(x) + \bar{Q}(x)],$$

$$xF_3^{\nu N}(x) = 2x[Q(x) - \bar{Q}(x)]$$

Parton distribution functions

加速器による実験から決定され、

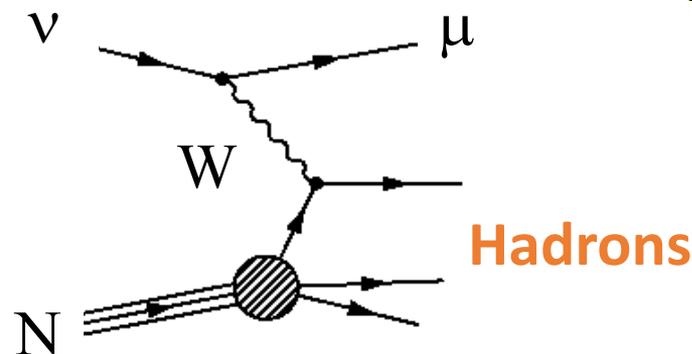
クォーク(グルオン)の分布関がライブラリ化。

( GRV,CTEQ etc.. )

\* 主な Parton distribution function は

利用可能なパラメータ領域に制限がある

例) GRV:  $Q^2 > (0.8 \text{ GeV}/c)^2$ ,  $W > 2 \text{ GeV}$



1. Modified scaling variable

$$\xi_w = x \frac{Q^2 + B}{0.5Q^2(1 + [1 + (2Mx)^2/Q^2]^{1/2}) + Ax}$$

2. Correction factor for the PDF ( K-factor ) to describe low  $q^2$

$$K_{valence} = \frac{[1 - G_D^2(Q^2)][Q^2 + C_{2v}]}{Q^2 + C_{1v}}$$

$$1 - G_D^2(Q^2) = \frac{Q^2}{Q^2 + C}$$

$$K_{sea} = \frac{Q^2}{Q^2 + C_{sea}}$$

$$A = 0.419$$

$$B = 0.223$$

$$C_{1v} = 0.544$$

$$C_{2v} = 0.431$$

$$C_{sea} = 0.380$$

3. Correction to Callan-Gross relation

$$2xF_1 = F_2 \frac{1 + 4Mx^2/Q^2}{1 + R}$$

R: Fitted function

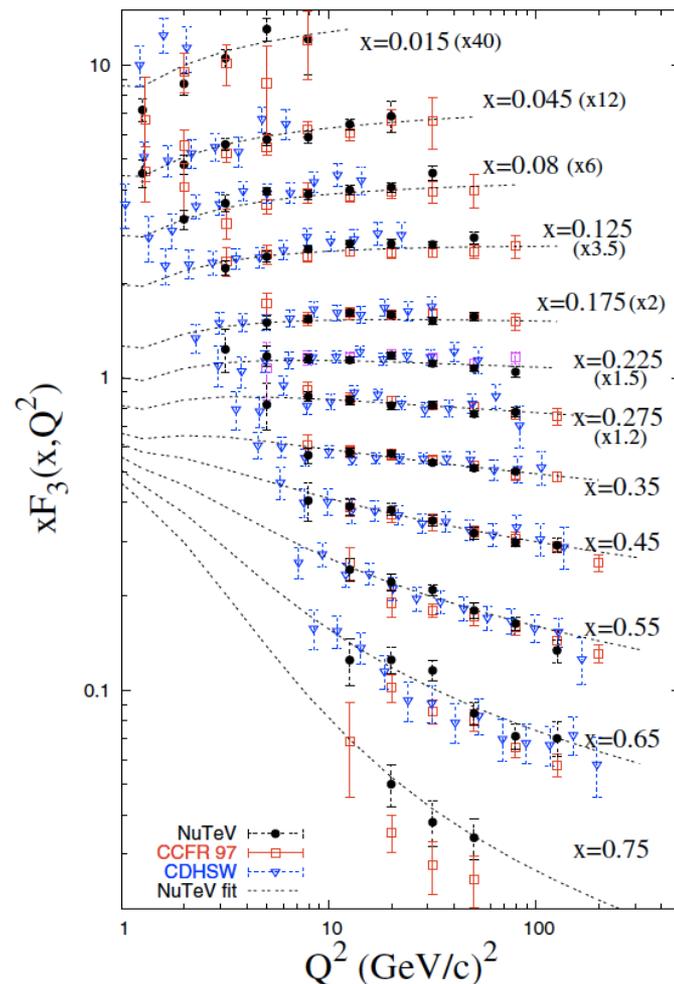
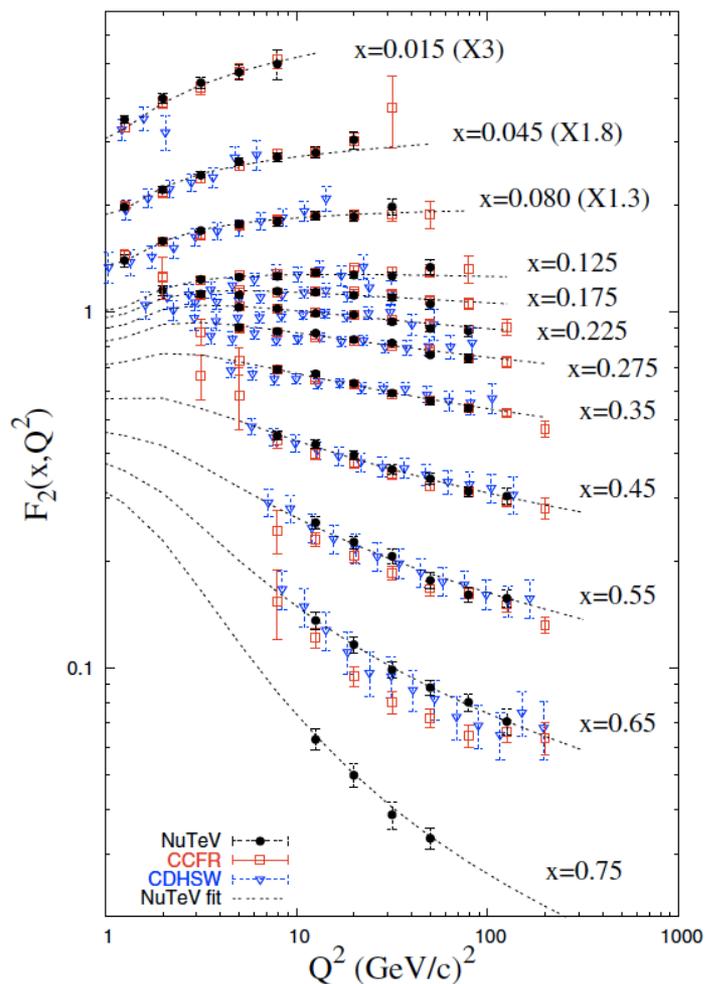
4. d/u ratio

$$u_v \rightarrow u'_v(d_v, u_v) \quad d_v \rightarrow d'_v(d_v, u_v)$$

# Deep Inelastic scattering

高エネルギーニュートリノを用い  
構造関数が測定されてきた。  
(パラメータ領域は限定されている)

| Experiment | Target | Energy |
|------------|--------|--------|
| CCFR       | Fe     | 30-360 |
| CDHSW      | Fe     | 20-212 |
| CHORUS     | Pb     | 10-200 |
| NuTeV      | Fe     | 30-500 |



# Deep Inelastic scattering

$$\nu + N \rightarrow l + \text{hadrons}$$

Avoid double counting : the resonance region to the DIS region

$W < 2\text{GeV}$  : 生成 meson 数が2以上のものだけを考える

生成数は multiplicity function ( $W$ の関数)を使っている。

確率的に何%が2以上になるかを散乱断面積に掛ける

( 1 つ meson ができるような場合は、既に考慮済のため)

multiplicity function は過去の実験結果から決定

Current version: S. J. Barish et al. Phys. Rev D.17,1 (1978)

( There are recent reports from CHORUS collaboration.

Eur.Phys.J.C51:775-785,2007 )

$$\langle n_\pi \rangle = 0.09 + 1.83 \ln(W^2)$$

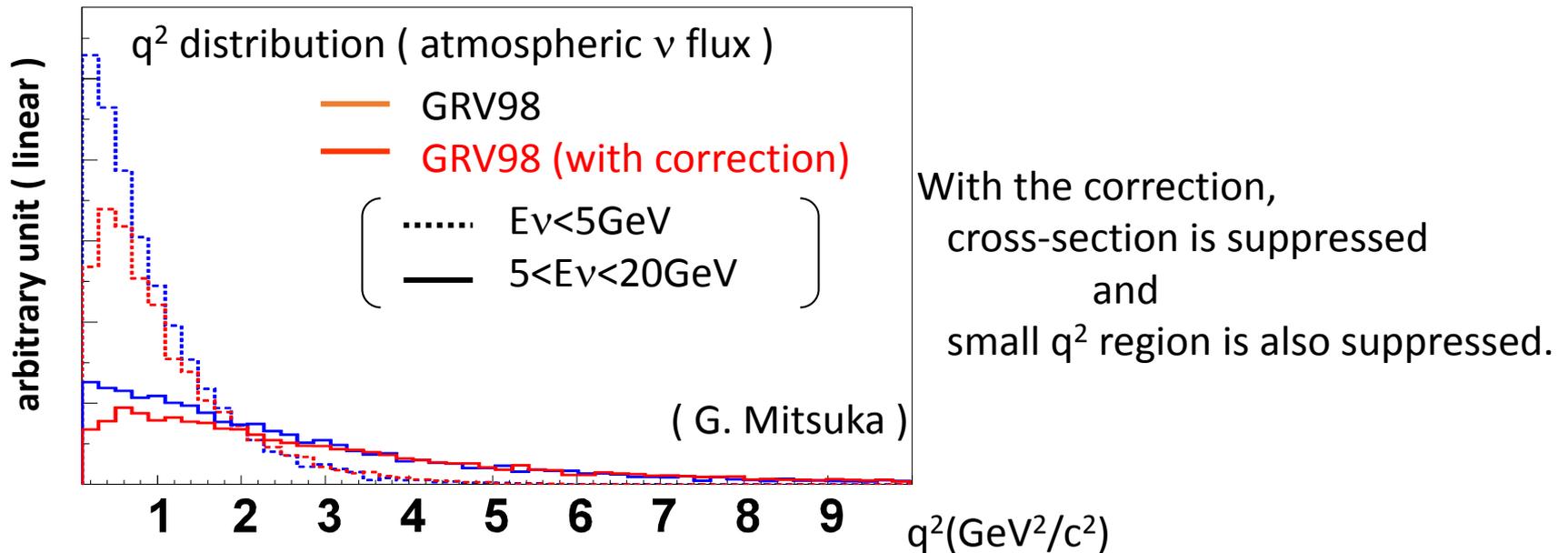
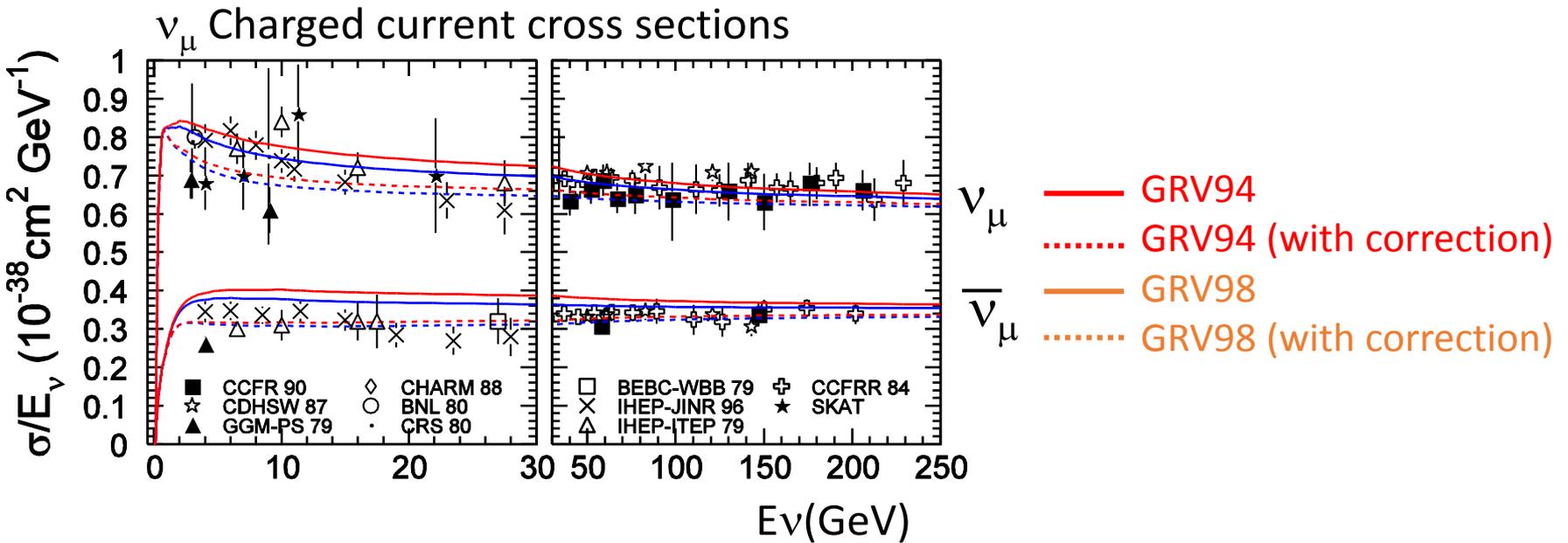
$W > 2\text{GeV}$  : Use PYTHIA to generate vectors.

|                | $W < 2\text{GeV}$                          | $W > 2\text{GeV}$                                 |
|----------------|--|---|
| # of $\pi = 1$ | Rein & Sehgal                              | PDF + Custom kinematics<br>( Bodek & Yang Corr. ) |
| # of $\pi > 1$ | Use PDF + PYTHIA<br>( Bodek & Yang Corr. ) | Use PDF + PYTHIA<br>( Bodek & Yang Corr. )        |

As for the parton distribution function,

we use the correction suggested by Bodek and Yang.

# Deep Inelastic scattering

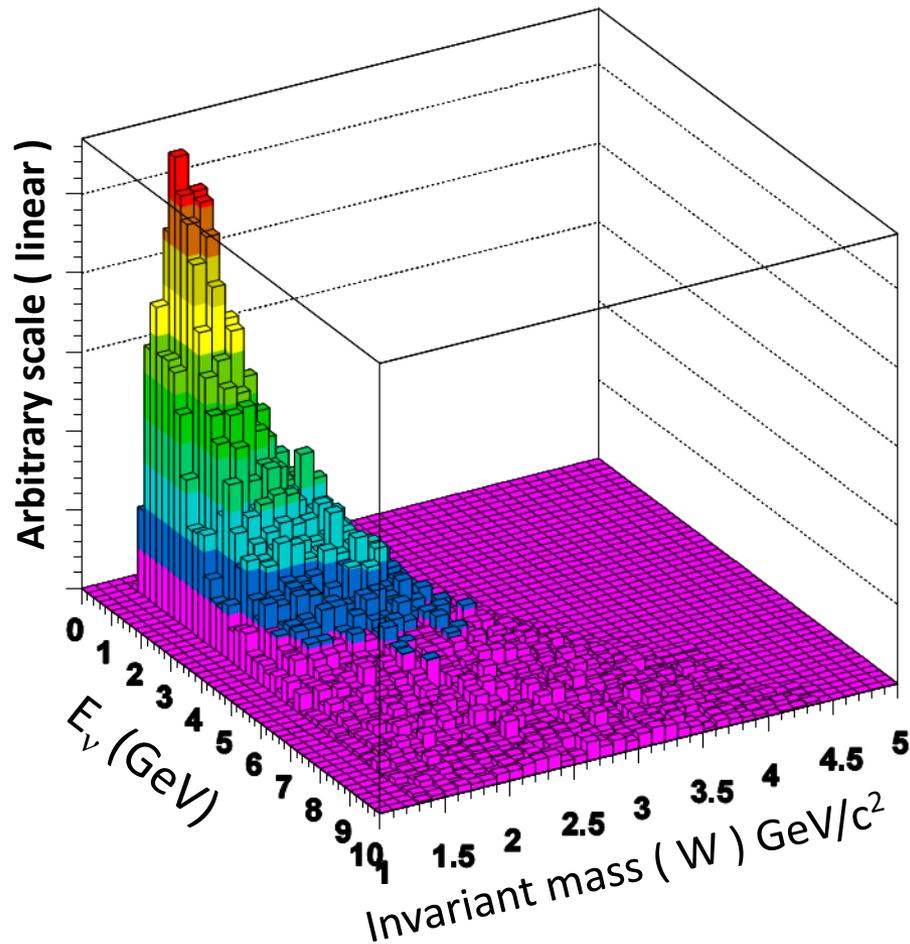


# Deep Inelastic scattering

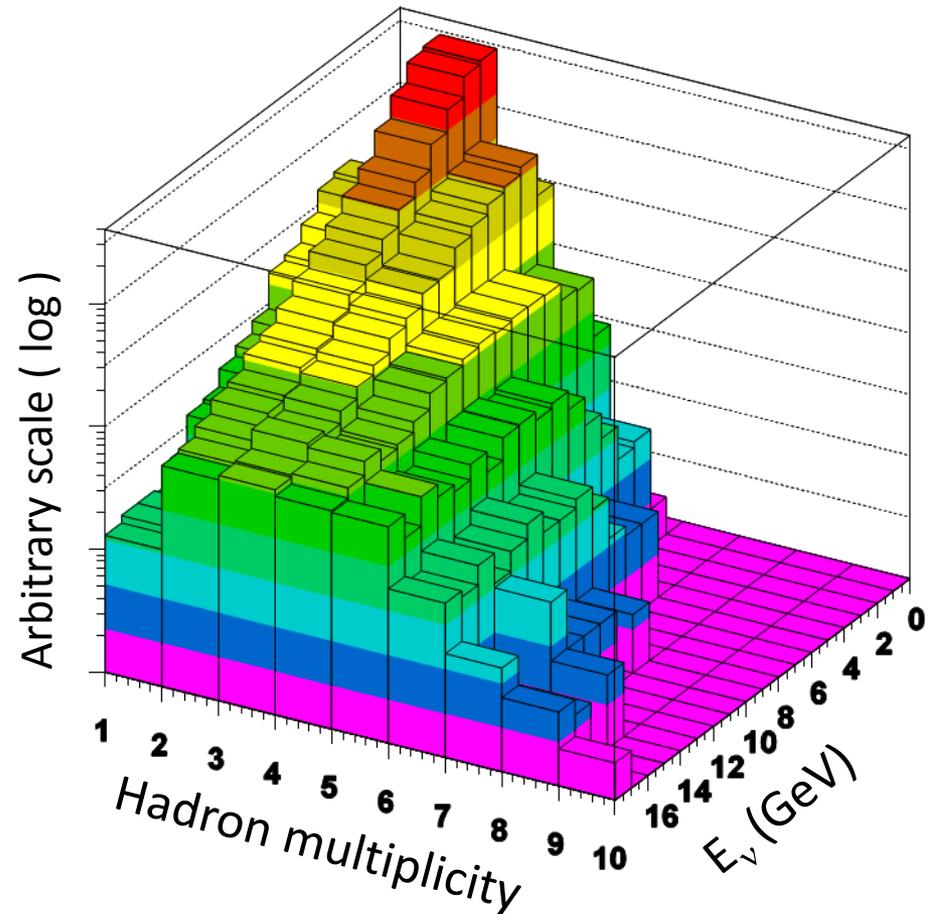
Two examples of basic distributions

( Atmospheric neutrino flux was used as input )

Invariant mass (  $W$  ) vs.  $E_\nu$



Hadron multiplicity vs.  $E_\nu$

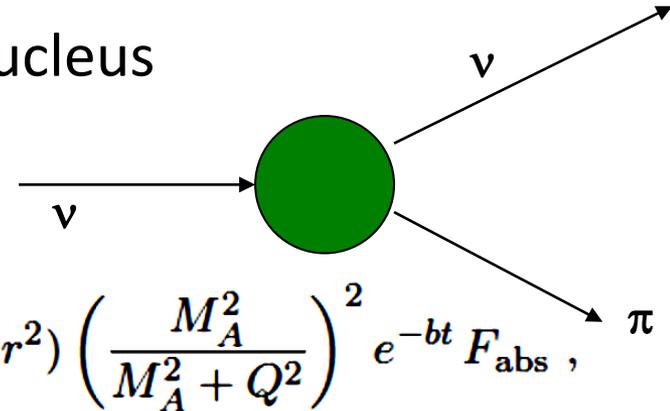


# Coherent pion productions



$\pi$  production without breaking the target nucleus

Model by Rein & Sehgal (Nucl.Phys.B223:29,1983)

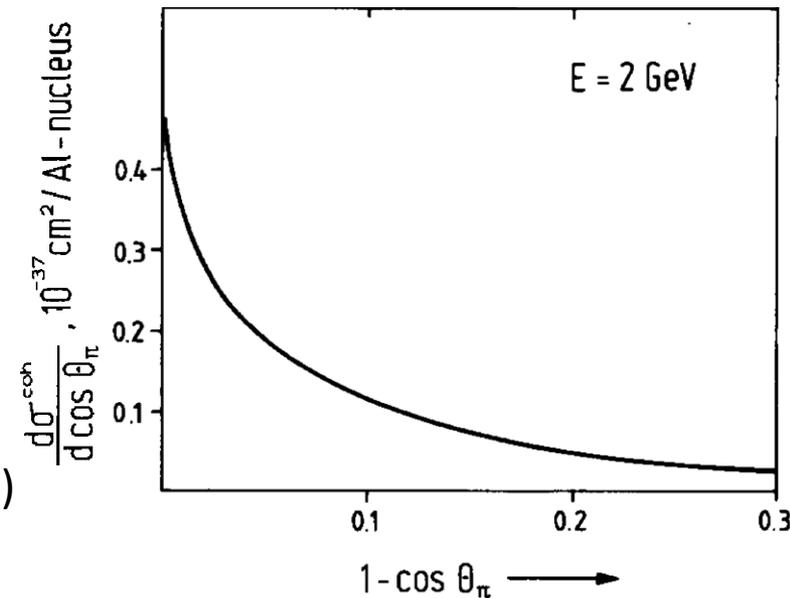
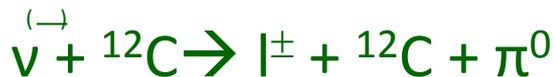


$$\frac{d^3\sigma}{dQ^2 dy dt} = \frac{G_F^2 m_N E_\nu}{2\pi^2} f_\pi^2 A^2 (1-y) \frac{1}{16\pi} (\sigma_{\text{tot}}^{\pi N})^2 (1+r^2) \left( \frac{M_A^2}{M_A^2 + Q^2} \right)^2 e^{-bt} F_{\text{abs}},$$

$$r = \frac{\text{Re}[f_{\pi N}(0)]}{\text{Im}[f_{\pi N}(0)]},$$

- Cross-section is smaller than the resonance-mediated mode.
- Direction of  $\pi$  has peak in forward

( Experimentally observed in the higher energy neutrino experiments. )



Recently, cross-section of **charged current** coherent pion production was found to be very small in  $\sim < \text{GeV}$  region.

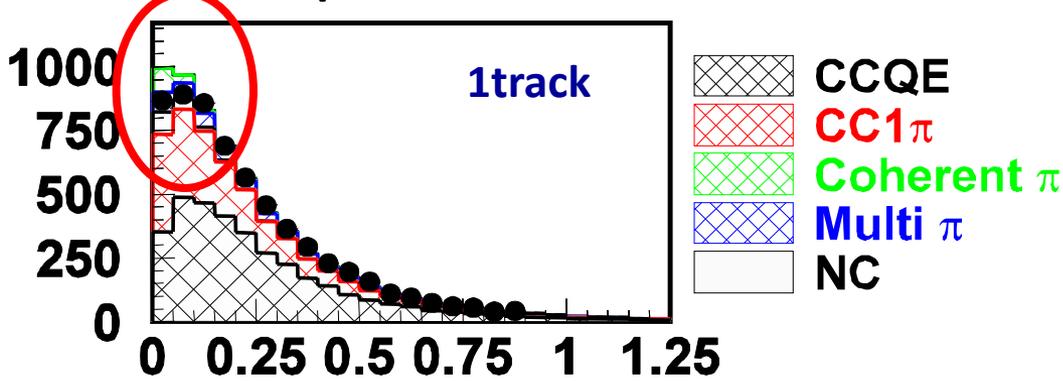
M. Hasegawa et al.(K2K collaboration) ( hep-ex/0506008 )

# Charged current coherent $\pi$ production

In K2K, number of forward going particles  
was smaller than expected.

If we assume quasi-elastic scattering and reconstruct  $q^2$ ,  
deficits were observed in the small  $q^2$  region.

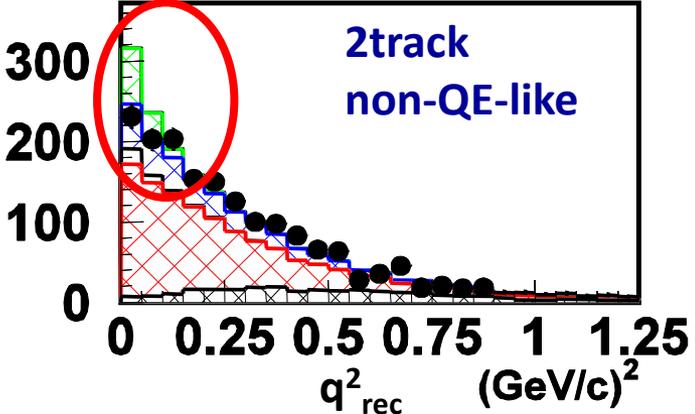
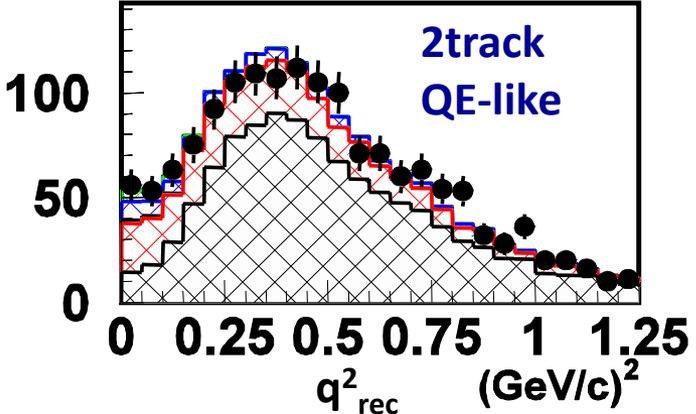
Reconstructed  $q^2$  distributions from SciBar



$q^2_{rec}$ : from  $p_\mu/\theta_\mu$ , assuming CCQE kinematics

$$q^2_{rec} = 2E_\nu^{rec} (E_\mu - p_\mu \cos \theta_\mu) - m_\mu^2$$

$$E_\nu^{rec} = \frac{m_n E_\mu - m_\mu^2 / 2}{m_n - E_\mu + p_\mu \cos \theta_\mu}$$

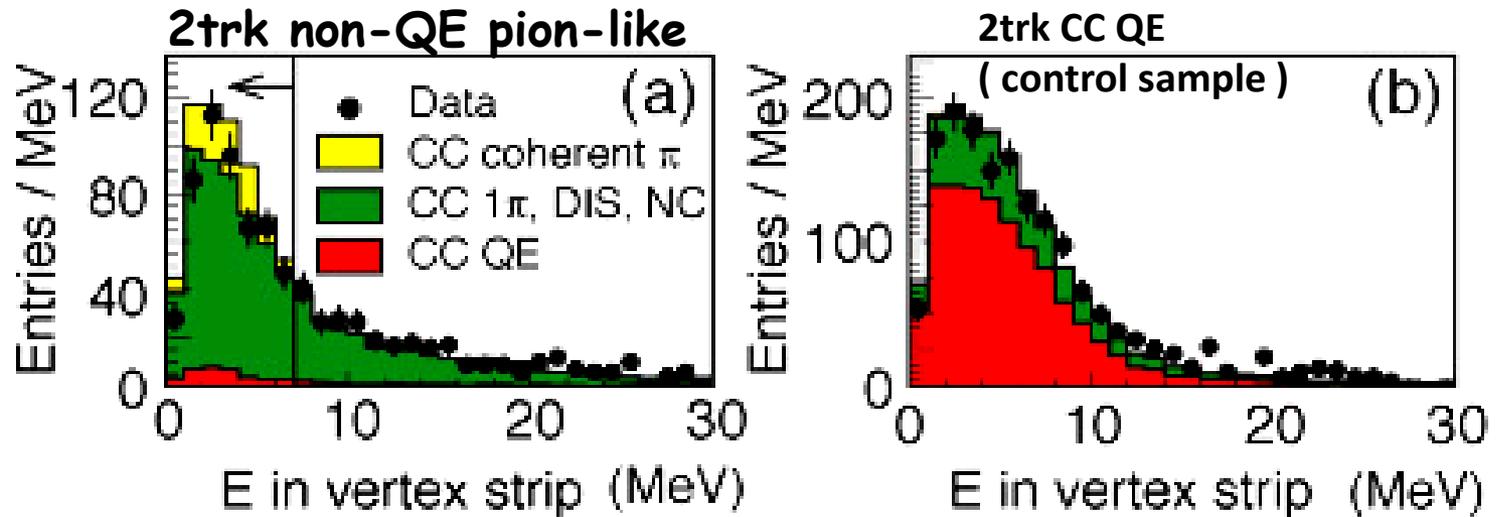


Disagreement of single  $\pi$  production or coherent  $\pi$  production?

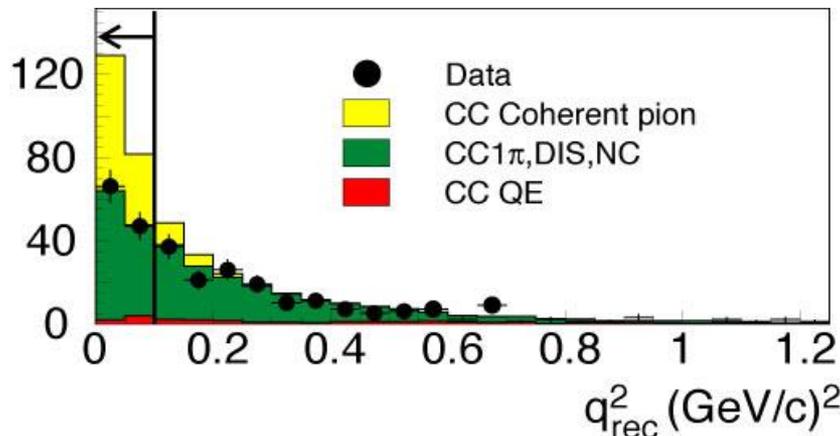
# Charged current coherent $\pi$ analysis

- **Vertex activity rejection**

Cut by the energy deposit around the vertex.



- **Reconstructed  $q^2$  cut**



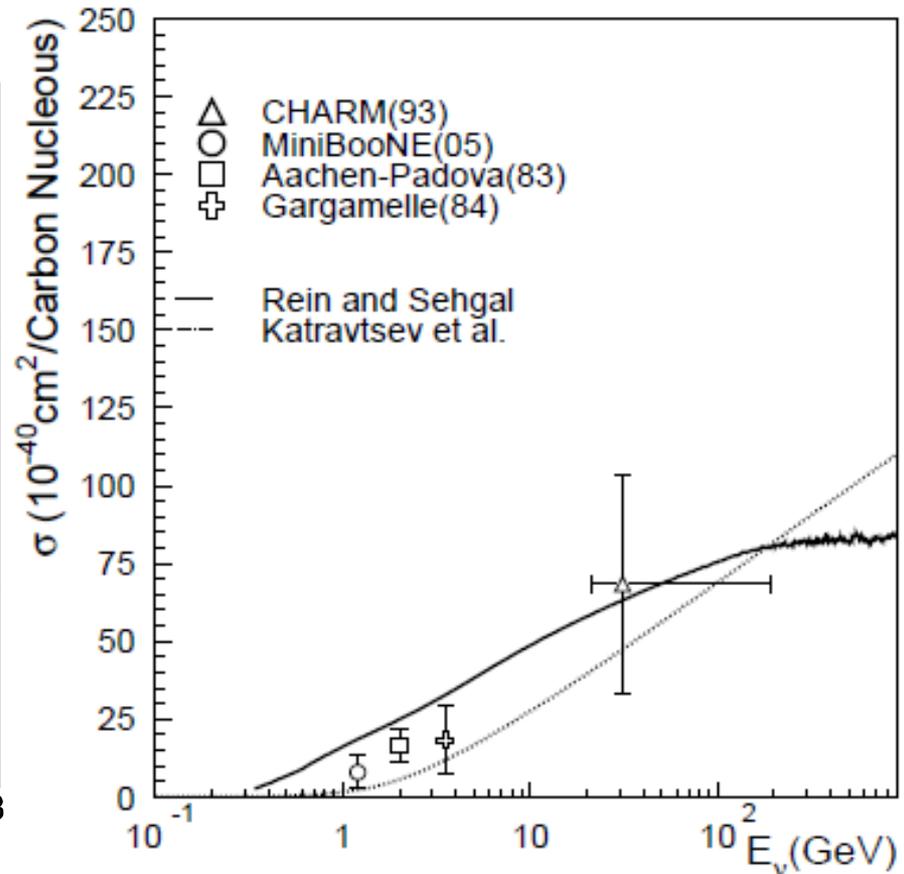
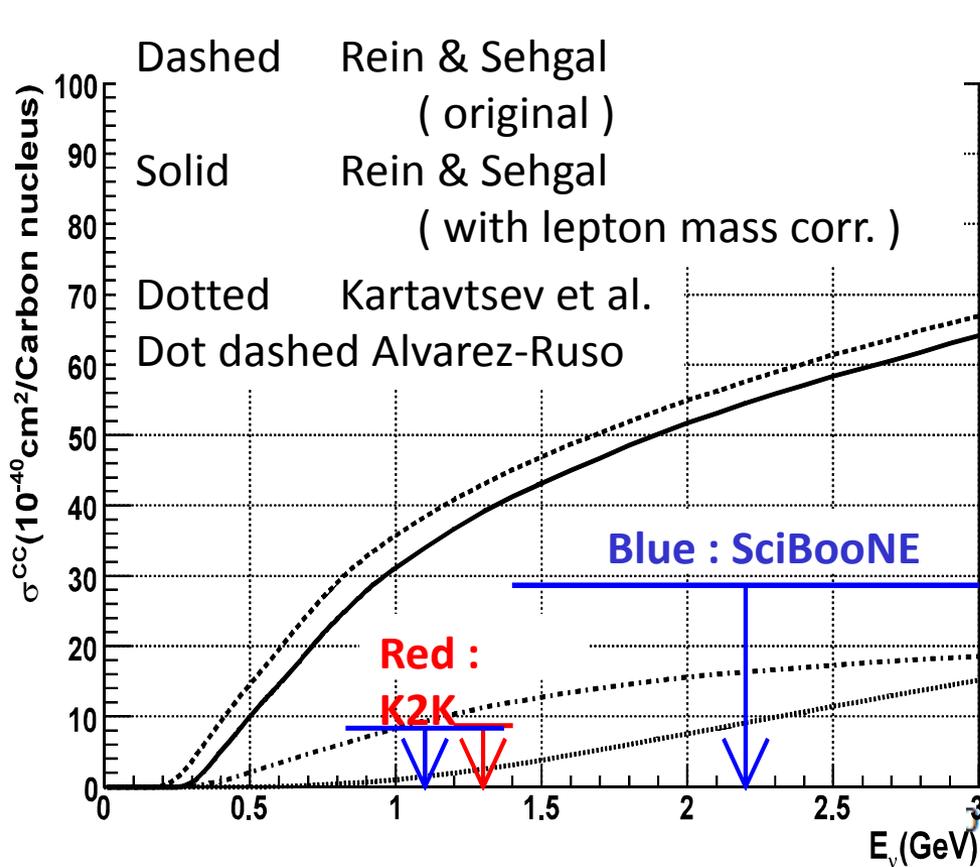
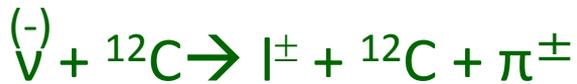
Select events with

$$q_{\text{rec}}^2 < 0.10 \text{ (GeV}/c^2\text{)}^2$$

|             |       |
|-------------|-------|
| # of events | 113   |
| Efficiency  | 21.1% |
| Purity      | 47.1% |

