強磁場中でのパイ中間子シンクロトロン放出

丸山 智幸　　日大　生物資源科学部

共同研究者

梶野 敏貴　　国立天文台

千 明起　　崇實大学　（韓国）

Chung-Yeol RYU　　Soongs Univ.　(韓国)

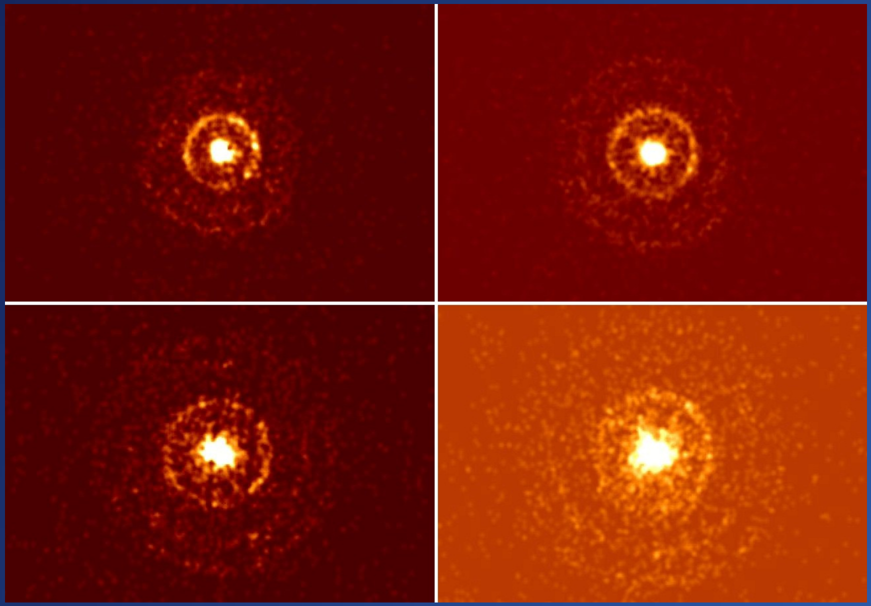
G.J. MATHEWS　　Univ. of Notre Dome　(USA)

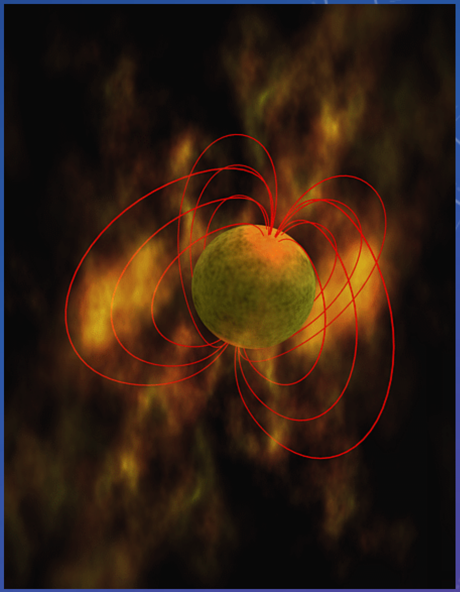
＋

α

§ 1. Introduction

Soft Gamma Repeater (SGR) , Anomalous Xray pulsar (AXP)





http://commons.wikimedia.org

⇒ **Magnetar 10^{15}G in surface $10^{17\text{-}19}$G inside**

B.C.Duncan & C.Thompson ApJL 392, L9 (1992)

S.Merghetti, A&AR 15, 225 (2008)

γ線の観測からマグネターの構造の研究へ

「硬X線によるマグネター研究の進展 宇宙で最強の磁石星？」

榎戸輝揚 天文月報 2012年7月号 p431

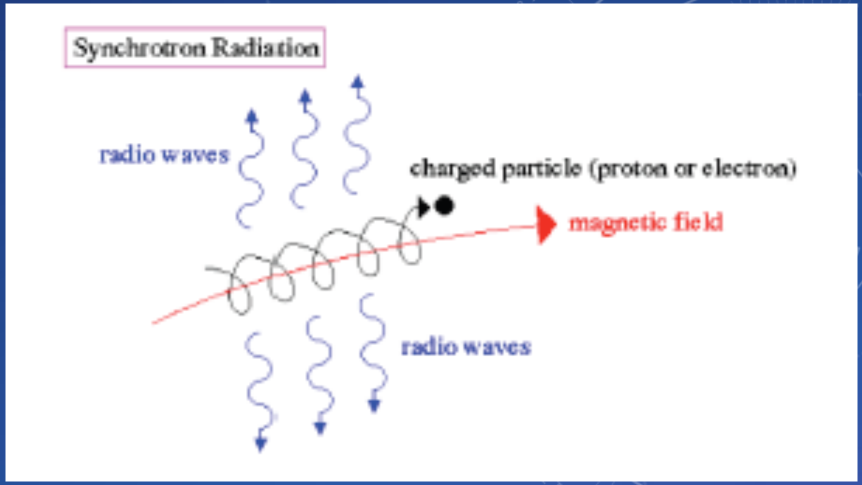
ガンマ線放出過程

陽子が 1GeV～1TeVまで加速

⇒ シンクロトロ ン放射

… 中間子を生成

$$(\textit{Strong Force} > \textit{El.Mag. Force})$$



多くの計算は半古典的　量子論的計算は必要？

π^0生成　V.L.Ginzburg et al., UsFiN 87, 65, ARA&A 3, 297 (1965)

T.Kajino et al., ApJ 782, 70 (2014)

Scalar particle (not PS particle)

$$j \propto \langle \boldsymbol{q} \cdot \boldsymbol{\sigma} \rangle$$

PV coupling source term

$\boldsymbol{q} \perp \boldsymbol{B}$　spin flip process is dominant?

