G-0力を用いた核物質中のπ凝縮再訪

Teiji Kunihiro (YITP, Kyoto)

The last part of this talk is based on an unpublished joint work with Yuta Kikuchi.

「熱場の量子論とその応用」

Sep. 9-11, 2024,YITP,Kyoto

内容

1. 核子多体系におけるテンソル力の役割
2. Π凝縮：何が凝縮するのか？
3. テンソル力とパイ中間子凝縮

4. 拡張されたG-0 forceに基づく π 中間子凝縮の解析

5. OPEP+g’ modelを用いたパイオンモードのソフト化とパイ中間子凝縮臨界条件の解析

6. G-0 forceを用いたΠ中間子凝縮の前駆モード:スピン縦波モード
   a. Δ-hole励起を含まない場合
   b. Δ-hole励起を含める場合 (preliminary)

7. まとめと展望

1.　核子多体系におけるテンソル力の役割

OPEP(One-Pion-Exchange Potential)

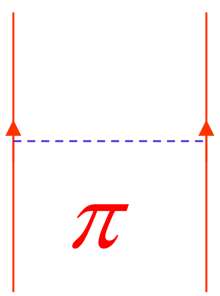
$$V_{\mathrm{OPEP}}(r) = f^2 m_\pi \frac{\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2}{3} \left[(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 Y(m_\pi r) + S_{12} Z(m_\pi r) \right],$$

T=1: 1
T=0: -3

Central

Tensor

$$Y(x) = \exp(-x)/x,\ Z(x) = (1 + 3/x + 3/x^2)Y(x),$$



$$S_{12} = 3(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{r}})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{r}}) - (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) \quad (\hat{\boldsymbol{r}} = \boldsymbol{r}/r).$$

Tensor operator

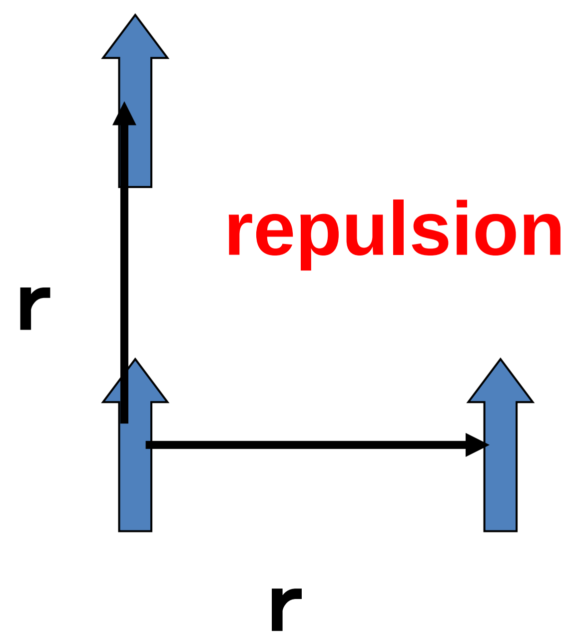
$= 3\cos^2\theta - 1$ ↑↑

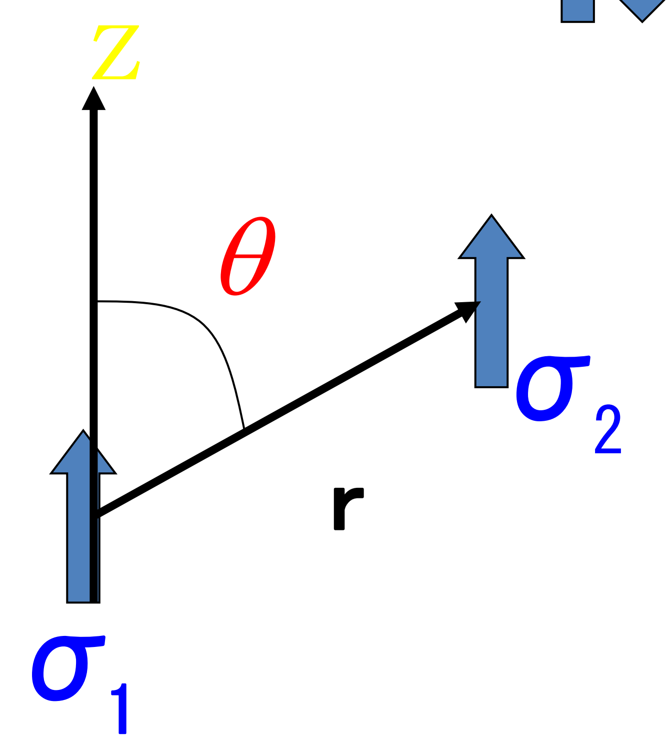
$= -3\cos^2\theta + 1$ ↑↓

Spin 2階X空間2階の規約演算子

⇓

スピントリプレットのみに作用



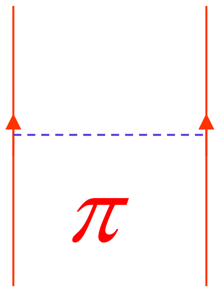


OPEP(One-Pion-Exchange Potential)

$$V_{\mathrm{OPEP}}(r) = f^2 m_\pi \frac{\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2}{3}\Big[(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 Y(m_\pi r) + S_{12} Z(m_\pi r)\Big],$$

Central Tensor

$$Y(x) = \exp(-x)/x,\ Z(x) = (1 + 3/x + 3/x^2)Y(x),$$

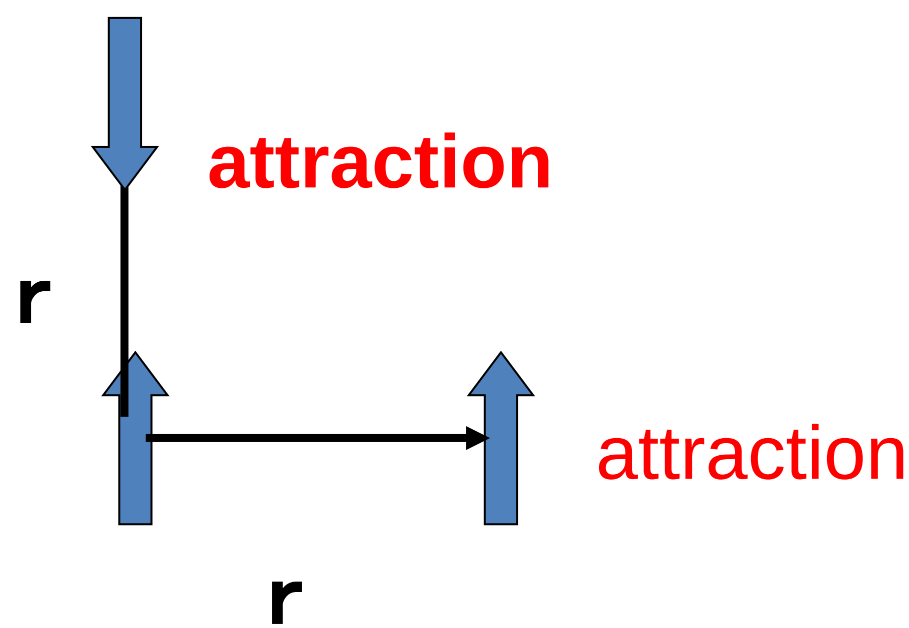


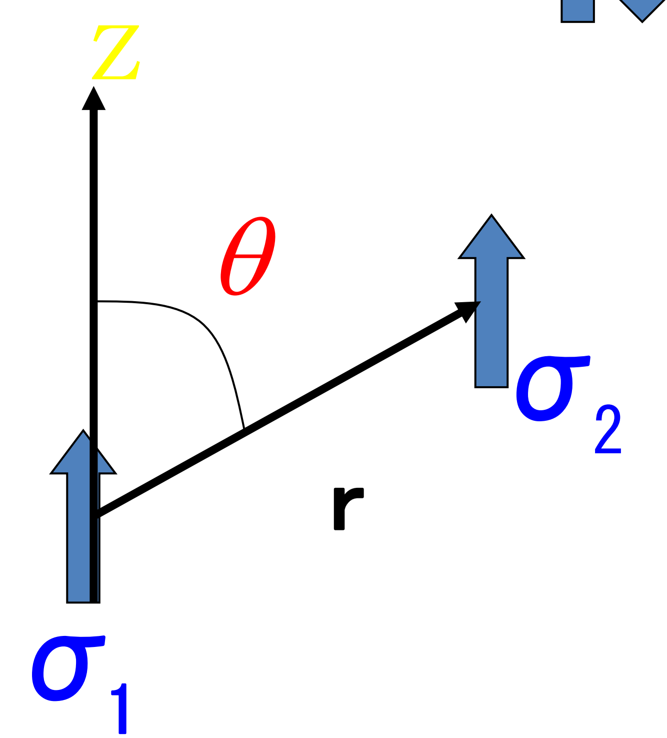
$$S_{12} = 3(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{r}})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{r}}) - (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)$$

Tensor operator $(\hat{\boldsymbol{r}} = \boldsymbol{r}/r)$.

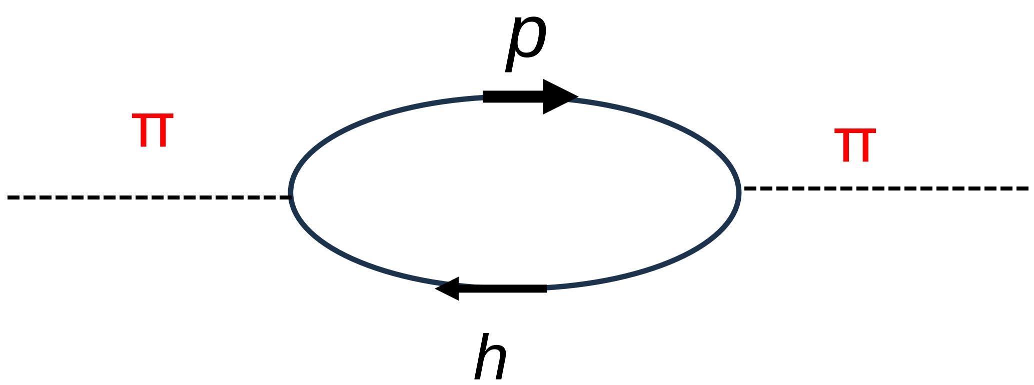
$= 3\cos^2\theta - 1$

$= -3\cos^2\theta + 1$





2.パイ中間子凝縮: 何が凝縮するのか？



Collective mode as the precursor of **Neutral** Pion π^0 Condensation

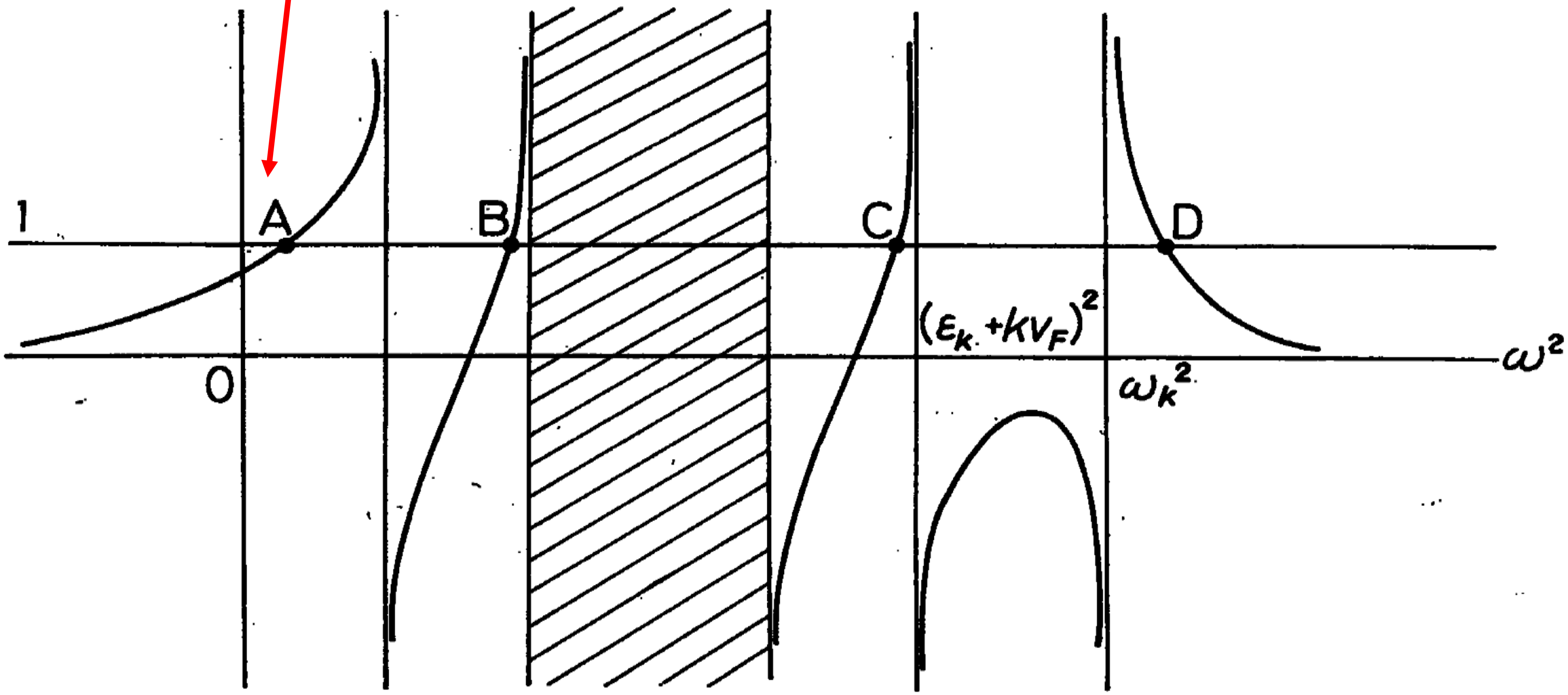


Fig. 2. The right-hand side of the eigenvalue equation (3·14) as a function of ω^2, for $\omega_k > \varepsilon_k + kv_F$.