# Coherent pion productions

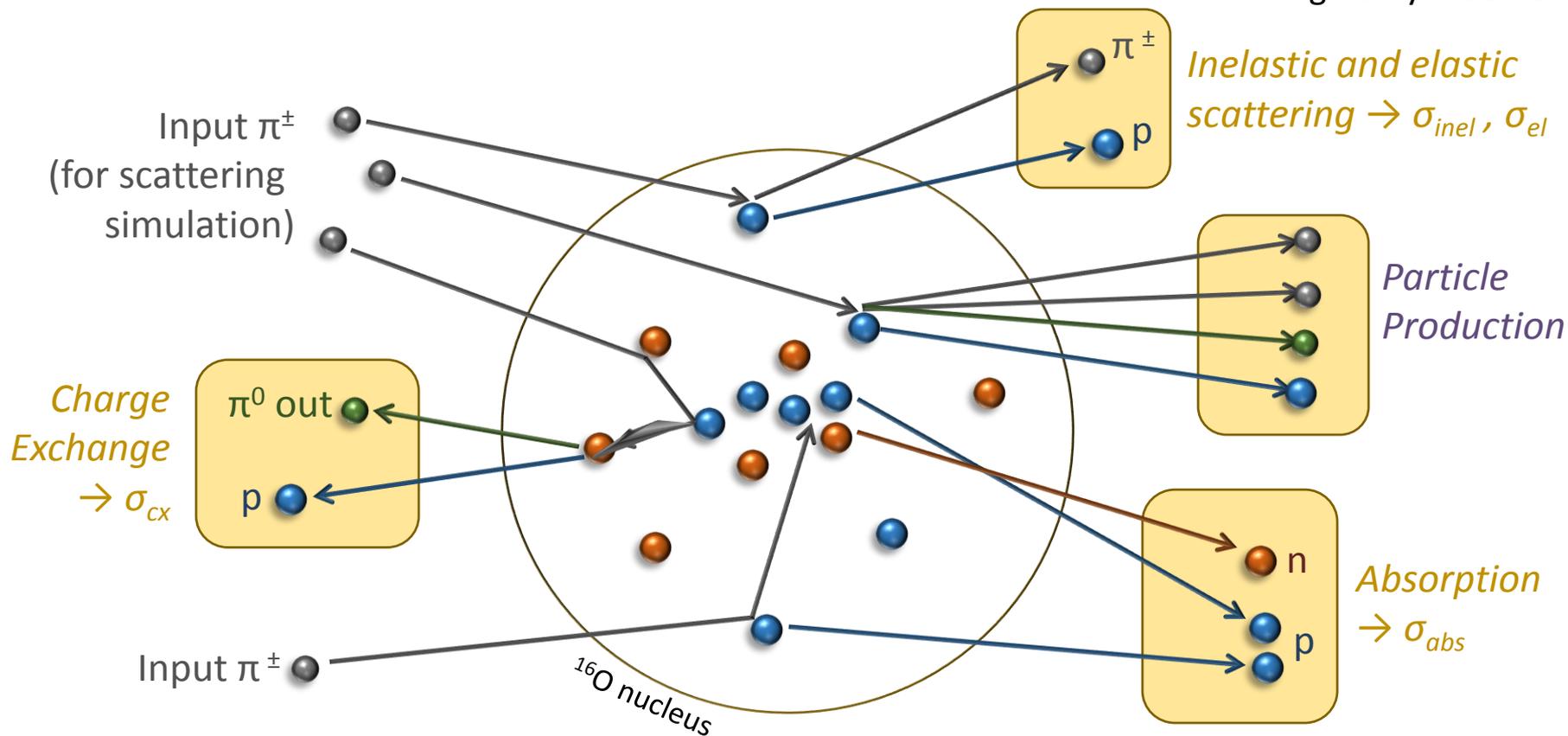
Low energy charged current coherent pion production seems to be small.  
 ( Results from the K2K and the SciBooNE experiments. )





# 原子核中で粒子が生成した場合の反応の取り扱い

Figure by P. de Perio



## Nuclear effects ( Final state interactions of hadrons )

原子核内で生成した  $\pi, K, \eta, \Omega, p, n$  の、核子との再散乱

NEUT では Cascade model が用いられている

原子核内で生成した粒子を、核内で少しずつ動かし、  
各ステップで散乱するかどうかを確認、

粒子が原子核の外に出るまでこれを繰り返す

NEUT では粒子により若干違うモデルが用いられている。

For low momentum  $\pi$  (  $< 500\text{MeV}/c$  ,  $\Delta$  領域 )

$\Delta$  - ホール模型 を用い、平均自由行程を計算

(  $\pi$  の運動量と核子内の密度(位置)の関数 )

(L. Salcedo et al., Nucl. Phys. A484(1998) 79)

計算結果を、実際の  $\pi$  散乱実験と比較、

再現性が良くなるようにパラメータをスケールさせている。

For the higher momentum  $\pi$  (  $> 500\text{MeV}/c$  ),  $K, \eta, \Omega, p, n$

各粒子の、核子/原子核散乱実験のデータから

平均自由行程を見積り

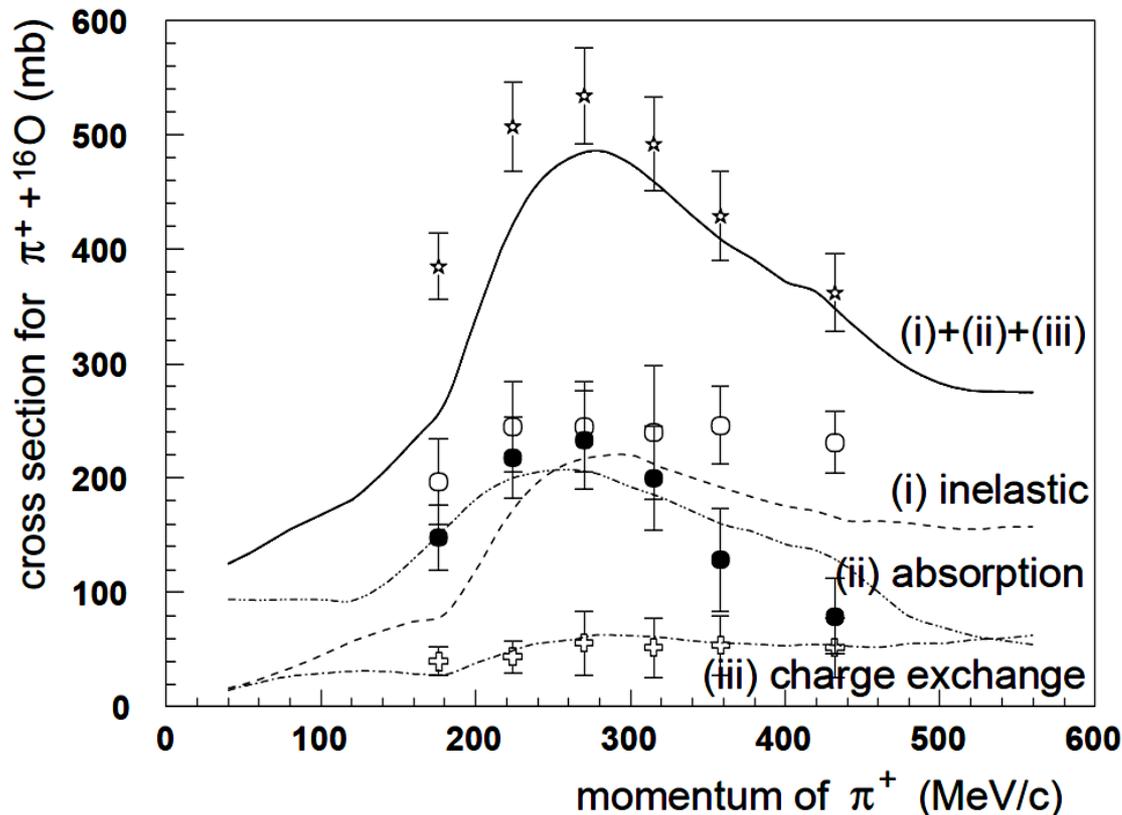
# Nuclear effects ( Final state interactions of hadrons )

△ 領域を特別に扱っている理由

single  $\pi$  production の  $\pi$  は、ほとんどが の崩壊から生成

これらの  $\pi$  と核子の散乱断面積は非常に大きい

すなわち、原子核内で核子と反応する確率も当然高い



Momentum of  $\pi$   
from  $p \rightarrow e^+ \pi^0$   
is  $\sim 460 < \text{MeV}/c$ .

# Nuclear effects ( Final state interactions of hadrons )

原子核内で生成した粒子を、核内で少しずつ動かす

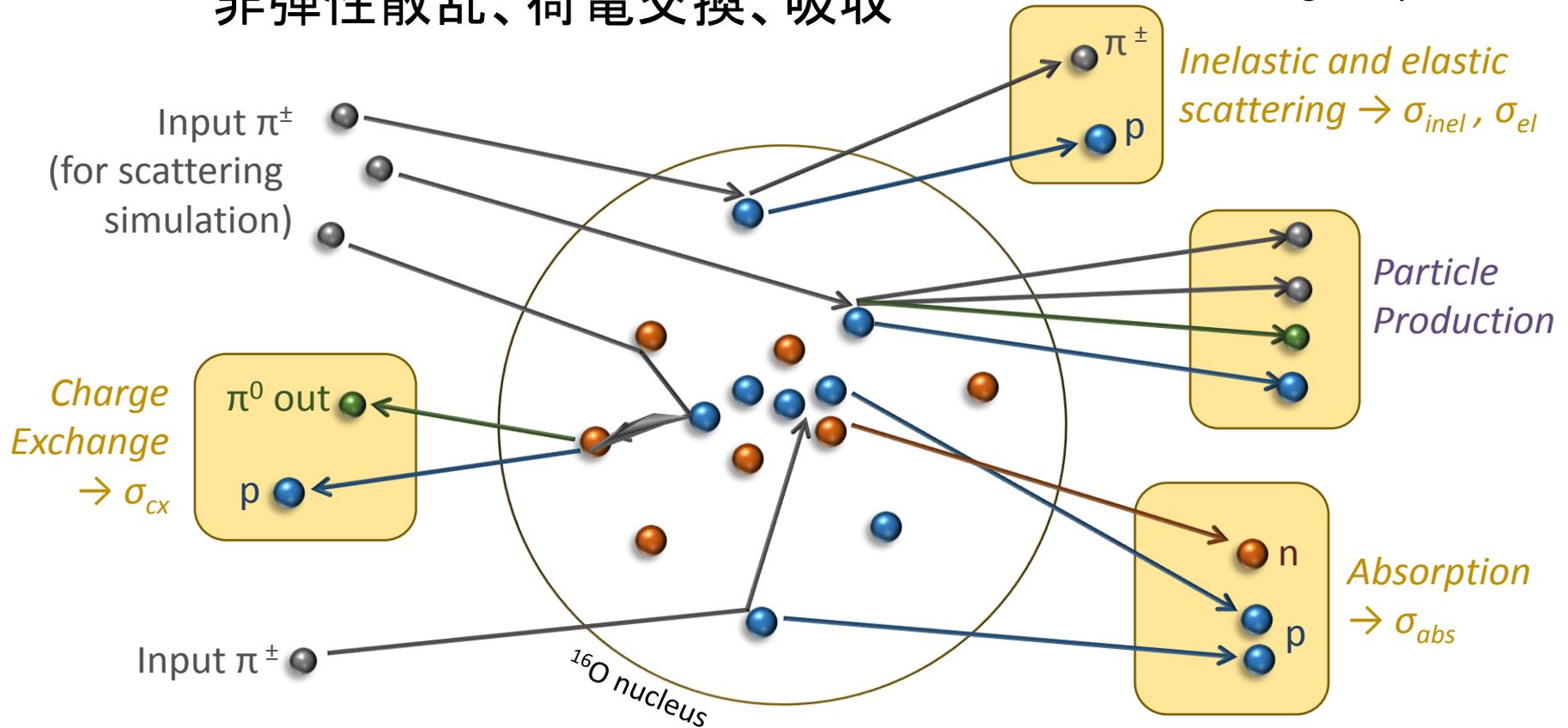
[移動距離]/[平均自由行程]を計算、反応するかどうか判定

粒子が原子核の外に出るまでこれを繰り返す

$\pi$  について考慮している反応

非弾性散乱、荷電交換、吸収

Figure by P. de Perio



# Nuclear effects ( Final state interactions of hadrons )

- 原子核密度 ~ Woods-Saxon Distribution を用いている

| Target:                      | Oxygen   | Carbon (and other nuclei)   |
|------------------------------|--|---|
| Model                        | <u>2-parameter Fermi model</u><br>$\rho(r) = \rho_0 \left( \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r-c}{a}\right)} \right)$ | <u>3-parameter Fermi model</u><br>$\rho(r) = \rho_0 \left( \frac{1 + w \cdot \left(\frac{r}{c}\right)^2}{1 + \exp\left(\frac{r-c}{a}\right)} \right)$ |
| c (fm)                       | 2.69   | 2.355   |
| a (fm)                       | 0.40961  | 0.5224  |
| w                            | -  | -0.149  |
| $\rho_0$ (fm <sup>-3</sup> ) | (N/16) / 100.33  | (N/12) / 100.33   |

- **Local Fermi Gas model**

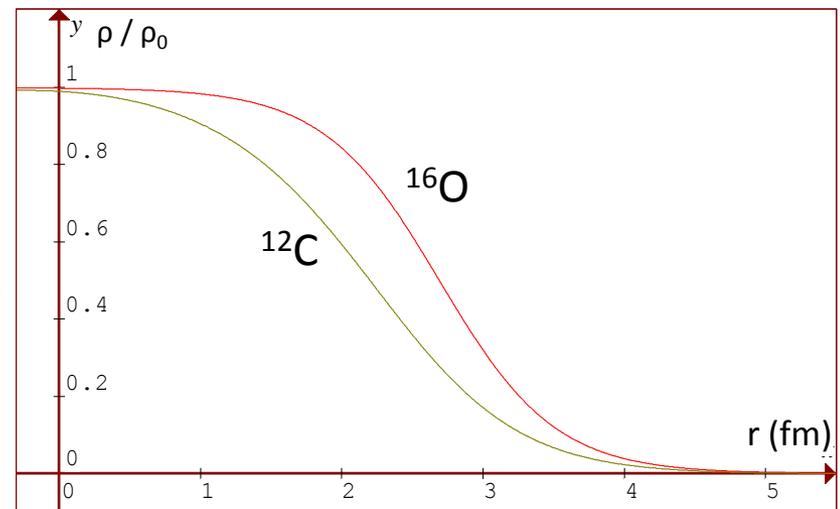
Fermi surface momentum

( 核子の離脱判定に使う運動量 )  
 が密度に依存する

高密度 :  $p_F$  大きい ~ 束縛が強い

低密度 :  $p_F$  小さい ~ 束縛が弱い

$$p_F = (3\pi\rho*(Z/A)^{1/3})$$



Parameters from *Atom. & Nucl. Data Tables* 14 479 (1974)

# Nuclear effects ( Final state interactions of hadrons )

Low momentum pion ( < 500MeV/c , so-called  $\Delta$  region )

(L.L.Salcedo et al. Nucl. Phys. A484(1998) 79)

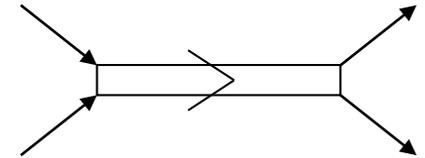
Calculate interaction probability using  $\Delta$ h model

and  $\pi$  &  $\Delta$  self-energy

また Local Fermi gas モデルが使われている

$\pi$  の前方散乱がうまく再現される

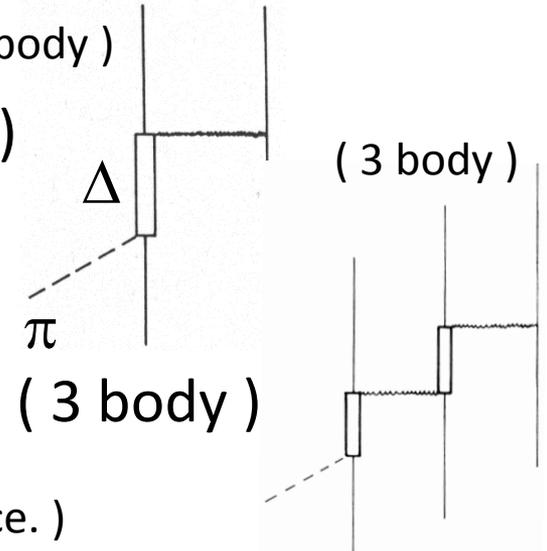
Pion scattering



Pion absorption



( 2 body )

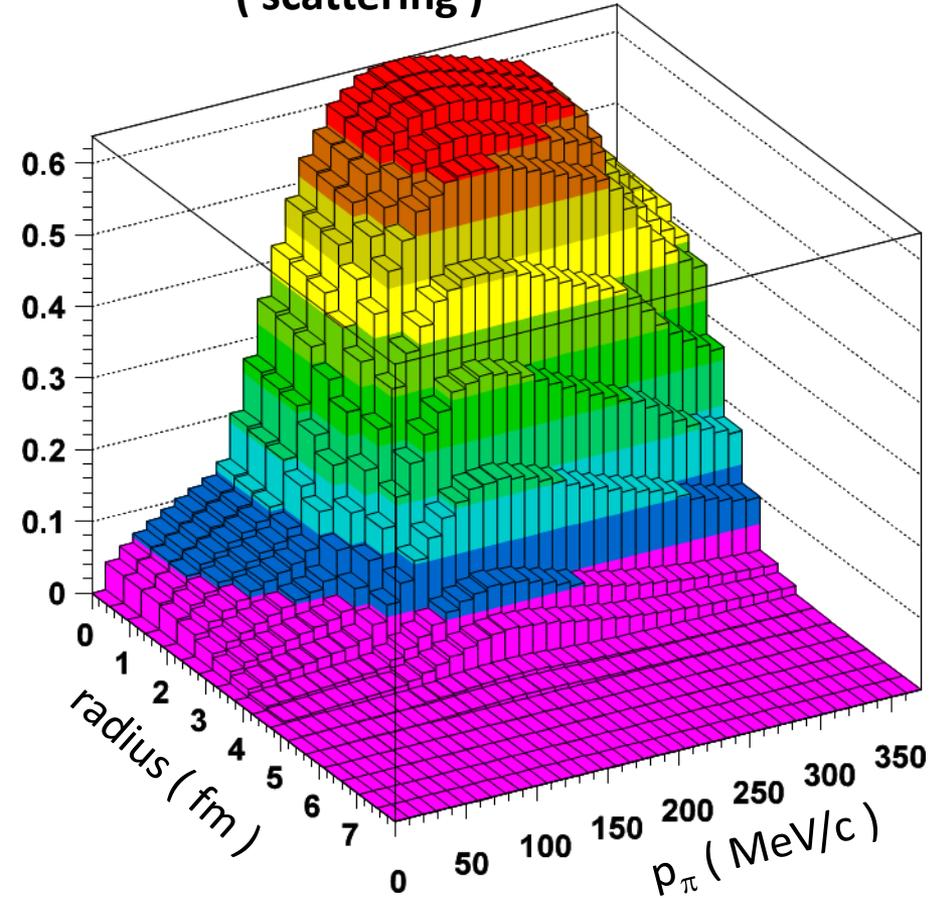


( Note: There are several other diagrams. See reference. )

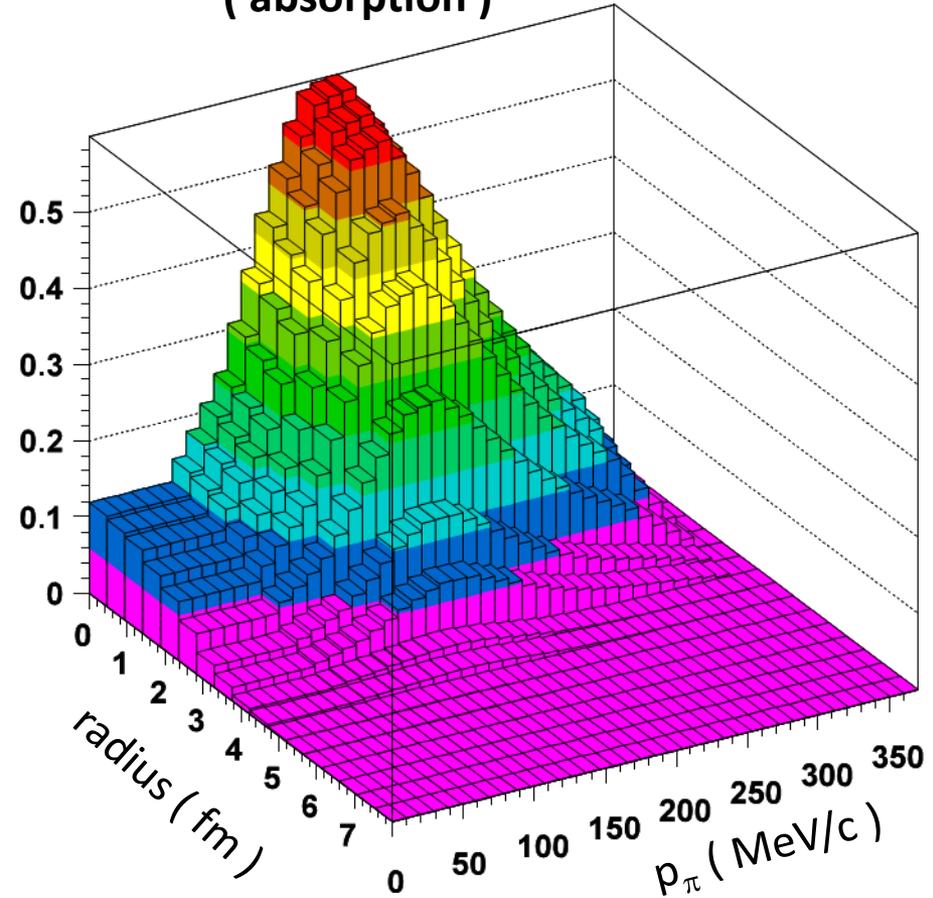
# Nuclear effects ( Final state interactions of hadrons )

反応確率 ( 平均自由行程 ) の  $\pi$  運動量および位置(半径/密度)依存性

Interaction probability  
( scattering )



Interaction probability  
( absorption )



Fermi surface momentum が密度(位置)に依存している

周辺部では Fermi surface momentum が小さく、小さい  $q^2$  反応が許容

# Nuclear effects ( Final state interactions of hadrons )

高運動量の  $\pi$  のとりあつかい (  $p_\pi > 500 \text{ MeV}/c$  )

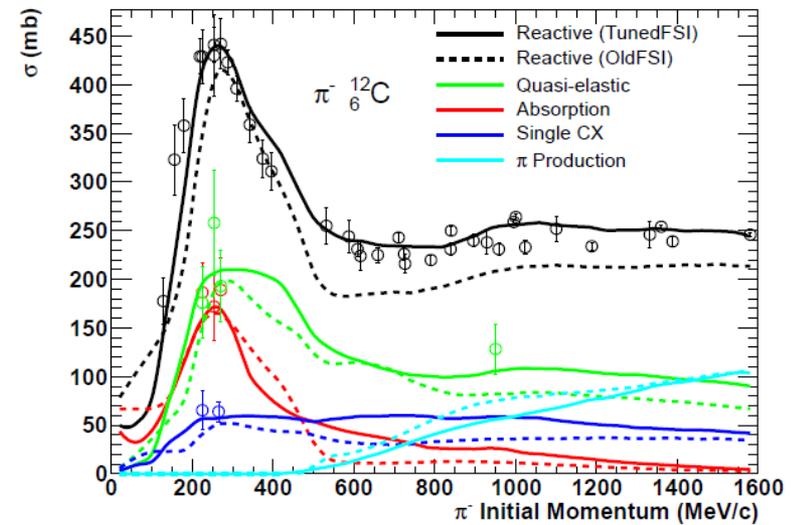
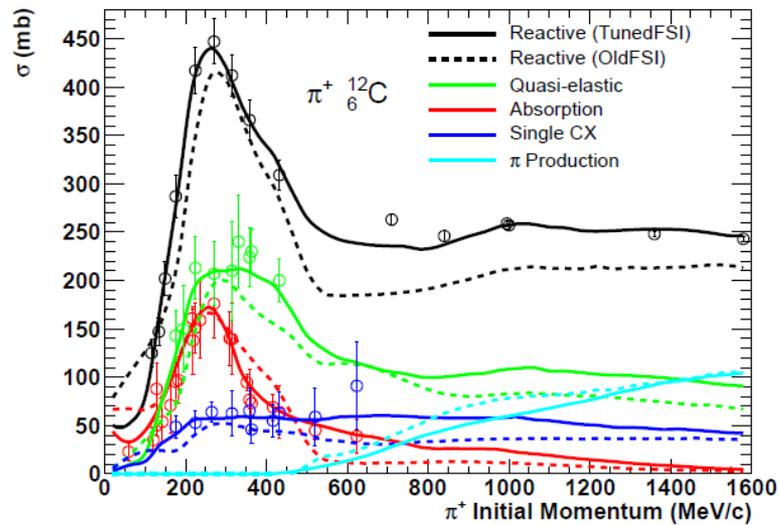
- $\pi^\pm N$  and  $\pi^\pm d$  散乱のデータを用いる  
弾性散乱と非弾性散乱(粒子生成)を考える

|                         | $\pi^+ p \mid \pi^- n$   | $\pi^+ n \mid \pi^0 N \mid \pi^- p$ |
|-------------------------|--------------------------|-------------------------------------|
| $\sigma_{free}^{el} =$  | $\sigma_{\pi^+ p}^{el}$  | $\sigma_{\pi^- p}^{el}$             |
| $\sigma_{free}^{tot} =$ | $\sigma_{\pi^+ p}^{tot}$ | $\sigma_{\pi^- p}^{tot}$            |

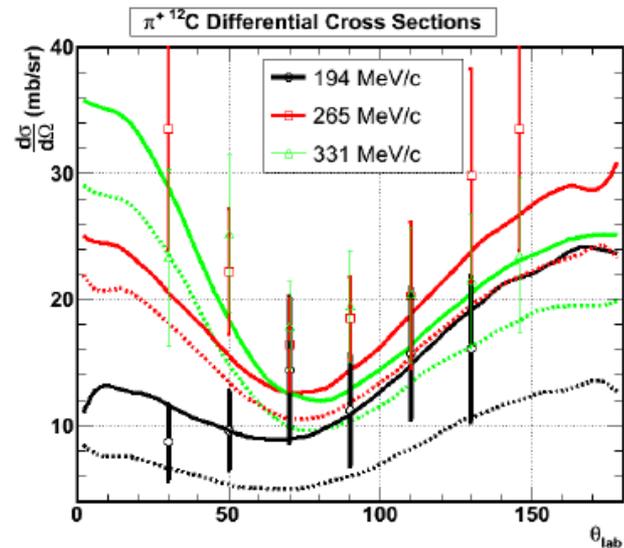
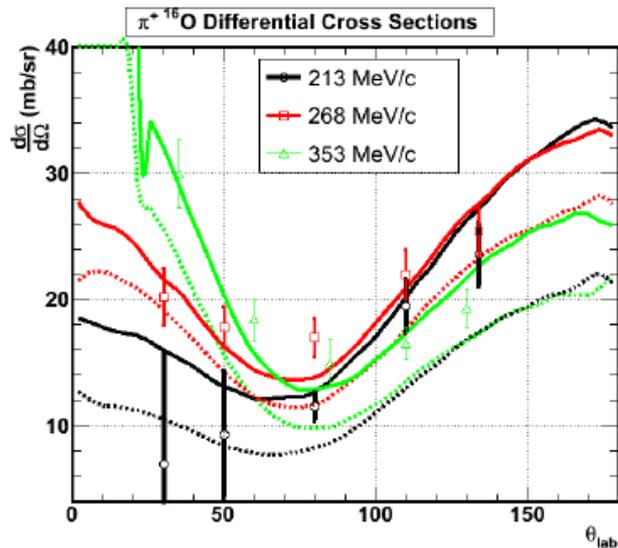
- Elastic scattering: 
$$\sigma_{el} = \frac{1}{2} \sigma_{\pi^\pm d}^{total} \left( \frac{\sigma_{free}^{el}}{\sigma_{free}^{tot}} \right)$$
- Hadronic Production: 
$$\sigma_{inel} = \frac{1}{2} \sigma_{\pi^\pm d}^{total} \left( 1 - \frac{\sigma_{free}^{el}}{\sigma_{free}^{tot}} \right)$$

# Nuclear effects ( Final state interactions of hadrons )

## $\pi$ Carbon scattering interaction cross-sections

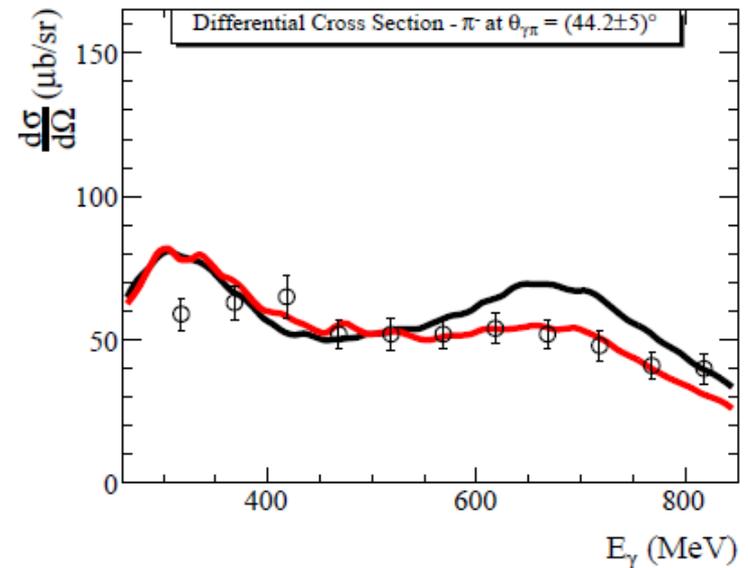
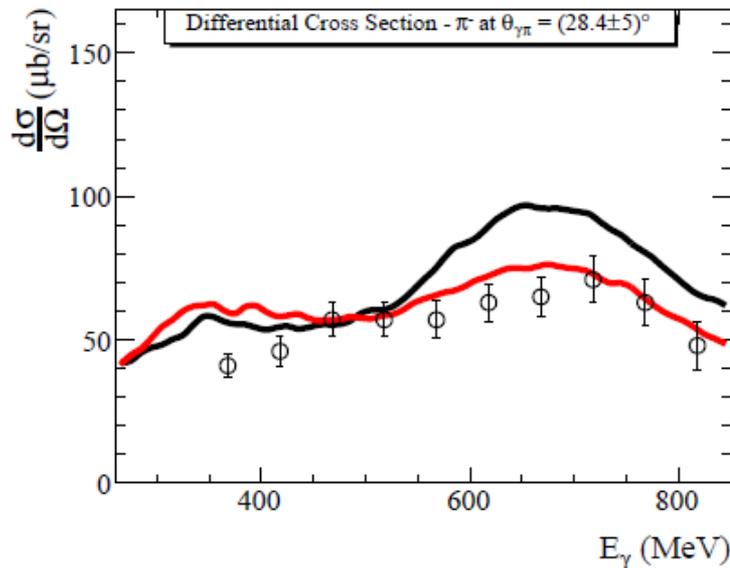
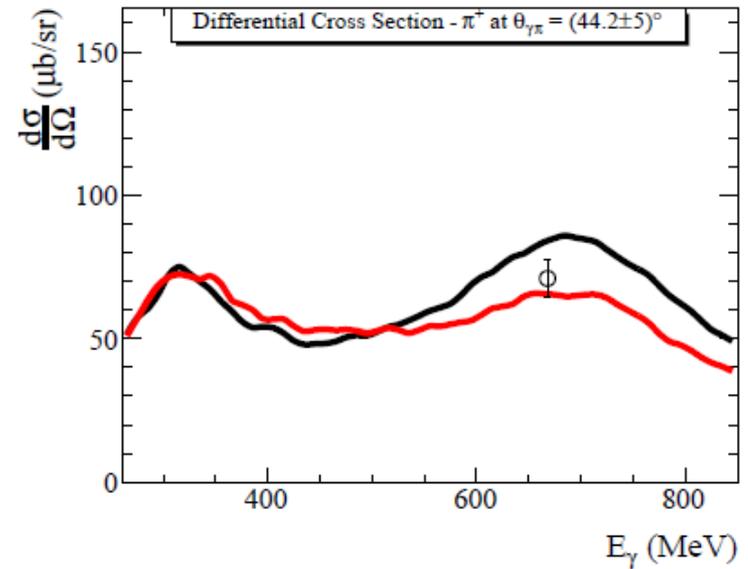
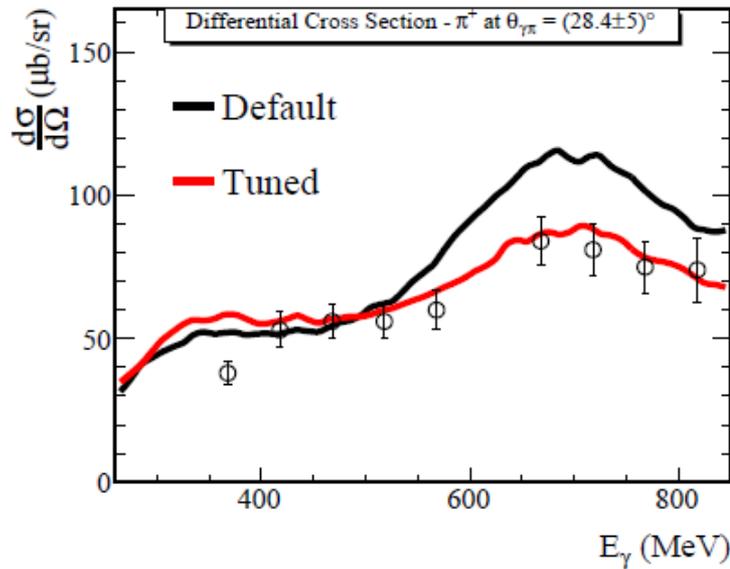


## $\pi^+$ Oxygen scattering differential cross-sections



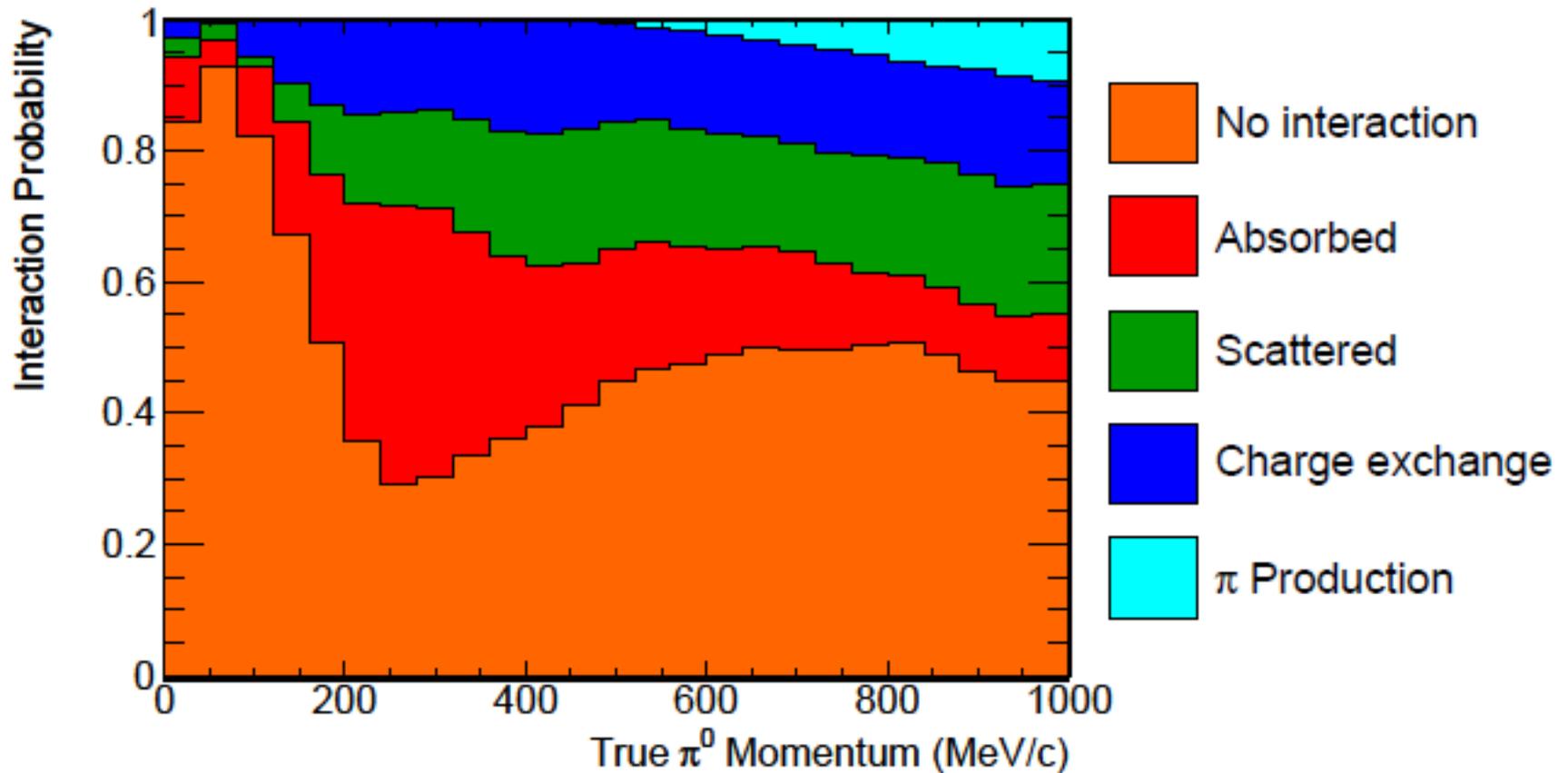
# Nuclear effects ( Final state interactions of hadrons )