異常磁気能率 ⇒ テンソル場 キネマティクスの変化

強磁場 ⇒ 高密度中でのニュートリノ散乱、吸収大きな影響

TM et al., PRD83, 081303(R) (‘11) , PRD86,123003 (‘12), PRC89, o35801 ‘(14)

- **Asymmetry of Neutrino Absorption**

  4.2 % at $\rho_B=\rho_0$, 2.2 % at $\rho_B=3\rho_0$ when $T = 20$ MeV and B = 10^{17}G

- **Poloidal Magnetic Field Configuration → Kick Velocity**

  $v_{\rm kick} \approx 500 - 600$ [km/s] when $T = 20$ MeV and $B = 2\times10^{17}$G

- **Toroidal Magnetic Field Cation → Spin-Down Rate of PNS**

  Spin-Down Ratio **P-dot/P ≈ $10^{-6} \sim 10^{-7}$ (1/s) for Asym. ν–Emit**

  ≈ 10^{-8} (1/s) for MDR

摂動計算－＞ ランダウレベルを含む非摂動計算 現在進行中

陽子からのπ放出へ応用

§ 2. Formulation

Magnetic Field : $\vec{B} = B\hat{z}.$

Dirac Eq. $$\left\{\vec{\alpha}(-i\vec{\nabla}_r - e\vec{A}) + \beta m_N + \frac{e\kappa}{2m_N}B\beta\Sigma_z\right\}\tilde{\psi}(\boldsymbol{r}) = \varepsilon\tilde{\psi}(\boldsymbol{r})$$ $\vec{A} = (0, xB, 0)$

Scale Transformation : $M_N = m_N/\sqrt{eB}$, $P_i \equiv p/\sqrt{eB}$, $X_i = \sqrt{eB}x_i$.

Def: $U_T = \kappa\sqrt{eB}/2m_N = \kappa/2M_N$.

Wave Function

$$\psi \equiv (eB)^{-3/2}\tilde{\psi} = \begin{pmatrix} \lambda_1 f_{n+1}(X - P_y) \\ \lambda_2 f_n \ (X - P_y) \\ \lambda_3 f_{n+1}(X - P_y) \\ \lambda_4 f_n \ (X - P_y) \end{pmatrix} e^{iP_yY + iP_zZ - iEX_0}$$

Dirac Spinor

$$\begin{pmatrix} E - M_N - U_T & 0 & -P_z & -i\sqrt{2(n+1)} \\ 0 & E - M_N + U_T & i\sqrt{2(n+1)} & P_z \\ -P_z & -i\sqrt{2(n+1)} & E + M_N + U_T & 0 \\ i\sqrt{2(n+1)} & P_z & 0 & E + M_N - U_T \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \lambda_1 \\ \lambda_2 \\ \lambda_3 \\ \lambda_4 \end{pmatrix} = 0.$$

Nucleon Green Functionl

$$G(X,X',P_yP_z;P_0)=\sum_{n=0}\sum_{s=\pm 1}\tilde{F}(X-P_y)\left[\frac{\rho_M^{(+)}(n,s,P_z)}{P_0-E(n,s,P_z)+i\delta}+\frac{\rho_M^{(-)}(n.x.P_z)}{P_0+E(n,s,P_z)+i\delta}\right]\tilde{F}(X'-P_y)$$

$$\rho_M^{(+)}(n,s,P_z) \;=\; \frac{[E\gamma_0-\boldsymbol{\gamma}\boldsymbol{P}+M_N+\Sigma_z U_T]}{4E(n,s,P_z)}\left\{1+\frac{sU_T}{\sqrt{2n+1+s+m^2}}+s\gamma_5(a_0\gamma^0-a_z\gamma^3)\right\}$$

$$\rho_M^{(-)}(n,s,P_z) \;=\; \frac{[E\gamma_0+\boldsymbol{\gamma}\boldsymbol{P}-M_N-\Sigma_z U_T]}{4E(n,s,P_z)}\left\{1+\frac{sU_T}{\sqrt{2n+1+s+M_N^2}}-s\gamma_5(a_0\gamma^0-a_z\gamma^3)\right\}$$

$$\tilde{F}=\mathrm{diag}\left(f_{n+\frac{s+1}{2}},f_{n+\frac{s-1}{2}},f_{n+\frac{s+1}{2}},f_{n+\frac{s-1}{2}}\right)=f_{n+\frac{s+1}{2}}\frac{1+\Sigma_z}{2}+f_{n+\frac{s-1}{2}}\frac{1-\Sigma_z}{2}.$$

$$a_0=\frac{P_z}{\sqrt{2n+1+s+M_N^2}}\;,\quad a_z=\frac{E}{\sqrt{2n+1+s+M_N^2}}.$$

$$\frac{1}{2}\left(-\nabla_x^2+x^2\right)f_n(x)=\left(n+\frac{1}{2}\right)f_n(x),$$

$$\boxed{E=\sqrt{P_z^2+\sqrt{2n+1+s+M_N^2}+sU_T^2}}$$

$$\boxed{P_T^2=2n+1}$$

異常磁気能率 ⇒ テンソル型平均場

$$\mathscr{L}_{AM} = \frac{e\kappa_p}{2m_N}\overline{\psi}\sigma_{\mu\nu}\psi F^{\mu\nu}$$