A. Suzuki, Y. Futami and Y. Takahashi, PTP54(1975), 1429

p-h 集団モードの不安定性 ⇒ **核子系の構造相転移**

Collective mode as the precursor of **Charged** Pion Condensation
and the Critical Condition given as a Double Pole

p-n collective mode with π+ quantum number

荷電π中間子とp-h集団モードの結合モードの不安定性

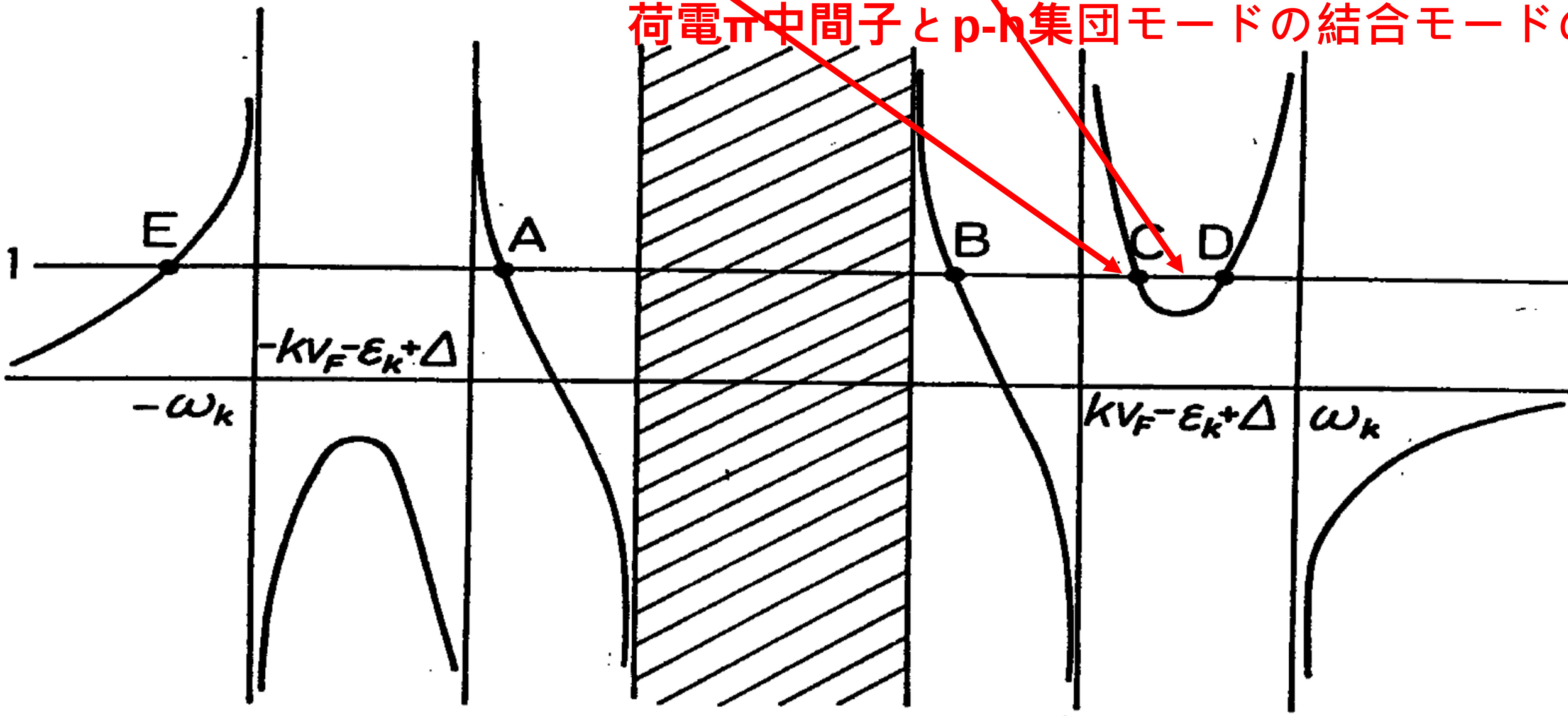
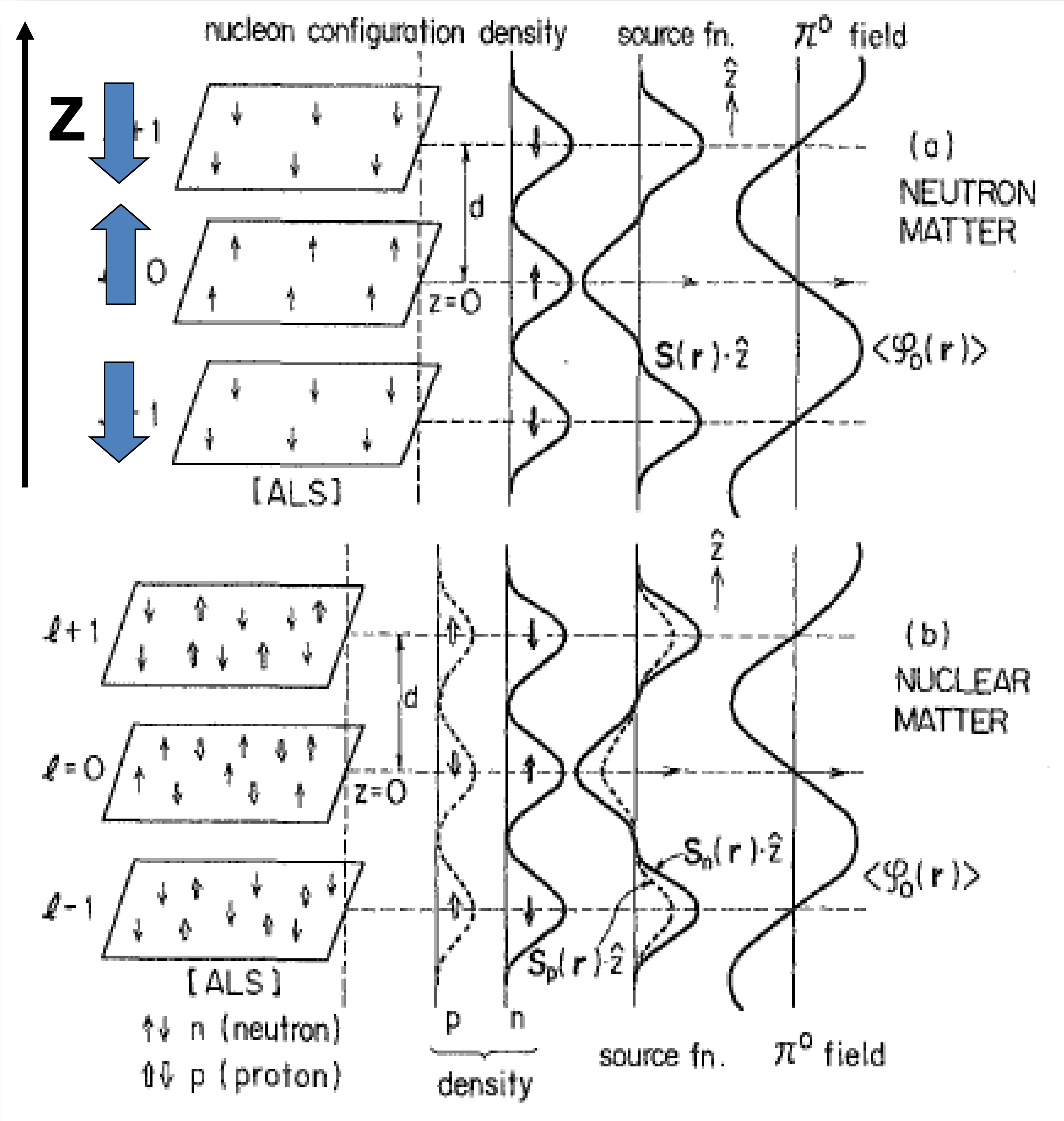


Fig. 3. The right-hand side of the eigenvalue equation (3·21) as a function of ω, for $\omega_k > kv_F-\varepsilon_k+\Delta$.

A. Suzuki, Y. Futami and Y. Takahashi, PTP54(1975), 1429

3.中性パイ中間子凝縮とテンソル力

p-wave Neutral Pion-condensed Baryonic Matter; pion-induced tensor-force dominating phase



PTP suppl.112(1993)

A.B. Migdal, Sawyer-Scalapino ('72)
Pion condensed phase
=Alternating-Layer Spin (ALS)
structure of the nucleon System
(R.Tamagaki et al (1976~))

$$(\nabla^2 - m_\pi^2)\langle\varphi_0(\boldsymbol{r})\rangle = \tilde{f}\,\nabla\cdot\boldsymbol{S}(\boldsymbol{r})$$

$$\boldsymbol{S} = \langle\Phi_N|\psi^\dagger(\xi,t)\tau_3\boldsymbol{\sigma}\psi(\xi,t)|\Phi_N\rangle$$

$$|\Phi_{ALS}\rangle \longleftrightarrow \nabla\cdot\boldsymbol{S}(\boldsymbol{r}) \neq 0$$
$$\langle\varphi_0(\boldsymbol{r})\rangle \neq 0\,.$$

Pi : longitudinal spin-isospin density wave

c.f. ρ meson condensation : transverse spin-isospin density wave

T.K., PTP 60 (1978), 1229

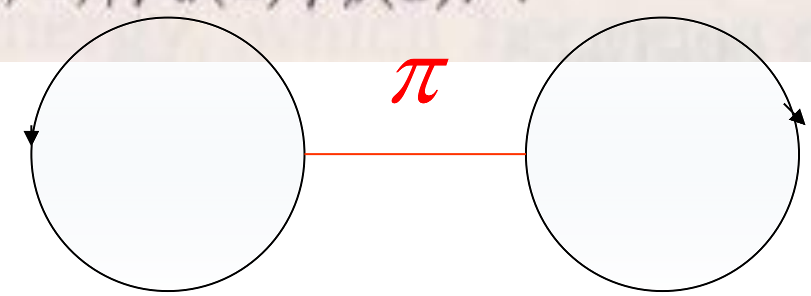
Potential description: OPEPの直接項が有限！

$$\langle \Phi_0 | H_{\pi^0} + H_{\pi^0-N} | \Phi_0 \rangle$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{\alpha,\beta}^{(\mathrm{occ})} \int d\xi \int d\xi' \, \phi_\alpha^*(\xi) \phi_\beta^*(\xi')$$

$$\times \{ -(f^2/4\pi m_\pi) \tau_3 \tau_3' (\boldsymbol{\sigma} \cdot \nabla)(\boldsymbol{\sigma}' \cdot \nabla') Y(m_\pi |\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}'|) \phi_\alpha(\xi) \phi_\beta(\xi') \}$$

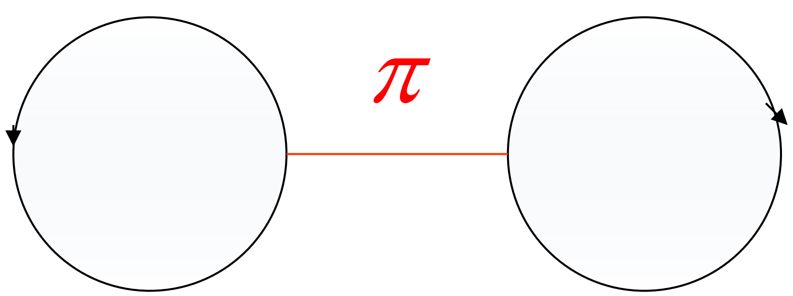
$$= \frac{1}{2} \sum_{\alpha,\beta}^{(\mathrm{occ})} \langle \phi_\alpha(1) \phi_\beta(2) | V^{\mathrm{OPE}}(1,2) | \phi_\alpha(1) \phi_\beta(2) \rangle .$$



Field description:

c.f.

$$\langle \Phi_0 | H_{\pi^0} + H_{\pi^0-N} | \Phi_0 \rangle = -\frac{1}{2} \int d\boldsymbol{r} \{ (\nabla \varphi_0(\boldsymbol{r}))^2 + m_\pi{}^2 \langle \varphi_0(\boldsymbol{r}) \rangle^2 \} .$$