## $\pi^+$ Carbon scattering differential cross-sections



# Nuclear effects ( Final state interactions of hadrons )

酸素中で生成した  $\pi^0$  の反応確率



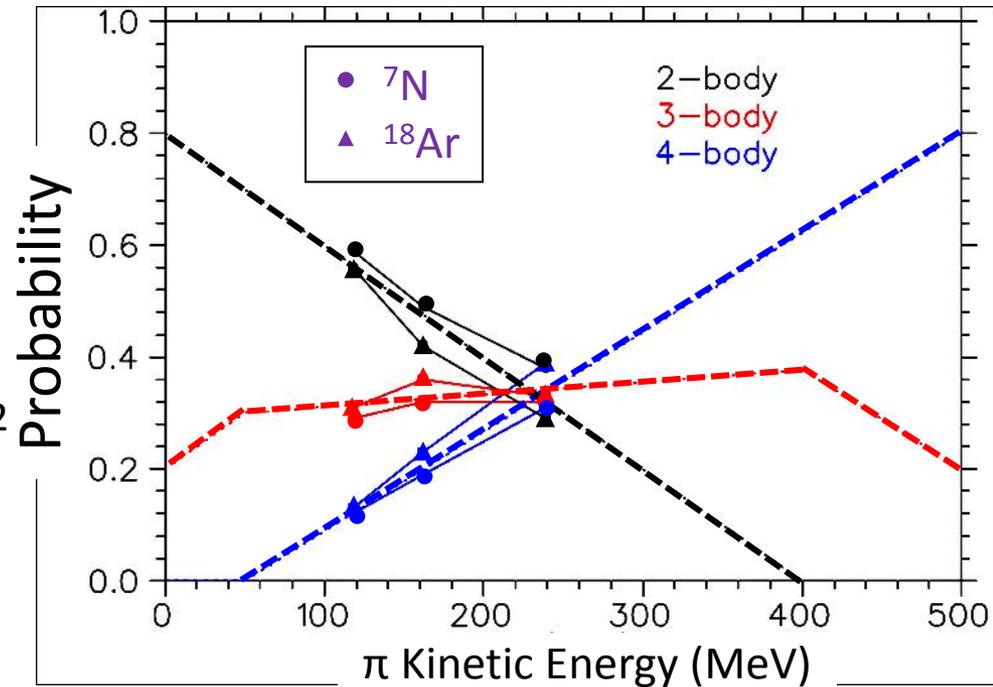
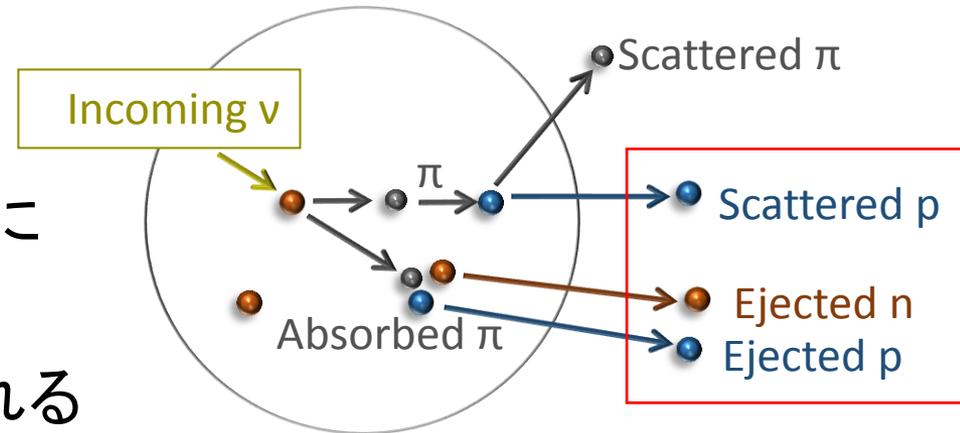
# Nuclear effects ( Final state interactions of hadrons )

## $\pi$ 吸収あとの核子放出

$\pi$  粒子が吸収されたとき、  
そのエネルギーは核子に  
わたされている。

→ 核子が原子核から放出される

- 核子の放出数は  
 $\pi$  吸収の実験データ  
より決定<sup>1</sup>
- 核子の運動量は  
2 体については  $\pi d$  散乱<sup>2</sup>  
それ以外は phase space  
で許されるように生成



[1] Rowntree *et al.* Phys. Rev. C60 (99) 054610

[2] Ritchie, Phys. Rev. C 44, 533

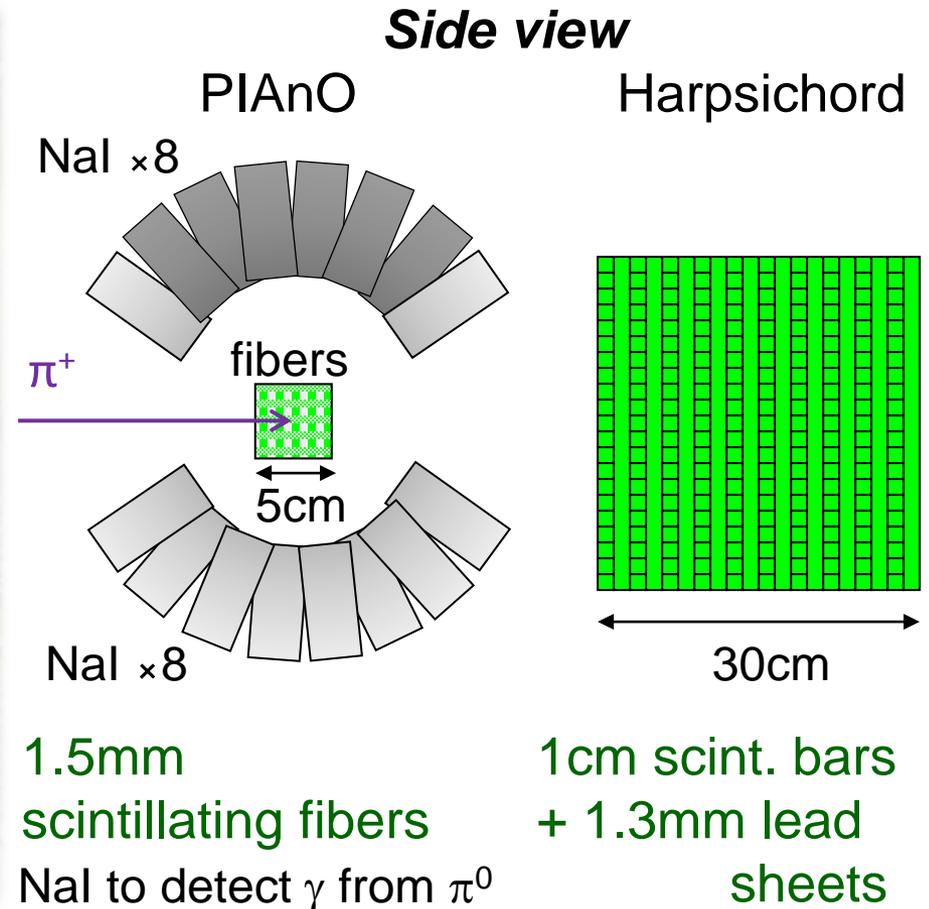
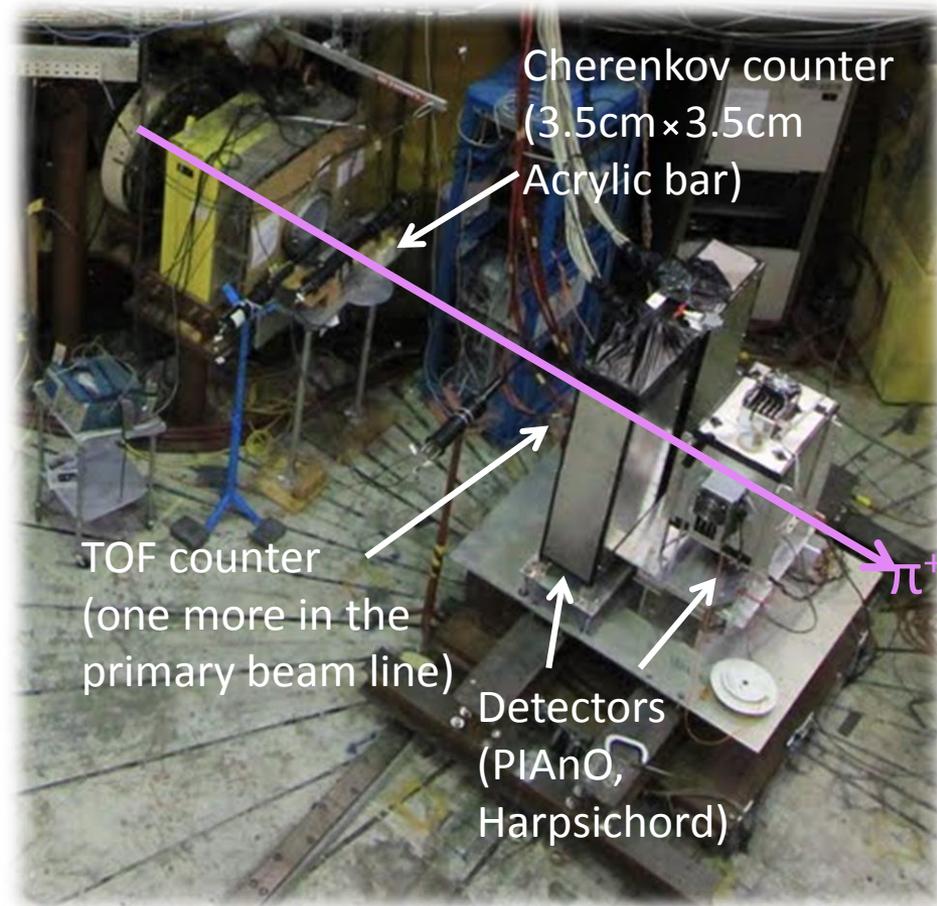
( P. de Perio / R. Tacik )

# Duet experiment ~ Study of $\pi$ interactions

Two Scintillator detectors

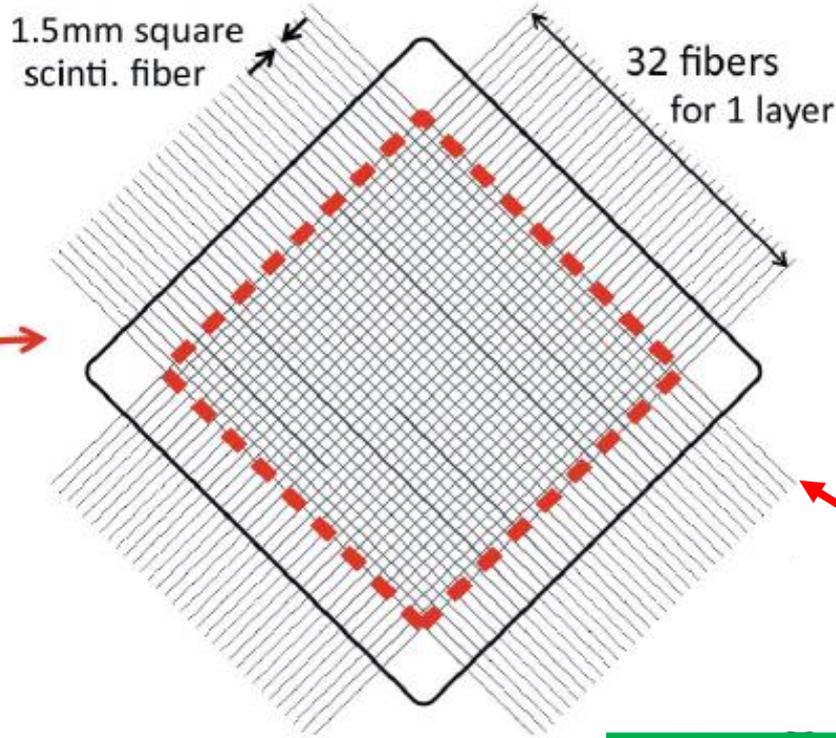
Full active scintillating fiber detector with NaI  
Scintillator bars + Lead sheets

High purity  $\pi$  beam in TRIUMF ( M11 )  $p_{\pi} = 175 \sim 375$  MeV/c

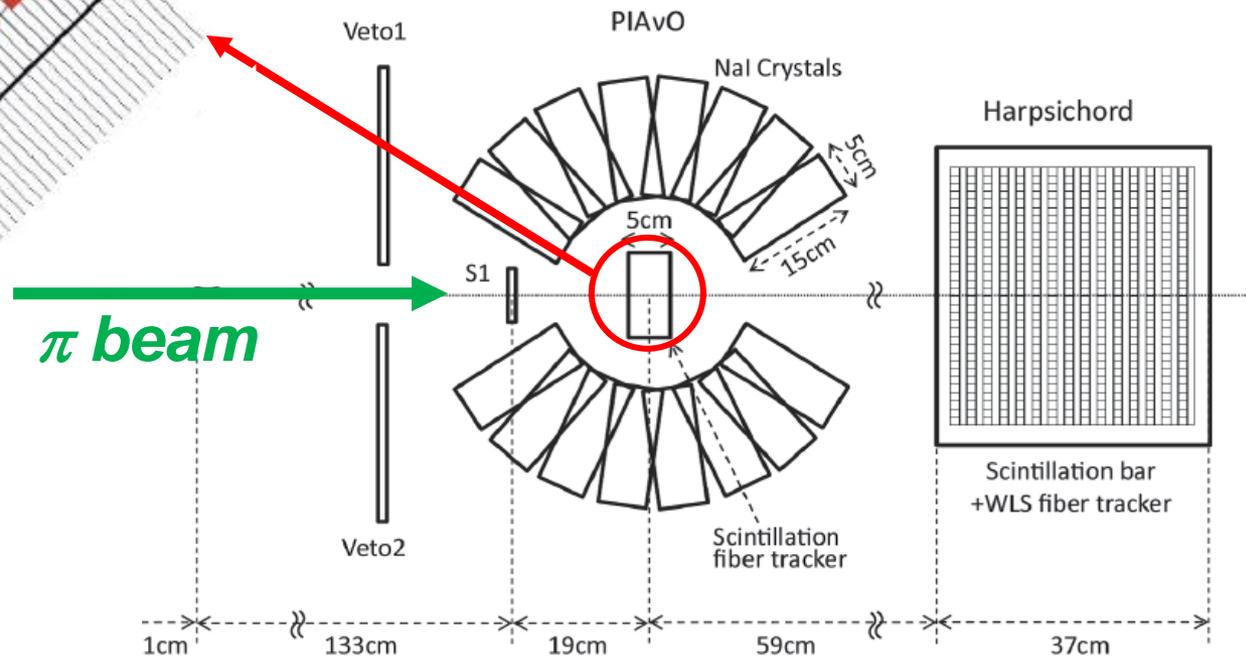


# PIAvO experiment

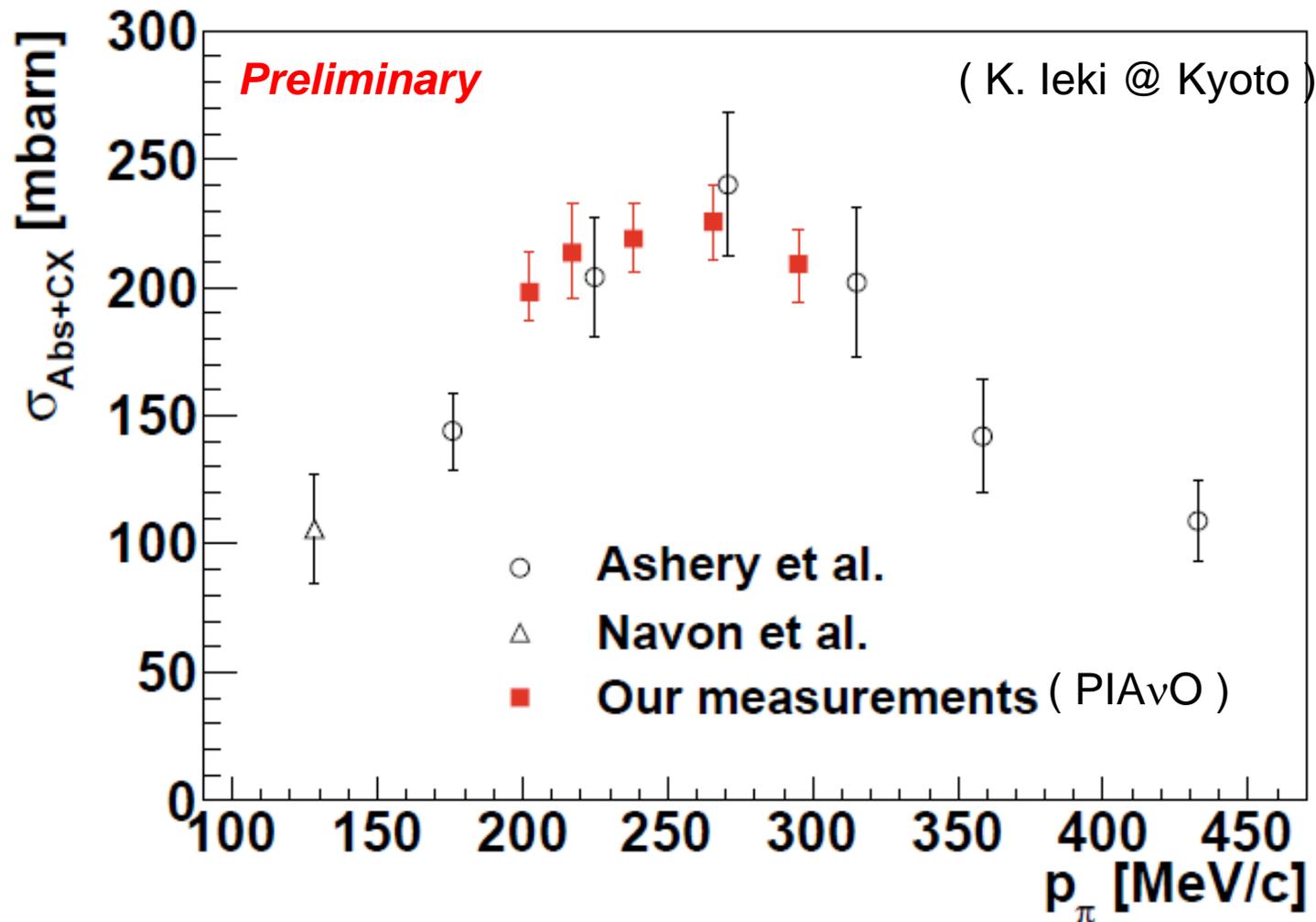
Study  $\pi$  absorption and charge exchange  
with the full active fiber tracking detector



1.5mm x 1.5mm square fibers  
Total 32 layers of fibers  
( 16 X and 16 Y layers )



# $\pi$ interaction cross-section ( Absorption + Charge Exchange )



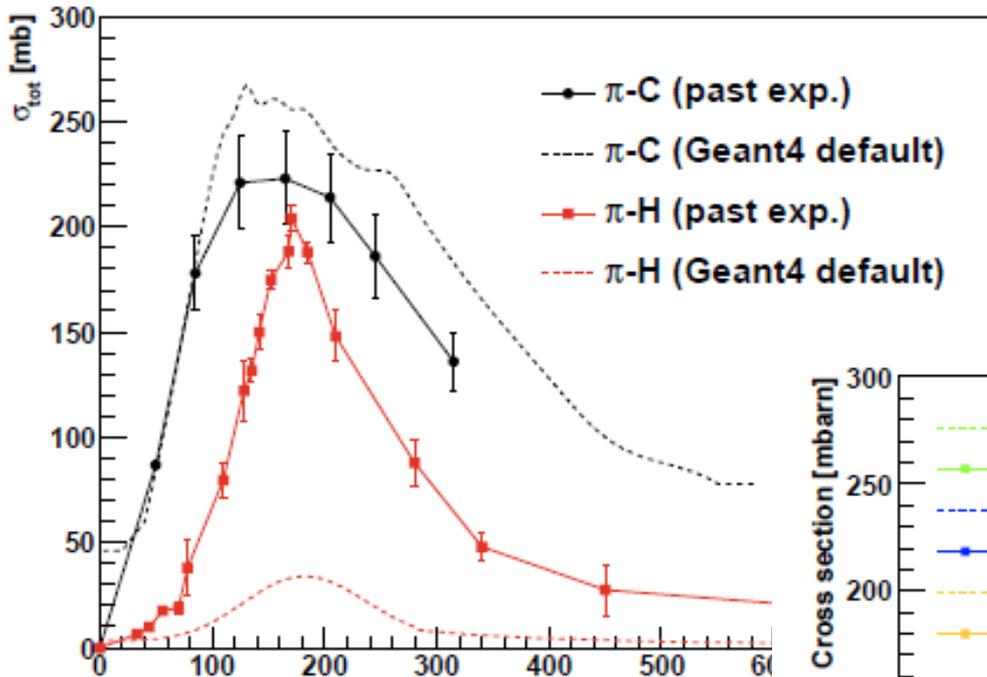
Want to measure higher momentum region

Want to measure proton momentum / energy after absorption  
with this kind of tracking detector.

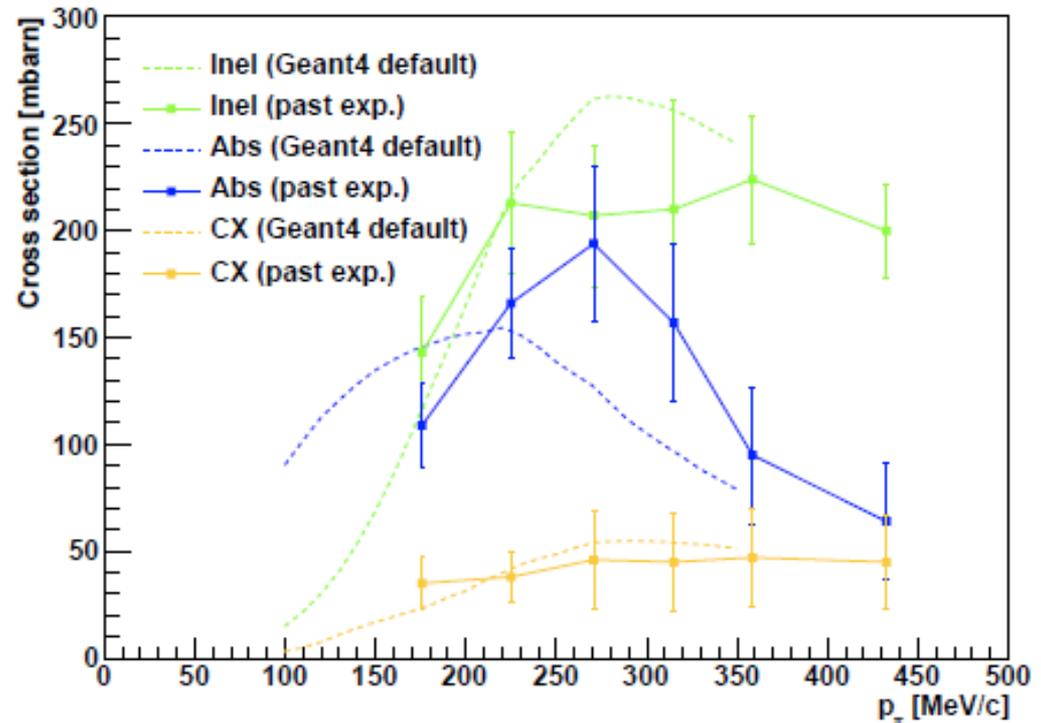
# Comparisons of $\pi$ interaction cross-sections in GEANT4 default ( QGSP-BERT )

## $\pi$ elastic

( K. Ieki @ Kyoto )

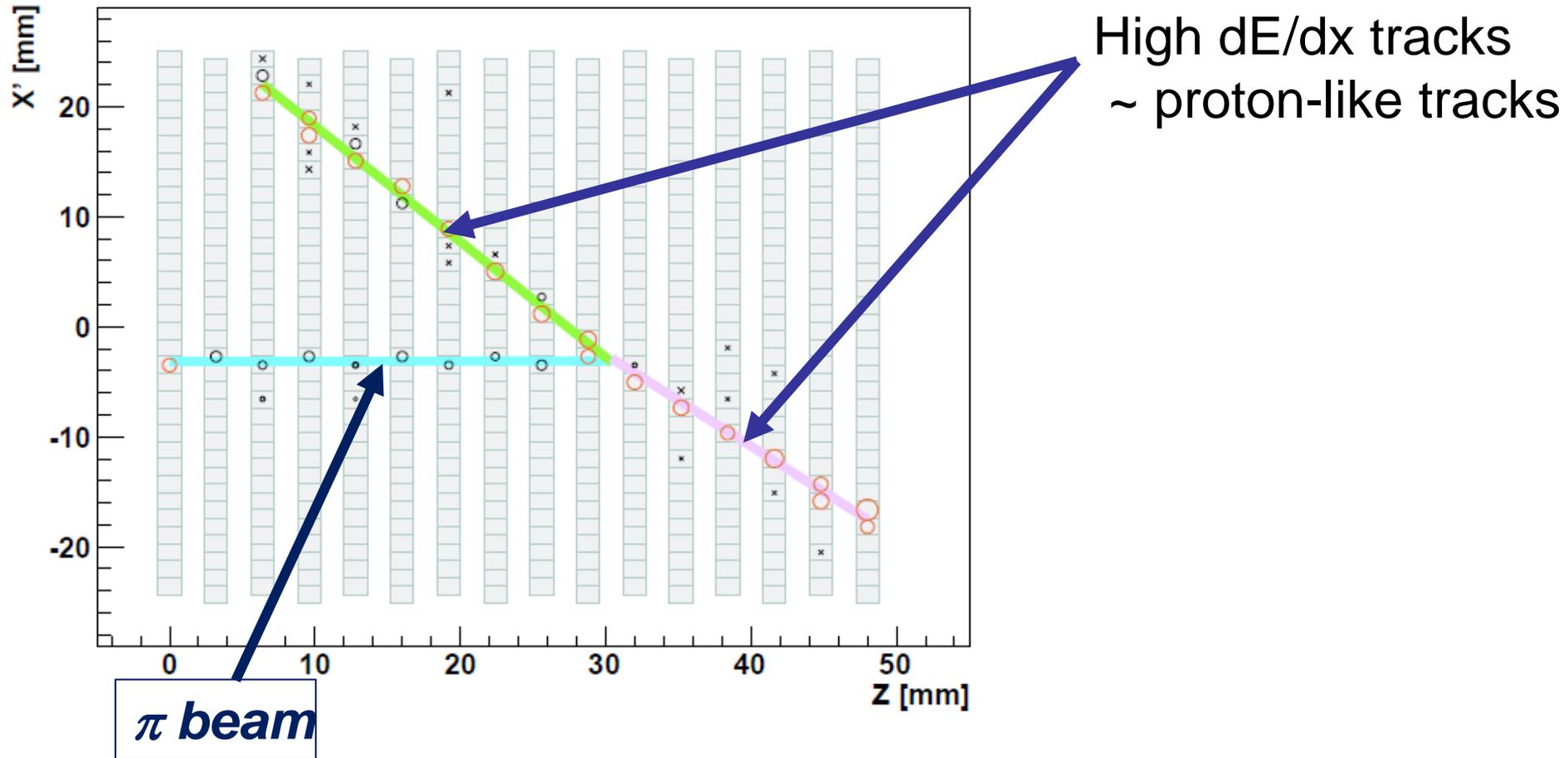


## $\pi$ inelastic



# Event display from the PIA<sub>v</sub>O experiment

## Candidate event of $\pi$ absorption



Two proton-like tracks were observed.

Unfortunately, they did not contain in the detector.

and we can not measure the energy / momentum of protons

# Nuclear effects ~ Nucleon final state interaction in Neut

Nucleon re-scattering

核子の原子核内での再散乱も cascade model で

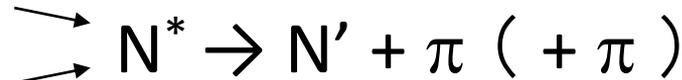
シミュレーションしている

弾性散乱、 $1 \cdot 2\pi$ 粒子生成を考慮

( Original ref. S.J.Lindenbaum and R.M.Sternheimer, Phys.Rev. 105 (1957),

Modifications in MECC7 and GCALOR have been taken into account.

Initially, prepared for the IMB experiment by W. Gajewski )



反応確率 ( 各反応の平均自由行程 ) と

核子(生成した励起状態)の散乱角度など運動の決定は

MECC7 および GCALOR をもとにしている。

( これらの CODE は、実験値からそのパラメータをとっている )

中間状態の励起状態 ( resonance ) の崩壊については、

励起状態の静止系 ( resonance rest frame ) で等方的に

なるようにしている。

# Nuclear effects ~ Nucleon Final state interaction in Neut

核子再散乱のシミュレーション結果 Target :  $^{16}\text{O}$

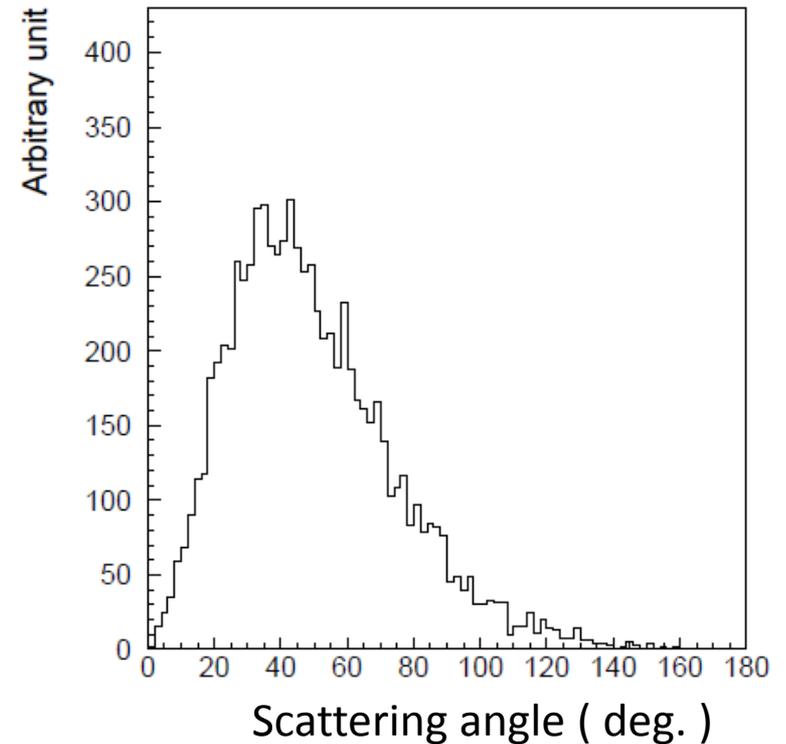
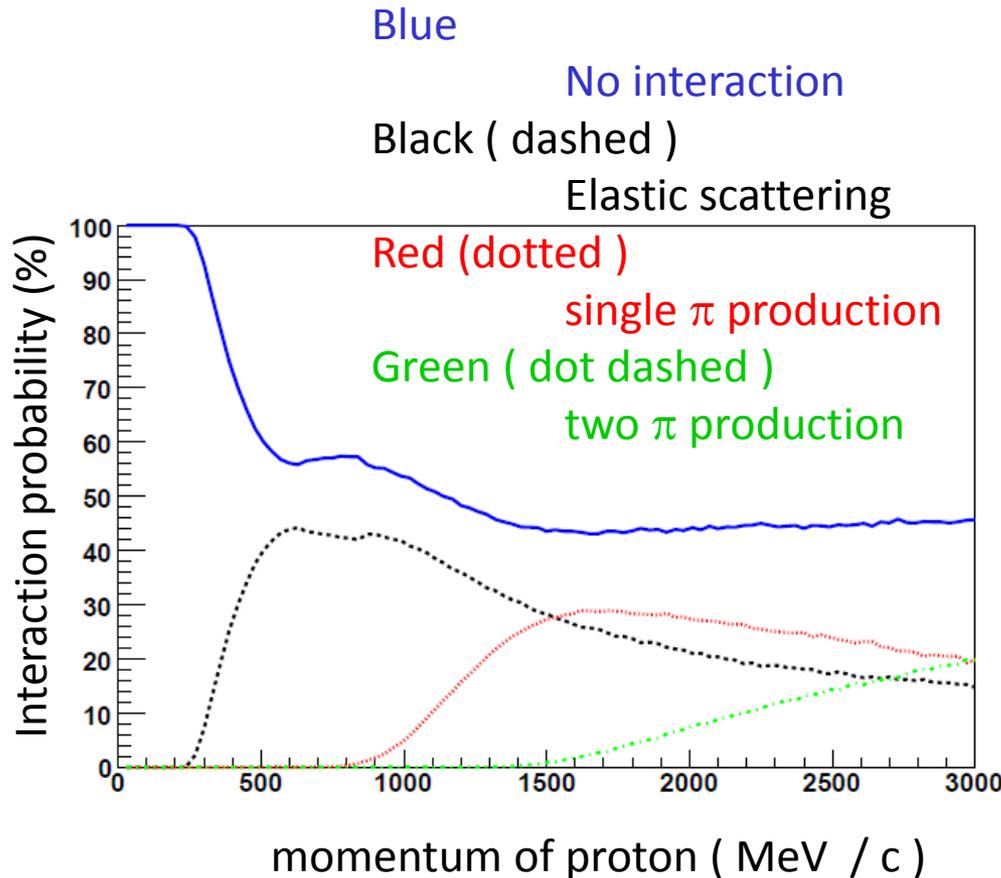
核内で生成した陽子の反応確率

陽子の散乱角

(最も大きい運動量を持つ核子)

Incident momentum of proton

0.5 ~ 1.0 GeV / c ( uniform )



# Nuclear effects ( Final state interactions of $\eta$ )

## Interactions of $\eta$



Interaction cross-section : Use Breit - Wigner formula

$$\sigma(k) = \frac{\pi}{k^2} \cdot \frac{\Gamma_{\eta N} \Gamma_X}{(W - M_N)^2 + \Gamma_{tot}^2 / 4}$$

$\Gamma_{tot}$  : Total width of  $N^*$

$\Gamma_{\eta N}$  : Partial decay width of  $N^* \rightarrow \eta + N$

$\Gamma_{\eta X}$  : Partial decay width of  $N^* \rightarrow X$

As the intermediate resonance ( $N^*$ ),  
N(1535) and N(1650) are considered.

The direction of the scattered  $\eta$  is isotropic in the resonance rest frame.

$\omega$  is also simulated in the same manner as  $\eta$ .

## Formation zone ~ location of the hadronization ~

In determining the location of the interaction,  
the simple Woods-Saxon density function is used.

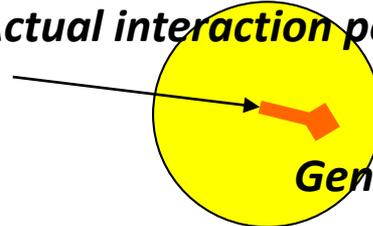
In order to pick up the location of the production point  
of hadrons,  
Formation Zone is taken into account.

The idea of formation zone:

Hadronization does not occur at the interaction point

Distance from the neutrino interaction point  
to the production point of hadron  
is proportional to the momentum of hadron.

*Actual interaction position*



*Generated position of hadron*

Formation Zone (L) is defined as follows:

$$L = p / \mu^2$$

$p$  : Momentum of hadron

$\mu^2$ : fitted constant =  $0.08 \pm 0.04 \text{ GeV}^2$

Ammosov et al.



# Gamma ray emission from Oxygen

ニュートリノ反応により核子が原子核からけりだされる  
一つ小さい(pかnが一つ少ない)原子核の励起状態になる。  
数 MeV のエネルギーを持つ、  
脱励起  $\gamma$  線放出が予想される。

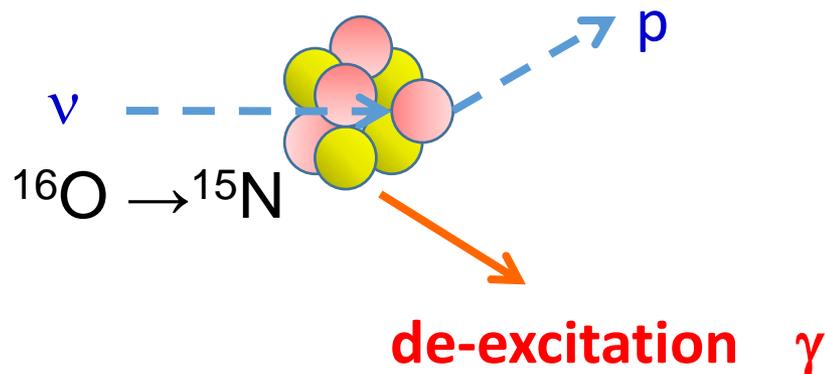
## 水チェレンコフ型検出器

NC elastic 反応自体はみえない

陽子の energy threshold は  $1\text{GeV}/c$  以上

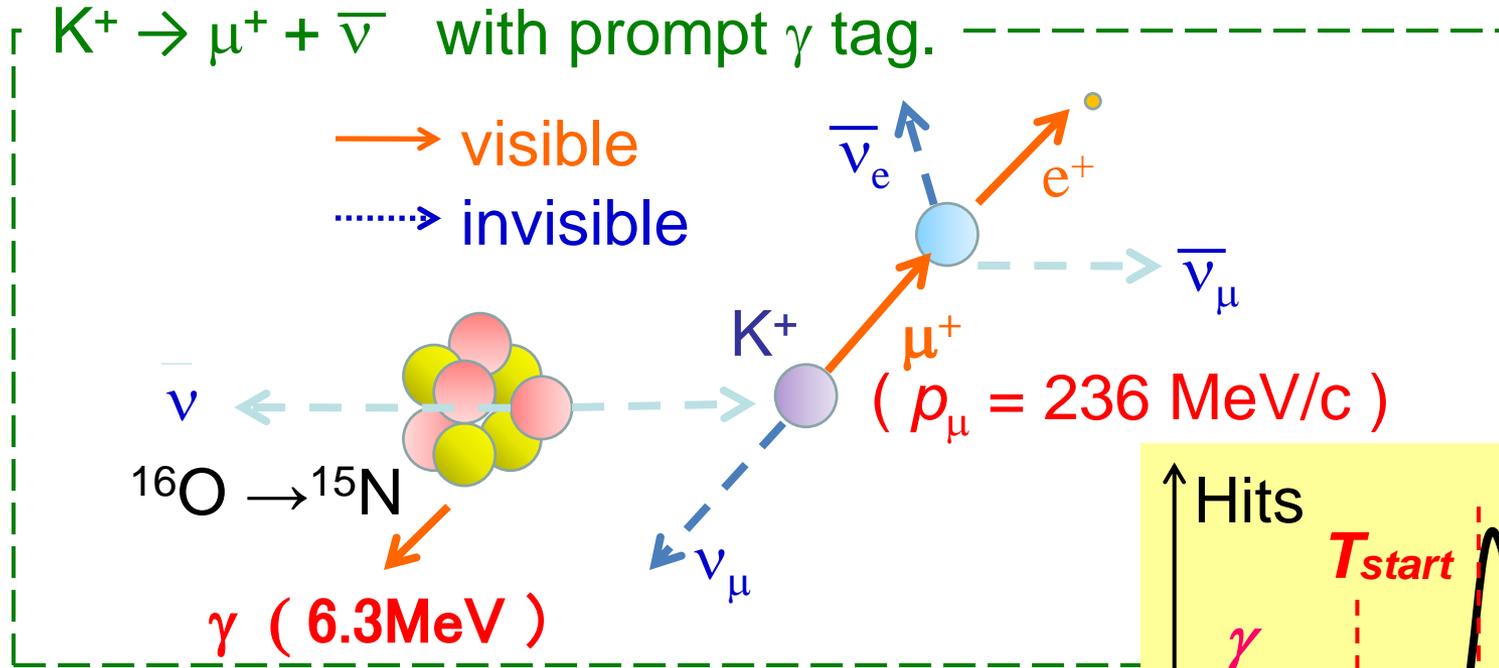
中性子はそもそも直接みることができない

脱励起  $\gamma$  線を見れば、このような反応のてがかりに？

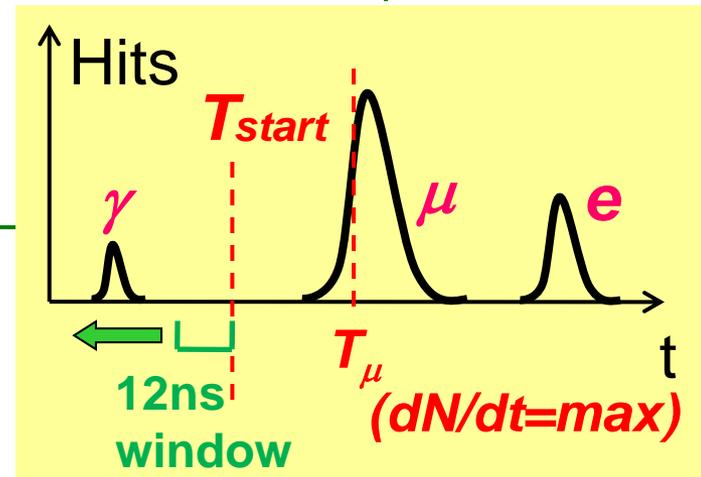


# Proton decay search in SK

$$p \rightarrow \bar{\nu} + K^+$$



When a proton in oxygen decays,  
6.3 MeV de-excitation  $\gamma$  is also emitted  
with probability of  $\sim 40\%$ .