異常磁気能率なし　最低エネルギー状態以外は縮退

4元スピン・ベクトルが決定できない

異常磁気能率あり　テンソル型平均場

縮退は存在しない

スピン・ベクトルが決定される

Decay Width of p to $p + \pi^0$

$$\frac{d^3\Gamma_{p\pi}}{dQ^3} = \frac{1}{8\pi^2 E_\pi}\left(\frac{f_\pi}{M_\pi}\right)^2 \sum_{n_f, s_f} \delta(E_f + Q_0 - E_i) W_{if}$$

$$\begin{aligned} W_{if} = \mathrm{Tr}\Big\{ & \left[\int dx_1 \tilde{F}^\dagger_{n_i}(x_1) \not{Q}\gamma_5 \tilde{F}_{n_f}(x_1 - Q_y) e^{iQ_x x_1}\right] \rho_M^{(+)}(n_f, s, P_z - Q_z) \\ & \times \left[\int dx_2 \tilde{F}^\dagger_{n_f}(x_2 - Q_y) \not{Q}\gamma_5 \tilde{F}_{n_i}(x_2) e^{-iQ_x x_2}\right] \rho_M^{(+)}(n_i, s_i, P_z) \Big\}. \end{aligned}$$

Pion Momentum

$$\boldsymbol{Q} = (Q_x, Q_y, Q_z) = \boldsymbol{q}/\sqrt{eB}$$

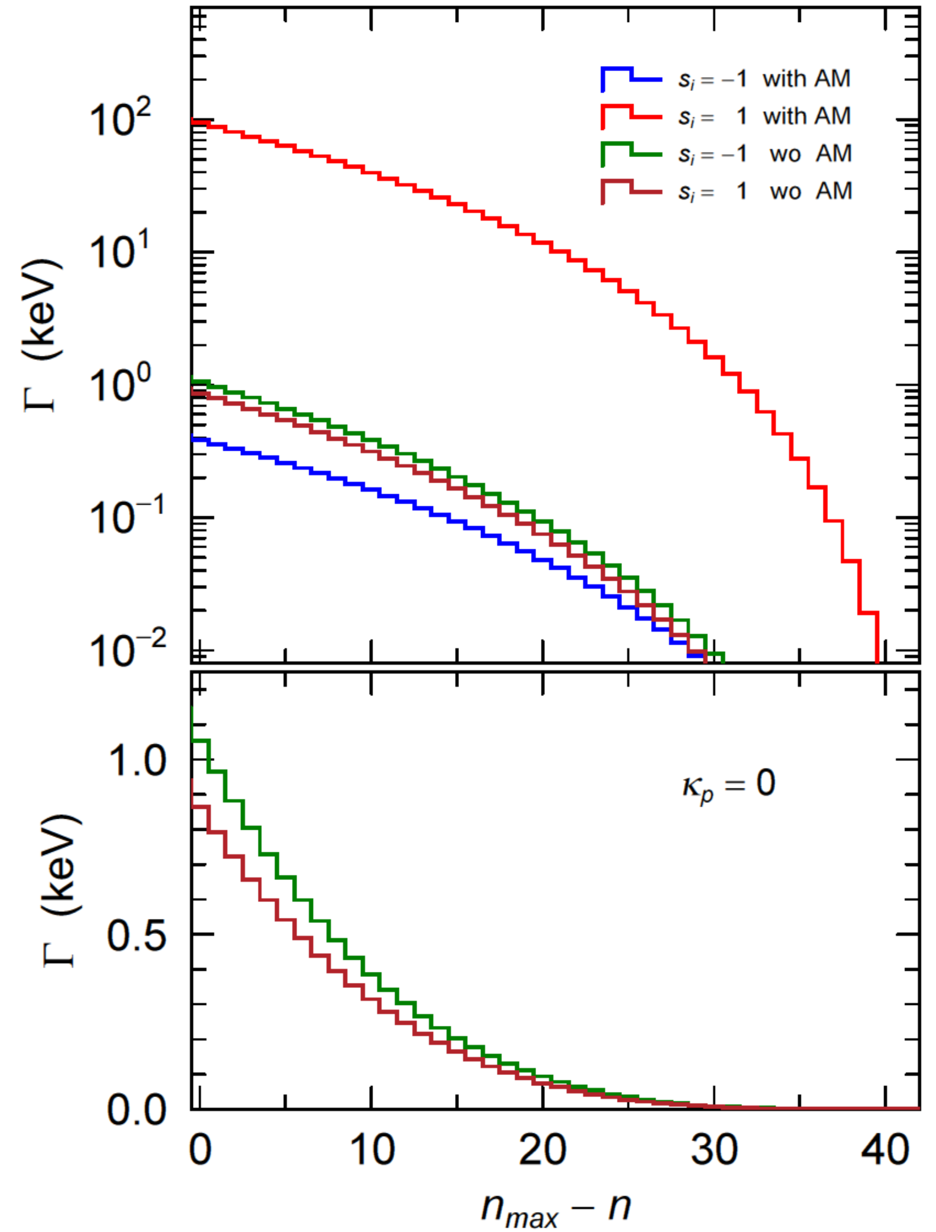
§3 Results of π^0 Production

$$E_i = 1\,\mathrm{GeV},\ B = 5\times10^8\ \mathrm{G}$$

$$\sqrt{eB} = 17.2\ \mathrm{MeV}\,,\quad \frac{e\kappa_p}{2m_N}B = 28.3\ \mathrm{MeV}$$

$$n_{\max} + \frac{s_i+1}{2} = 50\ \text{ for } s_i = -1$$
$$= 46\ \text{ for } s_i = +1$$