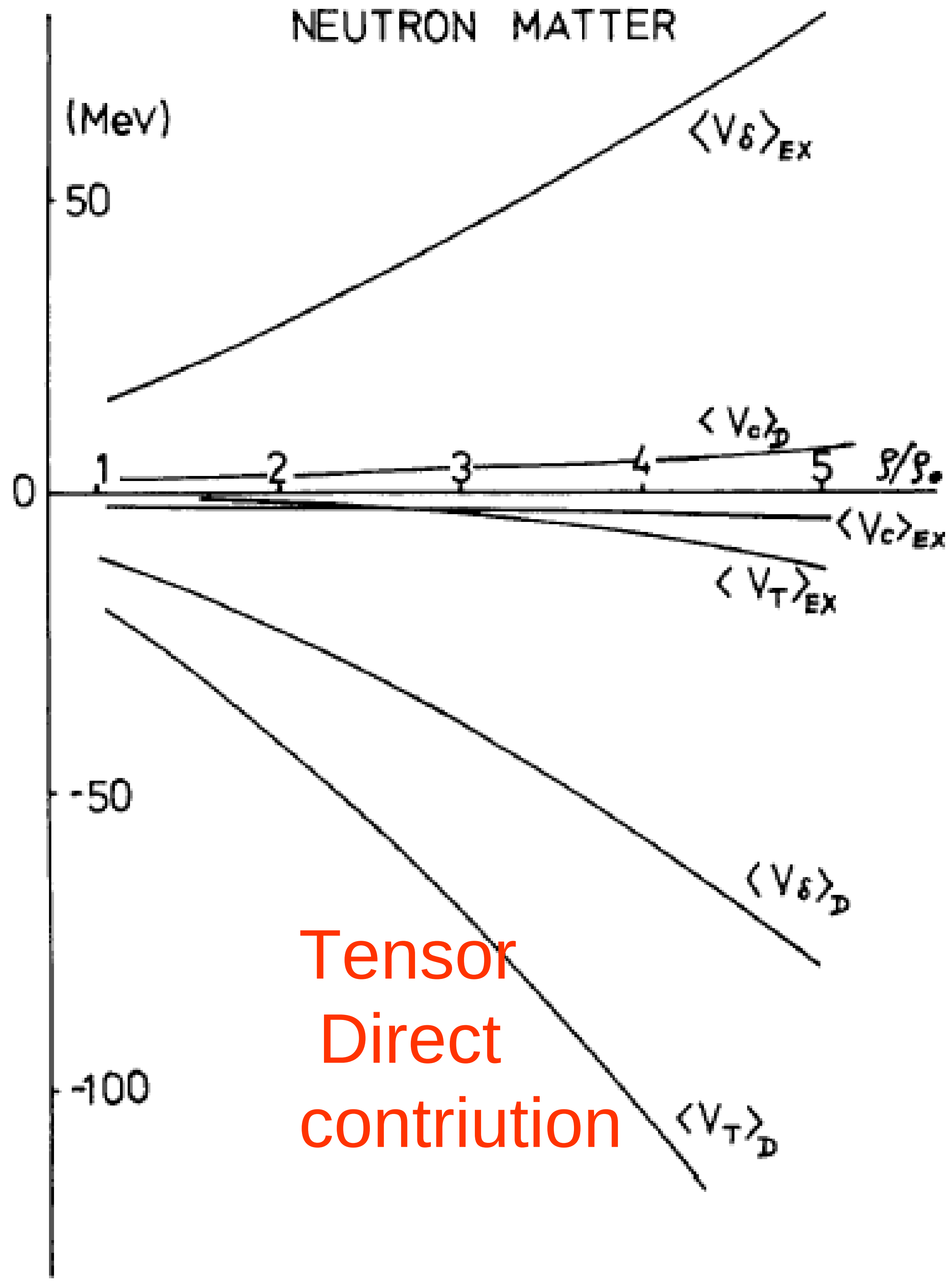
=0， for normal nuclear matter

素朴なPure OPEPの結果

Pion-condesed phase

↕

`Tensor-force Dominating Phase'



Tensor
Direct
contriution

T.Takatsuka,
R.Tamgaki and
T.Tatsumi,
PTP Suppl 112('93)

4. 拡張されたG-0forceを用いたπ中間子凝縮の解析

G-0 forceは核子間相互作用のテンソル部分まで含んでいて、Reid potentialを用いたG-matrix計算の結果をよく再現する有効核力である。 Sprung and Banergee Nucl.Phys.A168(1971), Sprung Nucl.Phys.A182(1972)

Five-range Gauss with a density dependence: $\beta = {}^3O,\ {}^1E,\ {}^3E$ and ${}^1O$

$$\tilde{V}_C(r;\beta)=\sum_{i=1}^{5} W_{Ci}(\beta;p_F)\exp(-r^2/\lambda_i^2),\quad \tilde{V}_T(r;\beta)=\sum_{i=1}^{5} W_{Ti}(\beta;p_F)r^2/\lambda_i^2\cdot\exp(-r^2/\lambda_i^2),$$

$$W_i(\beta;p_F) = (a_i(\beta)+b_i(\beta)p_F^{\alpha}) \text{ with } \alpha=1/2$$

In terms of the projection operators to the respective states,

$$V_C = V_{1E}\frac{1-\sigma_1\cdot\sigma_2}{4}\frac{3+\tau_1\cdot\tau_2}{4} + V_{1O}\frac{1-\sigma_1\cdot\sigma_2}{4}\frac{1-\tau_1\cdot\tau_2}{4} + V_{3E}\frac{3+\sigma_1\cdot\sigma_2}{4}\frac{1-\tau_1\cdot\tau_2}{4} + V_{3O}\frac{3+\sigma_1\cdot\sigma_2}{4}\frac{3+\tau_1\cdot\tau_2}{4}$$

i.e.

$$\begin{pmatrix} V_0 \\ V_\sigma \\ V_\tau \\ V_{\sigma\tau} \end{pmatrix} = \frac{1}{16}\begin{pmatrix} 3 & 1 & 3 & 9 \\ -3 & -1 & 1 & 3 \\ 1 & -1 & -3 & 3 \\ -1 & 1 & -1 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} V_C({}^1E) \\ V_C({}^1O) \\ V_C({}^3E) \\ V_C({}^3O) \end{pmatrix}$$

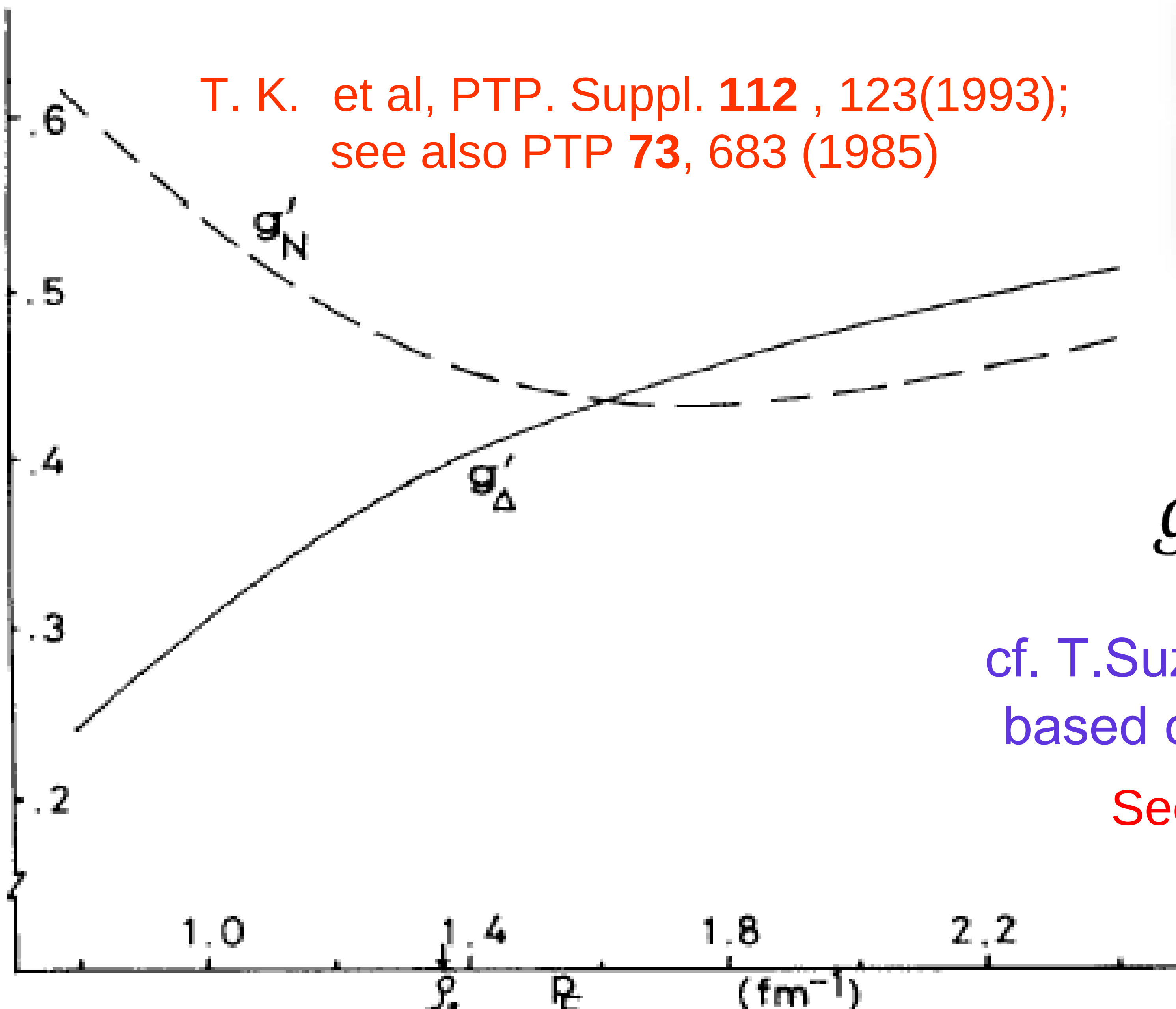
$$V_{1,2}^C = V_1 + V_\sigma \boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{\sigma}_2 + V_\tau \vec{\tau}_1\cdot\vec{\tau}_2 + V_{\sigma\tau}(\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{\sigma}_2)(\vec{\tau}_1\cdot\vec{\tau}_2)$$

Similarly,

$$V_{1,2}^T = V_1^T S_{12}(\hat{\boldsymbol{r}}_{12}) + V_\tau^T \vec{\tau}_1\cdot\vec{\tau}_2 S_{12}(\hat{\boldsymbol{r}}_{12})$$

The density dependence of the Landau-Migdal parameteters in the N-N and Δ -N channels from G-0 force

T. K. et al, PTP. Suppl. **112** , 123(1993);
see also PTP **73**, 683 (1985)



$$G_\Delta'(\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2)\boldsymbol{\sigma}_1\cdot\boldsymbol{S}_2\boldsymbol{\tau}_1\cdot\boldsymbol{T}_2$$

$$G_\Delta'(\boldsymbol{p}_1, \boldsymbol{p}_2)=\sum_{l=0}^{\infty} G'_{\Delta l}P_l(\cos\theta).$$

$$g_\Delta'(ff^*/m_\pi^2)=G'_{\Delta l=0}$$

$$g'_N \sim .6 \qquad g'_\Delta \sim .2$$

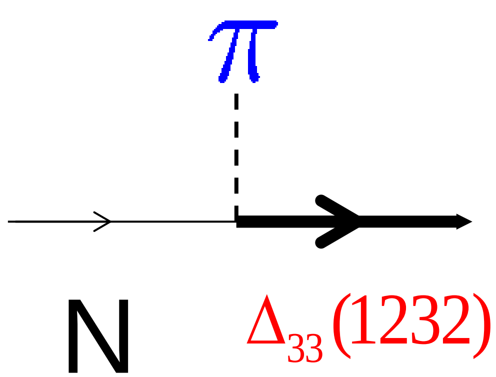
cf. T.Suzuki and H.Sakai, PLB455('99),25
based on T. Wakasa et al, PRC, ('97), 2909

See also later slides.