- Search for 1 ring  $\mu$ -like events with  $p_\mu \sim 236 \text{ MeV}/c$  with 1 decay electron
- Additionally, search for the pre-activity from prompt de-excitation 6.3 MeV  $\gamma$

# Gamma ray emission from Oxygen

Recent result from (e,e'p) experiment (PRD72, 053005),  
p3/2 and s1/2-hole states were both found to have  
smaller spectroscopic strength than  
the theoretical predictions  
( a shell model calculation ).

|                        | Shell model | DWIA | LDA<br>(PRD72,053005) |
|------------------------|-------------|------|-----------------------|
| p1/2<br>(ground state) | 0.25        | 0.16 | 0.165                 |
| p3/2 (6.32 MeV)        | 0.41        | 0.29 | 0.343                 |
| s1/2                   | 0.25        | 0.20 | 0.123                 |

# Gamma ray emission from Oxygen

Probability and energy determination of  $\gamma$  emission  
after the  $\pi$  absorption has been rough.  
( flat from 5 to 20 MeV ).

Decided to use the experimental data  
(*H.D.Engelhardt et al., NPA258, 480 (1976)*)

Based on the data,  $E_\gamma < 8$  MeV after  $\pi$  absorption.

Prompt  $\gamma$ -ray transition yields and isotopic yields of the reactions induced by stopped  $\pi^-$  on  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$  and  ${}^{16}\text{O}$

| Target nucleus    | Energy range (keV)   | Residual isotope    | Transition (keV)        | Branch (%)           | $J^\pi$            | $\tau$ (psec)        | Measured energy (keV) | Transition yield (%) | Isotopic yield (%) |         |
|-------------------|----------------------|---------------------|-------------------------|----------------------|--------------------|----------------------|-----------------------|----------------------|--------------------|---------|
| ${}^9\text{Be}$   | 300- 6000            |                     |                         |                      |                    |                      |                       |                      |                    |         |
| ${}^{10}\text{B}$ | 100-17000            | ${}^7\text{Li}$     | 477 $\rightarrow$ 0     | 100                  | $\frac{1}{2}^-$    |                      | 478                   | $1.7 \pm 0.4$        | 1.7                |         |
| ${}^{16}\text{O}$ | 300- 8000            | ${}^{16}\text{O}^*$ | 6131 $\rightarrow$ 0    | 100                  | $3^-$              | 24                   | 6133                  | $1.7 \pm 0.3$        | 1.7                |         |
|                   |                      | ${}^{15}\text{N}$   | 5270 $\rightarrow$ 0    | 100                  | $\frac{5}{2}^+$    | 2.9                  | 5268                  | $0.5 \pm 0.2$        | 0.5                |         |
|                   |                      | ${}^{14}\text{N}$   | 2313 $\rightarrow$ 0    | 100                  | $0^+$              | $8.5 \times 10^{-2}$ |                       | 2314                 | $5.3 \pm 0.6$      | 6.4     |
|                   |                      |                     | 3945 $\rightarrow$ 2313 | 96                   | $1^+$              | $4.5 \times 10^{-3}$ |                       | 1634                 | $4.8 \pm 0.9$      |         |
|                   |                      |                     | 5106 $\rightarrow$ 0    | 80                   | $2^-$              |                      | 12                    | 5106                 | $0.7 \pm 0.2$      |         |
|                   |                      | ${}^{14}\text{C}$   | 5106 $\rightarrow$ 2313 | 20                   | $2^-$              |                      | 12                    | 2794                 | $0.2 \pm 0.1$      |         |
|                   |                      | ${}^{14}\text{C}$   | 6728 $\rightarrow$ 0    | 93                   | $3^-$              |                      | 97                    | (6728)               | $< 0.2$            | $< 0.2$ |
|                   |                      | ${}^{13}\text{C}$   | 3684 $\rightarrow$ 0    | 100                  | $\frac{3}{2}^-$    | $1.5 \times 10^{-3}$ |                       | 3682                 | $1.9 \pm 1.0$      | 2.9     |
|                   |                      |                     | 3854 $\rightarrow$ 0    | 62                   | $\frac{3}{2}^+$    |                      | 11                    | 3853                 | $1.0 \pm 0.3$      |         |
| ${}^{12}\text{C}$ | 4439 $\rightarrow$ 0 | 100                 | $2^+$                   | $5.6 \times 10^{-2}$ |                    | 4436                 | $4.0 \pm 1.3$         | 4.0                  |                    |         |
| ${}^{10}\text{B}$ | 717 $\rightarrow$ 0  | 100                 | $3^+$                   |                      | $1.01 \times 10^3$ | 717                  | $1.3 \pm 0.3$         | 1.3                  |                    |         |

標的が原子核中の核子の場合

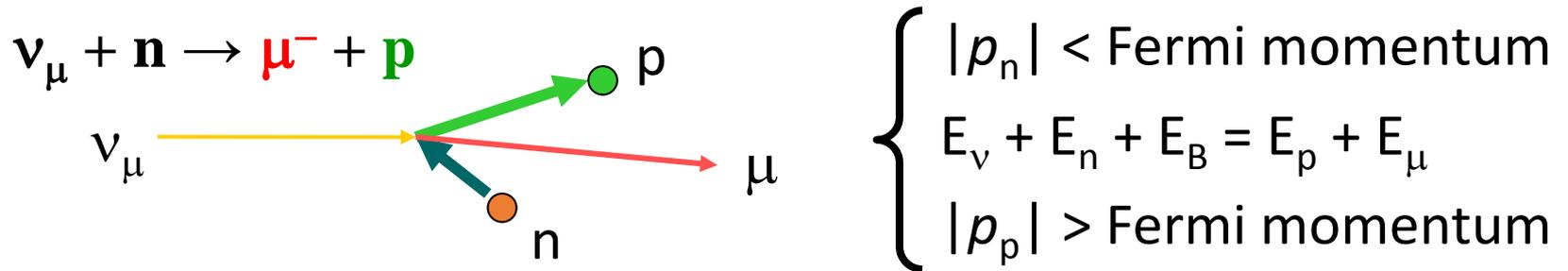
# Charged current Quasi-elastic scattering

原子核中の中性子が標的の場合

中性子が束縛されている ~ 散乱断面積が小さくなる

$$E_\nu > 100\text{MeV}$$

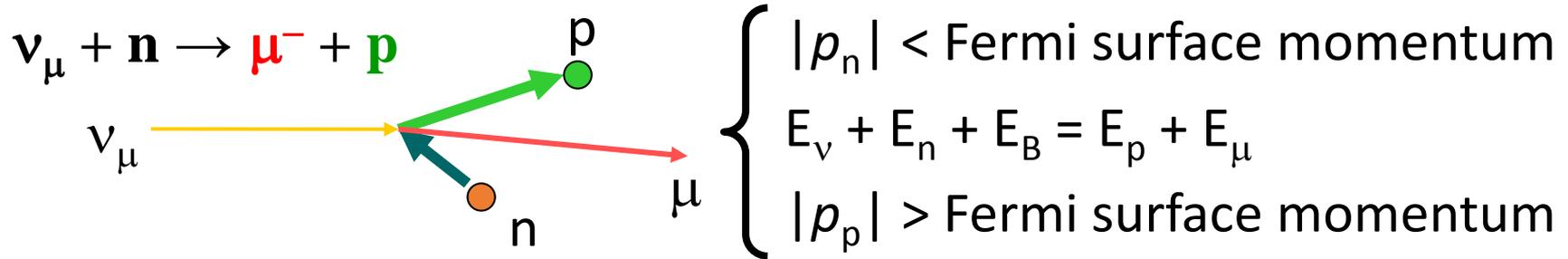
→ 第一近似としては(単純)フェルミガス模型が使える



- 核子は原子核中をフェルミ運動量以下で動いている  
 $|p_n| < p_{\text{Fermi}}$  かつ運動量分布はフラット
- 核子は原子核中に束縛されている  
(“binding energy”  $E_B$ )
- パウリ排他律 ( Pauli Blocking )  
終状態の核子の運動量はフェルミ運動量より大きい

# Charged current Quasi-elastic scattering

( Simple ) Relativistic Fermi Gas model ~ Smith & Moniz



解析的な微分散乱断面積の式 ( $\frac{d\sigma}{d\theta_l dE_l}$ ) が

Smith and Moniz によって計算されている

( Nucl.Phys.B43 605(1972), erratum-ibid.B101 547(1975) )

- 初期状態の核子について運動量を変化させて積分してある。
- 積分時に Binding energy と Pauli blocking が考慮されている。
- 与えるパラメータは  $M_A (F_A(q^2))$  以外に、  
フェルミ面運動量 ( $\rho_{\text{Fermi}}$ ) と束縛エネルギー ( $E_B$ )

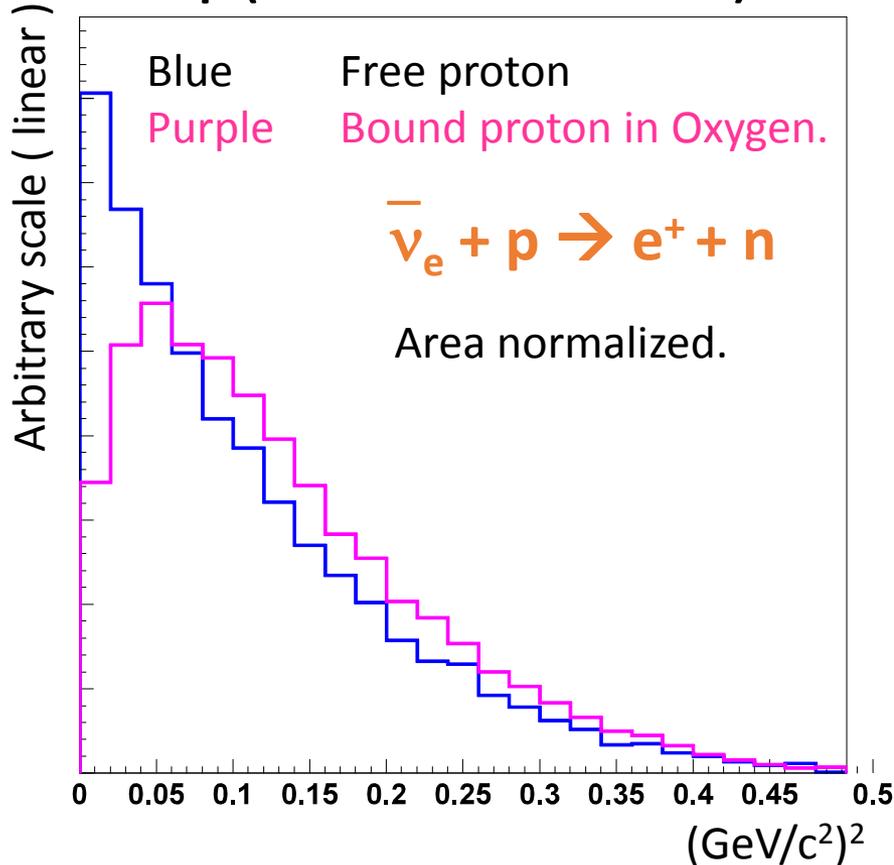
- 解析的な式なので使いやすい
- いろいろな原子核について計算可能

→ ながらくシミュレーションで使われてきている

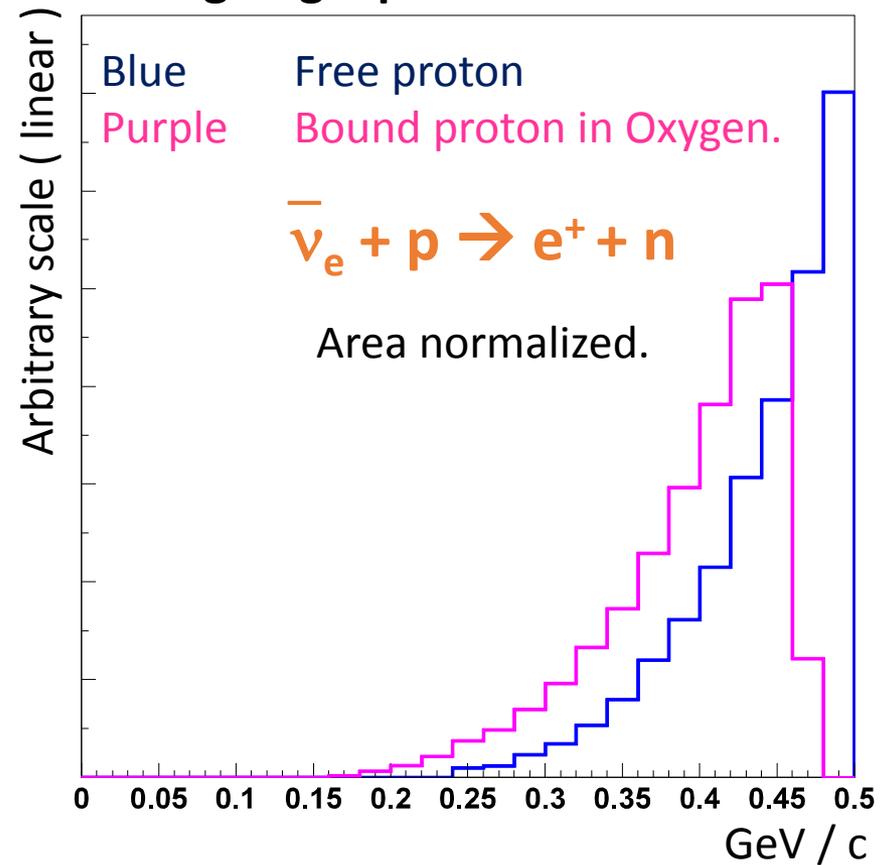
# Charged Current Quasi elastic scattering

( Simple ) Relativistic Fermi Gas model ~ Smith & Moniz

$q^2$  ( momentum transfer )



Outgoing lepton momentum



$q^2$  (運動量移行)の小さい領域で反応が抑制される

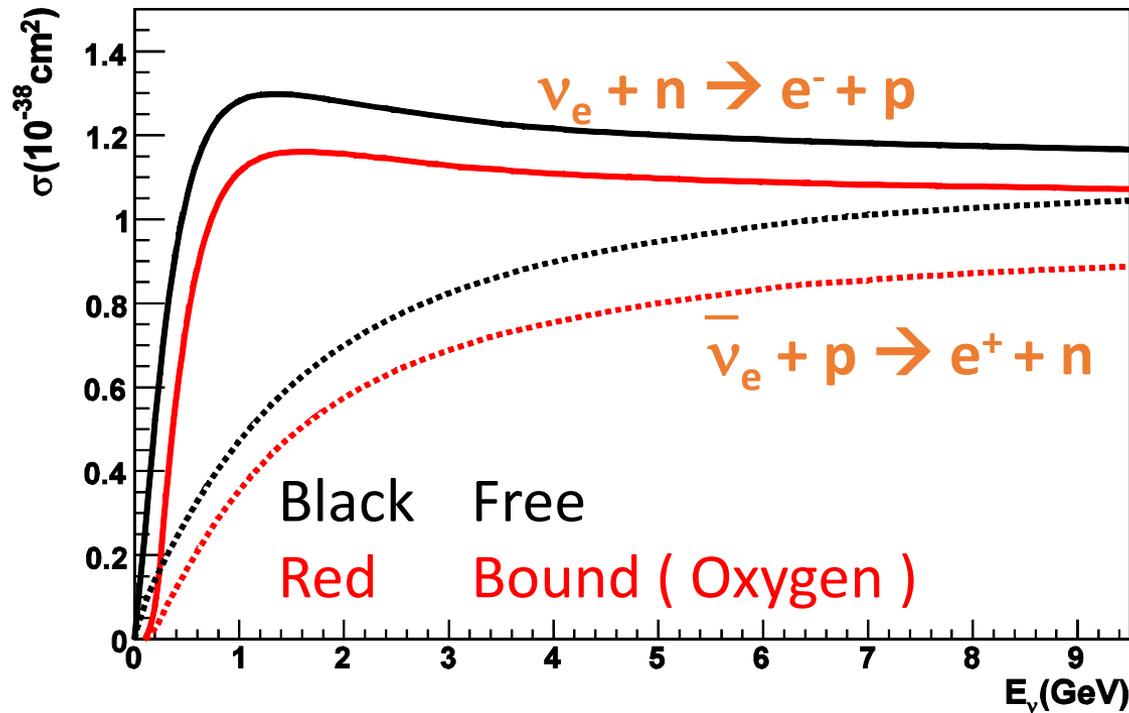
= 運動量の大きい荷電レプトンが減る

Pauli Blocking + Binding energy の効果

# Charged Current Quasi elastic scattering

( Simple ) Relativistic Fermi Gas model ~ Smith & Moniz

全散乱断面積の違い Free vs. bound ( Oxygen )



$q^2$  (運動量移行)の小さい領域で反応が抑制される

全散乱断面積は小さくなる。

( small  $q^2$  の微分散乱断面積が大きいため、

高エネルギーでも違いがのこる )

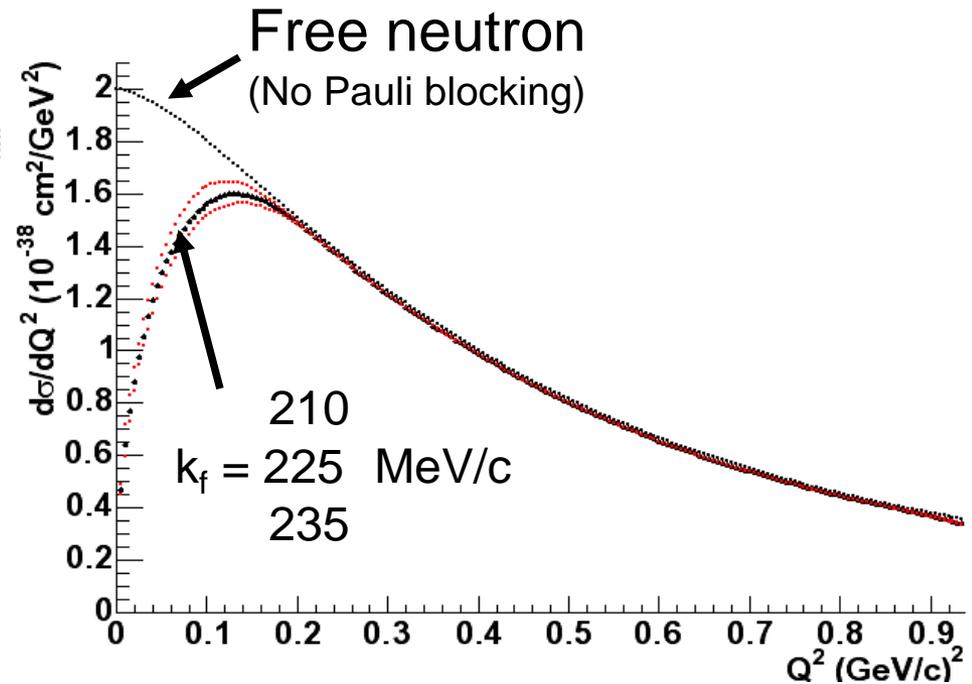
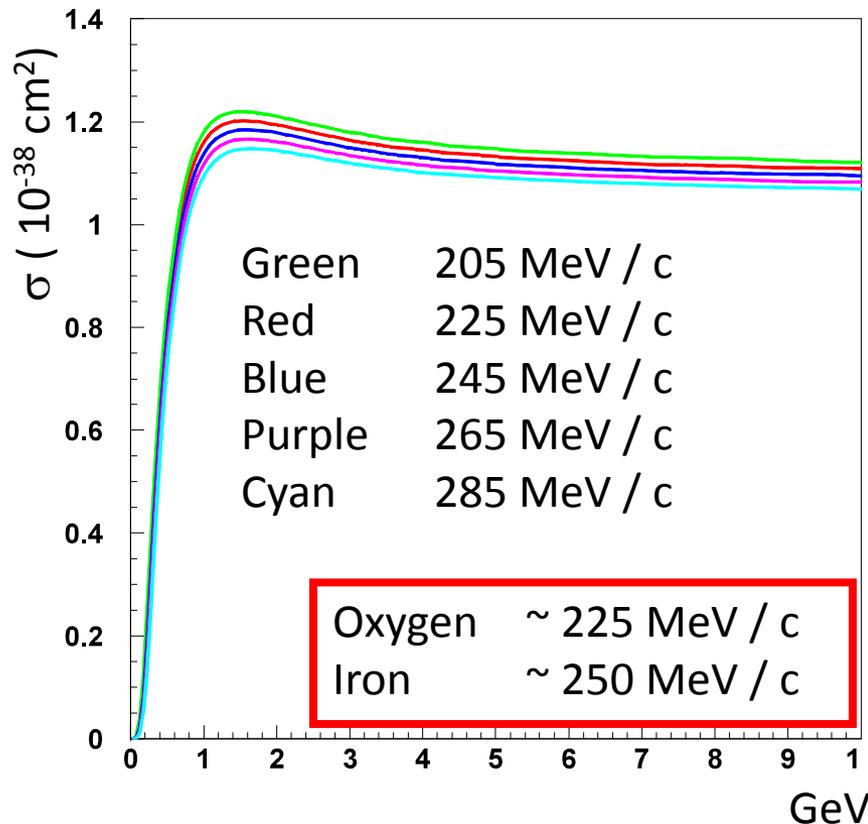
# Charged Current Quasi elastic scattering

( Simple ) Relativistic Fermi Gas model ~ Smith & Moniz

散乱断面積の違い 原子核依存性

Fermi surface momentum & Binding energy

の違いとして表現される

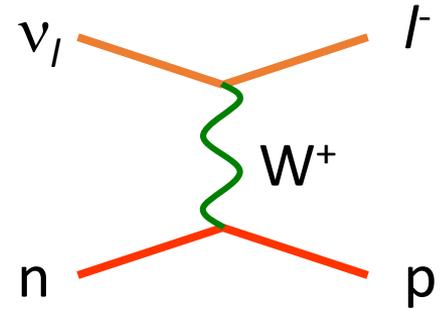


全散乱断面積: 鉄と酸素/炭素の違いは数%程度

# Charged Current Quasi elastic scattering

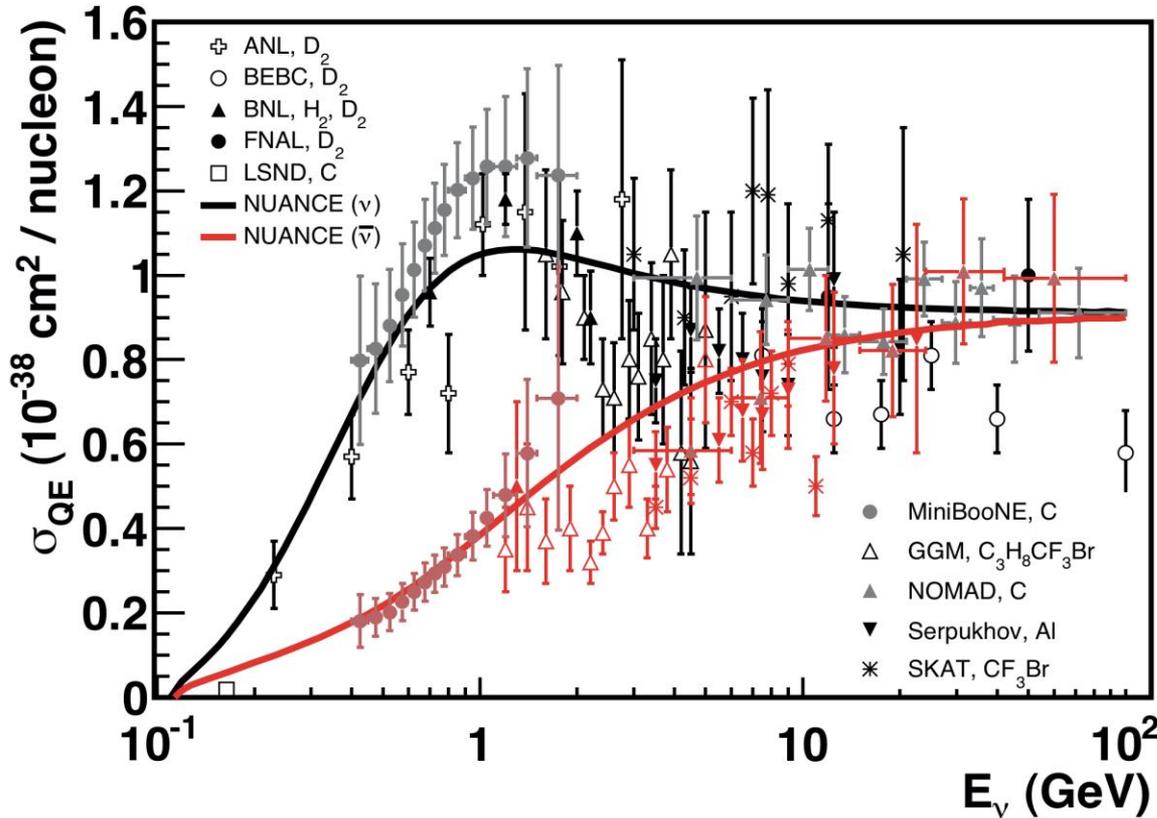
実験結果及び散乱断面積の計算結果

標的核種が重水素以外のものも含む



(Review of Particle Properties, to appear in 2014 edition)

NUANCE (simulation)  
Relativistic Fermi Gas  
( $M_A \sim 1.0 \text{ GeV}/c^2$ )



実験によって実験結果(散乱断面積)のばらつきが大きい  
特に、2000年代以後におこなわれた  $E_\nu \sim 1 \text{ GeV}$  程度の実験で  
得られた散乱断面積は大きめ(?)

# The K2K experiment

K2K ~ 世界で初めての長基線ニュートリノ振動実験  
平均ニュートリノエネルギーは 1.3GeV

振動前のニュートリノを測定するために、  
KEK に「前置検出器」として、

水チェレンコフ型検出器(水標的)

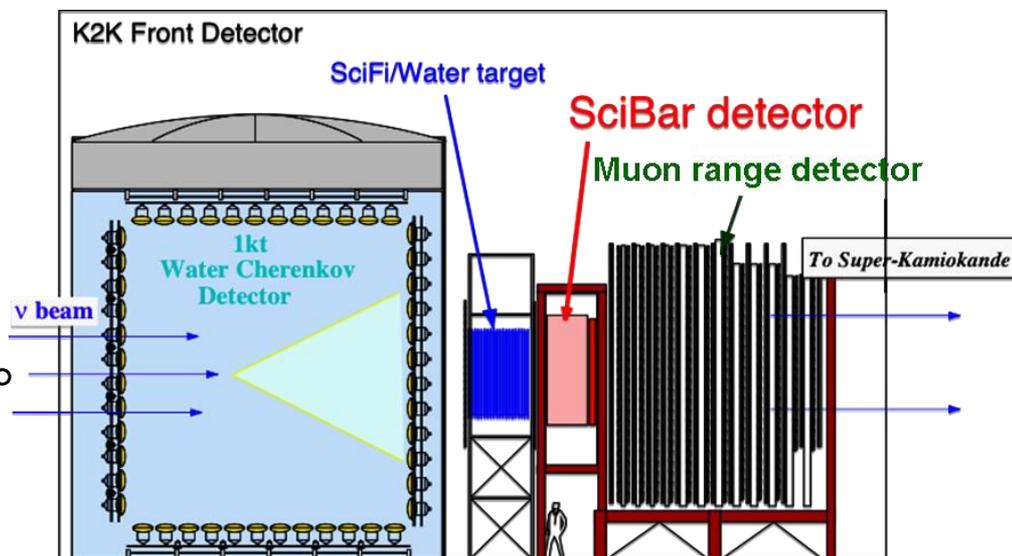
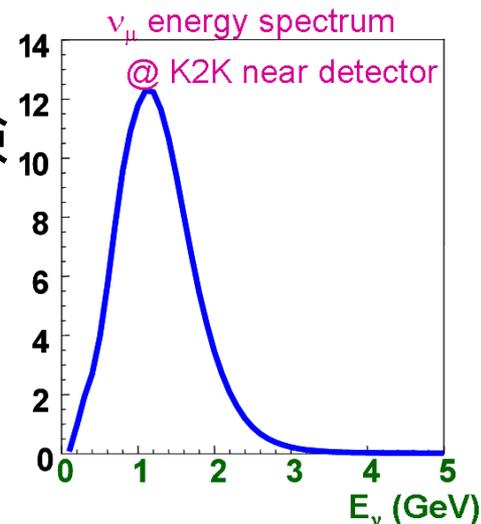
シンチレーションファイバートラッカー(主に水標的)

Full active シンチレータートラッカー(主に炭素標的)

ミュレンジトラッカー(鉄標的)

などが設置された。

このエネルギー領域の  
ニュートリノビーム実験は  
長らく行われていなかった。

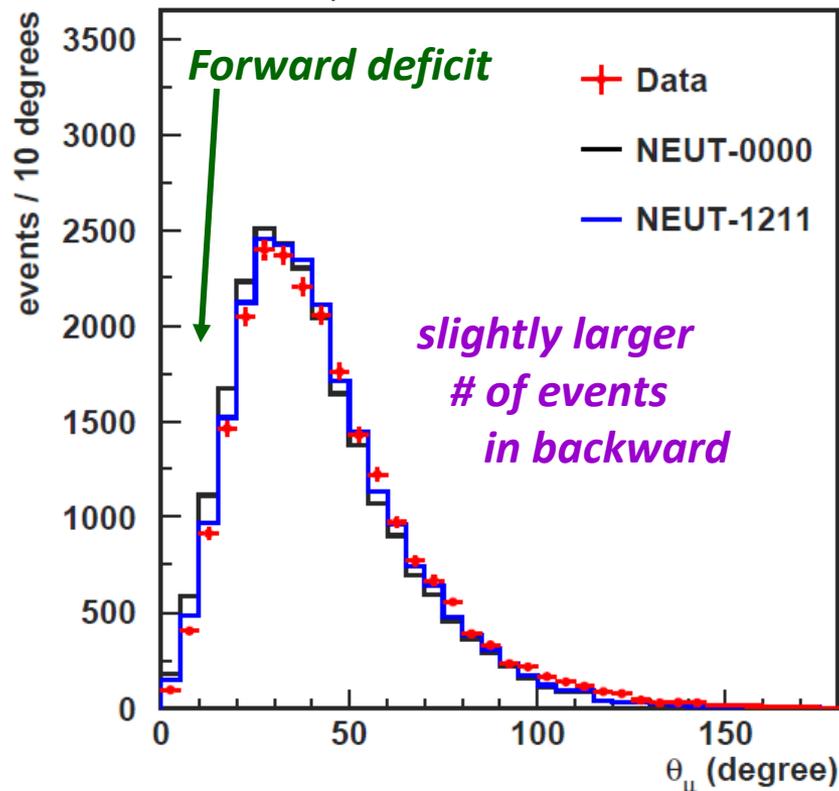


# The K2K experiment

## K2K 前置検出器データとシミュレーション結果の比較

Direction of  $\mu$  w.r.t. beam

Fully contained 1 ring  $\mu$ -like events



NEUT-1211

$M_A=1.1 \text{ GeV}/c^2$  for CCQE

$M_A=1.2 \text{ GeV}/c^2$  for  $1\pi$

GRV94 with Bodek-Yang corr.

Coherent  $\pi$  by Marteau et.al.

NEUT-0000

$M_A=1.0 \text{ GeV}/c^2$  for CCQE

$M_A=1.0 \text{ GeV}/c^2$  for  $1p$

GRV94, Rein Sehgal coherent  $p$

前方に $\mu$ がとぶ事象がかなり少ない  
後方散乱は予想より多い

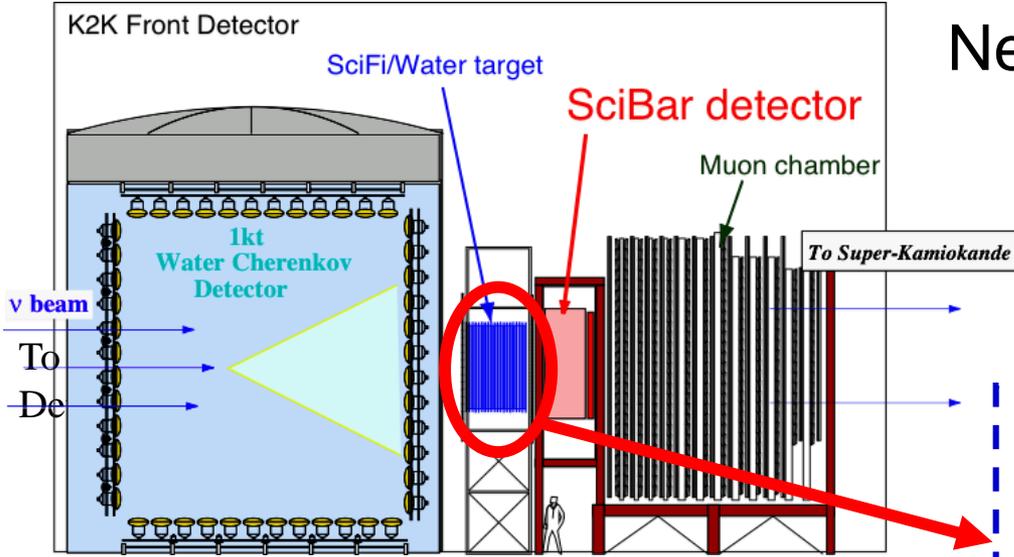
$M_A$ を大きくすると、  
データとシミュレーションの  
一致が良くなる

( DIS parton distribution function  
の補正

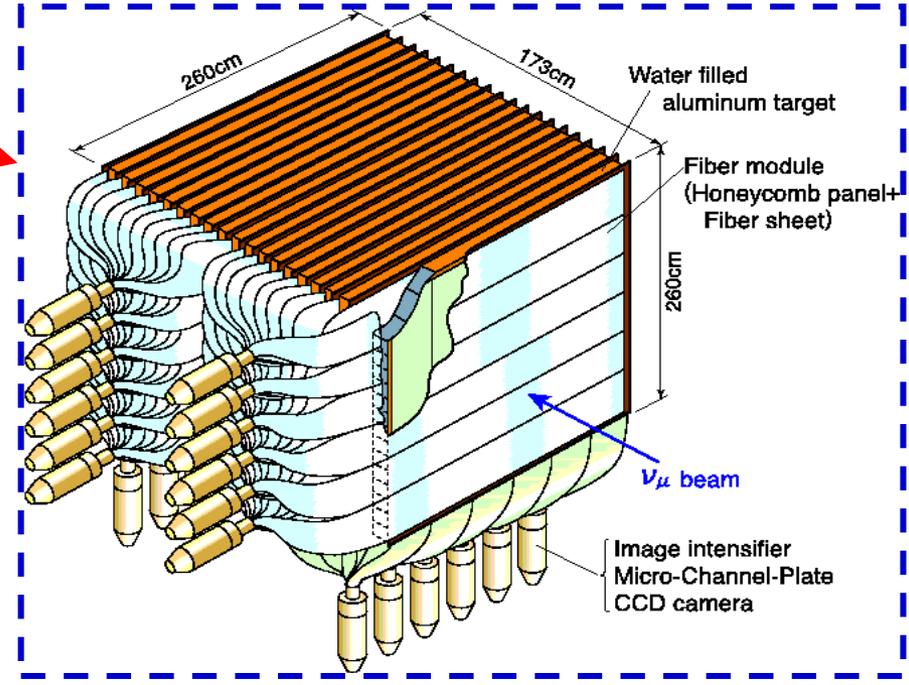
CC Coherent 散乱の抑制  
も必要だった)

**大角度の散乱をみることも重要!**

# K2K Scintillating Fiber (SciFi) detector



Neutrino interaction target  
**Water** in Aluminum tanks  
**(70% H<sub>2</sub>O, 22% Al, 8% CH)**



- Angle resolution  $\sim 1$ deg.
- $\mu$  momentum threshold  
 $P_{\mu} > 600$  MeV  
 (Require  $\mu$  to reach MRD.)
- proton momentum threshold  
 $P_p > 600$  MeV  
 (Require proton to penetrate  
 at least three layers in SciFi.)