Decay Width

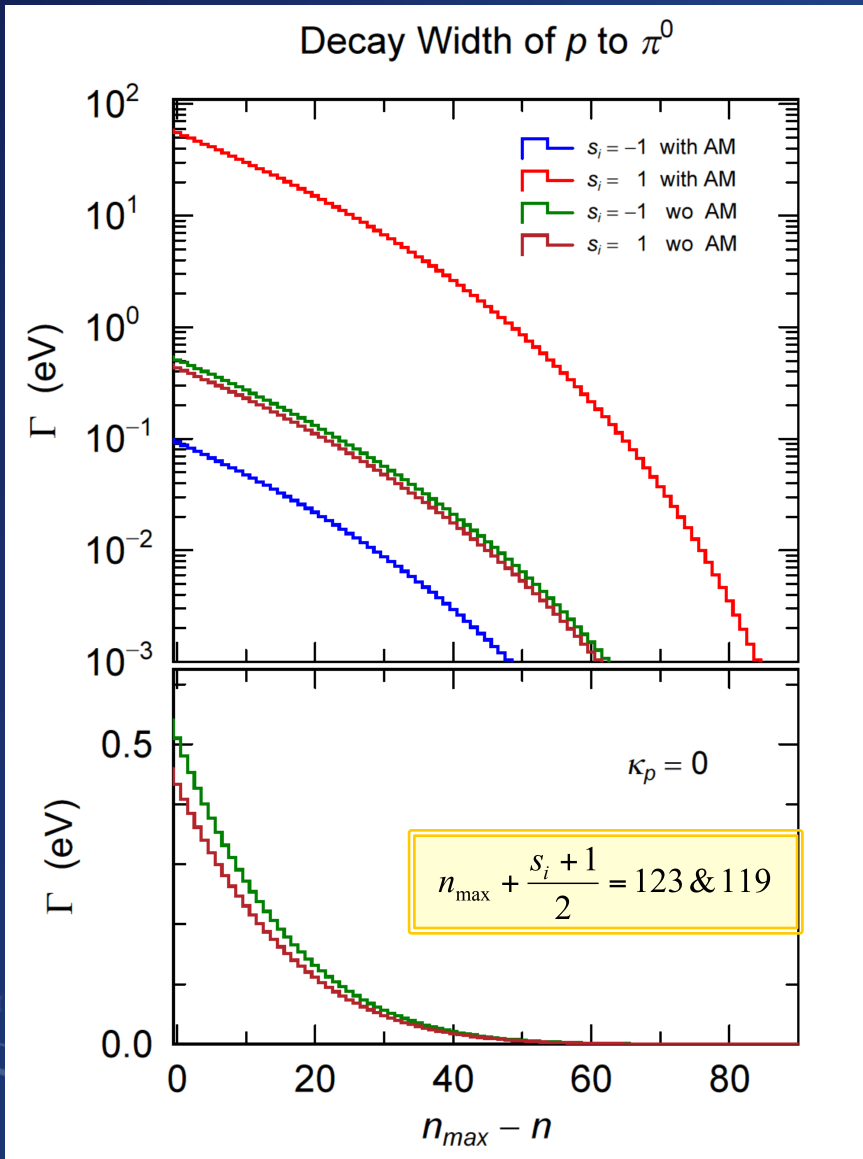


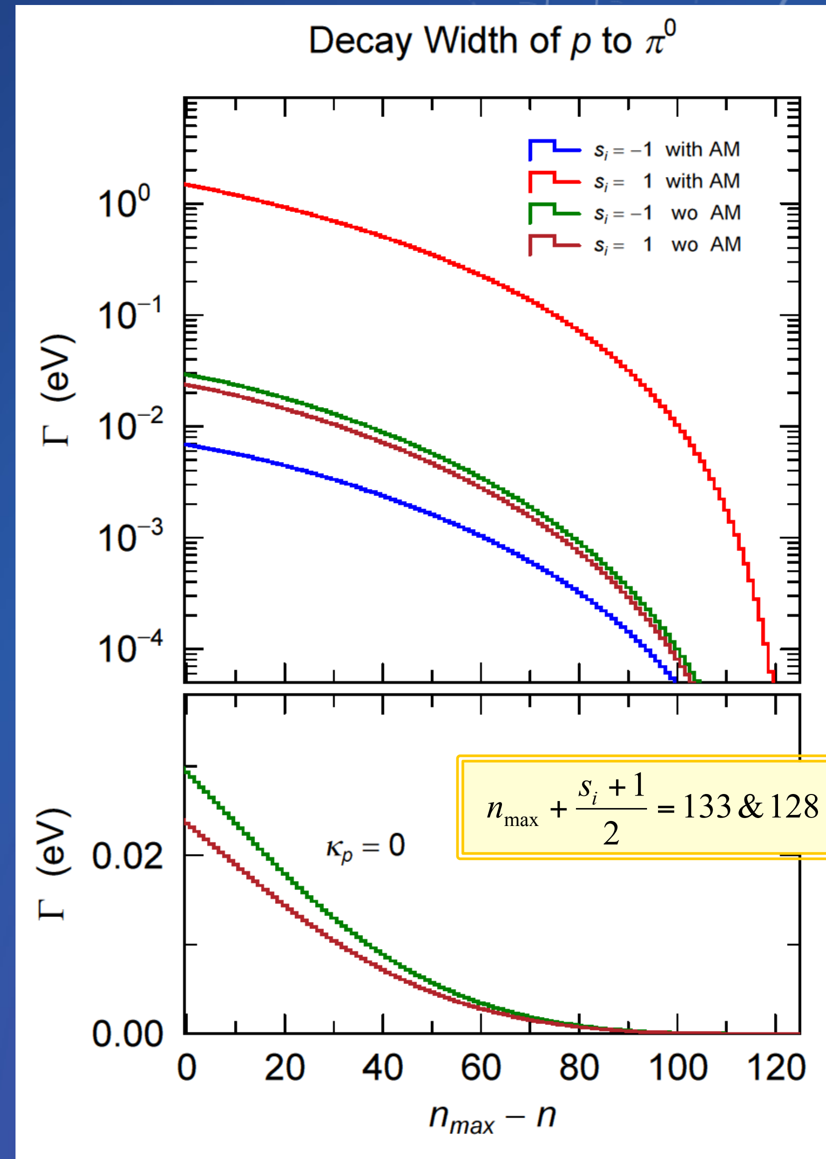
異常磁気能率(AM)なし

$$n_{\max} + \frac{s_i+1}{2} = 48$$