Gamow-Teller giant resonance;
K.Ikeda, S.Fujii and J.I. Fujita, PL .3('63),271

Realistic treatment of π con. With the isobar Δ and Short-range int. and correlations

Effective Force (Extended* G0-force) on the asis of the SU(4) quark model



$$|\tilde{\Phi}_{\mathrm{ALS}}\rangle \equiv \prod_{\alpha}^{(\mathrm{occ})} \tilde{N}_{\alpha}^{\dagger}|0\rangle$$

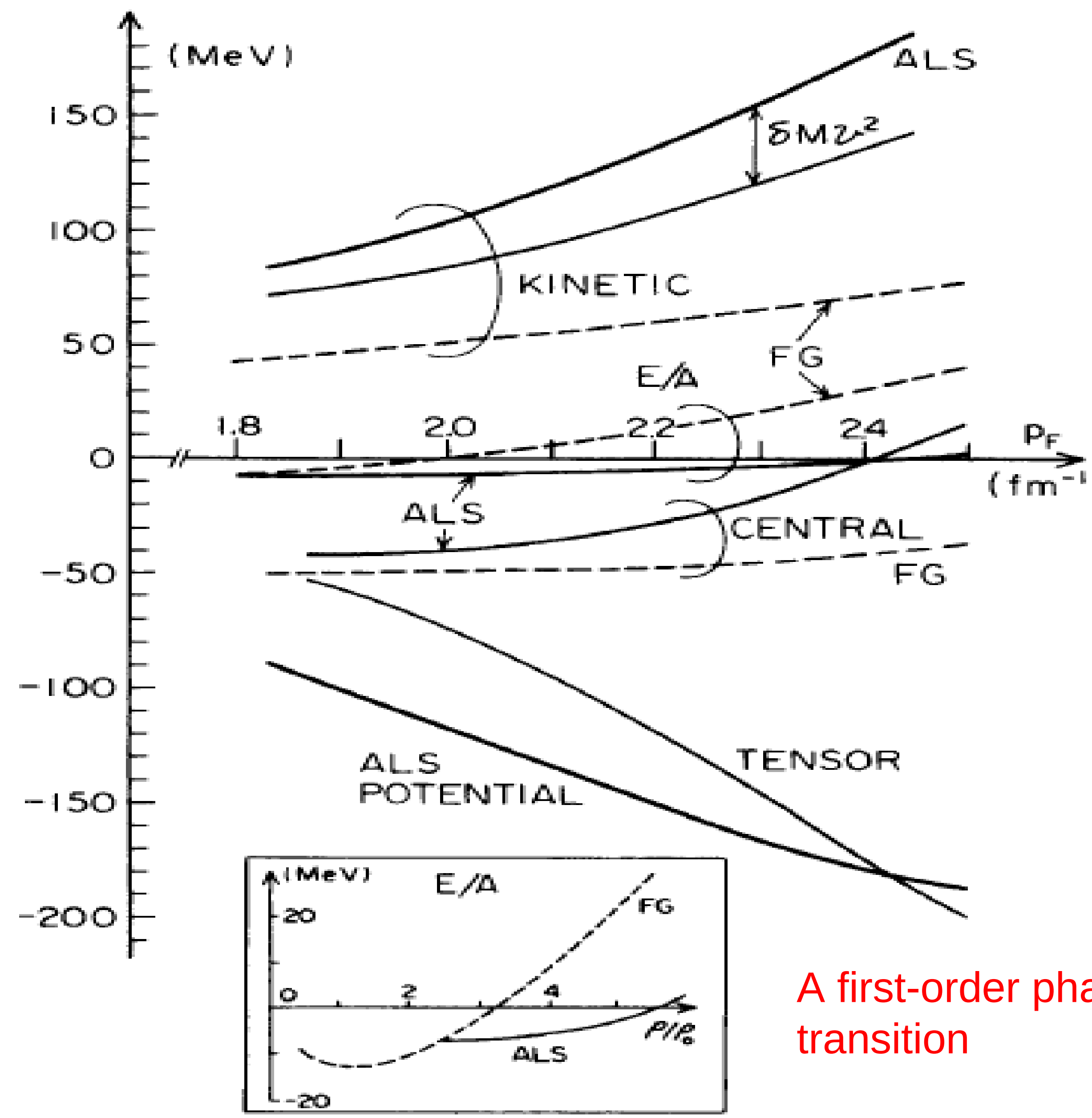
$$\tilde{N}_{\alpha} = u_{\alpha} N_{\alpha} - v_{\alpha} \Delta_{\alpha}$$

$$\tilde{\Delta}_{\alpha} = v_{\alpha} N_{\alpha} + u_{\alpha} \Delta_{\alpha}$$

$$\begin{pmatrix} u^2 \\ v^2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2}\{1 \pm (\epsilon_{\Delta} - \epsilon_N)/\sqrt{(\epsilon_{\Delta} - \epsilon_N)^2 + 4\mathcal{V}^2}\}$$

* D.W.L.Sprung and P.K. Banerjee,NPA168('71); D.W.L. Sprung,NPA182('72),97.

EOS for pion-condensed N=Z Matter



A first-order phase transition

Cf. D.N. Voskresensky, Progress in Particle and Nuclear Physics 130 (2023) 104030

5. 有限核での π 凝縮の前駆モード

準弾性散乱におけるスピン横モードの増大

T.N.Taddeucci et al., PRL 73, 3516 (1994)./T.W. et al., PRC 59, 3177 (1999)

q が大きな所での有効相互作用

- スピン縦 V_L は引力
  - 特に NΔ チャンネル（g'$_{N\Delta}$〜0.3）

準弾性散乱 (q〜1.7 fm^{-1})への予想

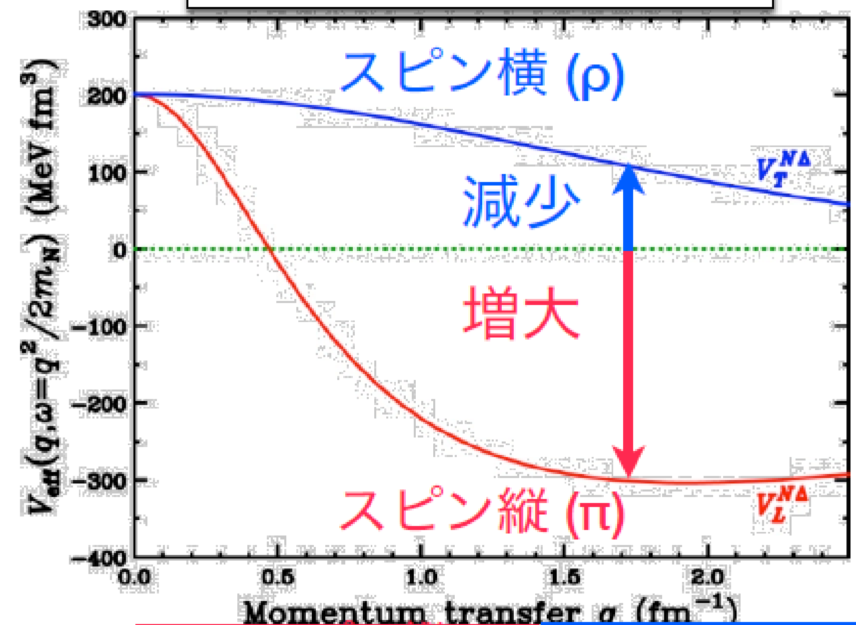
- スピン縦 (π) モード
  - **増大** ← 引力のπ中間子相関
- スピン横 (ρ) モード
  - 減少 ← 斥力のρ中間子相関

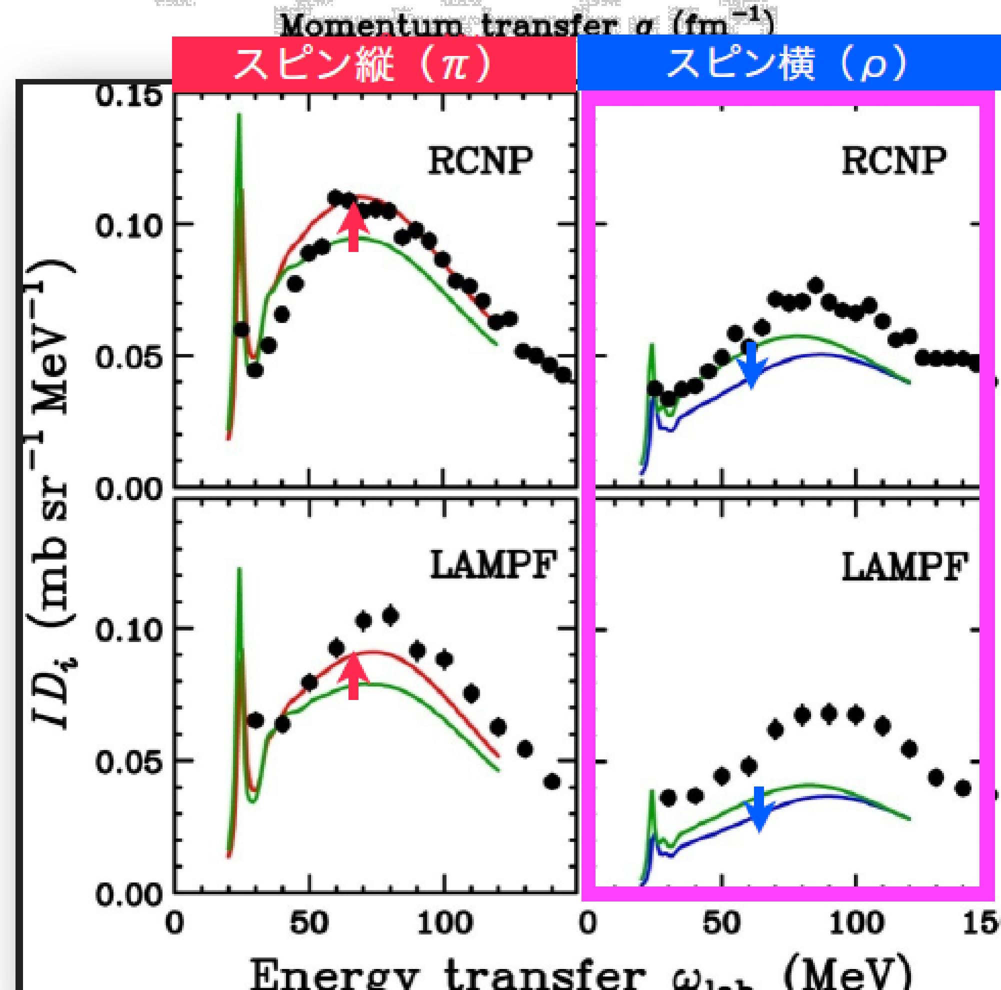
RCNP/LAMPFのデータ (q=1.7fm^{-1})

- スピン縦モード
  - 実験値 = RPA > Free (相関なし)
  - **原子核中でのπ中間子相関**
- スピン横モード
  - 実験値 > Free > RPA

スピン横モードが増大 → モード分離は妥当？

π+ρ+g' モデルによる予想





Pionic enhancement in $^{12}C(p,n)^{12}N(1^+,T=1)$

Polarized cross section

- $ID_q = KN|E|^2 R_q$
- $ID_p = KN|F|^2 R_p$

> *Separation of π- and ρ-mode with PTO is reliable*

Comparison with Free

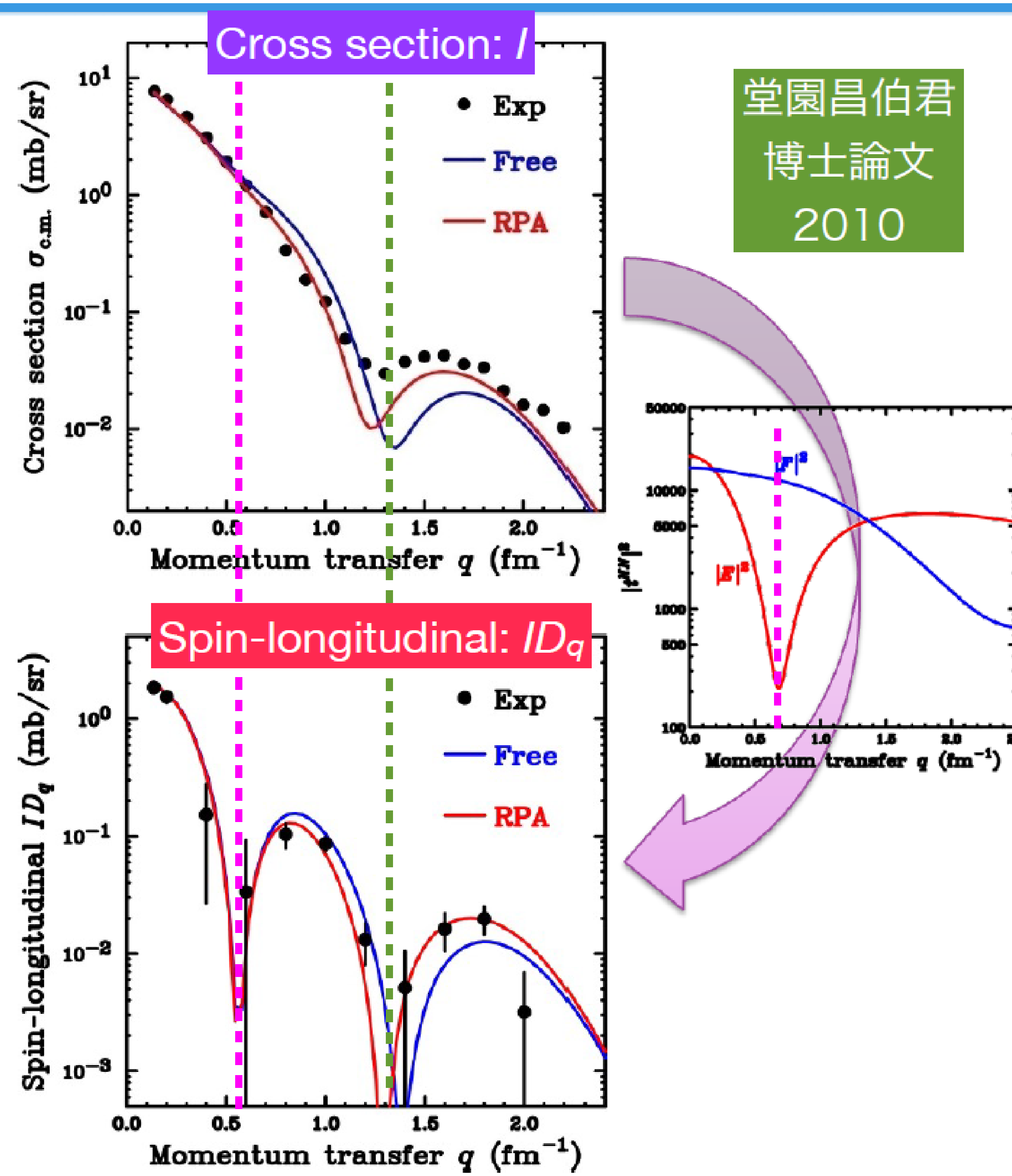
- Significant enhancement

Comparison with RPA

- g' are same as those in QES
  - Parameter free
- Predict the enhancement of the 3rd peak

> *Our data support pionic enhancement*

モード分離は妥当
→ スピン横モードが増大？



M.Dozono, T.W., M.Ichimura et al., Phys. Rev. C 80, 024319 (2009).