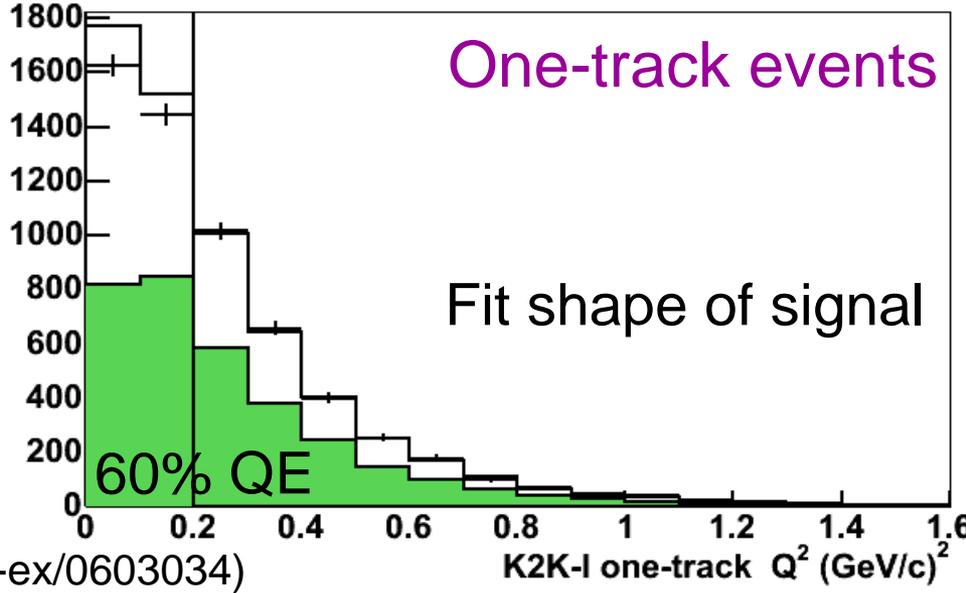
# Charged current Quasi-elastic scattering

$M_A = 1.20 \pm 0.12 \text{ GeV}$   
 $(\chi^2 = 261/235 \text{ dof})$  shape only

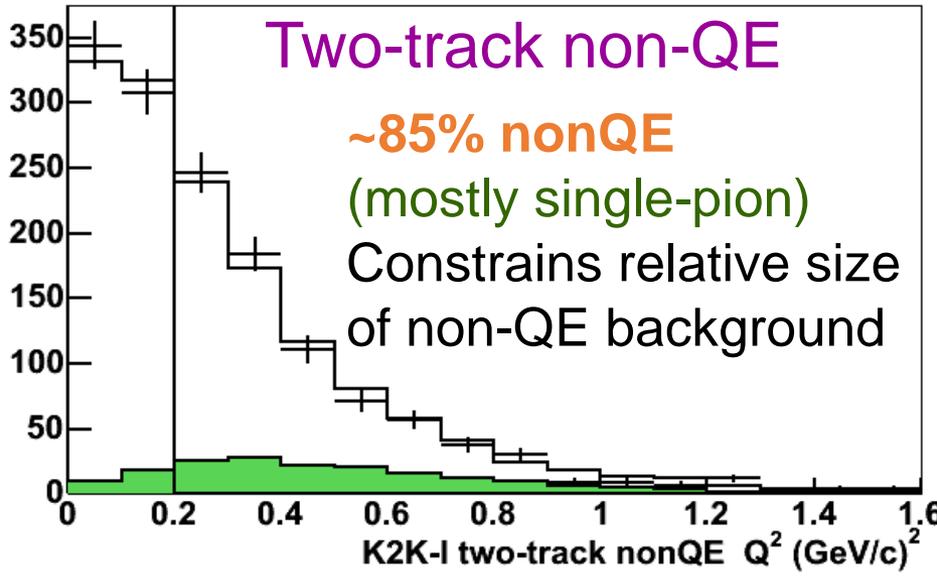
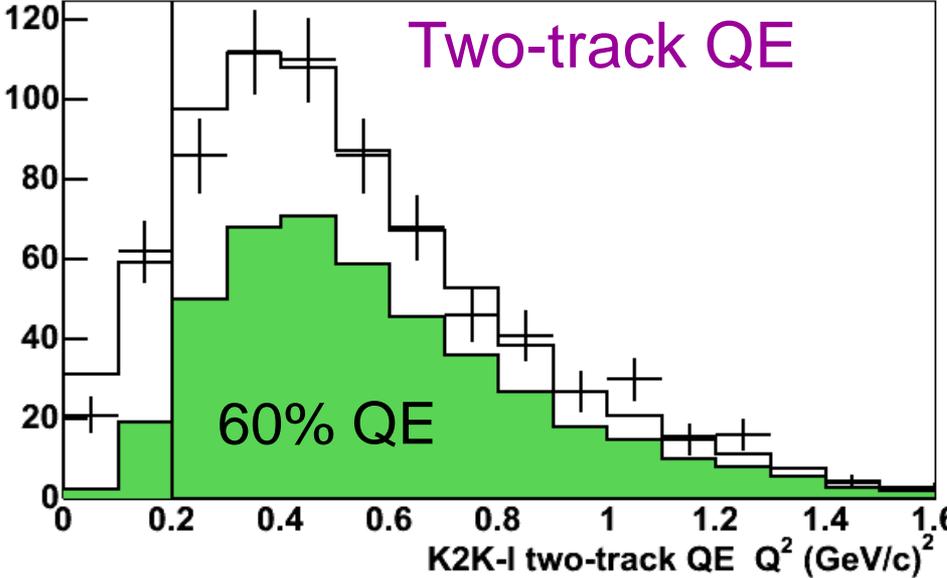
Most significant errors:

- Muon momentum scale 0.07
- Relative flux and normalization 0.06
- $M_A$   $1\pi$  0.03
- relative non-QE fraction 0.03
- Nuclear re-scattering 0.03
- Statistics only 0.03

## SciFi $M_A$ fit result

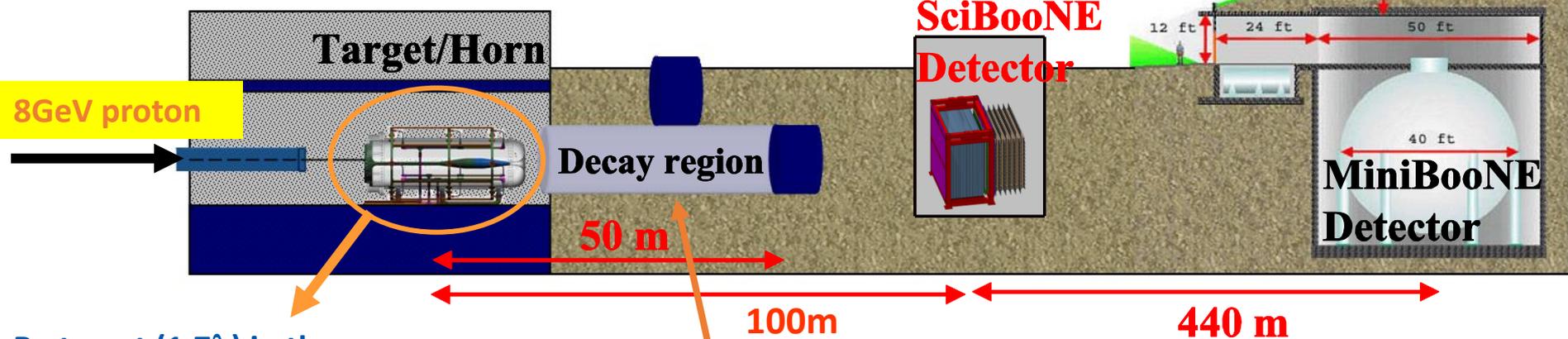


R.Gran, E.Jeon, et al., accepted by PRD (hep-ex/0603034)

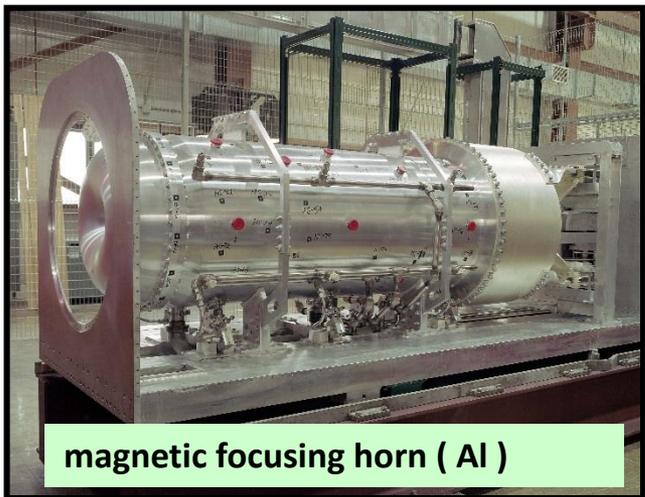


# MiniBooNE & SciBooNE experiments

## FNAL Booster neutrino beam



Be target ( $1.7\lambda$ ) in the magnetic horn for meson focusing



$\pi^+ / K^+$  or  $\pi^- / K^-$  are focused  
( depending on the polarity of the horn current )

$\pi/K$  decays into  $\nu$   
in the decay region

$\nu_\mu$  mode: >99% pure  $\nu_\mu$

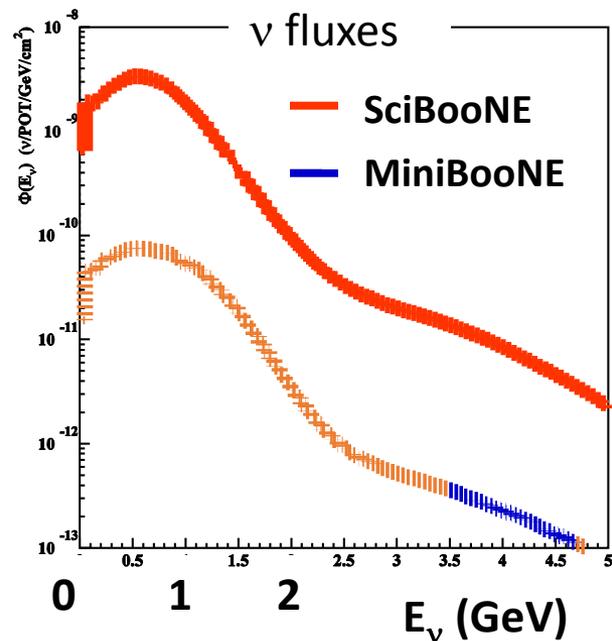
Mean neutrino energy

$\sim 0.7\text{GeV}$

MiniBooNE  $\nu_\mu$  flux

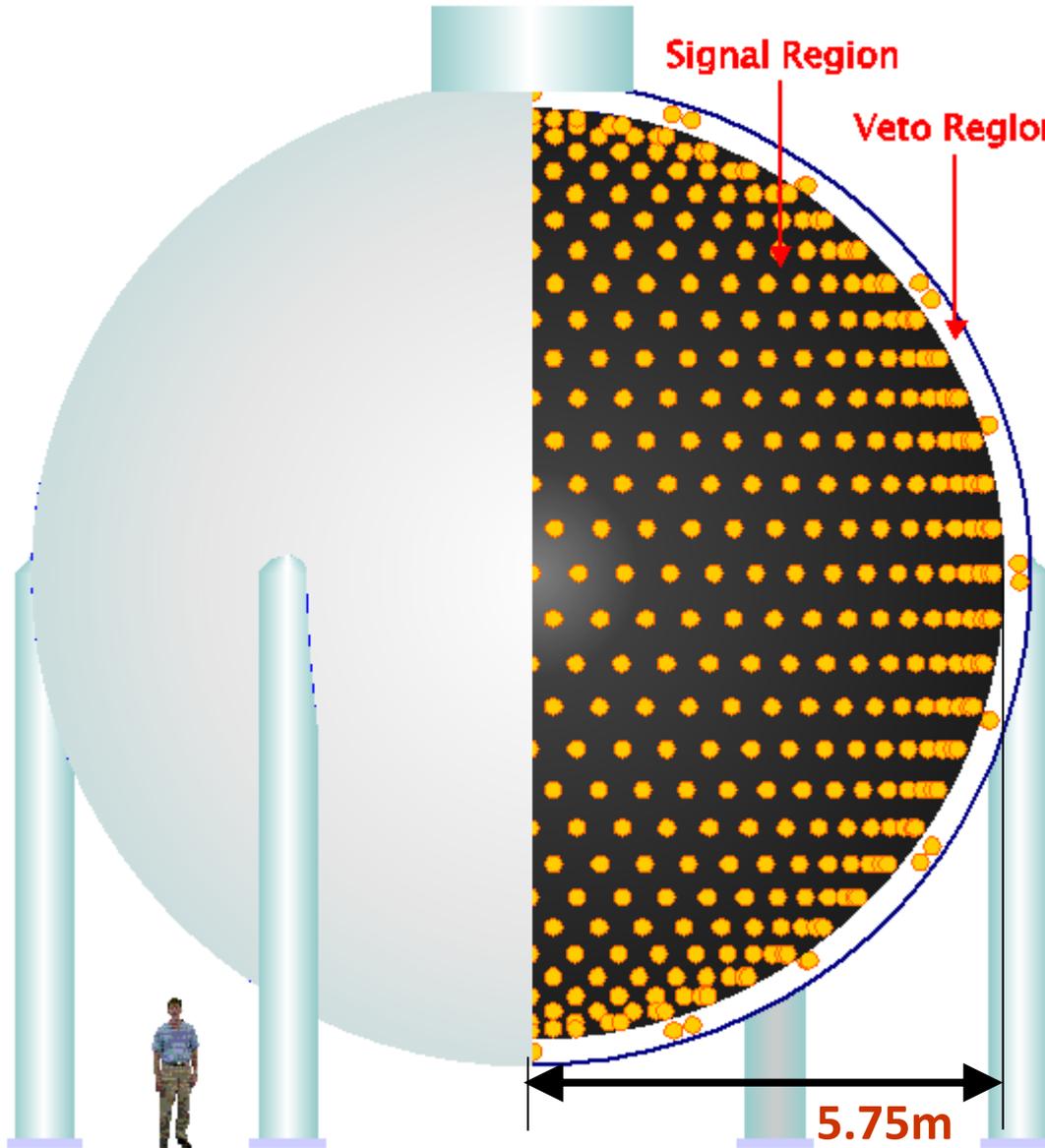
99% is below 2.5 GeV

→  $\nu$  or  $\bar{\nu}$  beam can be produced

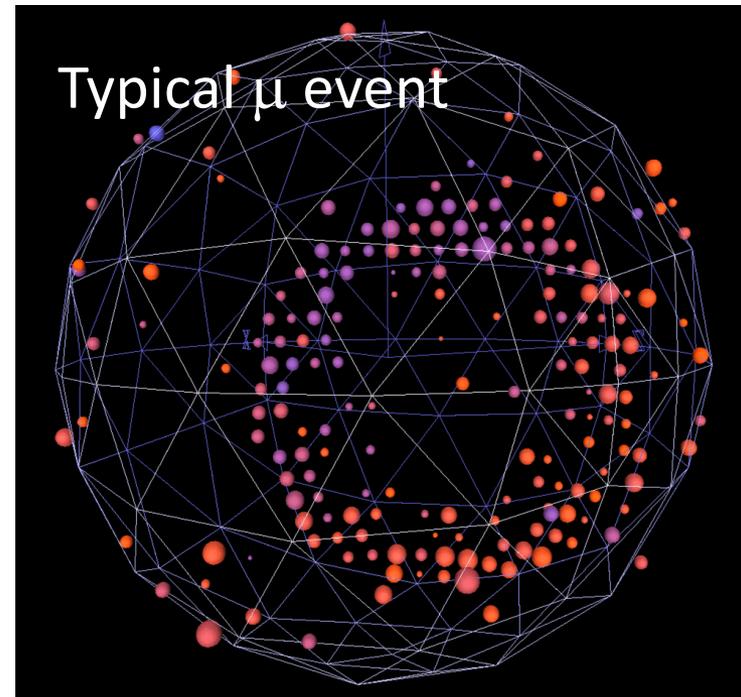


# MiniBooNE detector

Experiment started in August 2002.



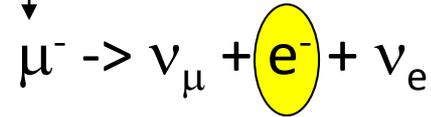
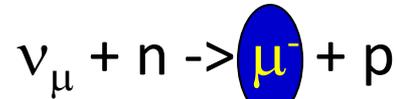
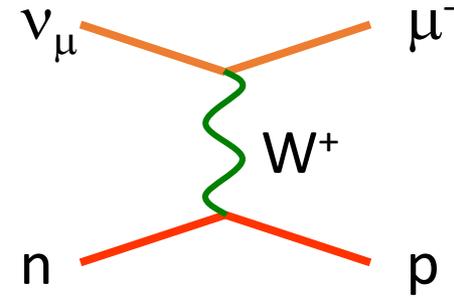
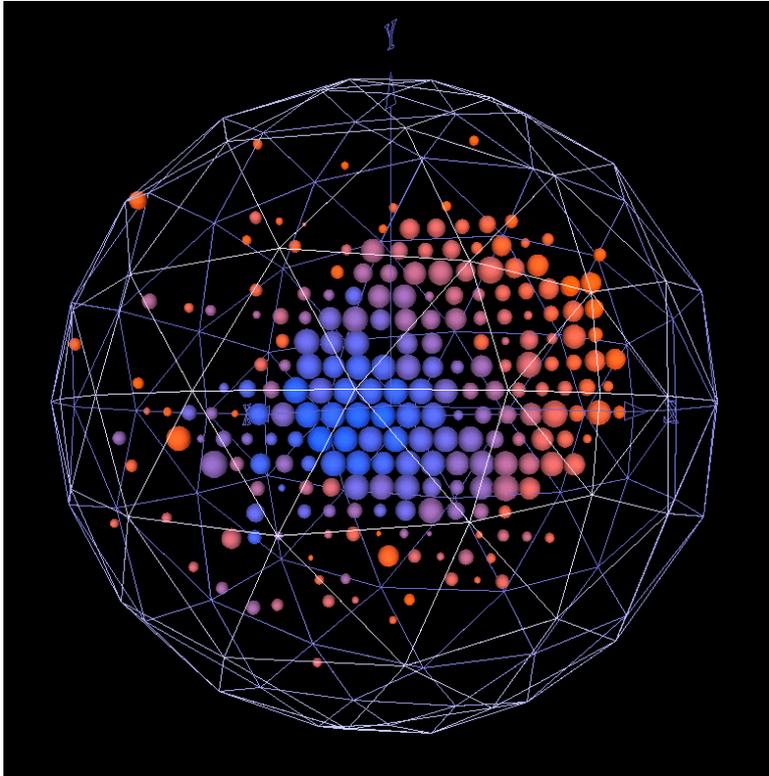
- 800 ton  $\text{CH}_2$  detector
- Signal region  
1280 8inch PMTs
- Veto region  
240 8inch PMTs
- Use Cherenkov light  
and scintillation light



# Charged current Quasi-elastic scattering

MiniBooNE

Measure energy and direction of  $\mu$



Prompt  $\mu^{-}$  with delayed  $e^{-}$   
from the decay of  $\mu^{-}$ .

( 26.5% efficiency, 75.8% purity )

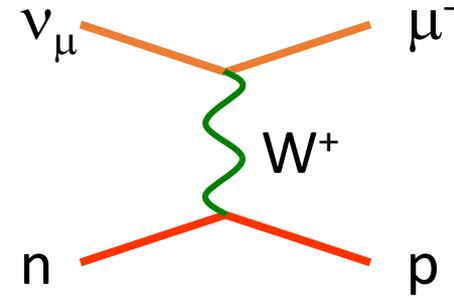
146,070  $\nu_{\mu}$  QE candidate events  
observed in  $5.58 \times 10^{20}$  POT

# Charged current Quasi-elastic scattering

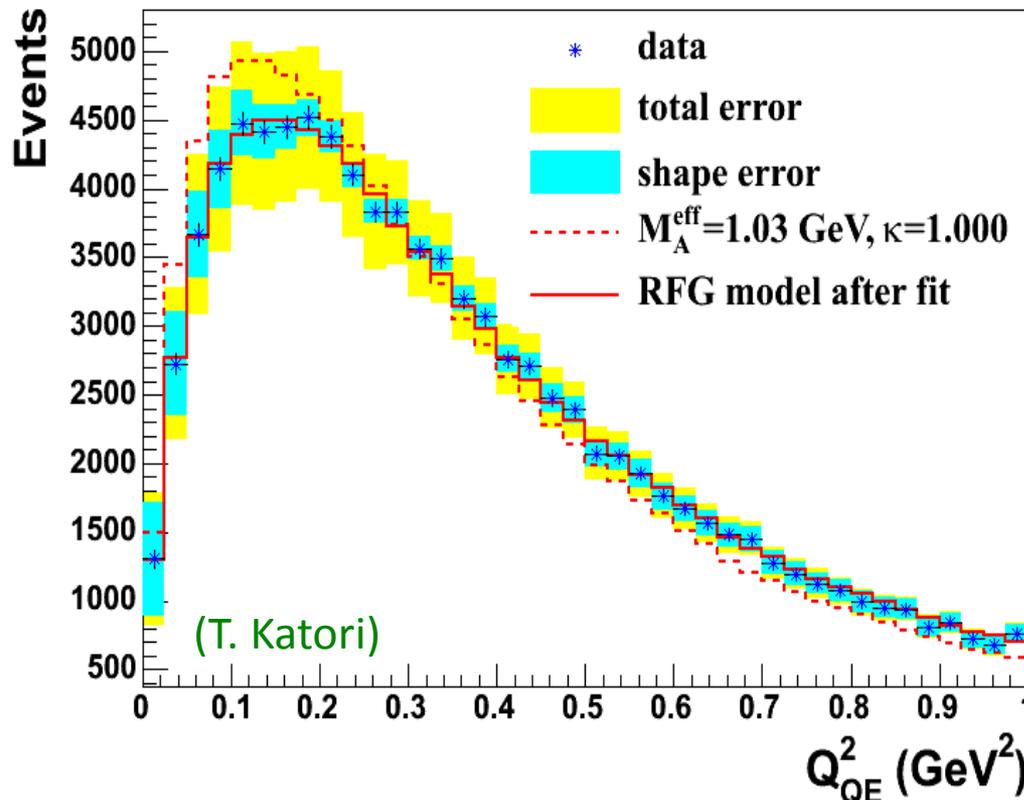
## MiniBooNE

Axial vector form factor parameter  $M_A$

$$F_A(Q^2) = \frac{g_A}{(1 + Q^2/M_A^2)^2}$$



Need to be determined from the neutrino scattering data.



$$M_A = 1.35 \pm 0.17 \text{ GeV}$$

- **World avg.**

$$M_A = 1.02 \pm 0.17 \text{ GeV}$$

- **K2K SciFi** ( $^{16}\text{O}$ ,  $Q^2 > 0.2$ )

Phys. Rev. **D74**, 052002 (2006)

$$M_A = 1.20 \pm 0.12 \text{ GeV}$$

- **K2K SciBar** ( $^{12}\text{C}$ ,  $Q^2 > 0.2$ )

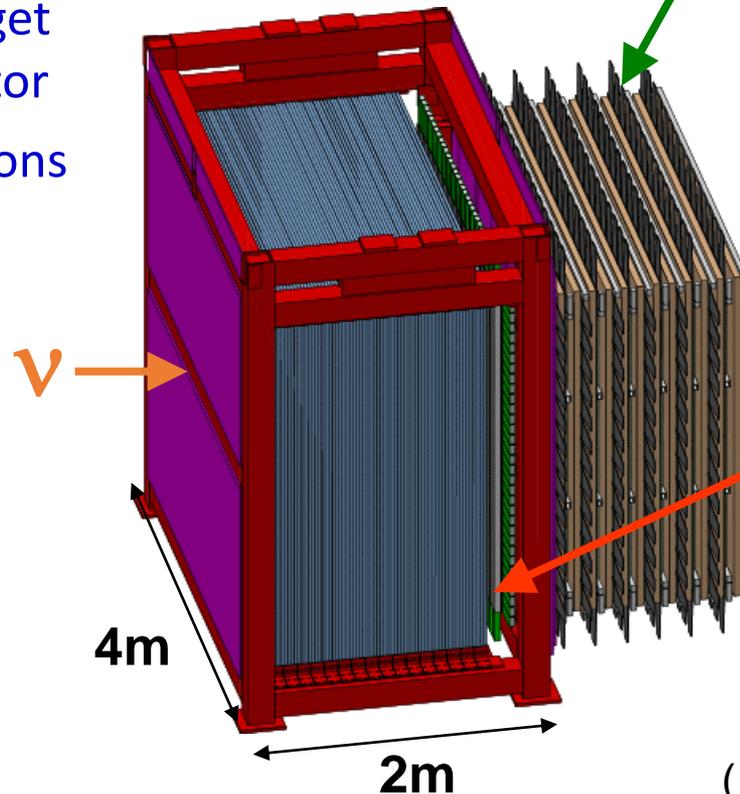
$$M_A = 1.14 \pm 0.11 \text{ GeV}$$

# SciBooNE detectors

( Data taking: June 2007 to August 2008. )

## SciBar ( Used in K2K experiment )

- Full active tracking detector  
15 tons of scintillator ( 14336 bars )  
also acts as the interaction target.  
Cell size : **2.5 x 1.3 x 300cm<sup>3</sup>**  
WLS fiber readout, 64ch MA-PMT
- $\nu$  Interaction target  
& tracking detector
- Identify interactions
- PID (  $p/\pi$  ID )  
using  $dE/dx$



## Muon Range Detector (MRD)

- 12 2"-thick steel layers  
+ scintillator planes  
( alternate x & y )
  - Measure  $\mu$  momentum  
using range  
( up to  $\sim 1.2$  GeV/c )
- ( Components are recycled  
from past experiment )

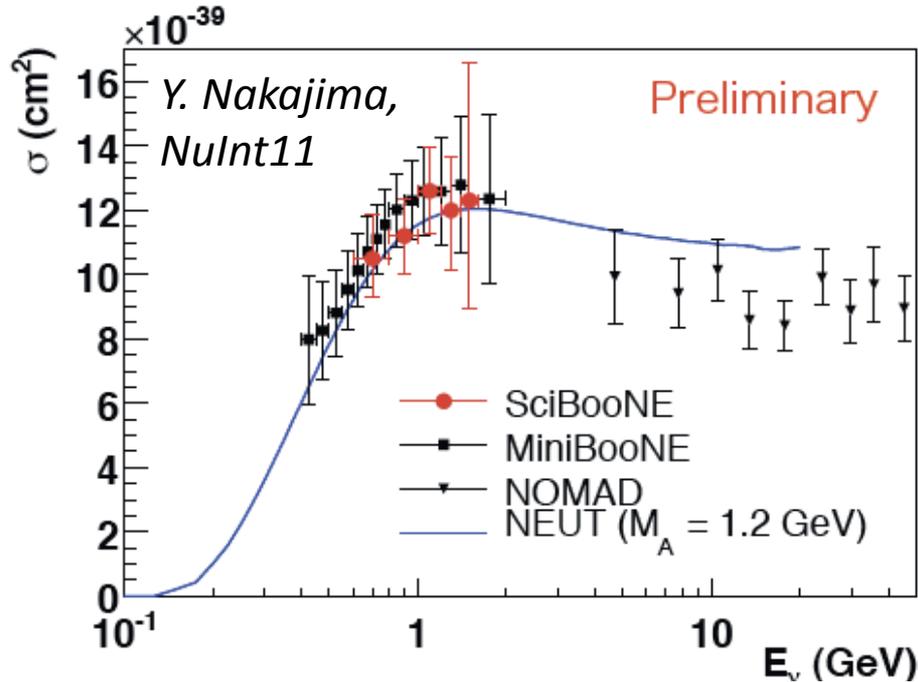
## Electron Catcher (EC)

- Spaghetti calorimeter
- 2 planes (  $11 X_0$  )  
4 x 4 cm<sup>2</sup> cell x 128
- Identify  $\pi^0$  and  $\nu_e$

( Used in CHORUS, HARP and K2K )

# Charged Current Quasi elastic scattering

## 実験結果及び散乱断面積の計算結果



MiniBooNE / SciBooNE 実験と  
NOMAD 実験の結果に  
違いがある

MiniBooNE 実験は  
 $M_A = 1.0 \text{ GeV}/c^2$  の予言より  
散乱断面積もかなり大きい

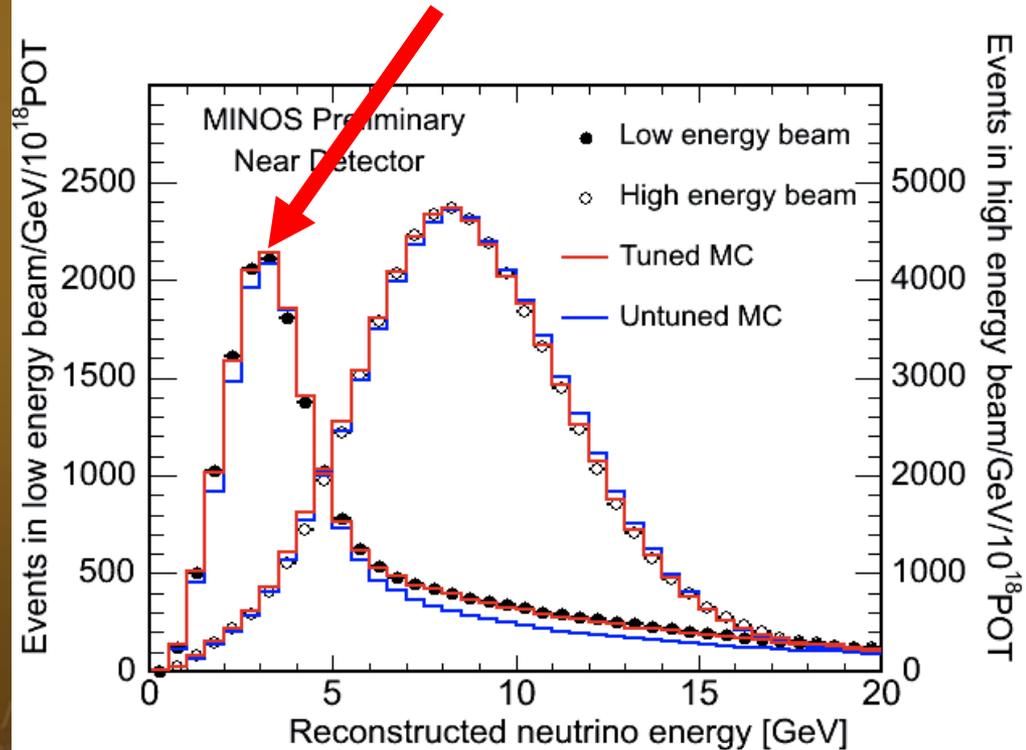
- 原子核効果  $\sim$  散乱断面積を小さくする方向に働く(はず)
- 微分散乱断面積は?

# MINOS experiment

Fermi Lab. から Soudan にある検出器にニュートリノを打ち込む  
基線長 735 km の長基線ニュートリノ振動実験



陽子ビームのエネルギー 120 GeV  
平均ニュートリノエネルギー  
3.5 GeV



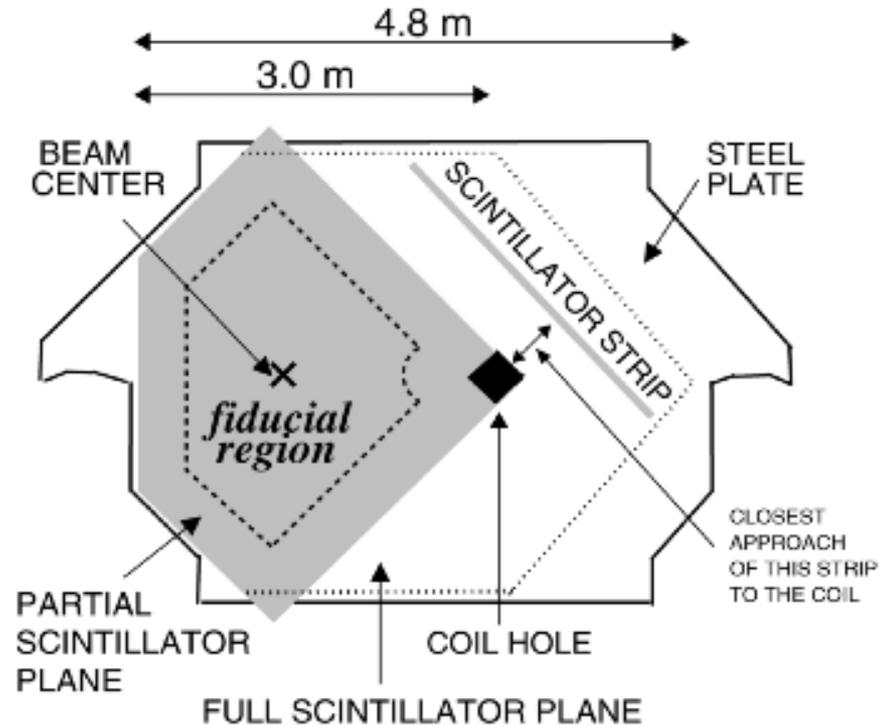
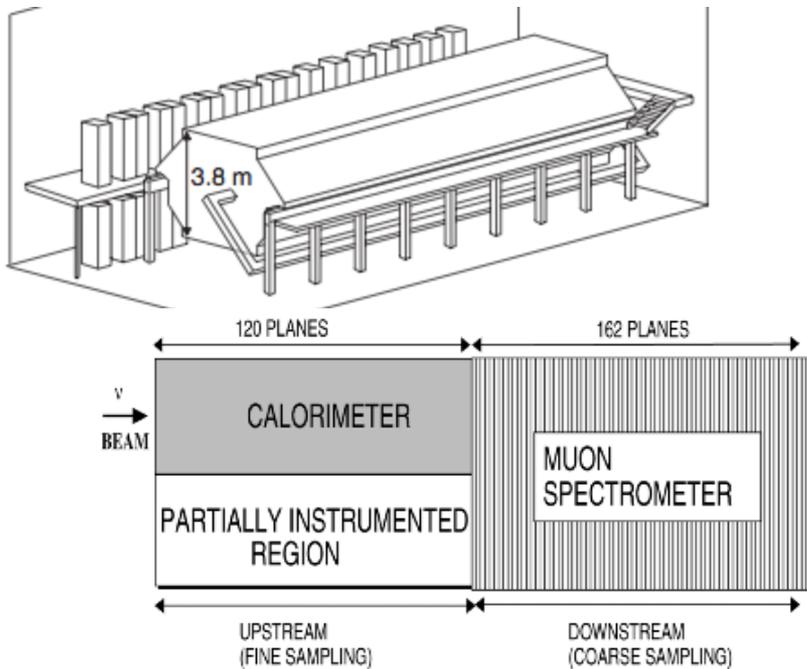
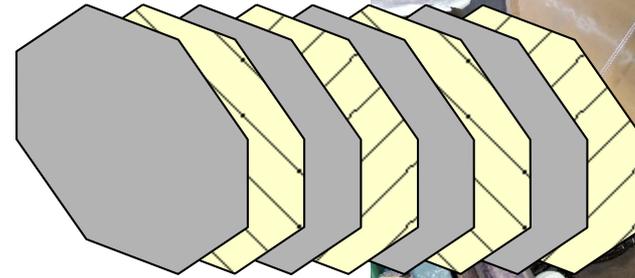
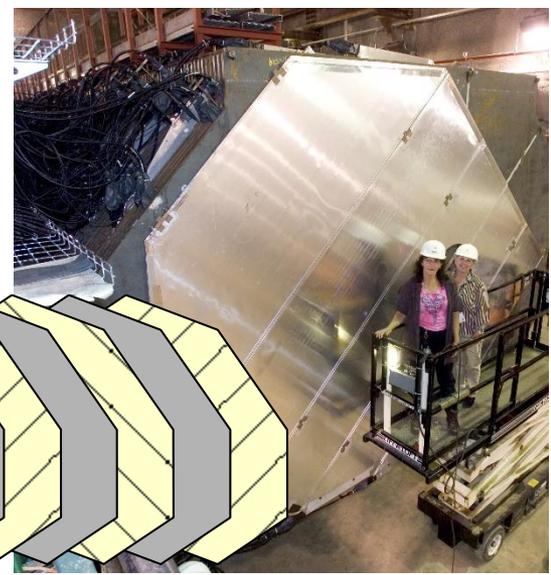
# MINOS Near detector

- ◆ 980 tons Tracking sampling calorimeters

- ◆ 鉄とシンチレータのサンドイッチ  
鉄の厚さは 2.54 cm  
シンチレータの幅は 4.1cm

- ◆ 磁場がかかっている  
 $\mu$ のエネルギーは飛距離  
と曲率で測定

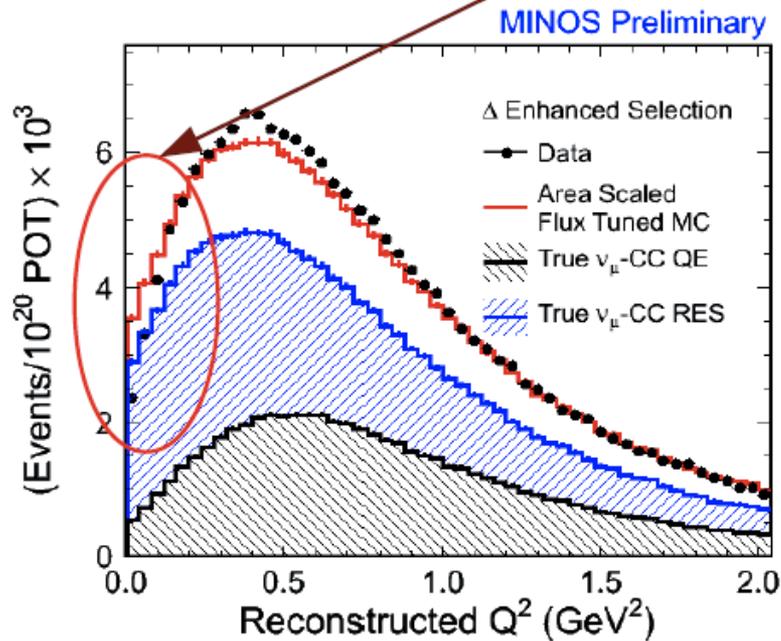
電荷もわかる



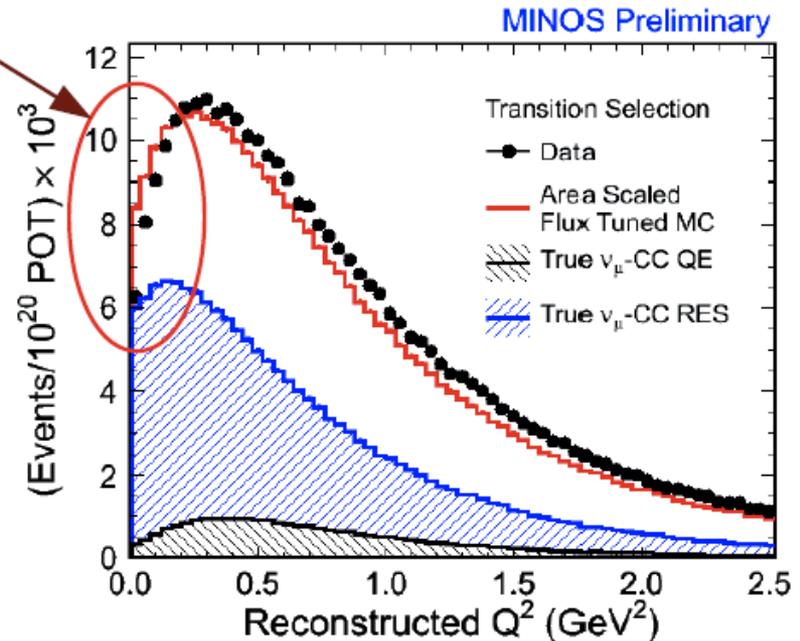
# MINOS 実験

CCQE 解析 ~ バックグラウンドの  $ds/dq^2$  分布  
= Small  $q^2$  であってない ~ 補正する

Two RES dominated subsamples have very different QE and DIS background mixes. MC prediction is high in lowest  $Q^2$  bins for both.