$E_i = 1\,\mathrm{GeV},\ B = 2\times10^8\ \mathrm{G}$

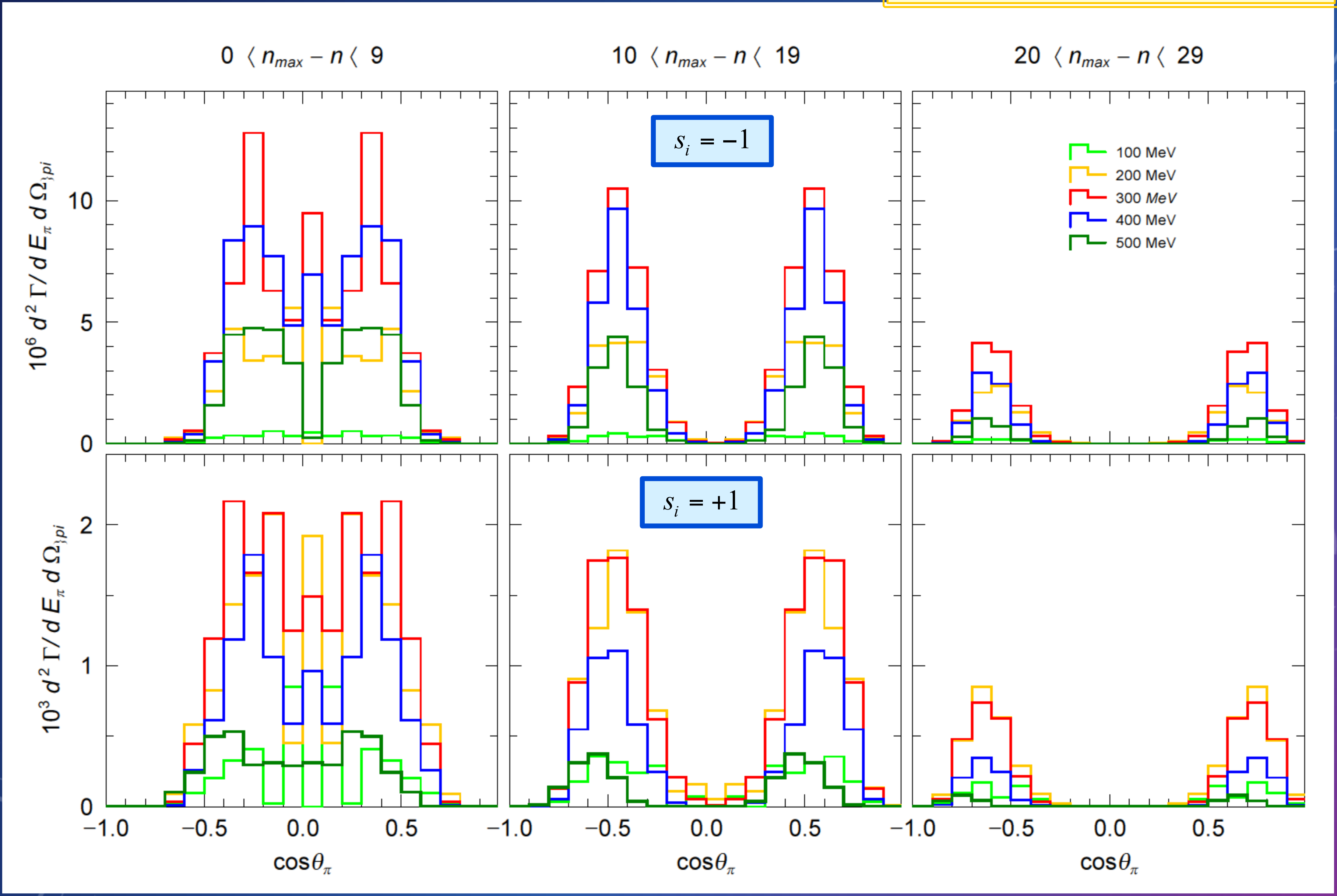
$E_i = 2\,\mathrm{GeV},\ B = 5\times10^8\ \mathrm{G}$