See also, T. Wakasa, `Nuclear Spin-Isospin Responses Studied by Nuclear Reactions: A tribute to Munetake Ichimura, JPS Conf.Proc. 37, 011011 (2022).

6. OPEP+g' modelを用いたパイオンモードのソフト化と パイ中間子凝縮臨界条件の解析

Collective spin-isospin mode in the simple Steinwedel-Jensen model with the use of `the spin-isospin symmetry energy' (T.K. PTP **65** (1981), 1098)

The spin-isospin symmetry energy as the restoring force for the (longitudinal) spin-isospin density wave: OPEP+g' model

$$\varepsilon_{\sigma\tau}(q)=\frac{\varepsilon_F}{3}\cdot\frac{1}{\Phi(q/2p_F)}+\frac{\rho}{2}\cdot(v_\pi(q)+g')$$

Lindhard fun.

Longitudinal part of the spin-isospin interaction

国広「クォーク・ハドロン物理学入門」(サイエンス社)補遺

An extension of the Landa-Migdal th. to a finite momentum case.

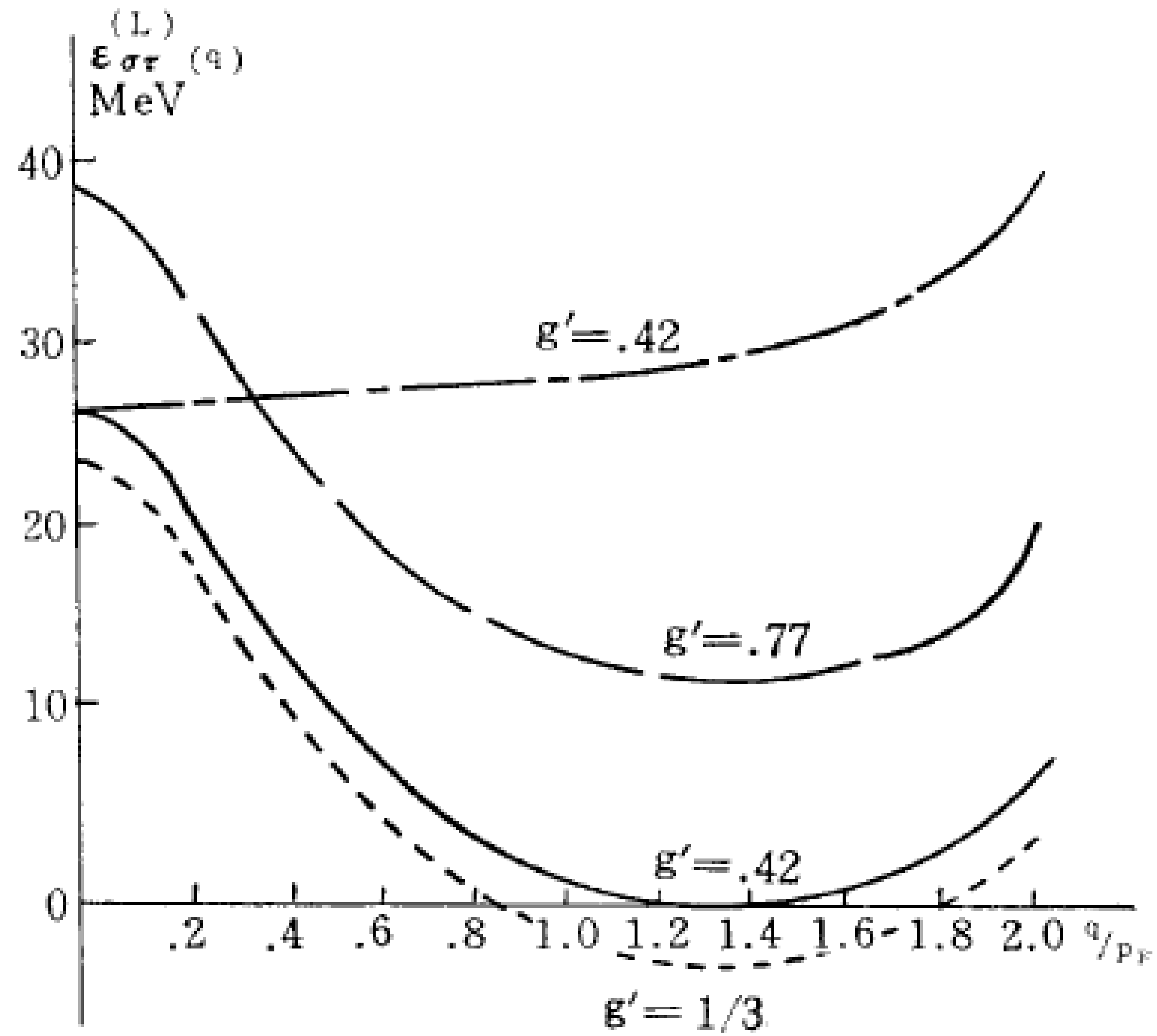
With use of the Steinwedel-Jensen model：
Cf. 野上茂吉郎「原子核」(裳華房, 1973年)

$$\omega_n^{(L)}=q_n^{(L)}\sqrt{2\varepsilon_{\sigma\tau}(q_n^{(L)})/M}\equiv\omega(q_n^{(L)})$$

$z_n^{(L)}$ ：n-th zero of the derivative of the spherical Bessel function

$$q_n^{(L)}=z_n^{(L)}/R.$$

$v_\pi(q)$: OPEPのフーリエ成分

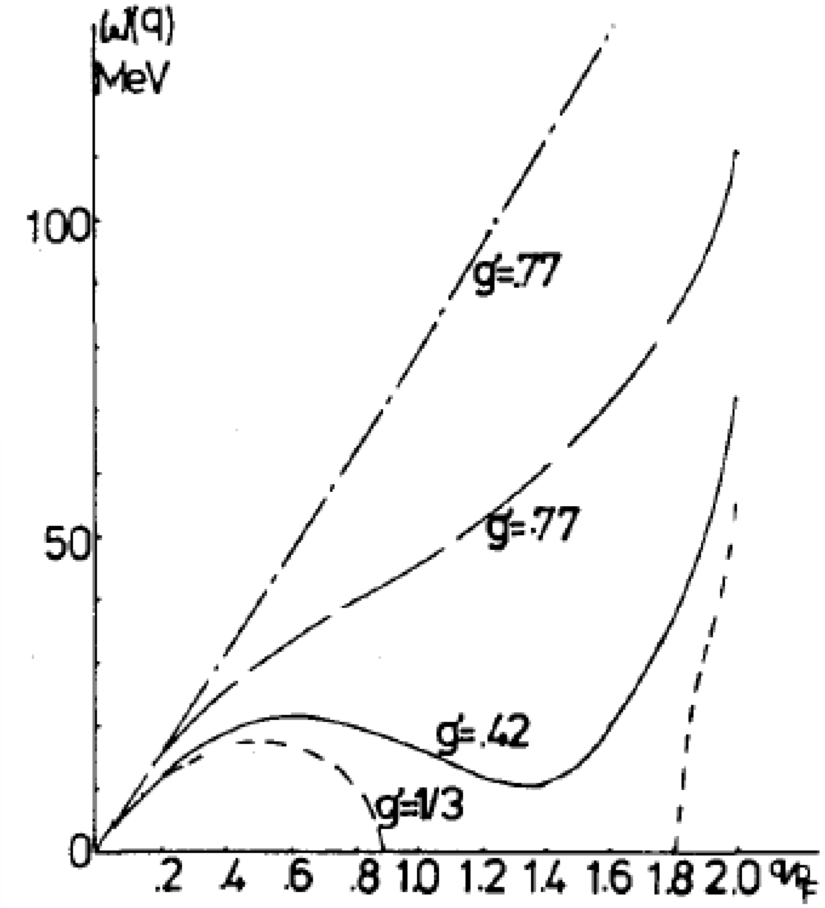


Dispersion relation of the spin-isospin excitation

Softening at finite q !

and hence larger L
in finite nuclei.

T.K. PTP **65** (1981), 1098



Prog. Theor. Phys. Vol. 65, No. 3, March 1981, Progress Letters

Spin-Dependent Isovector Giant Resonances as a Possible Precursor of the Pion-Condensation in Finite Nuclei

Teiji KUNIHIRO

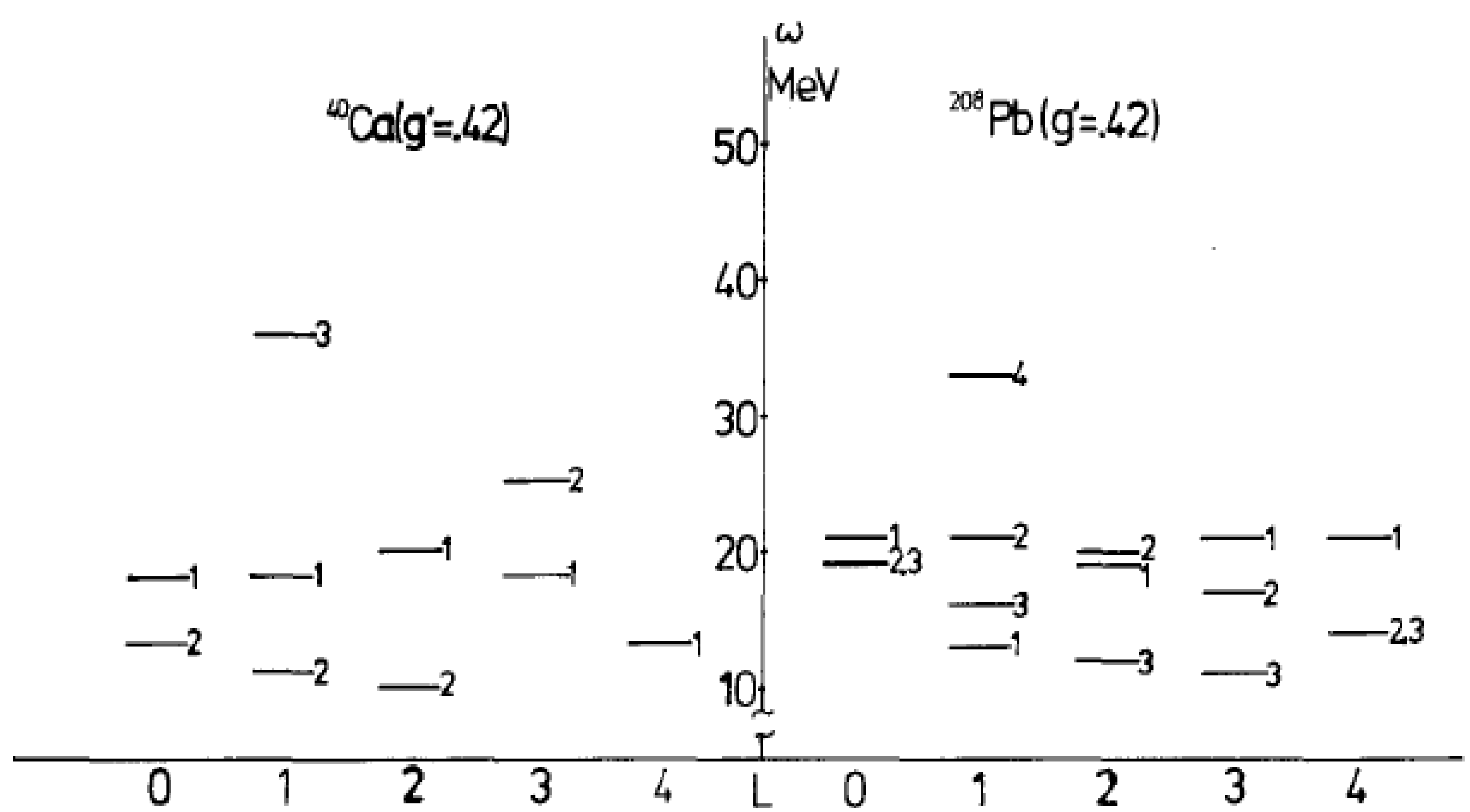


Fig. 3. The energy levels of the $\sigma\tau$-mode with a multipolarity L and node n for ^{40}Ca and ^{208}Pb in the case $g'=0.42$. Numbers attached to the levels are n's. Numbers on the bottom are L's.

[補足] Jを指定したときのスピン-アイソスピン対称エネルギー

T.K., unpublished note, 1981

外場により次の1体potが付け加わる.

$$\lambda \hat{h} = \lambda \tau_z \left[a_+ \vec{F}_+(\mathbf{r}) + a_- \vec{F}_-(\hat{\mathbf{r}}) \right] \cdot \vec{\sigma}$$

$$\vec{F}_\pm(\mathbf{r}) = j_{J\pm1}(q r)\, \vec{Y}^{0}_{J J\pm1}(\hat{\mathbf{r}})$$

誘起される spin-isospin density

$$\langle \lambda | \psi^\dagger \vec{\sigma} \tau_z \psi | \lambda \rangle = \lambda \left[S_+ \vec{F}_+(\mathbf{r}) + S_- \vec{F}_-(\mathbf{r}) \right]$$

$$\begin{pmatrix} S_+ \\ S_- \end{pmatrix} = -\hat{R} \begin{pmatrix} a_+ \\ a_- \end{pmatrix}$$

$1/(1+G_0)$

One particle-hole loop

response function

Def. $\hat{\varepsilon} = \hat{R}^{-1}$ $\hat{\varepsilon}$: symmetry energy tensor

系の Energy の増分

$$\delta E = \frac{\lambda^2}{2} (S_+, S_-)\, \hat{\varepsilon} \begin{pmatrix} S_+ \\ S_- \end{pmatrix}$$

相互作用として π-ex と ρ-ex をとるとき. with L-L.