RES Enhanced Selection:  
 $W_{\text{reco}} < 1.3 \text{ GeV}$   
 $E_{\text{had}} > 250 \text{ MeV}$



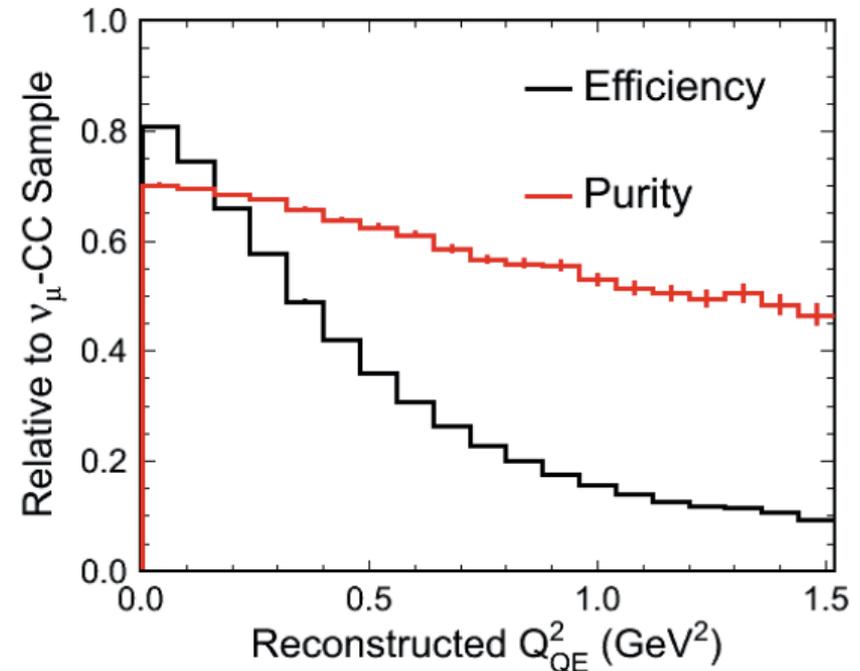
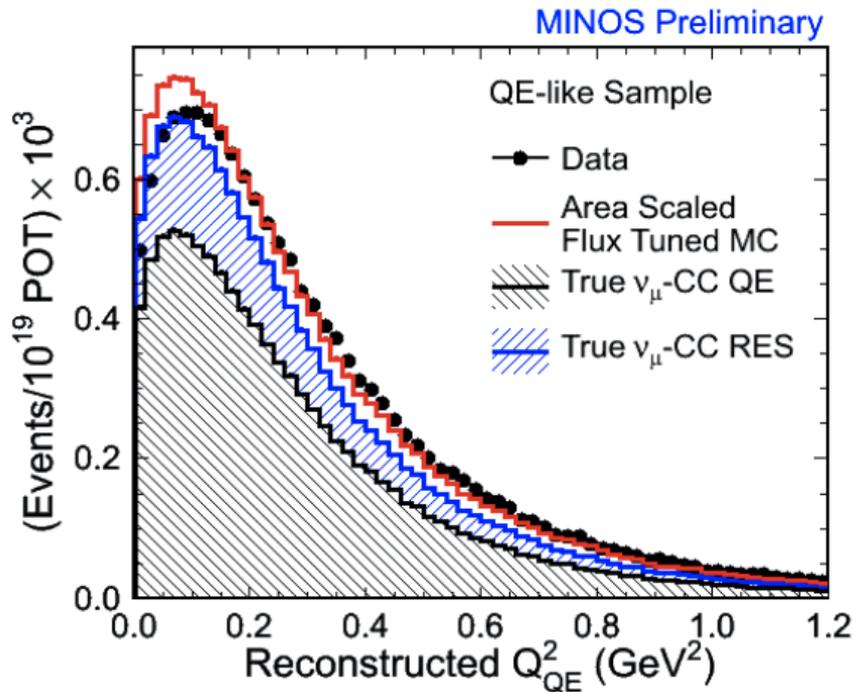
RES to DIS Transition Selection:  
 $1.3 < W_{\text{reco}} < 2.0 \text{ GeV}$

# MINOS 実験

## CCQE 解析 バックグラウンドを引く

～ やはり、small  $q^2$  はデータが少ない。

- **Low  $E_{had}$** : Select from  $\nu_{\mu}$ -CC sample events with Reconstructed  $E_{had} < 225$  MeV.
- Select events with muon tracks that stop in ND.
- Includes the RES re-weighting function.
- **Selects QE Interactions with 44% Efficiency and 63% Purity**



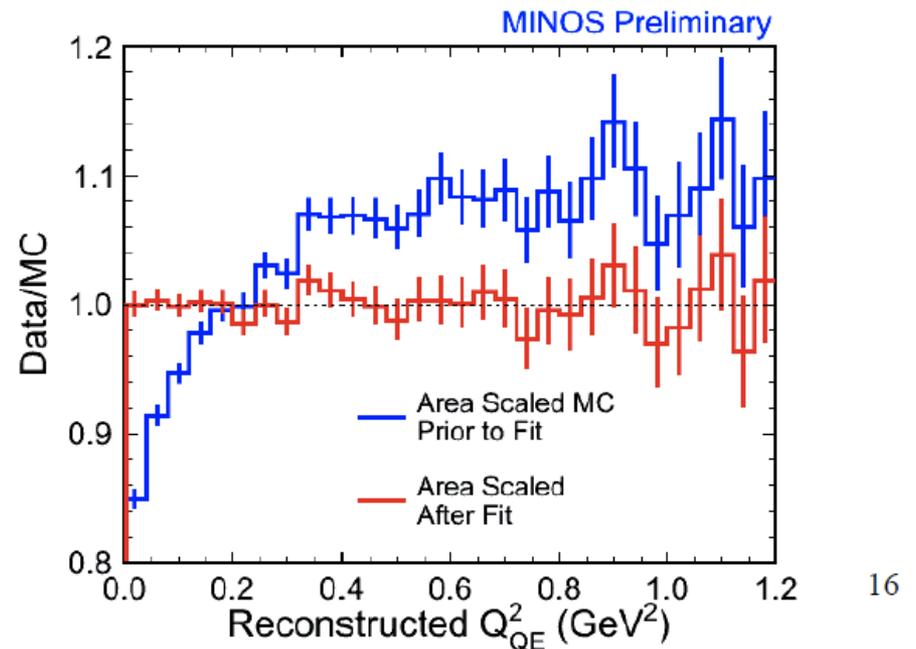
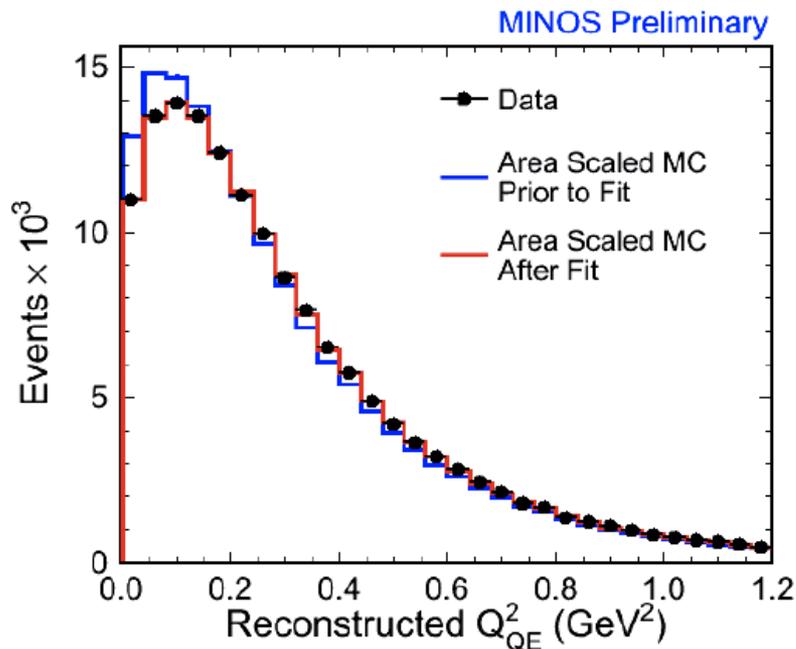
# MINOS 実験

CCQE 解析  $M_A$ を大きくするとあう

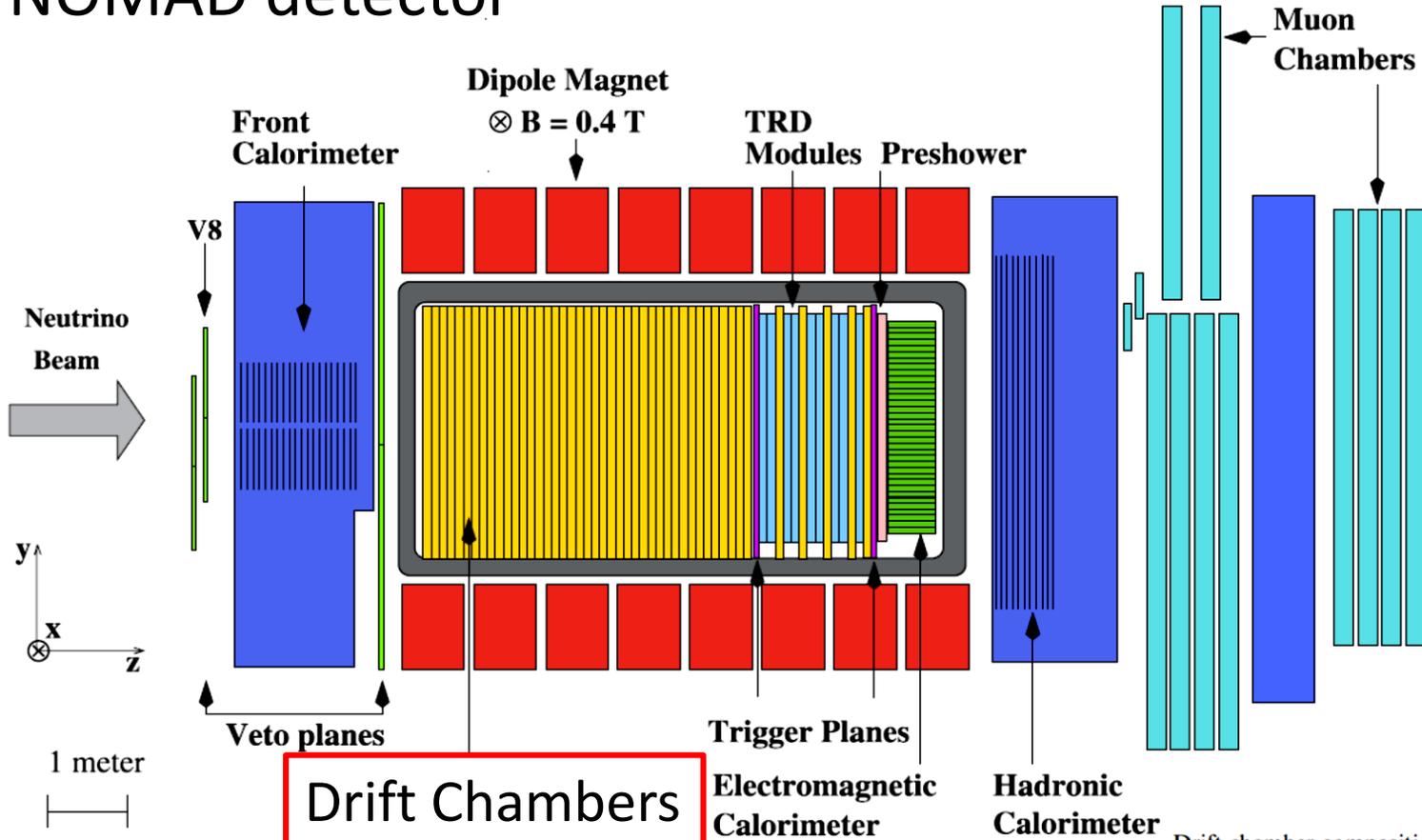
CCQE 検出効率 44%  
純度 63%

$$M_A = 1.21^{+0.18}_{-0.10} \text{ GeV}/c^2$$

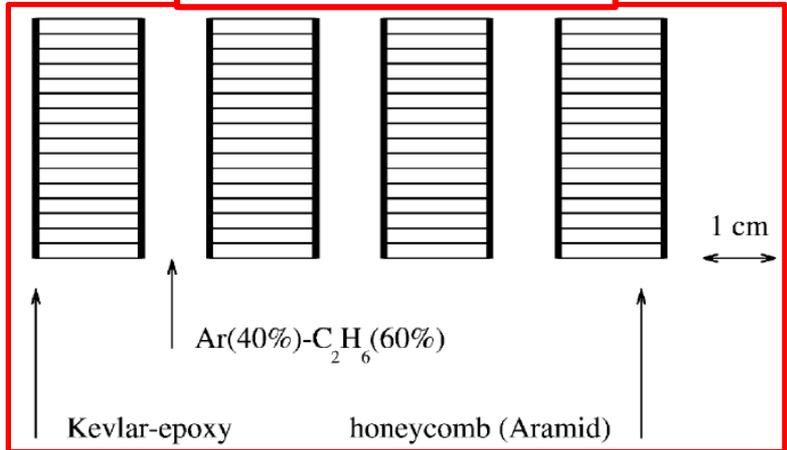
|                            | $M_A^{\text{QE}}$ (GeV) | $E_\mu$ Scale             | $M_A^{\text{RES}}$ (GeV) | $k_{\text{Fermi}}^{\text{QE}}$ |
|----------------------------|-------------------------|---------------------------|--------------------------|--------------------------------|
| Principal: $0 < Q^2 < 1.2$ | $1.21^{+0.18}_{-0.10}$  | $0.996^{+0.007}_{-0.015}$ | $1.10^{+0.15}_{-0.16}$   | $1.10^{+0.02}_{-0.03}$         |



# NOMAD detector



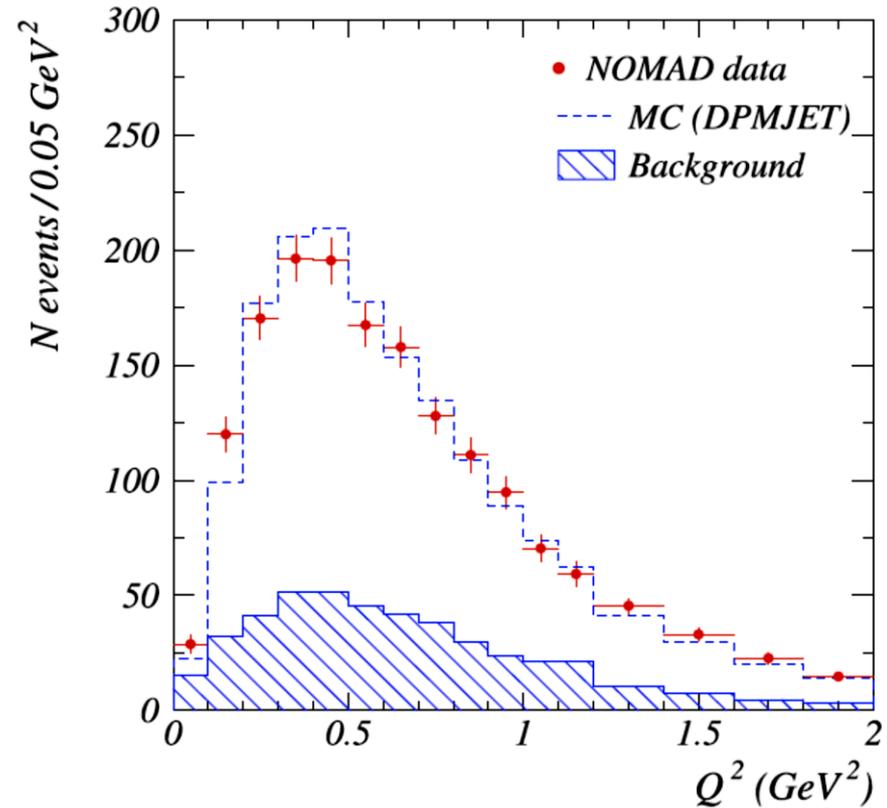
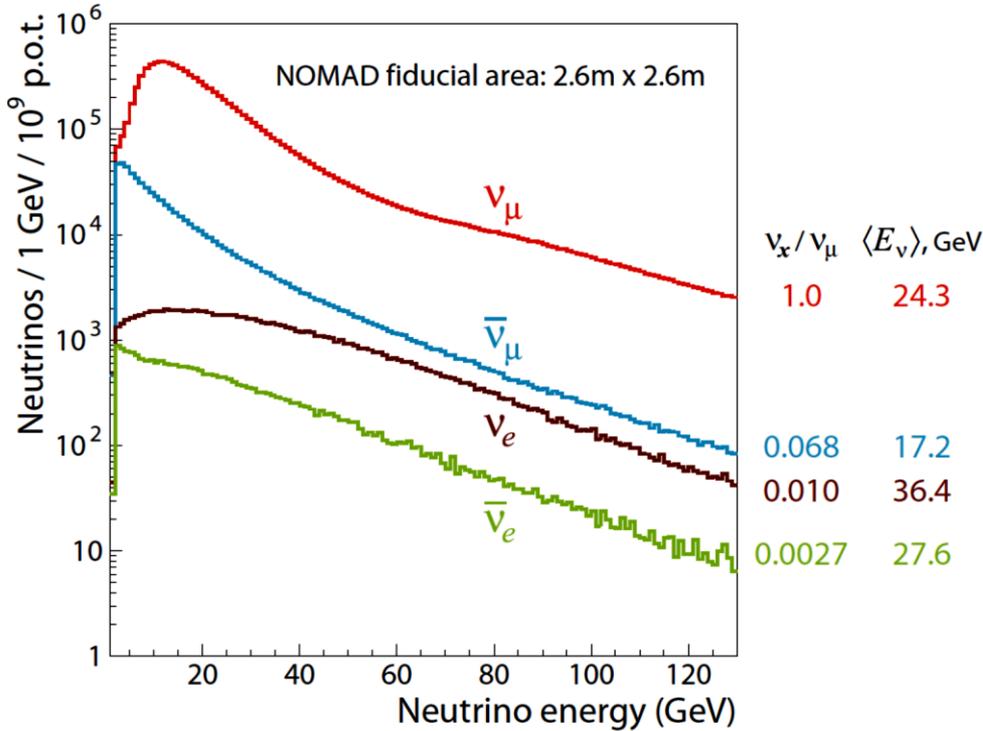
**Drift Chambers**  
Electromagnetic Calorimeter



Drift chamber composition by weight (in %)

| Atom         | prop./weight (%) | Protons (%)  | Neutrons (%) |
|--------------|------------------|--------------|--------------|
| C            | 64.30            | 32.12        | 32.18        |
| H            | 5.14             | 5.09         | 0.05         |
| O            | 22.13            | 11.07        | 11.07        |
| N            | 5.92             | 2.96         | 2.96         |
| Cl           | 0.30             | 0.14         | 0.16         |
| Al           | 1.71             | 0.82         | 0.89         |
| Si           | 0.27             | 0.13         | 0.14         |
| Ar           | 0.19             | 0.09         | 0.10         |
| Cu           | 0.03             | 0.01         | 0.02         |
| <b>Total</b> | <b>99.99</b>     | <b>52.43</b> | <b>47.56</b> |

# NOMAD experiment



$$\sigma_{\text{QE}}^\nu = [0.92 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.06(\text{syst.})] \times 10^{-38} \text{cm}^2$$

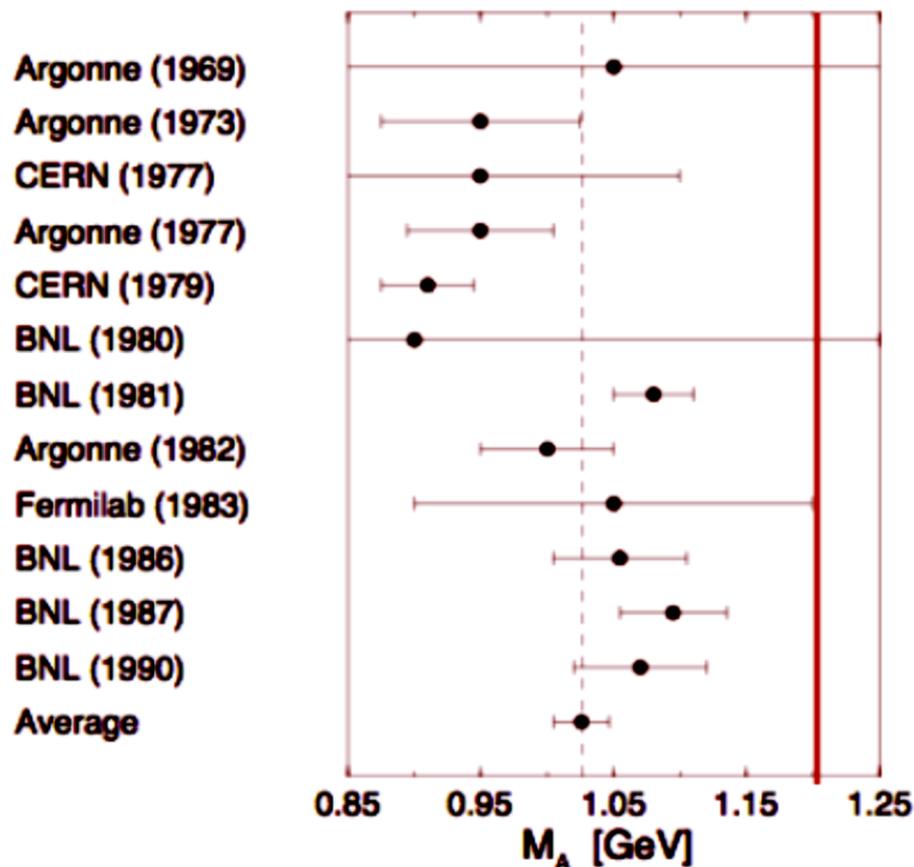
$$\sigma_{\text{QE}}^{\bar{\nu}} = [0.81 \pm 0.05(\text{stat.}) \pm 0.08(\text{syst.})] \times 10^{-38} \text{cm}^2$$

$$M_A(\nu) = [1.06 \pm 0.02(\text{stat.}) \pm 0.06(\text{syst.})] \text{GeV}$$

$$M_A(\bar{\nu}) = [1.06 \pm 0.07(\text{stat.}) \pm 0.10(\text{syst.})] \text{GeV}$$

# Charged current quasi-elastic scattering

全散乱断面積、微分散乱断面積を用いた  $M_A$  の測定



| Experiment             | Target | Cut in $Q^2$ [GeV <sup>2</sup> ] | $M_A$ [GeV]     |
|------------------------|--------|----------------------------------|-----------------|
| K2K <sup>4</sup>       | oxygen | $Q^2 > 0.2$                      | $1.2 \pm 0.12$  |
| K2K <sup>5</sup>       | carbon | $Q^2 > 0.2$                      | $1.14 \pm 0.11$ |
| MINOS <sup>6</sup>     | iron   | no cut                           | $1.19 \pm 0.17$ |
| MINOS <sup>6</sup>     | iron   | $Q^2 > 0.2$                      | $1.26 \pm 0.17$ |
| MiniBooNE <sup>7</sup> | carbon | no cut                           | $1.35 \pm 0.17$ |
| MiniBooNE <sup>7</sup> | carbon | $Q^2 > 0.25$                     | $1.27 \pm 0.14$ |
| NOMAD <sup>8</sup>     | carbon | no cut                           | $1.07 \pm 0.07$ |

1970～80年代の実験(主に泡箱を用いていた)では、 $M_A \sim 1.0 \text{ GeV}/c^2$

1990～2000年代に入ってからの実験では、

低エネルギーのニュートリノ実験では  $M_A$  が大きく出ている。

高エネルギーの実験(NOMAD)では  $M_A$  は  $1.1 \text{ GeV}/c^2$  程度

# MINERvA 実験

MINOS検出器の前に

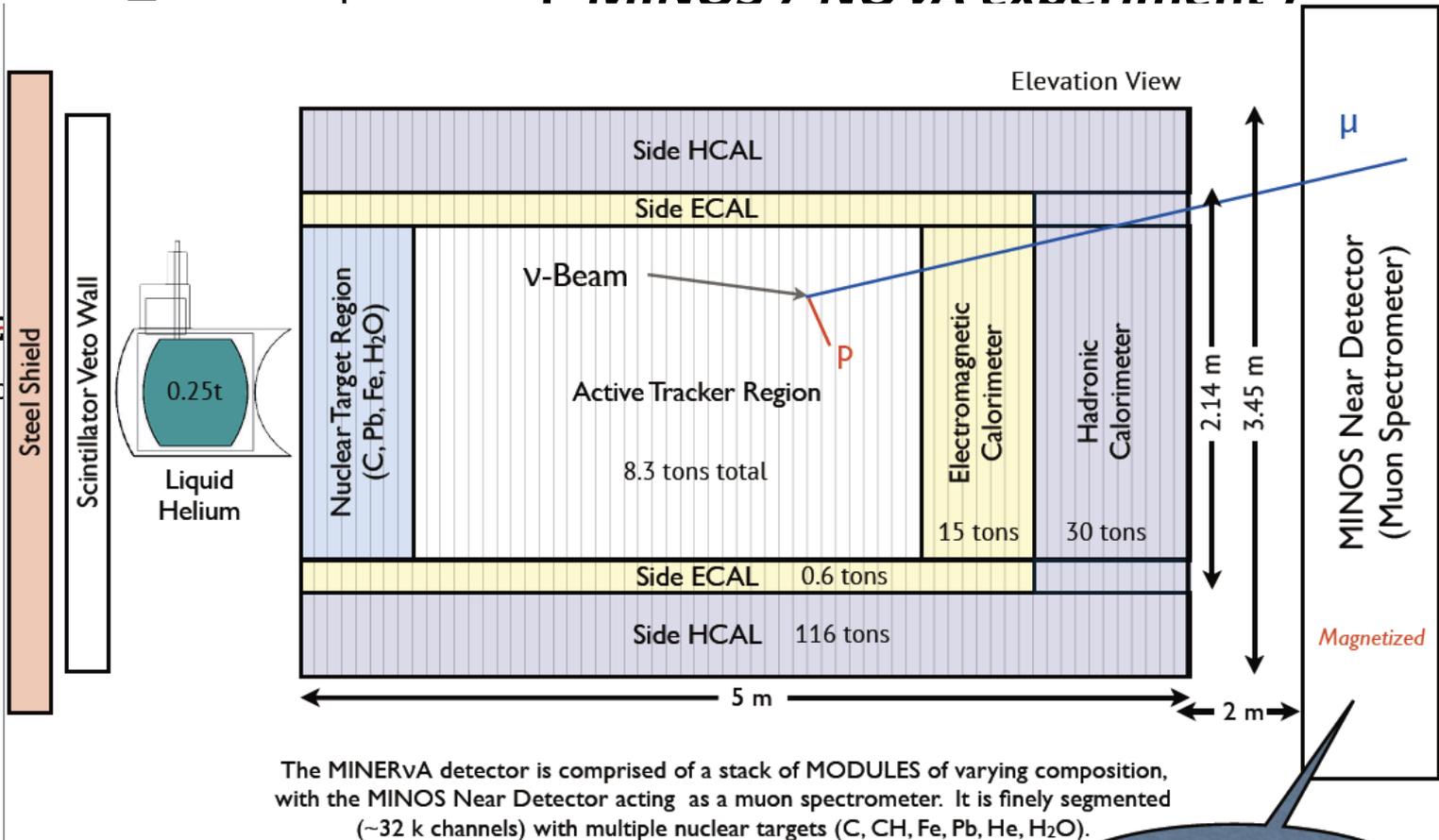
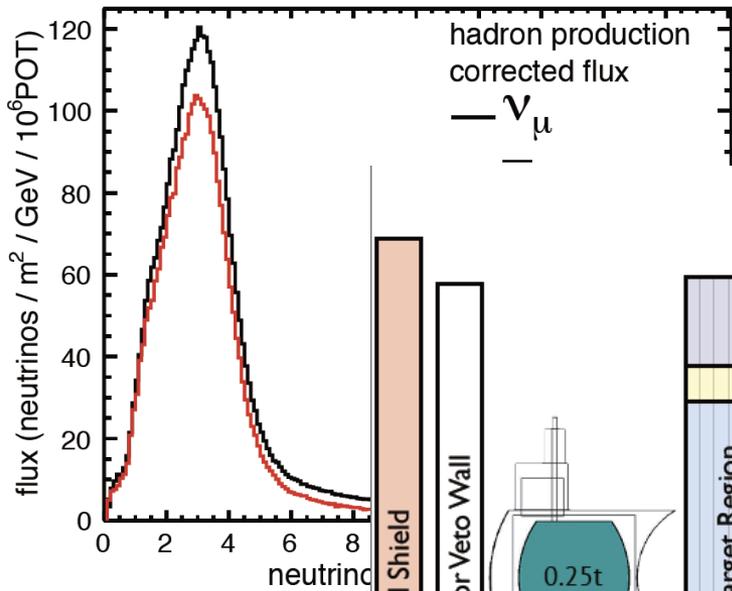
新たなニュートリノ反応研究用検出器を設置

NuMI Low Energy Beam, FTFP

$\bar{E}_\nu \sim 3.5 \text{ GeV}$  ( Low energy config. )

NuMI beamline

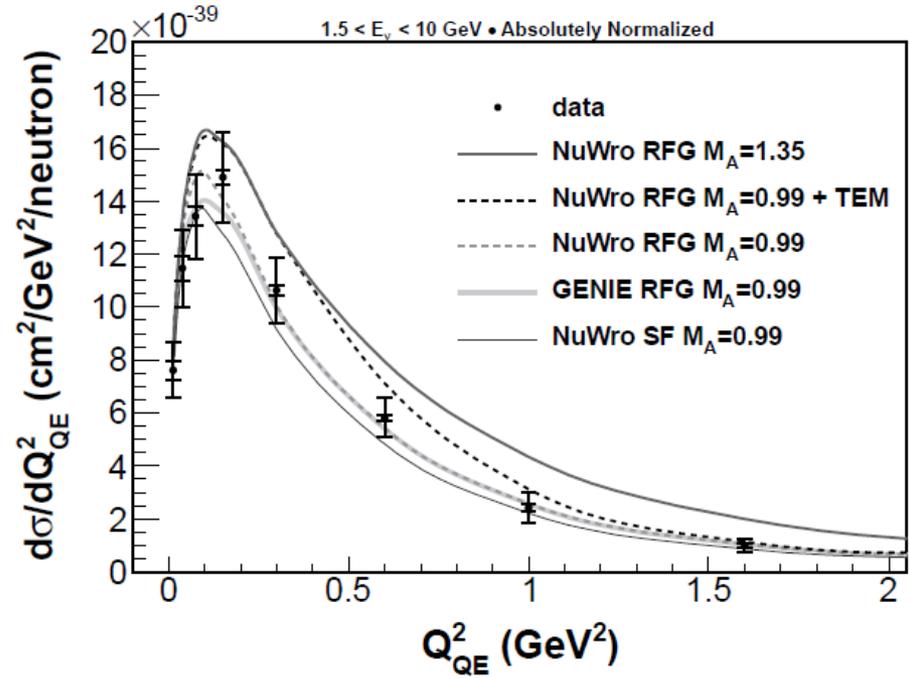
( MINOS / NOvA experiment )



The MINERvA detector is comprised of a stack of MODULES of varying composition, with the MINOS Near Detector acting as a muon spectrometer. It is finely segmented (~32 k channels) with multiple nuclear targets (C, CH, Fe, Pb, He, H<sub>2</sub>O).

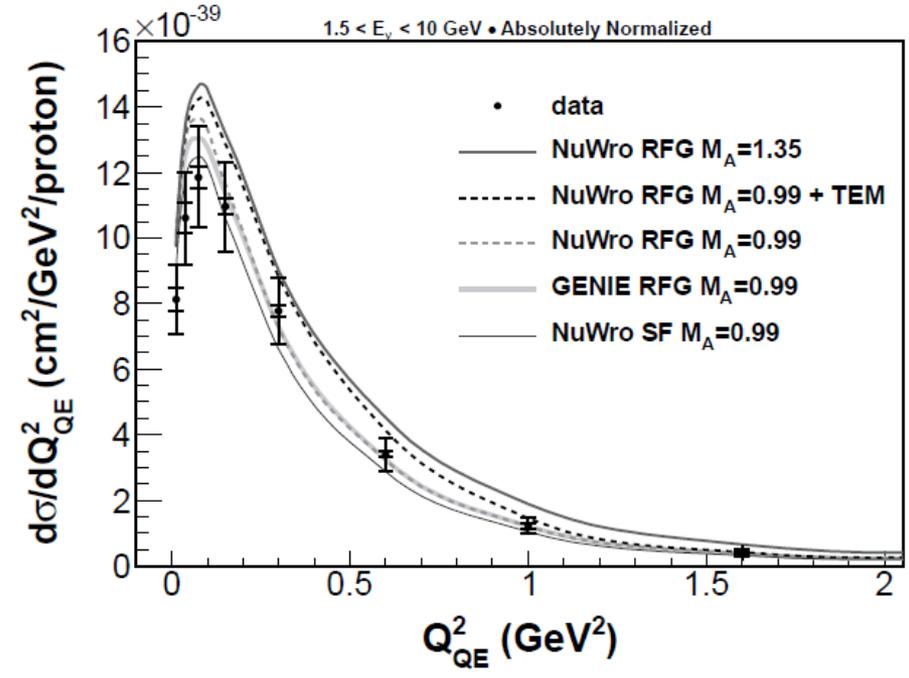
# MINERvA 実験

## Neutrino beam



| NuWro Model                 | RFG  | RFG +TEM | RFG  | SF   |
|-----------------------------|------|----------|------|------|
| $M_A$ (GeV/c <sup>2</sup> ) | 0.99 | 0.99     | 1.35 | 0.99 |
| Rate $\chi^2$ /d.o.f.       | 3.5  | 2.4      | 3.7  | 2.8  |
| Shape $\chi^2$ /d.o.f.      | 4.1  | 1.7      | 2.1  | 3.8  |

## Anti Neutrino beam



| NuWro Model            | RFG  | RFG +TEM | RFG  | SF   |
|------------------------|------|----------|------|------|
| $M_A$ (GeV)            | 0.99 | 0.99     | 1.35 | 0.99 |
| Rate $\chi^2$ /d.o.f.  | 2.64 | 1.06     | 2.90 | 2.14 |
| Shape $\chi^2$ /d.o.f. | 2.90 | 0.66     | 1.73 | 2.99 |

Simple relativistic Fermi Gas model  $M_A = 0.99$   
 + TEM model ( A. Bodek et al. ) gives the best agreement.