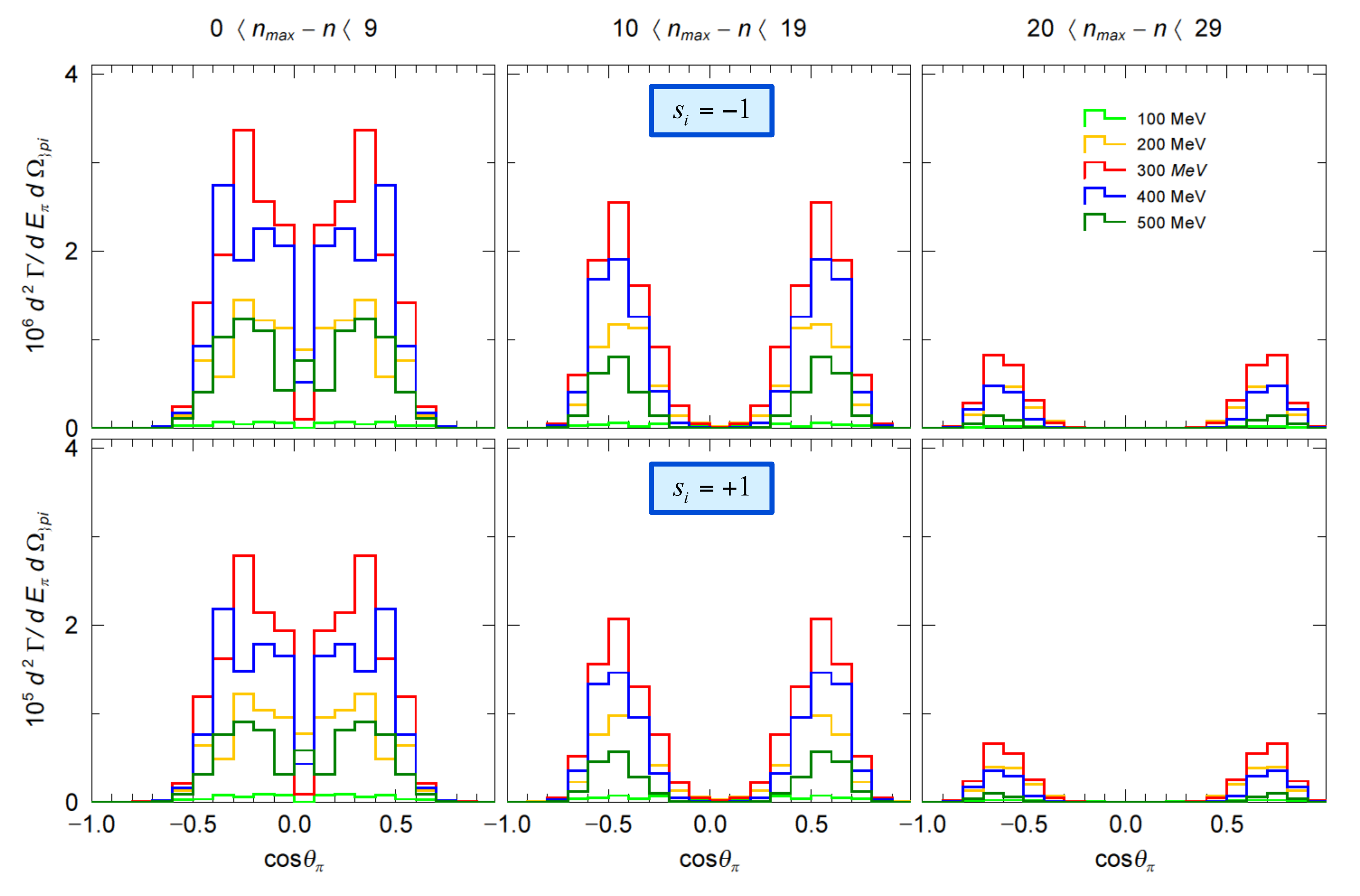


Angular Distribution of Emitted Pion

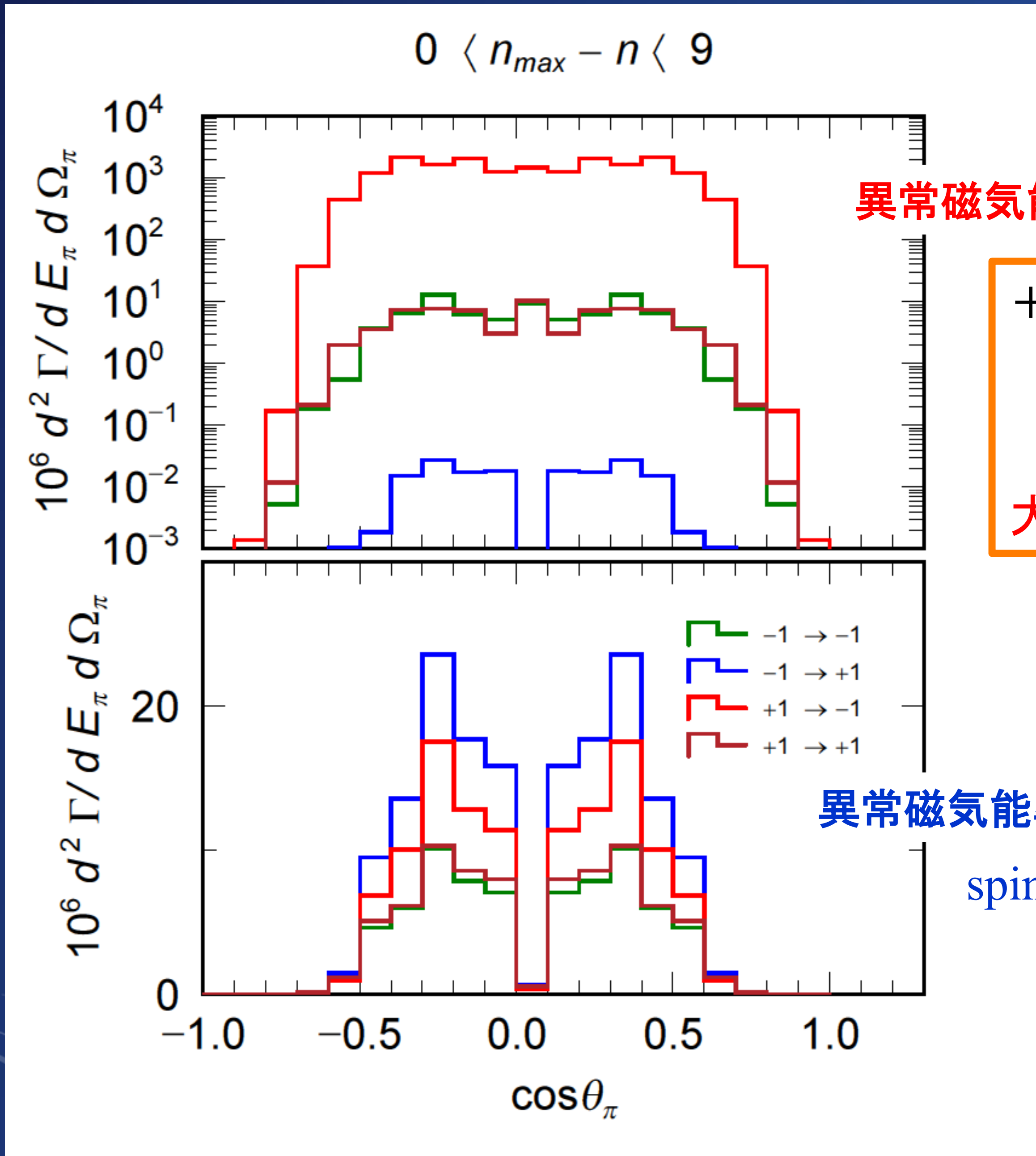
$E_i = 1\,\mathrm{GeV},\ B = 5 \times 10^8\ \mathrm{G}$