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} v_1 & v_3 \\ v_3 & v_2 \end{pmatrix}$$

$$v_1 = \frac{1}{N_0 \Phi} + \frac{1}{2J+1} \left\{ (J+1) V_q^{(\pi)} + J V_q^{(\rho)} \right\} + g'$$

$$v_2 = \frac{1}{N_0 \Phi} + \frac{1}{2J+1} \left\{ J (V_q^{(\pi)} + g') + (J+1)(V_q^{(\rho)} + g') \right\}$$

$$v_3 = \frac{\sqrt{J(J+1)}}{2J+1} \left(V_q^{(\pi)} - V_q^{(\rho)} \right)$$

実は

$$v_1 = \frac{1}{2J+1}\left\{(J+1)\,\varepsilon^{(\pi)} + J\,\varepsilon^{(\rho)}\right\}$$

$$v_2 = \frac{1}{2J+1}\left\{J\,\varepsilon^{(\pi)} + (J+1)\,\varepsilon^{(\rho)}\right\}$$

$$v_3 = \frac{\sqrt{J(J+1)}}{2J+1}\left(\varepsilon^{(\pi)} - \varepsilon^{(\rho)}\right)$$

$$\varepsilon^{(\alpha)} = \frac{1}{N_F\Phi} + g' + V_q^{(\alpha)}$$

但し

$$\left\{\begin{array}{l} N_F = \dfrac{2m^* k_F}{\pi^2}, \qquad \Phi \equiv \Phi(q/2k_F) \ \text{: Lindhard 関数} \\ \qquad\qquad\qquad\qquad = \dfrac{1}{2} + \dfrac{1-x^2}{4x}\ln\left|\dfrac{1+x}{1-x}\right| \\ V_q^{(\alpha)} = -\tilde{f}_\alpha^{\,2} q^2 \big/ (m_\alpha^2 + q^2) \end{array}\right.$$

$\hat{\varepsilon}$ の固有値は

$$\varepsilon = \varepsilon_\pi,\ \varepsilon_\rho$$

固有ベクトル $\begin{pmatrix} a_+ \\ a_- \end{pmatrix}$ に対応する外場

π 　 $\delta F \propto \vec{\nabla}\left(j_J(qr)\,Y_{J0}(\hat{r})\right)\cdot\vec{\sigma}$ 　 縦波モード

ρ 　 $\delta F \propto \vec{\nabla}\times\left(j_J(qr)\,\vec{Y}_{JJ}^{\,0}(\hat{r})\right)\cdot\vec{\sigma}$ 　 横波モード

T.K., unpublished note, 1981

A naturalresult for the infinite matter

7. G-0FORCEに基づいたπ中間子モード/縦波スピン-アイソスピンモードの解析

菊池勇太,TK, 2014年日本物理学会第６９回年次大会春季大会3/27~3/30@東海大学,

Unpublished.

G-0 forceを用いて中性パイ中間子凝縮の有無を調べる。

→ パイ中間子モードの媒質中におけるソフト化をみる。

→ 縦波Spin-isospin密度相関関数をRPA近似のもとで計算する

。

Decomposition of the spin/spin and tensor interaction into the Longitudinal and Transverse spin interactions

When omitting the LS force, the G-0 force is given as

$$V_{1,2} = V^C_{1,2} + V^T_{1,2}$$

$$V^C_{1,2} = V_1 + V_\sigma \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 + V_\tau \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 + V_{\sigma\tau}(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)$$

$$V^T_{1,2} = V^T_1 S_{12}(\hat{\boldsymbol{r}}_{12}) + V^T_\tau \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 S_{12}(\hat{\boldsymbol{r}}_{12})$$

$$S_{12}(\hat{\boldsymbol{r}}) = 3(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{r}})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{r}}) - \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2$$

Noting that

$$\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{q}\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{q} = \underbrace{(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{q}\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{q} - \frac{1}{3}q^2 \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)}_{\text{tensor}} + \underbrace{\frac{1}{3}q^2 \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2}_{\text{central}}$$; Longitudinal/pionic

$$(\sigma_1 \times \mathbf{q}) \cdot (\sigma_2 \times \mathbf{q}) = -S_{12}(\mathbf{q}) + \frac{2}{3}\sigma_1 \cdot \sigma_2 q^2$$; Transverse/ρ-mesonic in tensor coupling

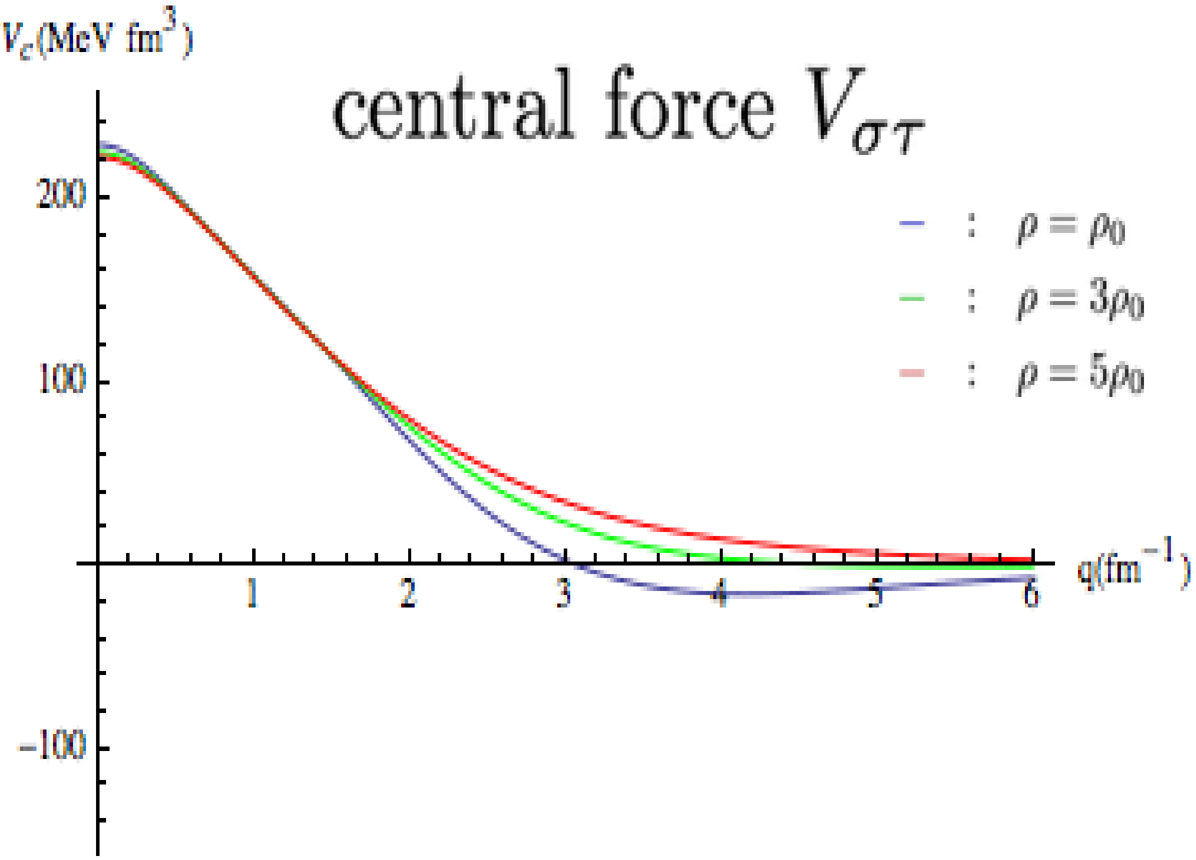
the spin-isospin part is rewritten in terms of the longitudinal/pion and transverse/ ρ meson parts:

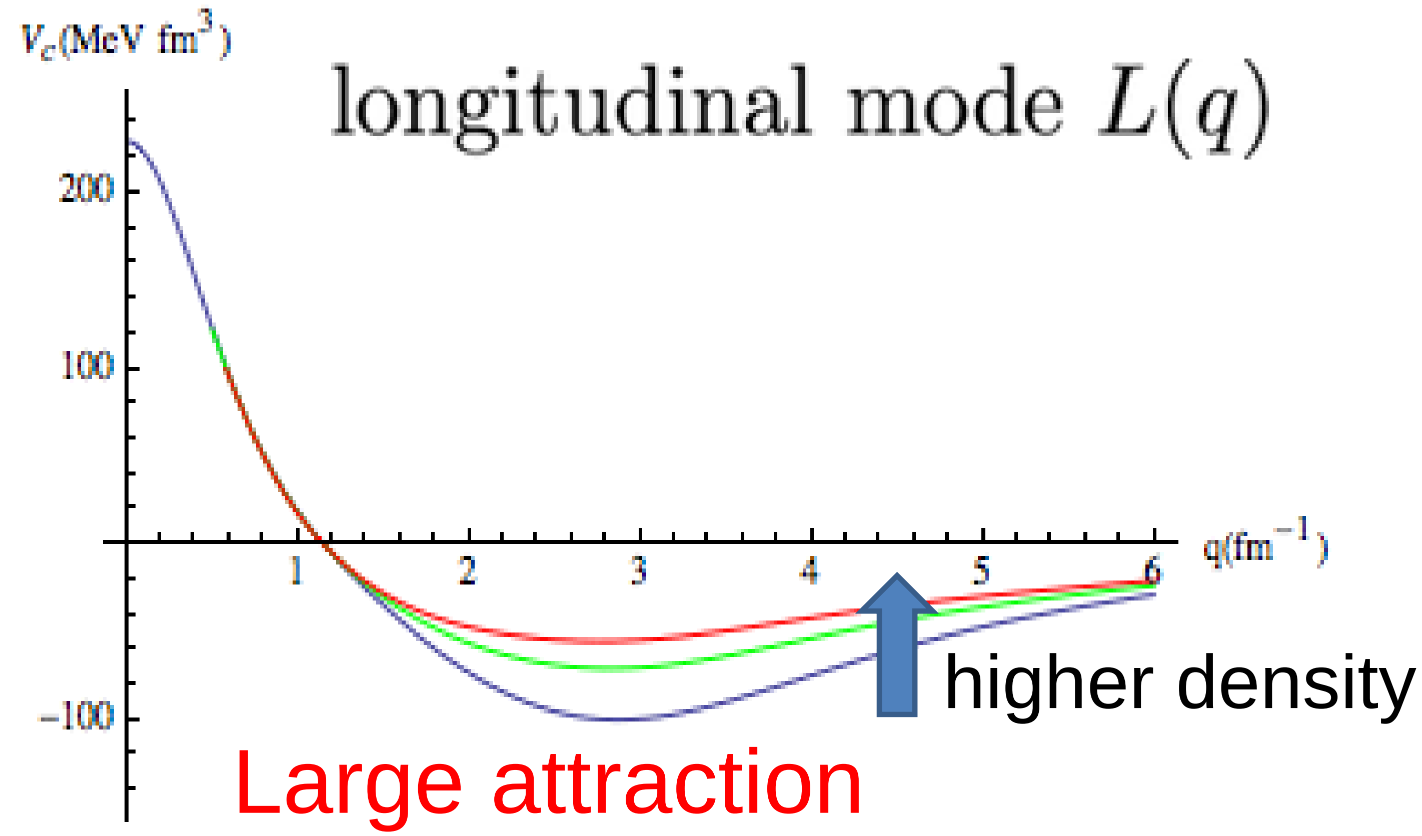
unit length

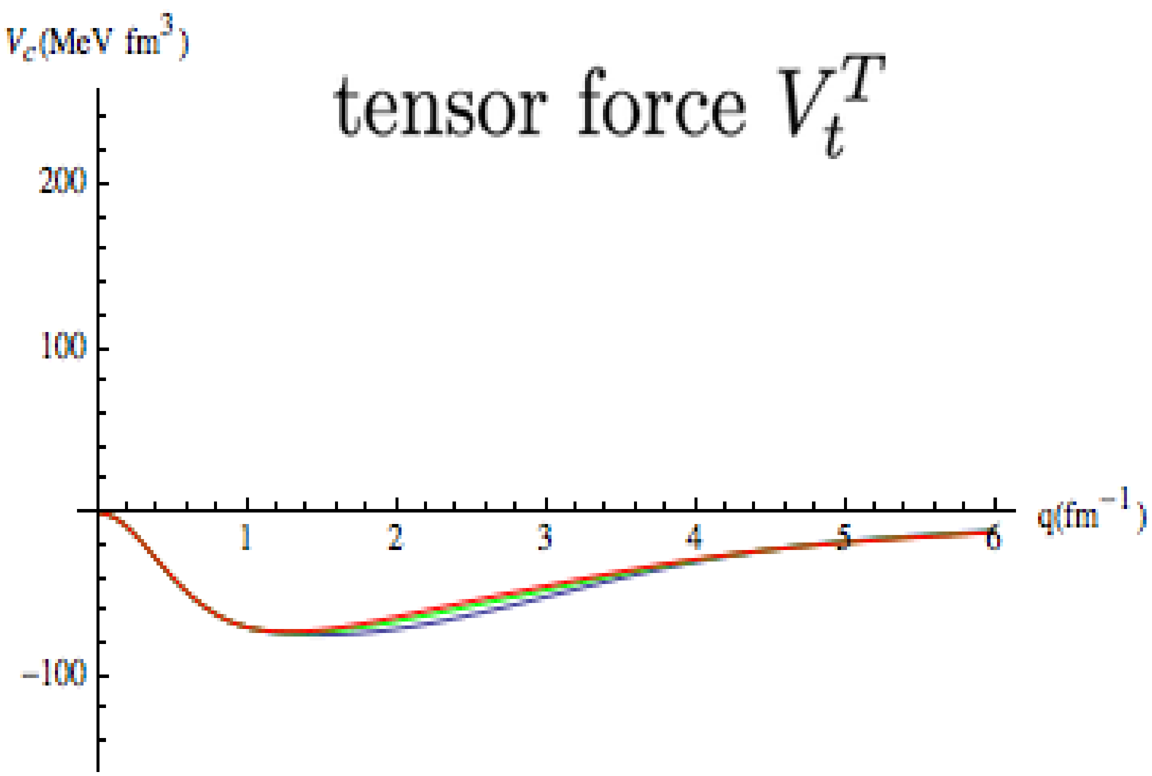
$$\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \int \frac{\mathrm{d}^3 k}{(2\pi)^3} \mathrm{e}^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}_{12}} \left[(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{k}})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{k}}) L(k) + (\boldsymbol{\sigma}_1 \times \hat{\boldsymbol{k}}) \cdot (\boldsymbol{\sigma}_2 \times \hat{\boldsymbol{k}}) T(k) \right]$$