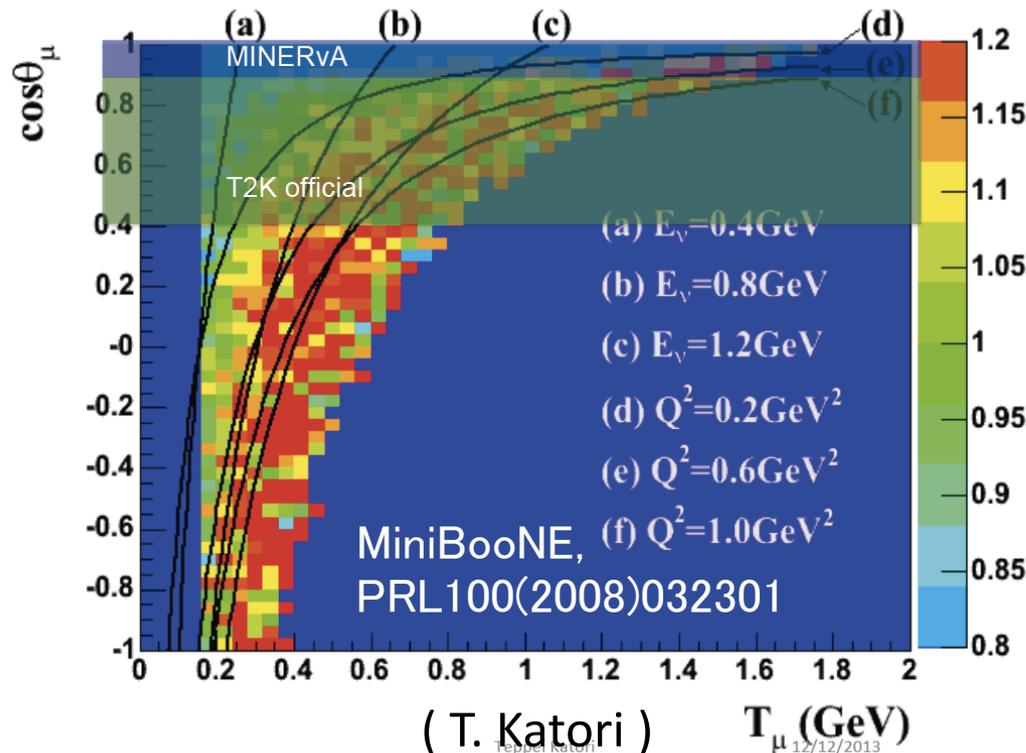
# MINERvA 実験とMINOSなど他実験の比較

## 問題点

$\mu$  の検出に、MINOS 検出器を併用しているため、  
前方に  $\mu$  がとんだ事象のみが使われている ( $\theta_\mu < 20$  degree )  
しかし、そもそも前方の事象が少ない ( K2K, MiniBooNE etc. )  
前方だけ使って 散乱断面積を求めると、  
偏った結果になる可能性がある。

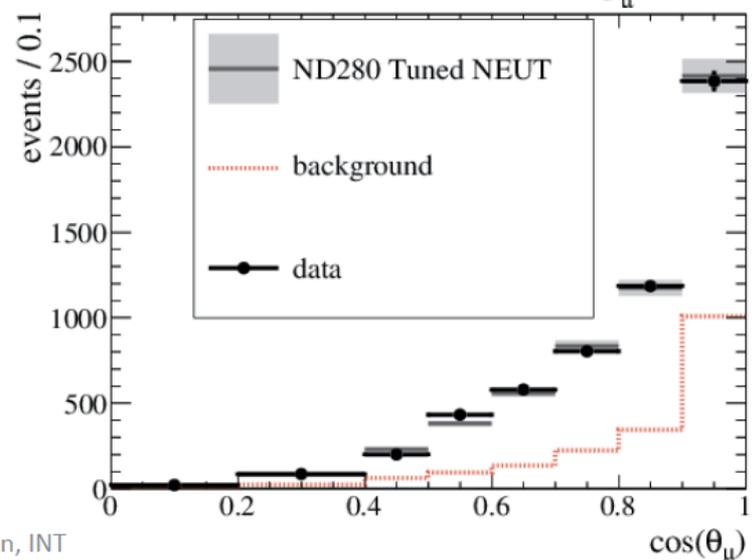
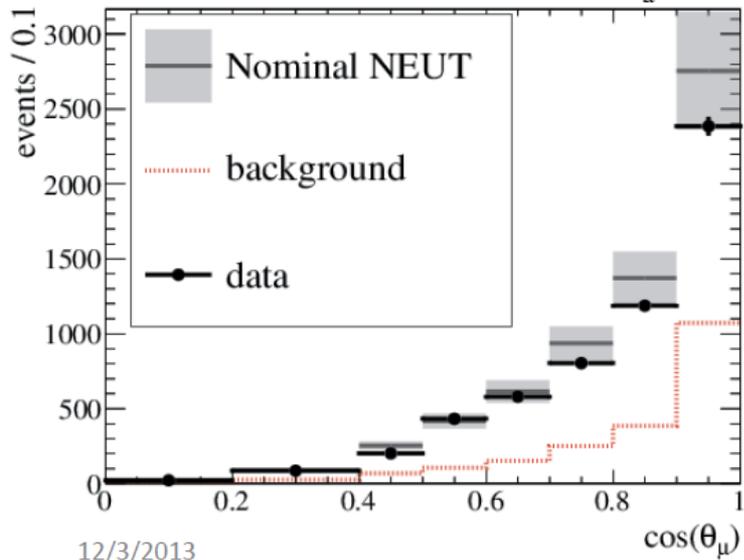
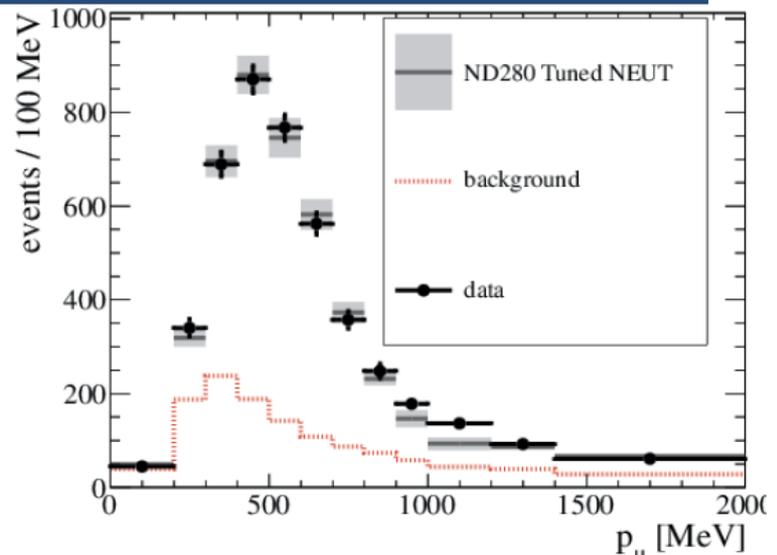
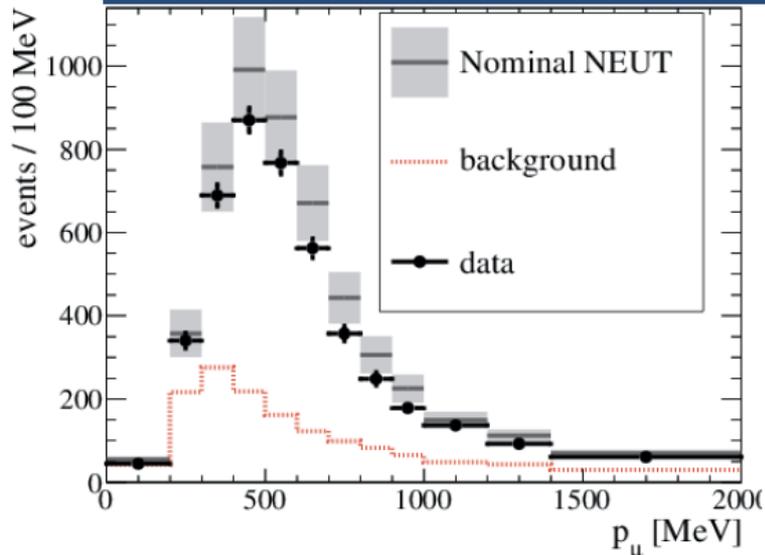
少なくとも全散乱断面積は  
小さく出るはず。

前方だけ使った場合、  
MiniBooNEの結果は?

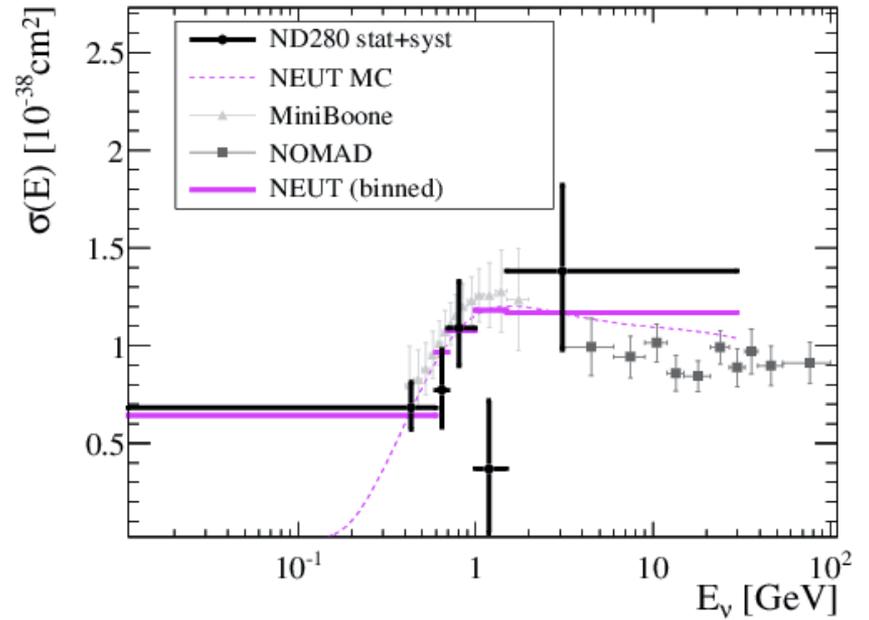
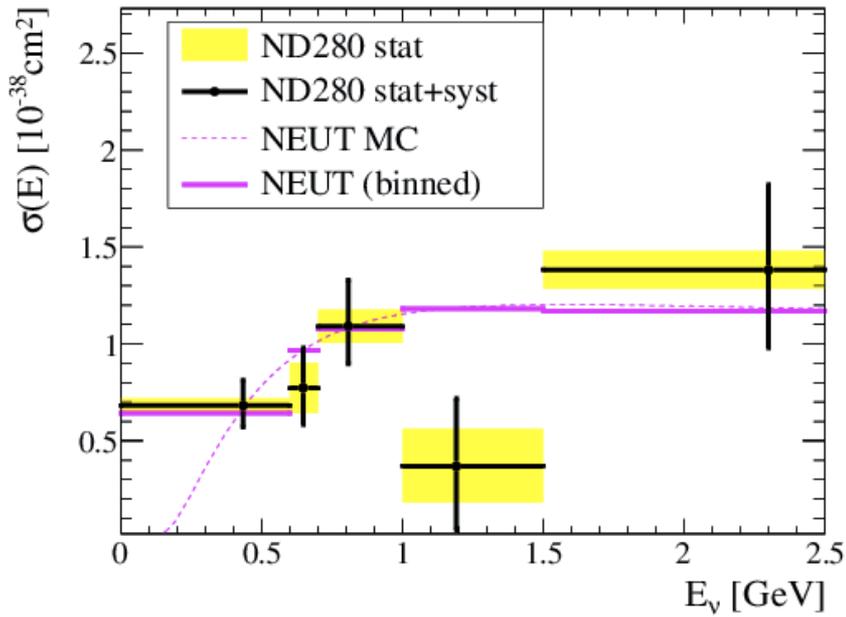


# T2K CCQE cross-section measurement

## T2K CCQE enhanced sample: $p_\mu / \cos(\theta_\mu)$



# T2K CCQE cross-section measurement



NEUT :  $M_A \sim 1.2 \text{ GeV}/c^2$

NOMAD 実験の結果よりも、やはり大きい散乱断面積。

# CC quasi-elastic / NC elastic scattering

~ 原子核中の核子の場合 ~

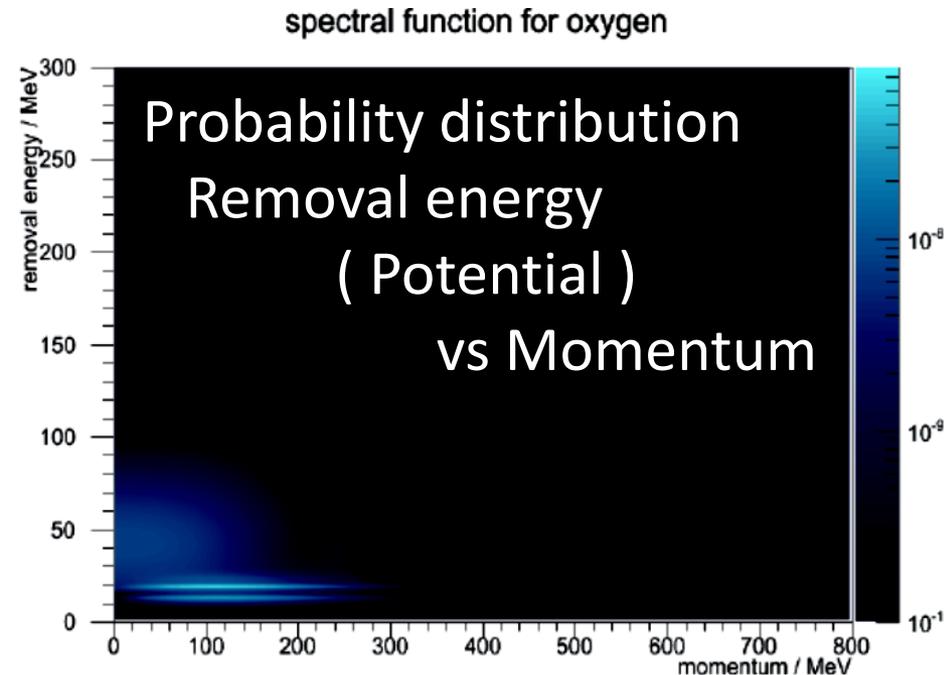
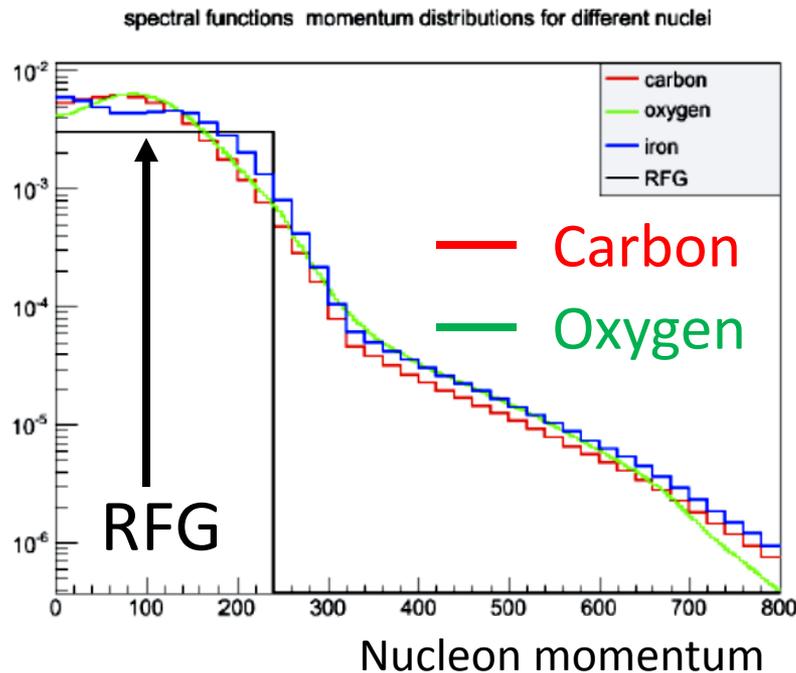
*Simple relativistic Fermi gas model by Smith & Moniz*

Flat momentum distribution, Fixed nuclear potential

→ **Spectral function**

2-dimensional momentum – potential distribution  
( from electron-scattering measurements )

A. Ankowski Phys. Rev. C 86, 024616 (2012)



# CC quasi-elastic / NC elastic scattering

~ 原子核中の核子の場合 ~

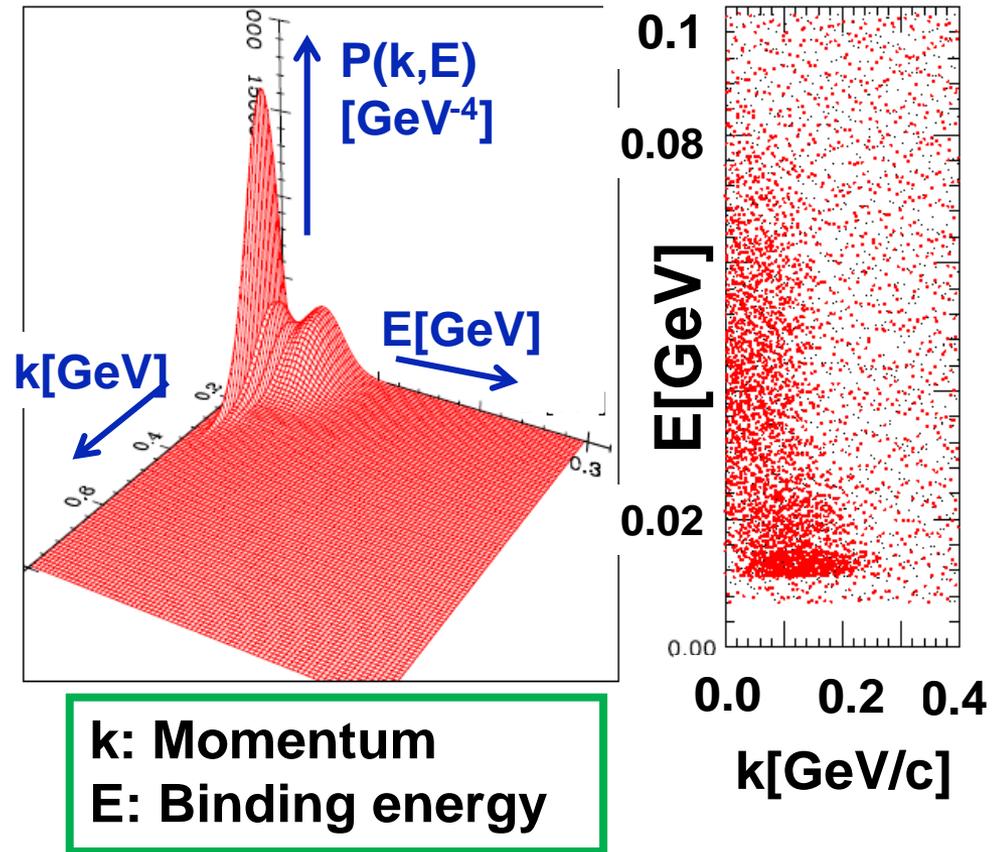
## Impulse approximation

$$\frac{d\sigma_{\nu A}}{d\omega d\Omega} = \int d^3p dE \underbrace{P(\vec{p}, E)}_{\text{Spectrum function}} \frac{1}{4p_o p'_o} \left( \frac{d\sigma_{\nu N}}{d\omega d\Omega} \right)$$

Spectrum function

- Spectral Functions  $P(\mathbf{p}, E)$  for various nuclei, eg.  $^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}$ , are measured at JLAB and estimated by Benhar.
- $P(\mathbf{p}, E)$  : Probability of removing a nucleon of momentum  $\mathbf{p}$  from ground state leaving the residual nucleus with excitation energy  $E$ .

## Spectrum function



O.Benhar et al., Phys. Rev. D 72, 053005 (2005).

A. Ankowski Phys. Rev. C 86, 024616 (2012)

# CC quasi-elastic / NC elastic scattering

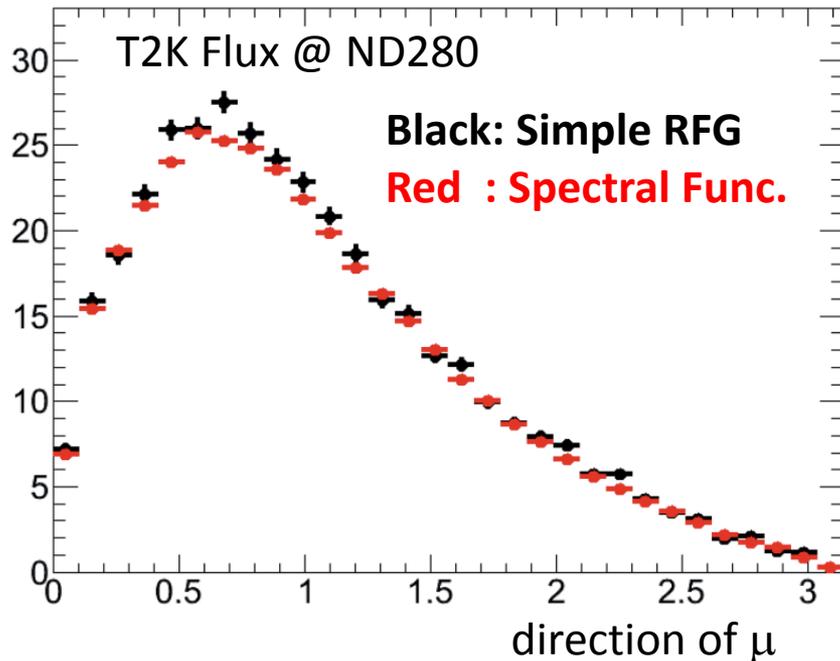
~ 原子核中の核子の場合 ~

*With spectral function*

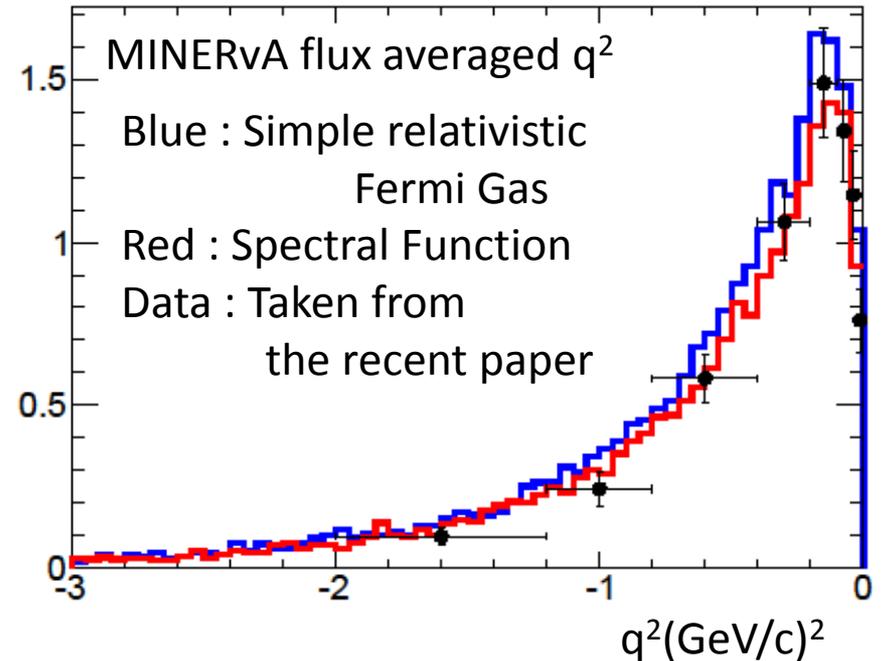
2-dimensional momentum – potential distribution  
( from electron-scattering measurements )

A. Ankowski Phys. Rev. C 86, 024616 (2012)

direction of  $\mu$



$q^2$  distribution



$(M_A = 1.2 \text{ GeV}/c^2 \text{ for these plots})$

# Charged current multi-nucleon quasi-elastic like scattering

原子核標的の CC quasi-elastic scattering の実験結果で、

1) 散乱断面積が大きめに出る

2) 前方散乱が少ない

=  $M_A$  を大きくすると分布があうように見える

「なにか別の反応が CC quasi-elastic として  
みえてしまっているのでは？」

原子核中の単一核子との散乱「だけでは不足」

原子核内で核子が強く束縛されている効果

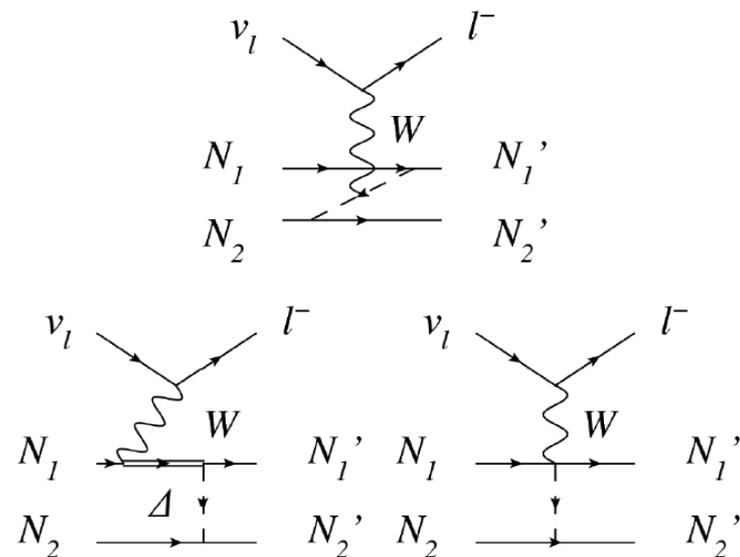
Model by Nieves et al.

~ Meson-exchange current

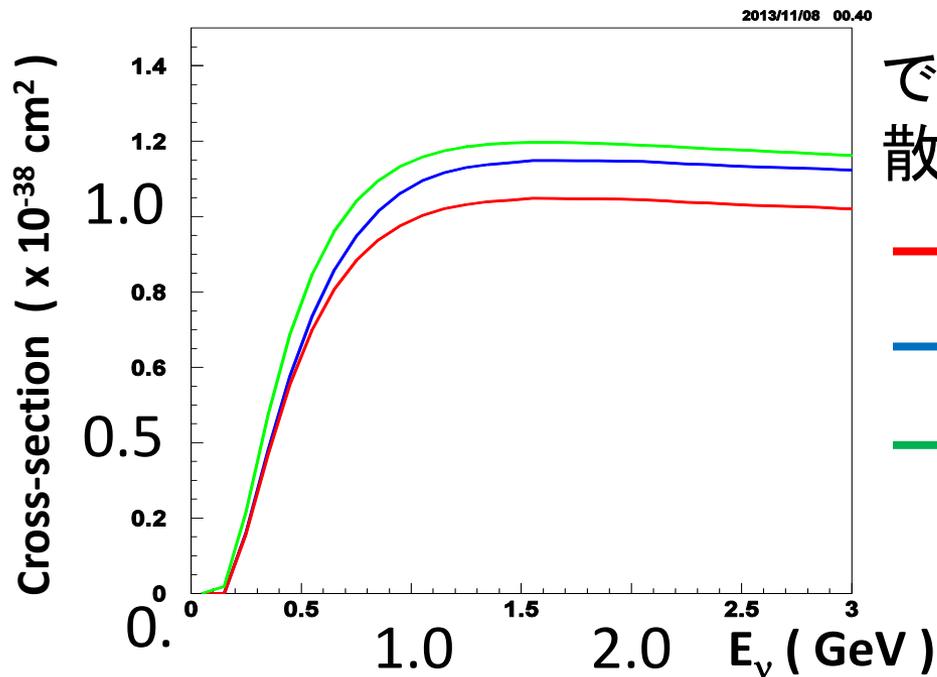
$\nu N N' \rightarrow l N'' N'''$

Contains Delta absorption

$\nu N N' \rightarrow l \Delta N'' \rightarrow l N''' N''''$



# Charged current multi-nucleon quasi-elastic like scattering



でも、spectral function の散乱断面積は RFG より小さかった

— New CCQE (Spec. func.)

— CCQE + MEC

— Old CCQE (Simple RFG)

$$M_A^{\text{CCQE}} = 1.2 \text{ GeV}/c^2$$

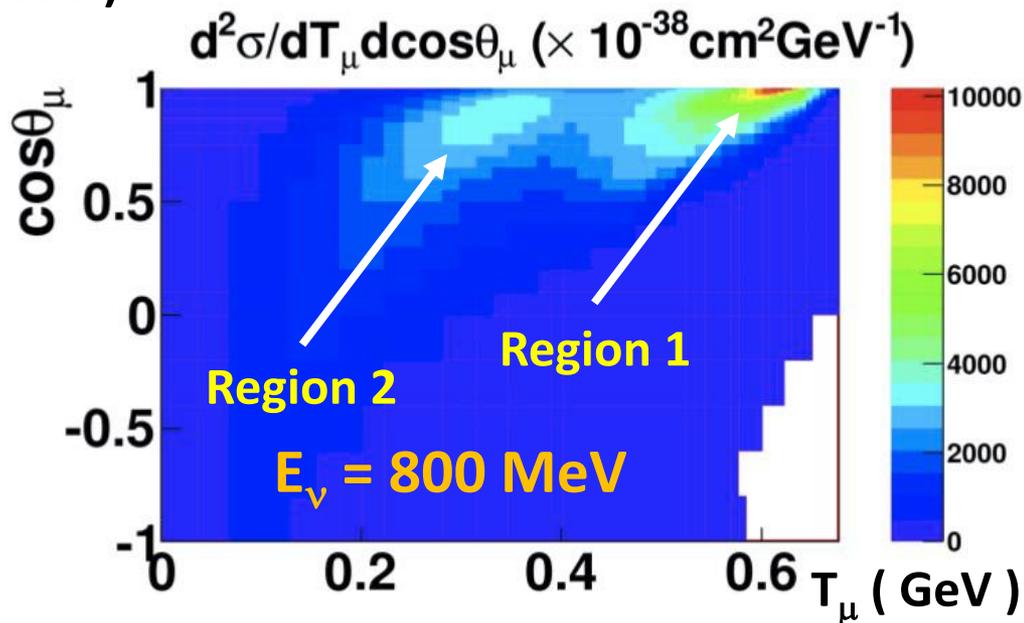
$$M_A^{\text{MEC}} = 1.0 \text{ GeV}/c^2$$

## Region 1

2-nucleon scattering  
( $\nu N N' \rightarrow l N'' N'''$ )

## Region 2

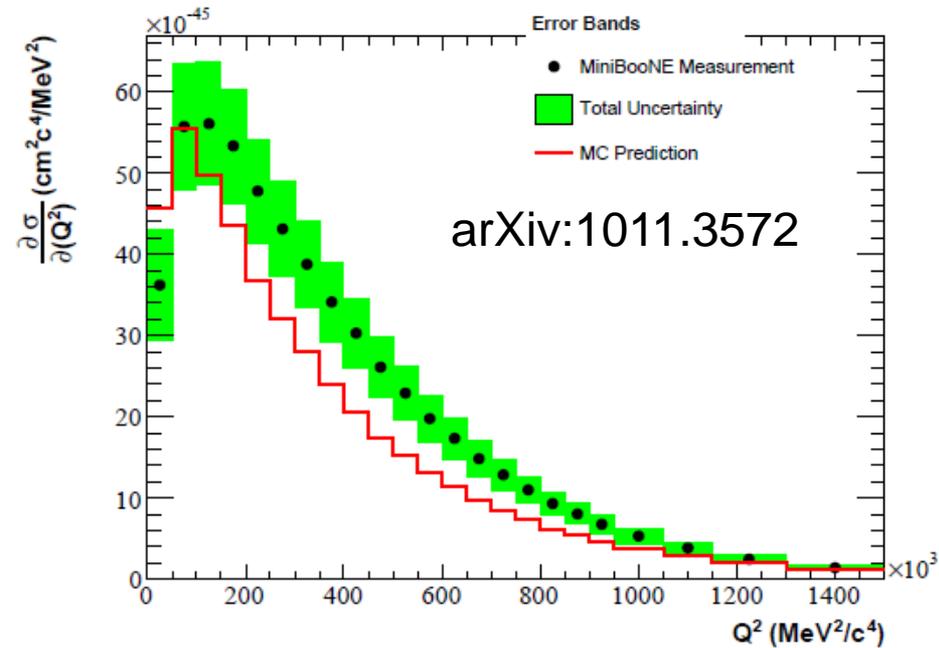
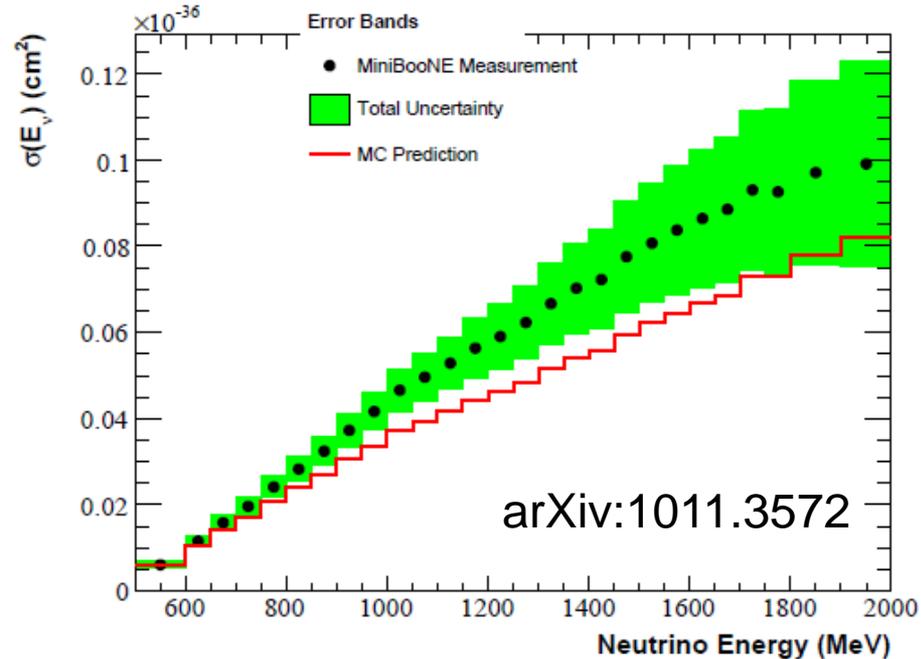
Delta absorption  
( $\nu N \rightarrow l \Delta$ ,  
 $\Delta N' \rightarrow N'' N'''$ )





# Single pion productions

## CC $1\pi^+$ production



MiniBooNE実験結果では、 $M_A = 1.1 \text{ GeV}/c^2$ では小さすぎる？  
Nuclear effect (  $\pi$  再散乱 )も影響する??