Angular Distribution of Emitted Pion without AM



$E_\pi = 300$ MeV



異常磁気能率あり

$+1 \rightarrow -1$

小さい 移行運動量$|\boldsymbol{Q}|$

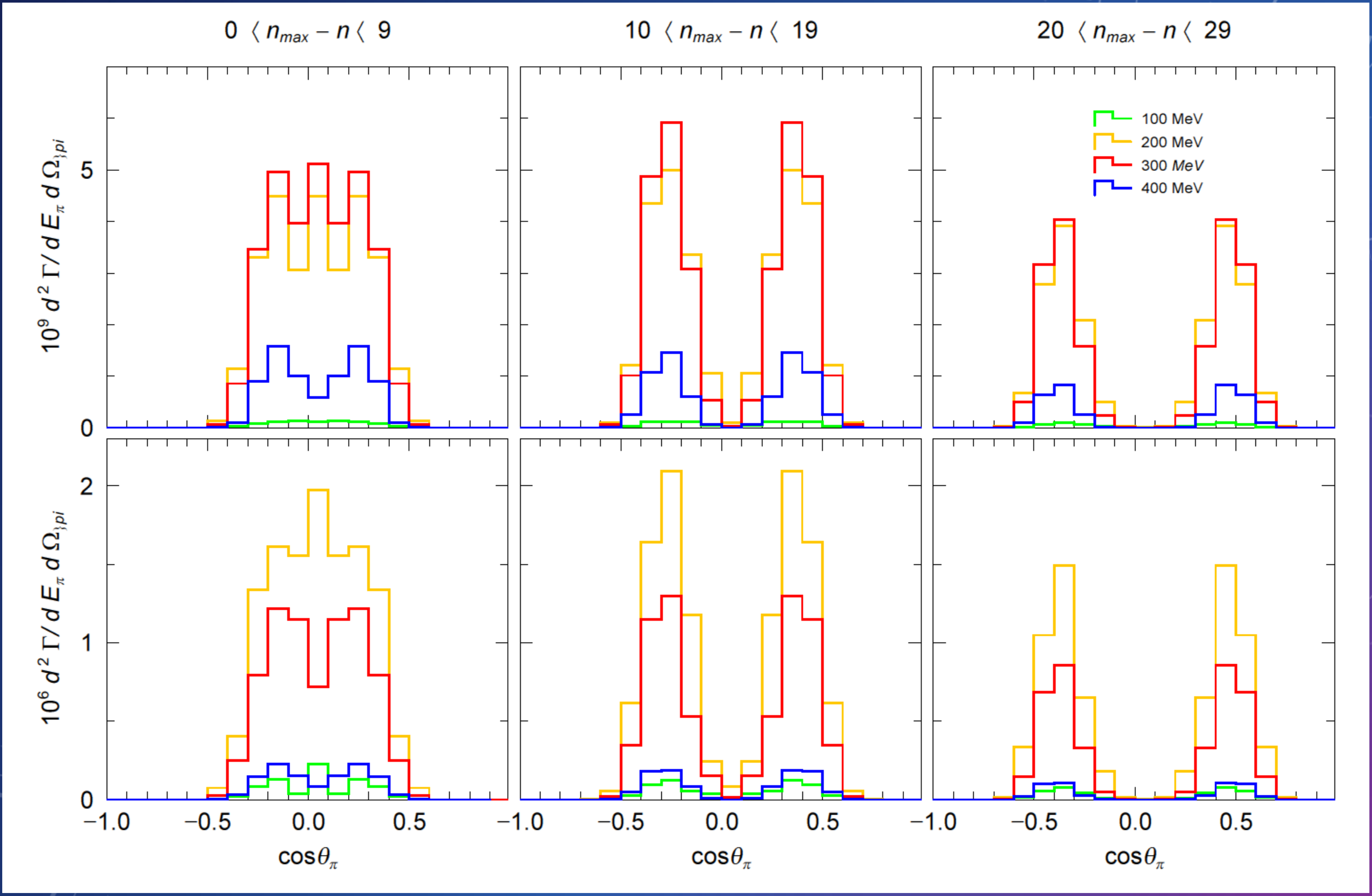
(特に, Q_z)