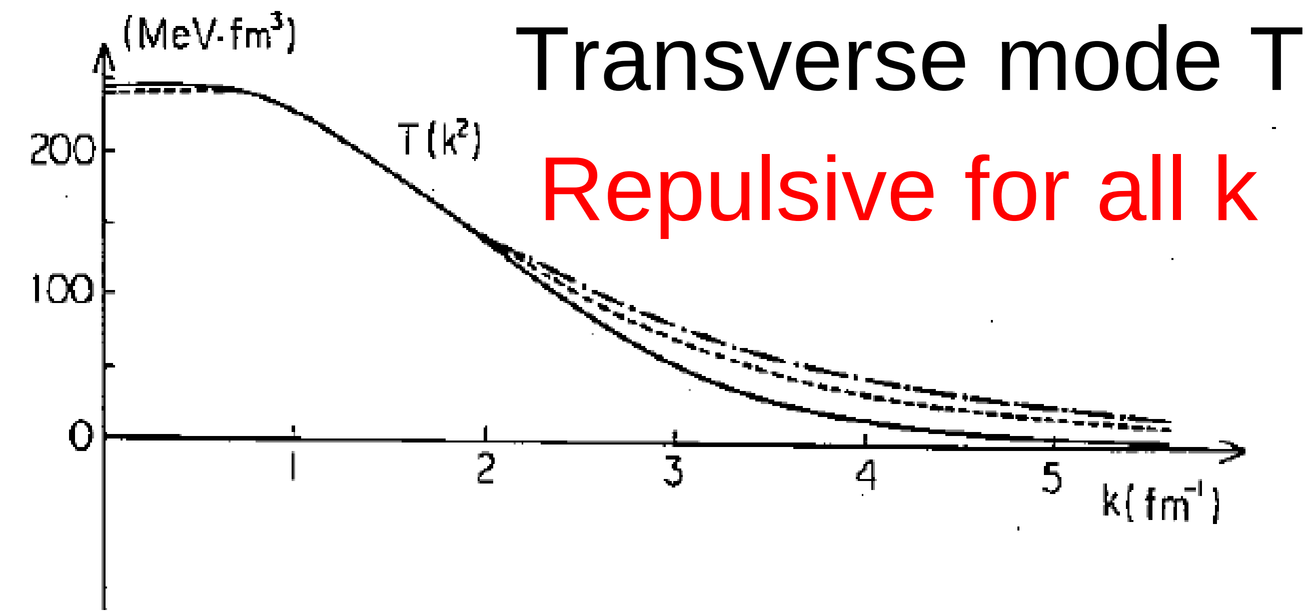
longitudinal — The pion channel

transverse — The rho-meson channel





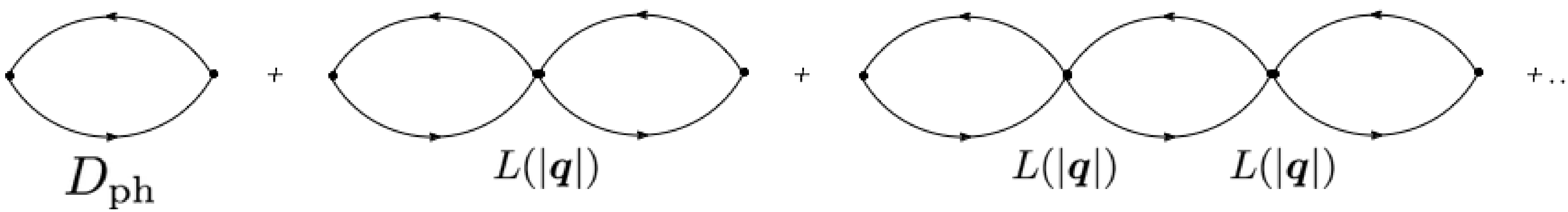




(density-dependent) attraction in the large momentum transfer region due to the tensor force.

G-0FORCEに基づいたπ中間子モード/縦波スピン-アイソスピンモードの解析
a. Δ-hole励起を含まない場合

菊池勇太,TK, 2014年日本物理学会第６９回年次大会春季大会3/27~3/30@東海大学, Unpublished.



$$\Leftrightarrow \quad D_{\mathrm{RPA}}(\omega,\boldsymbol{q}) = \frac{D_{\mathrm{ph}}(\omega,\boldsymbol{q})}{1 - L(|\boldsymbol{q}|)D_{\mathrm{ph}}(\omega,\boldsymbol{q})}$$

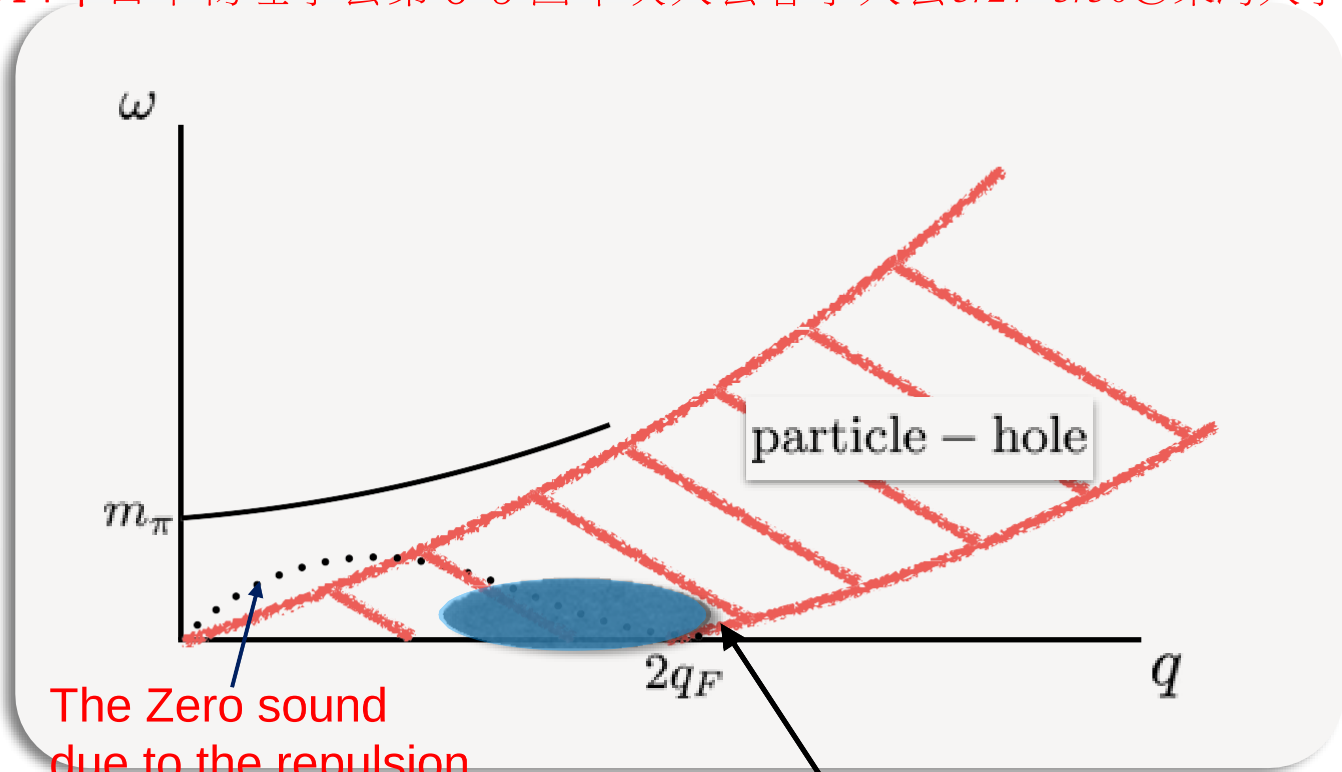
$$D_{\mathrm{ph}}(\omega,\boldsymbol{q}) = -4i\int \frac{\mathrm{d}^4 p}{(2\pi)^4} G_0(p_0+\omega,\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q})G_0(p_0,\boldsymbol{p})$$

G-0 FORCEに基づいた解析と結果

菊池勇太,TK, 2014年日本物理学会第６９回年次大会春季大会3/27~3/30@東海大学,

予想される分散関係 Unpublished.

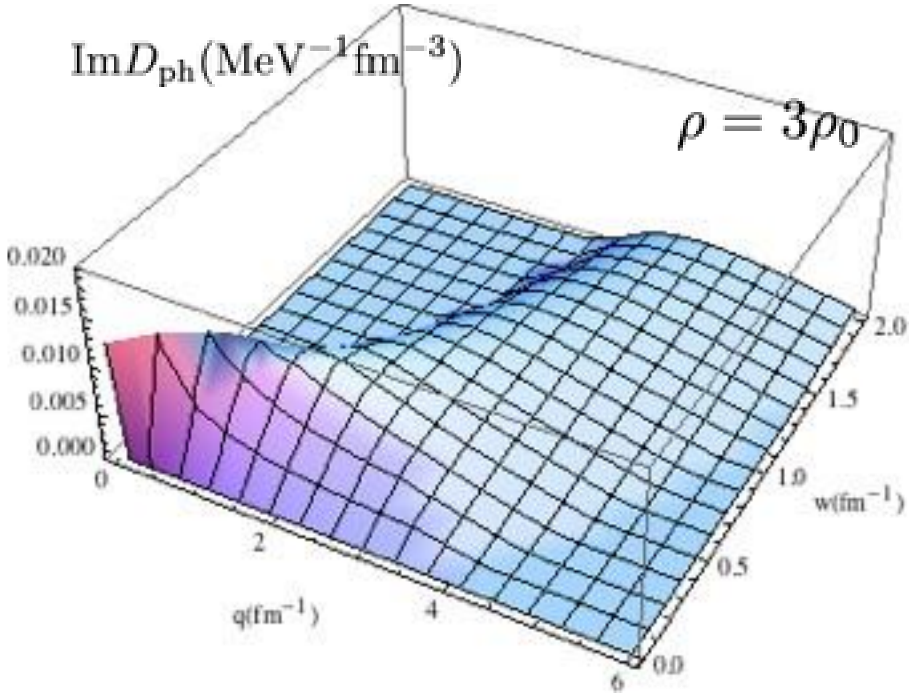
パイ中間子モードが媒質効果により、ソフト化すると考えられる。



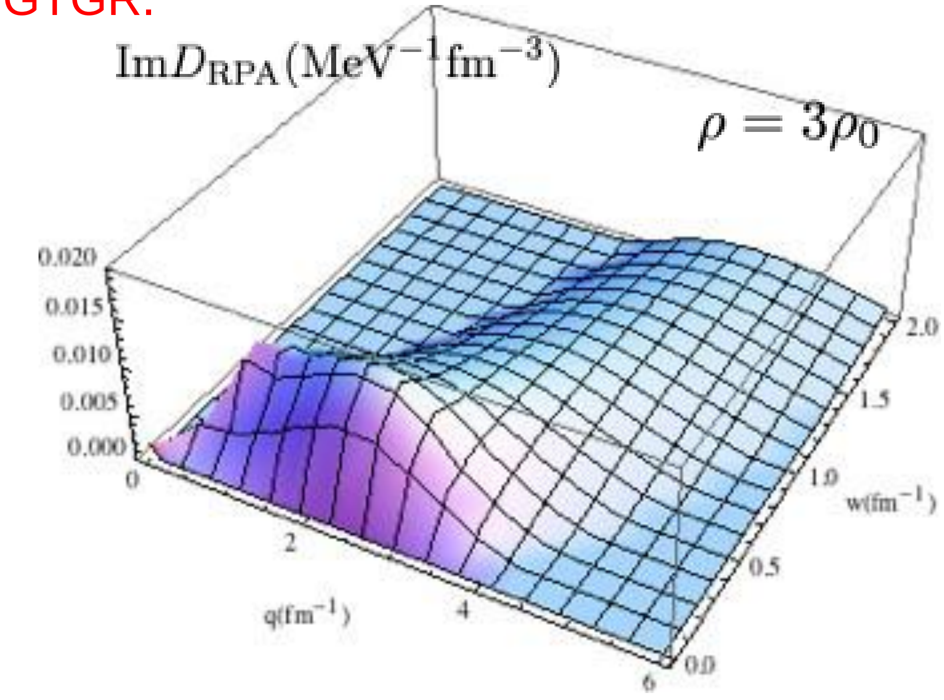
The Zero sound due to the repulsion corresponding to the GTGR.