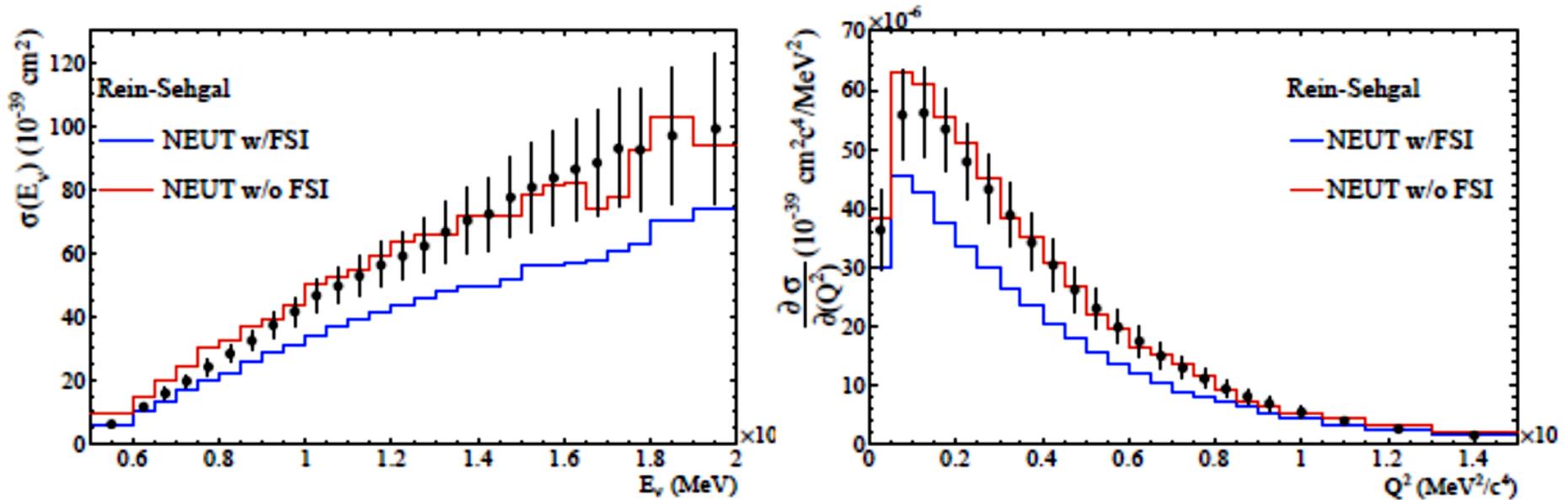
(注: MiniBooNEは CCQE でも散乱断面積が大きく出ている。)

# Single pion productions

CC  $1\pi^+$  production

Rein-Sehgal model ( $M_A=1.2\text{GeV}/c^2$ )

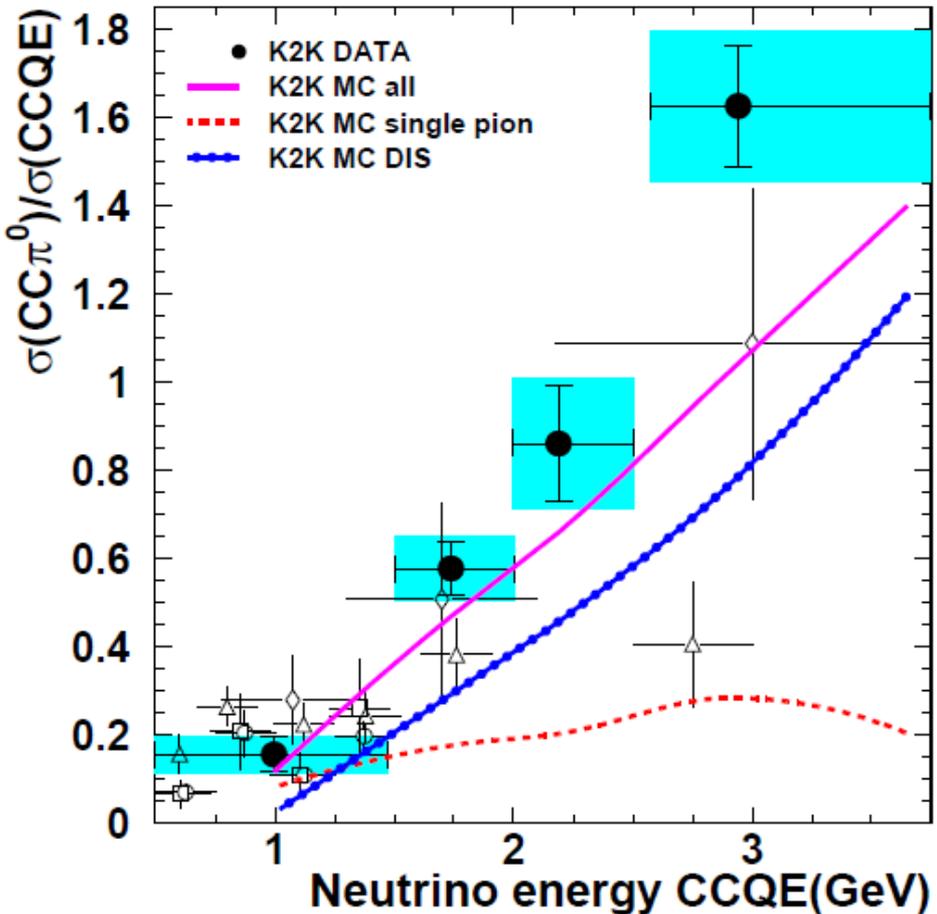
で simulation した場合 ( NEUT )



これでもまだ小さい。

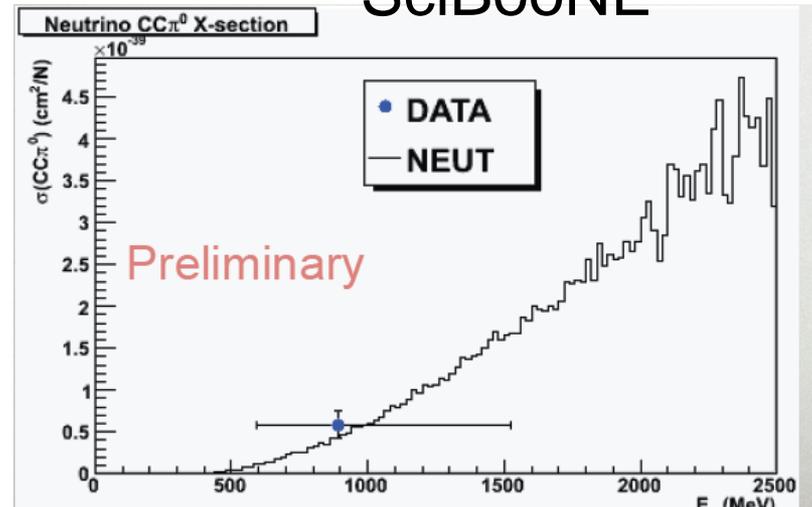
# Single pion productions

K2K SciBar ( Scintillator detector )



High energy 側では  
simulation が小さく出ているが  
single  $\pi$  の割合も少ない

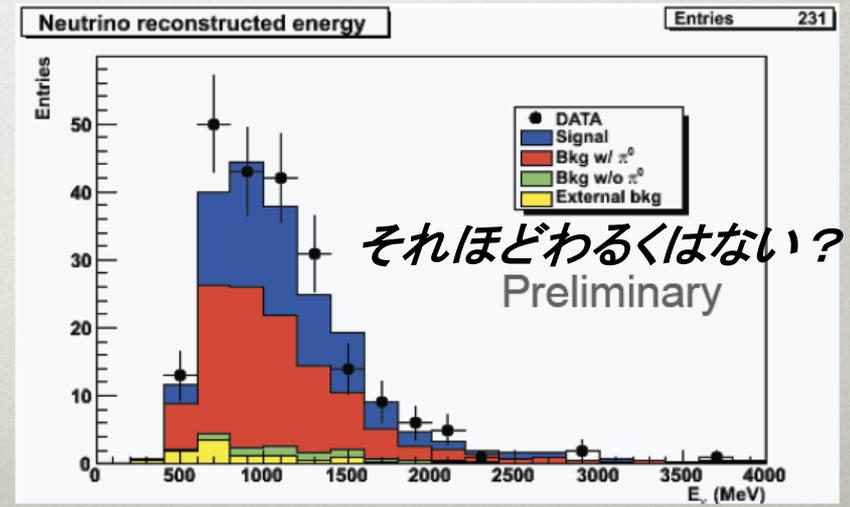
SciBooNE



Ev reconstruction

$$E_v^{rec} = \frac{m_p^2 - m_n^2 - m_X^2 + 2m_n E_X}{2(m_n - E_X + |p_X| \cos(\theta_{vX}))}$$

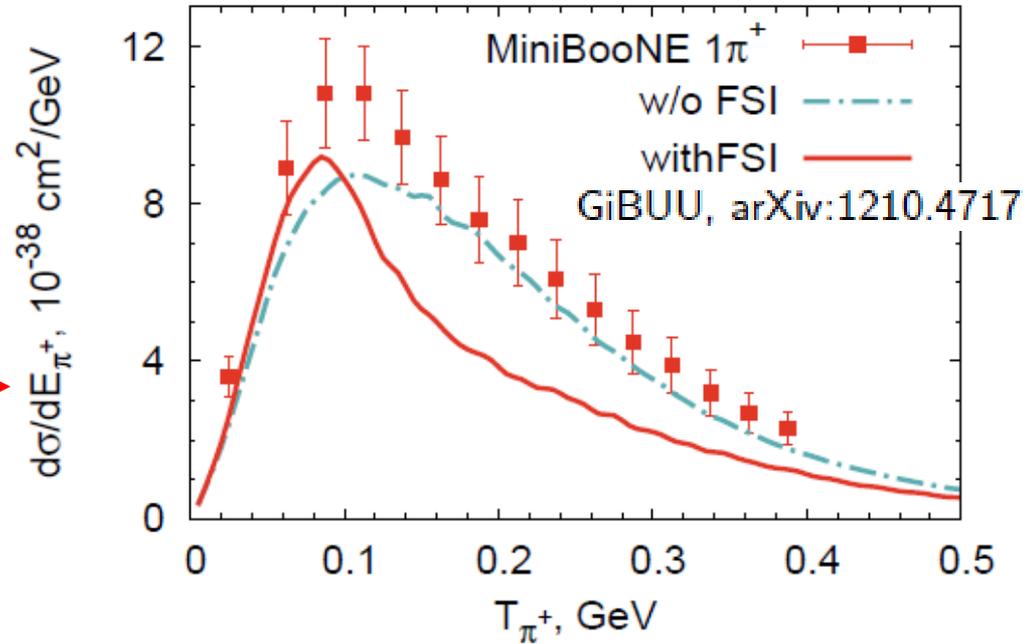
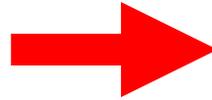
$$p_X \equiv p_\mu + p_{Y1} + p_{Y2}$$



# Single pion productions

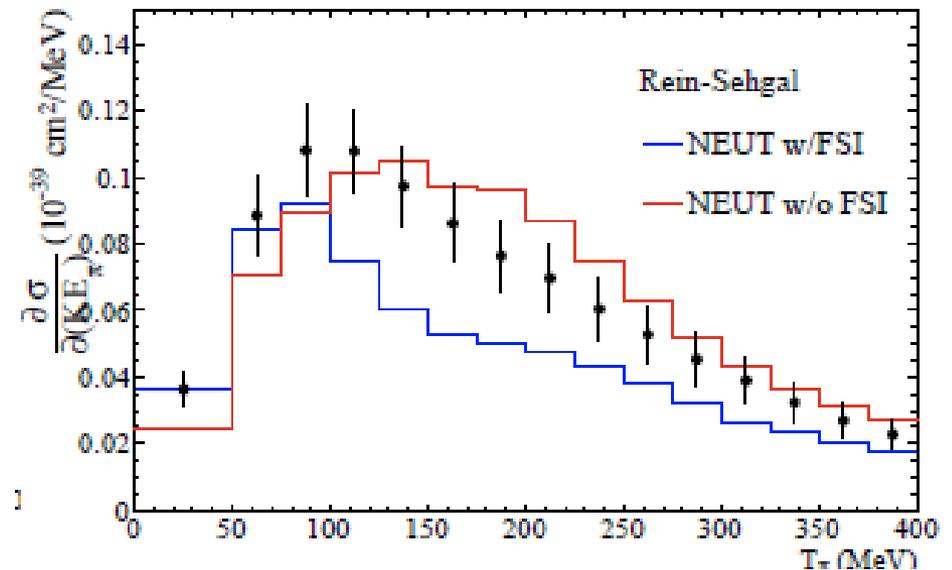
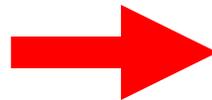
## CC $1\pi^+$ production

$\pi^+$  の運動量が再現できない  
(理論家のシミュレーション  
でもうまくいっていない)



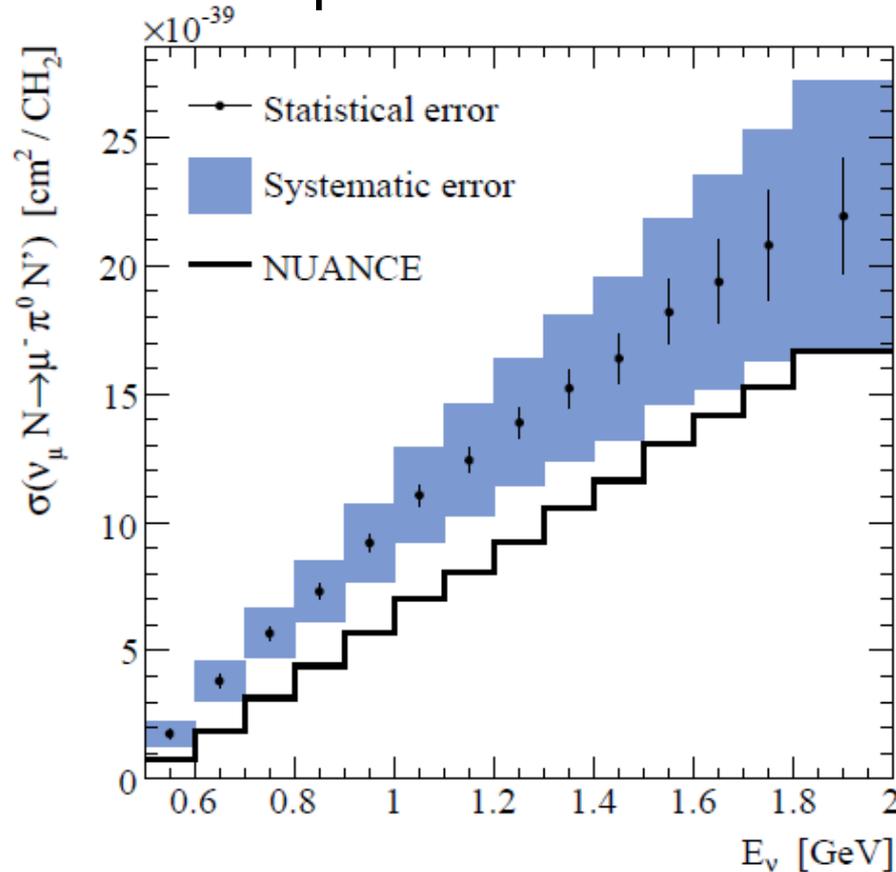
## Rein-Sehgal model

( $M_A=1.2\text{GeV}/c^2$ ) + NEUT FSI  
でもうまくいかない

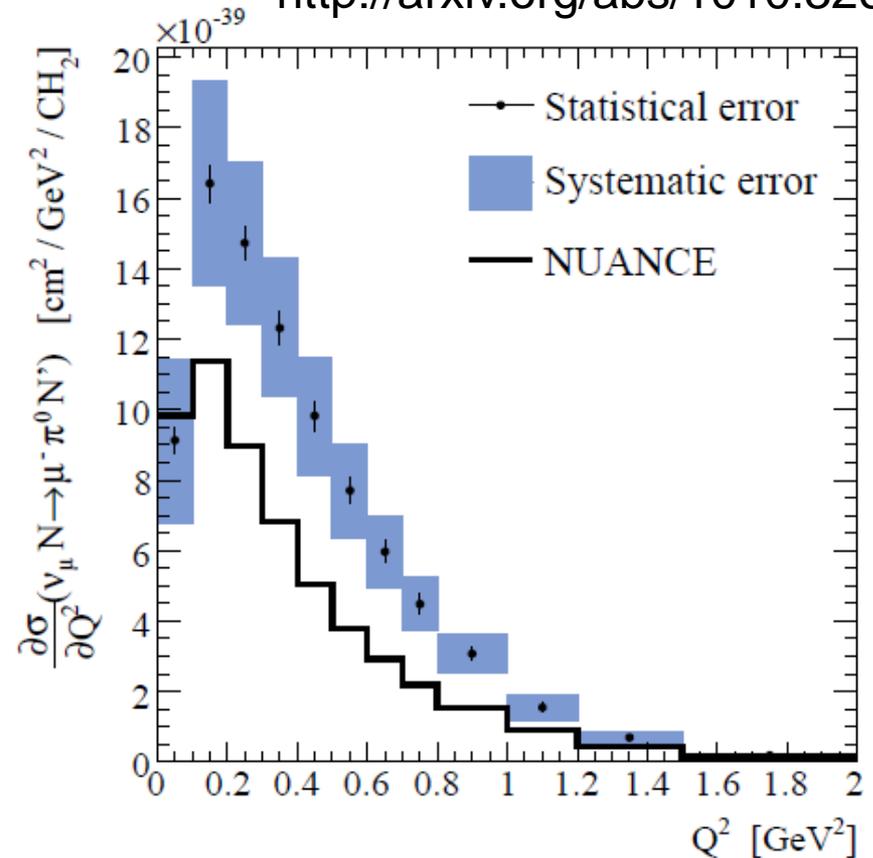


# Single pion productions

## CC $1\pi^0$ production



<http://arxiv.org/abs/1010.3264>



こちらのモードでも

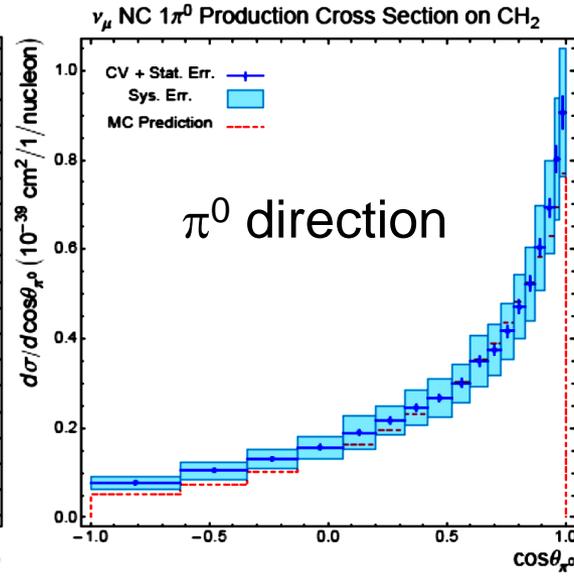
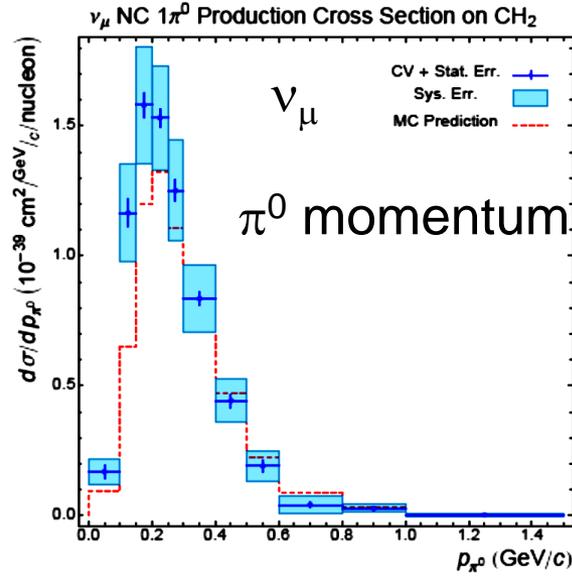
MiniBooNE実験結果では、 $M_A = 1.1 \text{ GeV}/c^2$ では小さすぎる？

Nuclear effect (  $\pi$  再散乱 )も影響する??

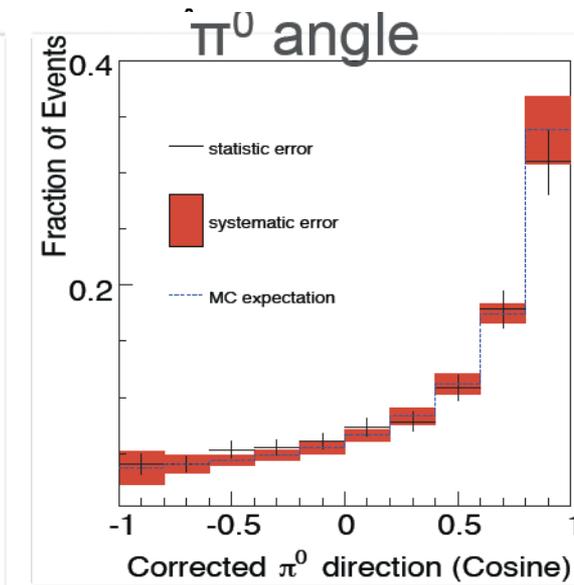
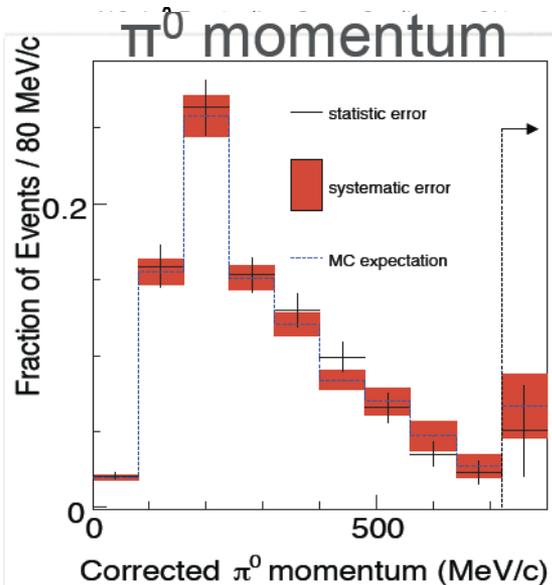
(注: MiniBooNEは CCQE でも散乱断面積が大きく出ている。)

# Single pion productions

## NC $1\pi^0$ production



MiniBooNE、SciBooNE  
比較的良くあっている?

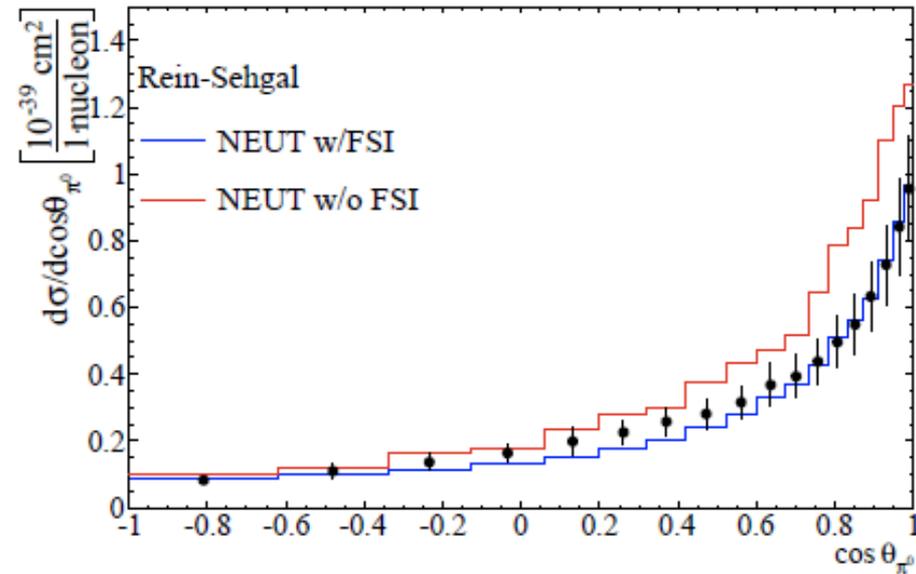
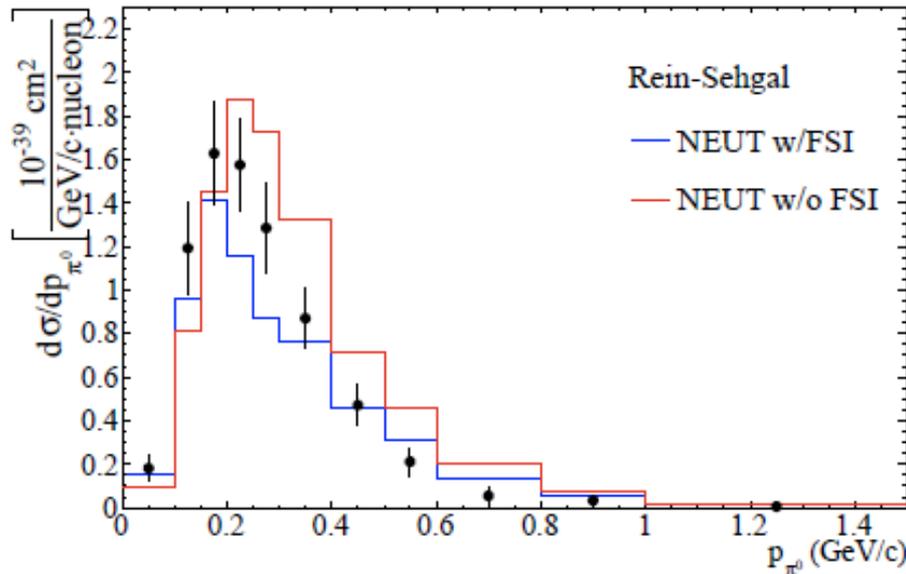


# Single pion productions

NC  $1\pi^0$  production

MiniBooNE Data vs

Rein-Sehgal model ( $M_A=1.2\text{GeV}/c^2$ ) + NEUT FSI



Rein-Sehgal model ( $M_A=1.2\text{GeV}/c^2$ ) + NEUT FSI

なかなか(?)よい一致になる

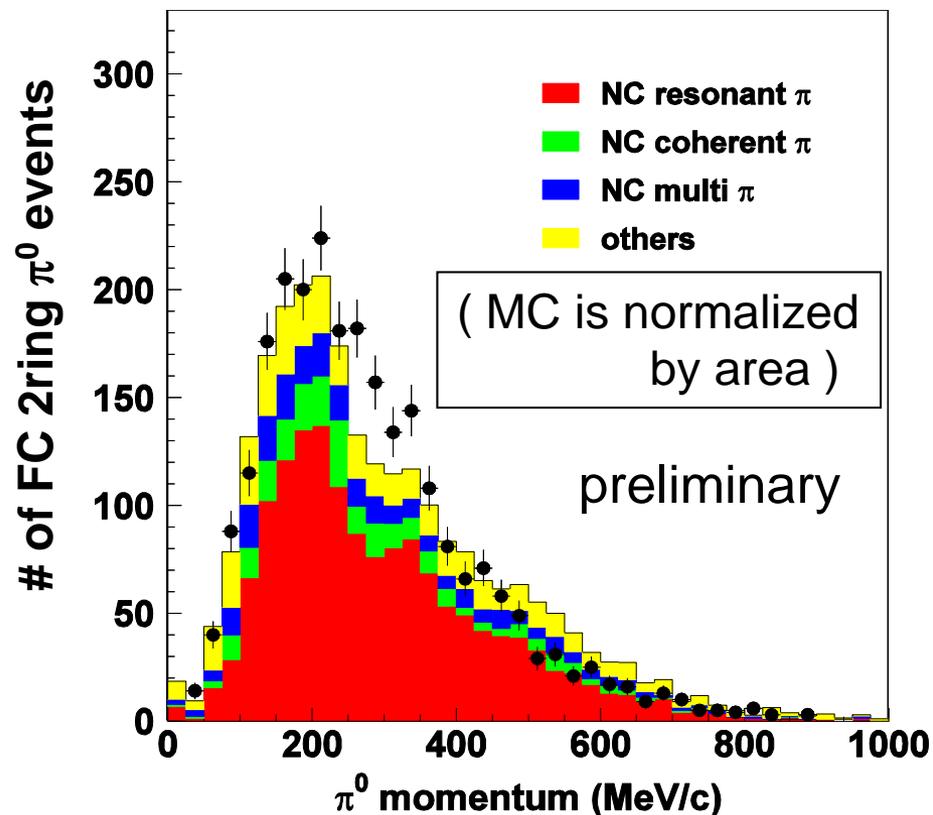
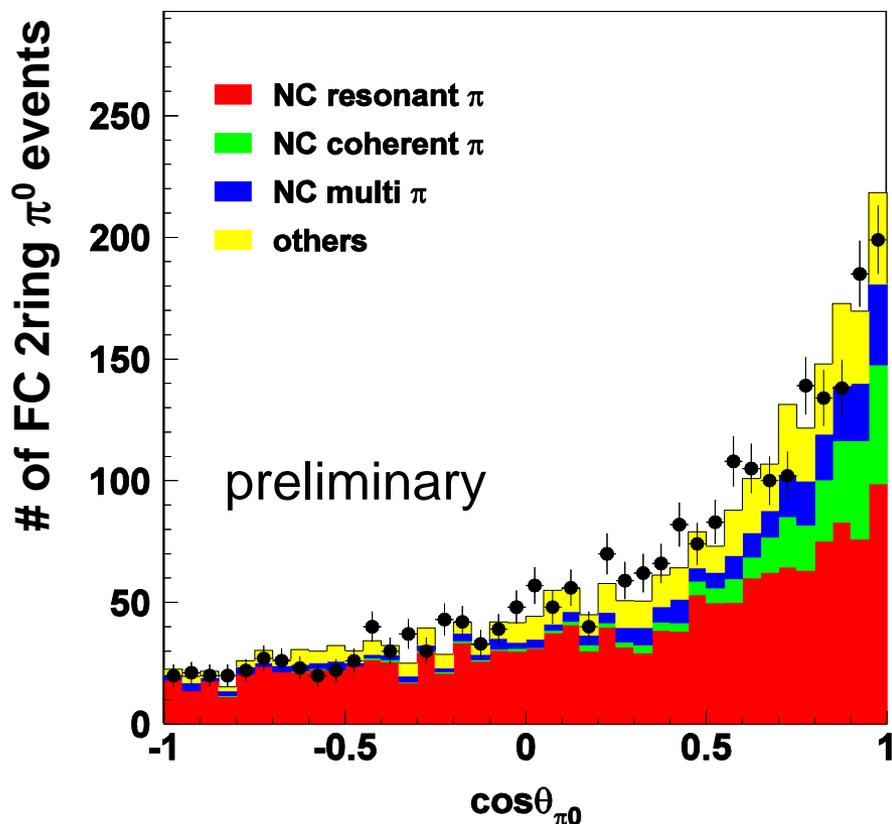
Charged current  $1\pi^+$  と何が違う？

# Single pion productions

NC  $1\pi^0$  production

momentum and direction of  $\pi^0$

K2Kも良くあった  
(古い NEUT を使った図)



NC  $\pi^0$  は、ニュートリノのエネルギーがわからないため、  
flux averaged になってしまう。

backup slides

## Single meson production via resonances

Iso-spin に関する CG 係数で決まっている

$$\text{Ampl}(\nu p \rightarrow \mu p \pi^+) = A^{\text{CC}}(p\pi^+) = \sqrt{2} A_3^{\text{CC}},$$

$$\text{Ampl}(\nu n \rightarrow \mu p \pi^0) = A^{\text{CC}}(p\pi^0) = \frac{2}{3} (A_3^{\text{CC}} - A_1^{\text{CC}}),$$

$$\text{Ampl}(\nu n \rightarrow \mu n \pi^+) = A^{\text{CC}}(n\pi^+) = \frac{\sqrt{2}}{3} (A_3^{\text{CC}} + 2A_1^{\text{CC}}),$$

$$\text{Ampl}(\nu p \rightarrow \nu p \pi^0) = A^{\text{NC}}(p\pi^0) = \frac{2}{3} A_3^{\text{NC}} + \frac{1}{3} (A_1^{\text{NC}} - \sqrt{3} S_1^{\text{NC}}),$$

$$\text{Ampl}(\nu p \rightarrow \nu n \pi^+) = A^{\text{NC}}(n\pi^+) = \frac{\sqrt{2}}{3} A_3^{\text{NC}} - \frac{\sqrt{2}}{3} (A_1^{\text{NC}} - \sqrt{3} S_1^{\text{NC}}),$$

$$\text{Ampl}(\nu n \rightarrow \nu n \pi^0) = A^{\text{NC}}(n\pi^0) = \frac{2}{3} A_3^{\text{NC}} + \frac{1}{3} (A_1^{\text{NC}} + \sqrt{3} S_1^{\text{NC}}),$$

$$\text{Ampl}(\nu n \rightarrow \nu p \pi^-) = A^{\text{NC}}(p\pi^-) = \frac{\sqrt{2}}{3} A_3^{\text{NC}} - \frac{\sqrt{2}}{3} (A_1^{\text{NC}} + \sqrt{3} S_1^{\text{NC}}),$$

# 11. Nuclear effects ( Final state interactions of hadrons )

$\pi^+p \rightarrow \pi^+p$  Interaction probability

$$P(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) = \frac{1}{\omega} 2 \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} n(\mathbf{k}) \frac{2}{3} \left( \frac{f^*}{m_\pi} \right)^2 \mathbf{q}^2_{c.m.} |G_\Delta(q+k)|^2 \frac{1}{2} \tilde{\Gamma}(q+k)$$

$\Delta$  propagater

$$G_\Delta = \left( \sqrt{S} - M_\Delta + \frac{1}{2} i\Gamma \right)^{-1}$$

Corrected width of  $\Delta$

$$\frac{1}{2} \tilde{\Gamma}(q+k) = \frac{1}{2} \Gamma \times \frac{1}{4} (\bar{\mu}^3_{c.m.} + \bar{\mu}_{c.m.} + 2)$$

Use local density to determine  $k_F$   
when considering Pauli blocking effect.

$$\bar{\mu}_{c.m.} = \begin{cases} -1 & (\text{if } \mu^0 < -1) \\ \mu^0 & (\text{if } -1 \leq \mu^0 \leq 1) \\ 1 & (\text{if } \mu^0 > 1) \end{cases}$$

$$\mu^0 = \frac{E_\Delta E^N_{c.m.} - E_F W}{|\mathbf{q} + \mathbf{k}| |\mathbf{q}_{c.m.}|}$$

$$E_\Delta = q^0 + k^0$$

$$E_{c.m.} = \sqrt{q^2_{c.m.} + M^2}$$

$$E_F = \sqrt{k_F^2 + M^2}$$

$$W = \sqrt{S}$$

# 11. Nuclear effects ( Final state interactions of hadrons )

Absorption probability

$$P = \frac{1}{\omega} \frac{4}{9} \left( \frac{f^*}{m_\pi} \right)^2 \mathbf{q}^2_{c.m.} \left| \tilde{G}_\Delta(\overline{q+k}) \right|^2 \left( \frac{1}{2} \tilde{\Gamma} - \text{Im} \Sigma_\Delta \right) \rho$$

$$\text{Im} \Sigma_\Delta(\omega) = -[C_Q(\rho/\rho_0)^\alpha + C_{A2}(\rho/\rho_0)^\beta + C_{A3}(\rho/\rho_0)^\gamma]$$

$$C(T_\pi) = ax^2 + bx + c \quad x = T_\pi / \mu$$

E.Oset et al. Nucl. Phys. A468 (1987) 631

|          | $C_Q$ (MeV) | $C_{A2}$ (MeV) | $C_{A3}$ (MeV) | $\alpha$ | $\beta$ |
|----------|-------------|----------------|----------------|----------|---------|
| <i>a</i> | -5.19       | 1.06           | -13.46         | 0.382    | -0.038  |
| <i>b</i> | 15.35       | -6.64          | 46.17          | -1.322   | 0.204   |
| <i>c</i> | 2.06        | 22.66          | -20.34         | 1.466    | 0.613   |

$$\gamma = 2\beta$$

# 11. Nuclear effects ( Final state interactions of hadrons )

## Kinematics of the scattered particles

Use the results of phase shift analysis of  $\pi$ -N scattering

Also, the medium correction is applied to each phase shift.

( R.Seki et al., Phys. Rev. C27 (1983) 2817 )

$$f = \sum_T C_T \sum_l \{ [l f_{2T,2l-1}^l + (l+1) f_{2T,2l+1}^l] \\ \times P_l(\cos \theta) - i \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} [f_{2T,2l-1}^l - f_{2T,2l+1}^l] \\ \times P_l'(\cos \theta) \}.$$

Here,  $f_{2T,2J}^l$  is an amplitude with orbital angular momentum  $l$ , isospin  $T$ , and total angular momentum  $J$ .  $C_T$  is the isospin factor written with Clebsch-Gordan coefficients,

$$C_T = \left( 1 t_{\pi'} \frac{1}{2} t_N \mid T t_{\pi} + t_N \right) \left( 1 t_{\pi} \frac{1}{2} t_N \mid T t_{\pi} + t_N \right),$$

( $t_N, t_{\pi}, t_N', t_{\pi'}$  are initial and final  $Z$  component of  $\pi, N$  isospin.)

$\boldsymbol{\sigma}$  is the Pauli matrix and  $\mathbf{n} = (\mathbf{k} \times \mathbf{k}') / (|\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|)$ , with  $\mathbf{k}, \mathbf{k}'$  being pion initial and final momenta. We consider 8 resonances,  $S_{11}, S_{31}, P_{11}, P_{13}, P_{31}, P_{33}, D_{13}, D_{15}$  for this amplitude. The resonance parameters are taken from the phase shift analyses of  $\pi$ - $N$  scattering.<sup>25)</sup> Pion interaction in oxygen is

$$f_{2T,2J}^{(16O)} = f_{2T,2J} \times \left\{ 1 - \frac{2f_{2T,2J}^l}{\pi} \times C \times \int k^2 dk Q_0(k, K) G_0(k, E) \right\}^{-1}.$$

$$C = 1 + (k^2 + m_{\pi}^2)^{1/2} / (k^2 + m_N^2)^{1/2},$$

$$Q_0(k, K) = \begin{cases} 1 & \text{if } \xi K + k < P_F, \\ 0 & \text{if } |\xi K - k| > P_F, \\ [P_F^2 - (\xi K - k)] / 4\xi K k & \text{otherwise,} \end{cases}$$

$$G_0^{-1}(k, E) = \left( E - \frac{k^2}{2M} \right)^2 - k^2 - m_{\pi}^2 + i\epsilon,$$

$$\xi = 1 \left/ \left( 1 + \frac{W}{m_N} \right) \right.,$$

# 4. Nuclear effects ~ Final state interaction in Neut

Kinematics of the scattered particles

Use the results of phase shift analysis of  $\pi$ -N scattering

Also, the medium correction is applied to each phase shift.

( R.Seki et al., Phys. Rev. C27 (1983) 2817 )

$$f = \sum_T C_T \sum_l \{ [l f_{2T,2l-1}^l + (l+1) f_{2T,2l+1}^l] \\ \times P_l(\cos \theta) - i \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} [f_{2T,2l-1}^l - f_{2T,2l+1}^l] \\ \times P_l'(\cos \theta) \}.$$

Here,  $f_{2T,2J}^l$  is an amplitude with orbital angular momentum  $l$ , isospin  $T$ , and total angular momentum  $J$ .  $C_T$  is the isospin factor written with Clebsch-Gordan coefficients,

$$C_T = \left( 1 t_{\pi'} \frac{1}{2} t_N \mid T t_{\pi} + t_N \right) \left( 1 t_{\pi} \frac{1}{2} t_N \mid T t_{\pi} + t_N \right),$$

( $t_N, t_{\pi}, t_N', t_{\pi'}$  are initial and final  $Z$  component of  $\pi, N$  isospin.)

$\boldsymbol{\sigma}$  is the Pauli matrix and  $\mathbf{n} = (\mathbf{k} \times \mathbf{k}') / (|\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|)$ , with  $\mathbf{k}, \mathbf{k}'$  being pion initial and final momenta. We consider 8 resonances,  $S_{11}, S_{31}, P_{11}, P_{13}, P_{31}, P_{33}, D_{13}, D_{15}$  for this amplitude. The resonance parameters are taken from the phase shift analyses of  $\pi$ - $N$  scattering.<sup>25)</sup> Pion interaction in oxygen is

$$f_{2T,2J}^{(16O)} = f_{2T,2J} \times \left\{ 1 - \frac{2f_{2T,2J}^l}{\pi} \times C \times \int k^2 dk Q_0(k, K) G_0(k, E) \right\}^{-1}.$$

$$C = 1 + (k^2 + m_{\pi}^2)^{1/2} / (k^2 + m_N^2)^{1/2},$$

$$Q_0(k, K) = \begin{cases} 1 & \text{if } \xi K + k < P_F, \\ 0 & \text{if } |\xi K - k| > P_F, \\ [P_F^2 - (\xi K - k)] / 4\xi K k & \text{otherwise,} \end{cases}$$

$$G_0^{-1}(k, E) = \left( E - \frac{k^2}{2M} \right)^2 - k^2 - m_{\pi}^2 + i\epsilon,$$

$$\xi = 1 \left| \left( 1 + \frac{W}{m_N} \right) \right|,$$