大きな移行エネルギーE_π

異常磁気能率なし

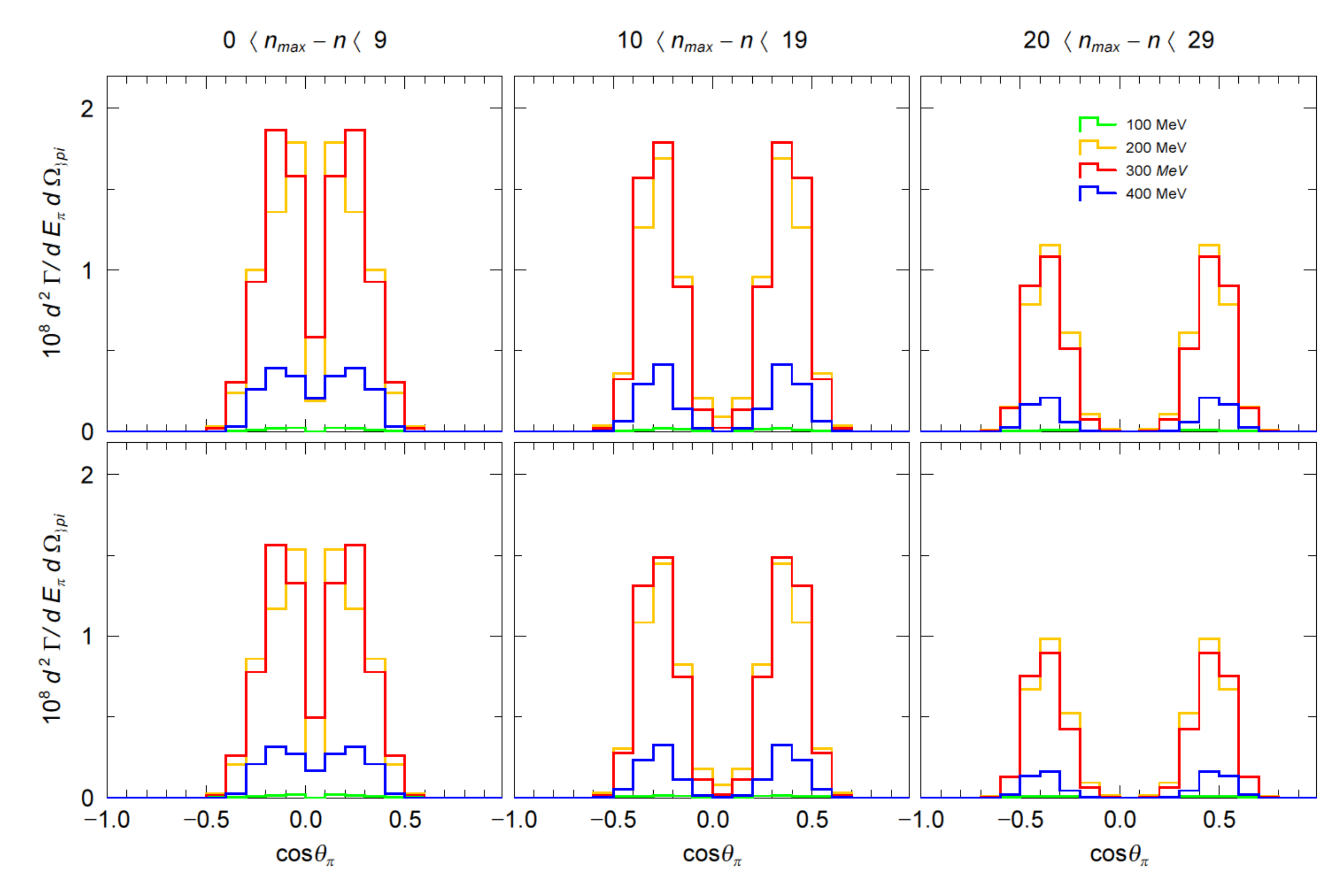
spin flip が大きい

$$E_i = 1\,\mathrm{GeV},\ \ B = 2\times10^8\ \mathrm{G}$$



$$E_i = 1\,\mathrm{GeV},\ \ B = 2\times 10^8\ \mathrm{G}$$

異常磁気能率なし



§4 まとめ

- 陽子のπ^0放出 : 量子的計算･･･ランダウレベル間の遷移
- 異常磁気能率　崩壊幅が増大

  $eB \to 0$ 極限　連続極限　生成率ゼロ

  崩壊幅は非常に小さい

- 異常磁気能率 → テンサー場　キネマティクスが変化

  s = +1 (斥力) 運動エネルギー: 小、 p_z: 小

  s = −1 (引力) 運動エネルギー: 大　p_z: 大

  Spin Flip　+1 → −1　大きな移行エネルギー

  −1 → + 1　小さな移行エネルギー

これから

- 意味のある物理量
- 高エネルギー　陽子からの崩壊　小さな磁場　～ 10^{15}G

n :非常に大きい

$$
\begin{aligned}
M(n_1,n_2) &= \int dx f_{n_1}\left(x-\frac{Q_T}{2}\right) f_{n_2}\left(x+\frac{Q_T}{2}\right) \\
&= (2^{n_1+n_2}\pi n_1! n_2!)^{-1/2} e^{-Q_T^2/4} \int dx e^{-x^2} H_{n_1}\left(x-\frac{Q_T}{2}\right) H_{n_2}\left(x+\frac{Q_T}{2}\right) \\
&= \sqrt{\frac{n_S!}{n_L!}} f_s \left(\frac{Q_T^2}{\sqrt{2}}\right)^{n_L-n_S} e^{-\frac{Q_T^2}{4}} L_{n_S}^{n_L-n_S}\left(\frac{Q_T^2}{2}\right)
\end{aligned}
$$

ラゲール陪関数　→　漸近系

温度、密度
効果

- ベクター中間子生成　ρ, ω, ･･･
- ニュートリノ反応　ランダウレベルを含む非摂動計算