ソフト化？

計算結果



free fermion



RPA(particle-hole)

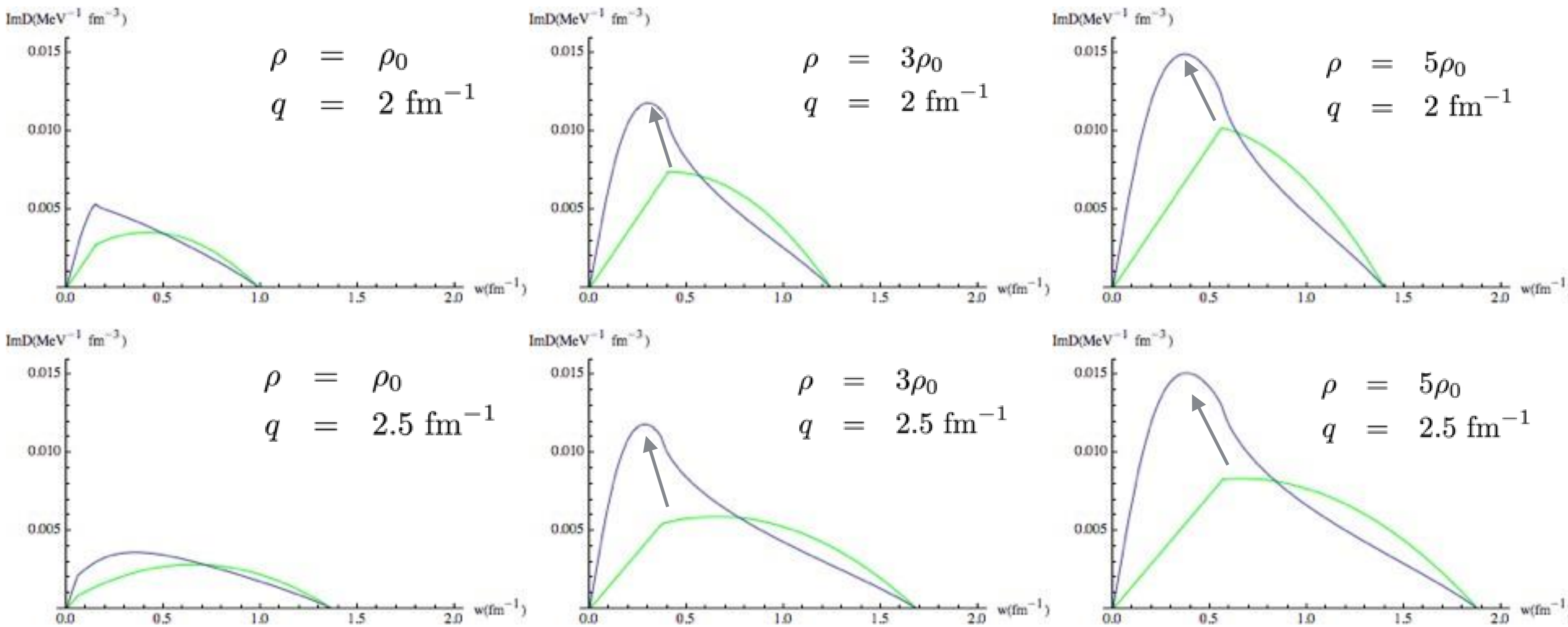
G-0 FORCEに基づいた解析と結果

菊池勇太,TK, 2014年日本物理学会第６９回年次大会春季大会3/27~3/30@東海大学,

計算結果：パイ中間子モードの強度関数

Unpublished.

(— : $\mathrm{Im}D_{\mathrm{ph}}$(free fermion), — : $\mathrm{Im}D_{\mathrm{RPA}}$)

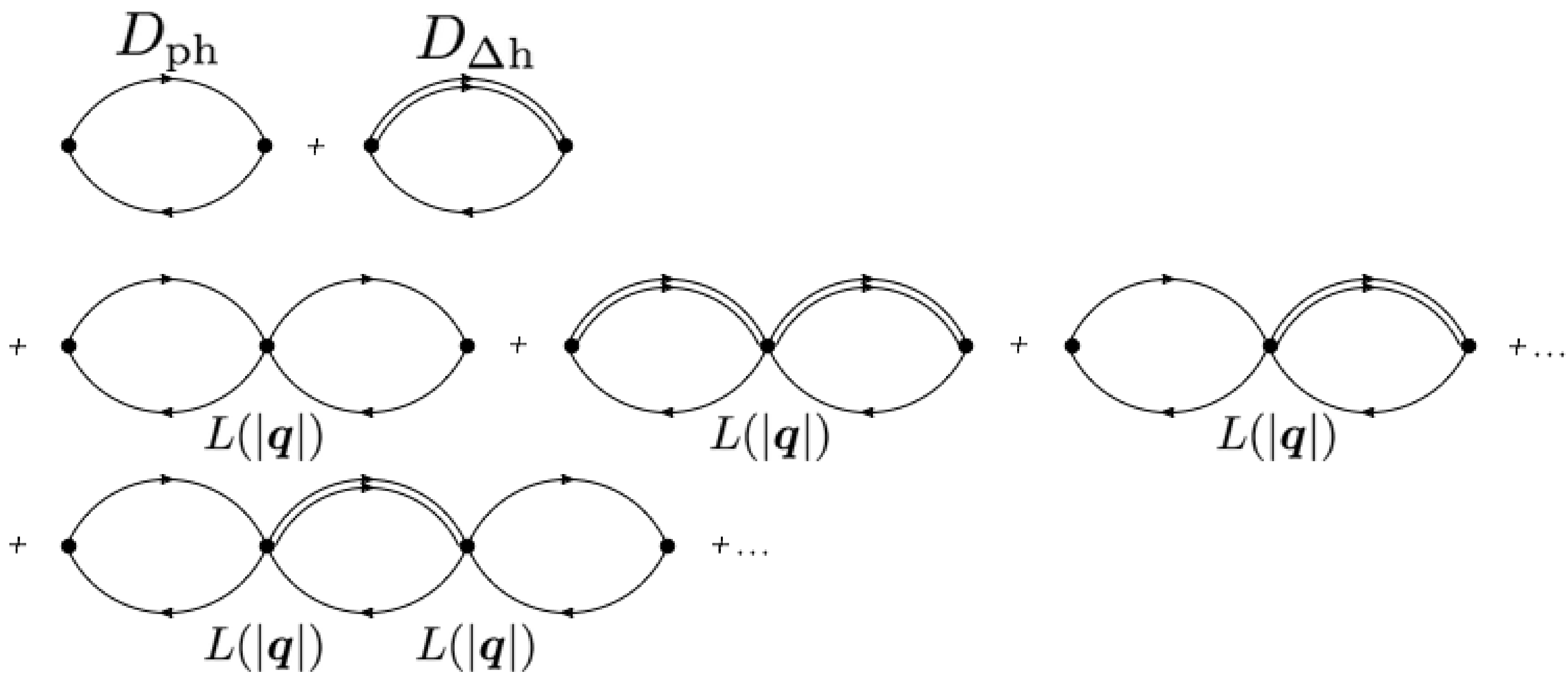


- 核子間相互作用によりパイ中間子モードがソフト化している。
- 密度が高いほど、ソフトモードの強度が大きくなっている。パ
- イ中間子凝縮はみられない。

Δ-hole励起を含めた解析と結果

菊池勇太,TK, 2014年日本物理学会第６９回年次大会春季大会3/27~3/30@東海大学, Unpublished.

一般化されたG-0 forceを用いて、Δ-hole励起を考慮したRPA計算を行う。



$$\Leftrightarrow \quad D_{{\rm RPA},\Delta}(\omega,\boldsymbol{q}) = \frac{D_{\rm ph}(\omega,\boldsymbol{q}) + D_{\Delta\rm h}(\omega,\boldsymbol{q})}{1 - L(|\boldsymbol{q}|)\left[D_{\rm ph}(\omega,\boldsymbol{q}) + D_{\Delta\rm h}(\omega,\boldsymbol{q})\right]}$$

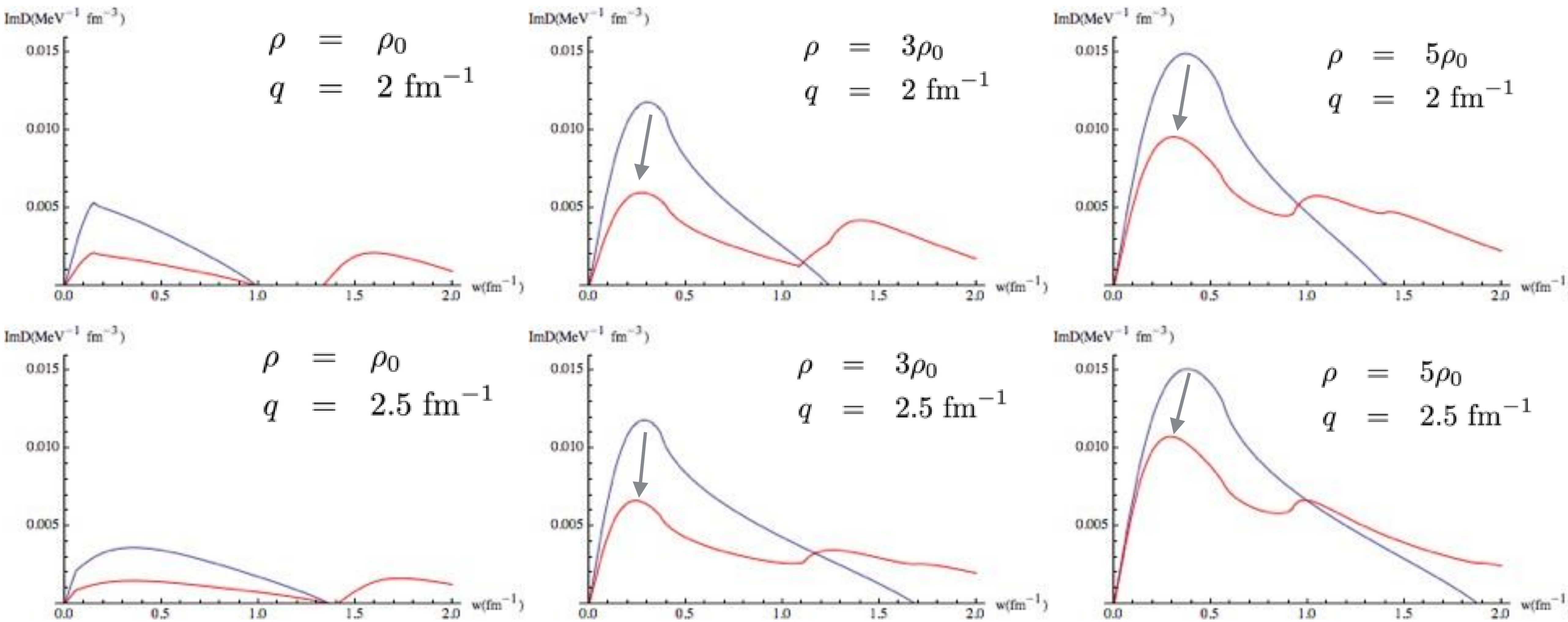
$$D_{\Delta\rm h}(\omega,\boldsymbol{q}) = -\frac{16}{9} i\lambda_{\sigma\tau}^2 \int \frac{{\rm d}^4 p}{(2\pi)^4} G_\Delta(p_0+\omega,\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}) G_0(p_0,\boldsymbol{p})$$

菊池勇太,TK, 2014年日本物理学会第６９回年次大会春季大会3/27~3/30@東海大学,

計算結果：パイ中間子モードの強度関数(preliminary)

Unpublished.

$(- : \mathrm{Im}D_{\mathrm{RPA}},\ - : \mathrm{Im}D_{\mathrm{RPA},\Delta}(\text{including }\Delta))$



- Δを取り込むことでパイ中間子モードがさらにソフト化している。
- しかし、パイ中間子凝縮はみられない。一次相転移であることと整合的かも知れない。

8. まとめと展望

まとめ

・ Π凝縮に関係してSpin-isospin modeの可能なソフト化を調べるには縦波と横波モードに分解することが肝要

・有効核力G-0forceはReid soft coreの結果を再現し、g’などのspi-isospinに関係した物理量も他の解析結果と整合的である。

・ G-0 forceを用いてspin-isospin相関関数をRPA近似のもと計算した→パイ中間子モードのソフト化はみられたが、パイ中間子凝縮に繋がる不安定化は見えなかった。

Δの寄与を取り込むために、一般化されたG-0 forceを用いて同様の計算を行った→さらにソフト化したが同じく不安定化は見えなかった。

- 最終的な結論を得るには、応答関数のポール探索とその密度変化の解析
- などを行う必要がある。

また、正常状態もフェルミガス近似ではなくH-F計算などによる取り扱いが必要である。

今後の課題

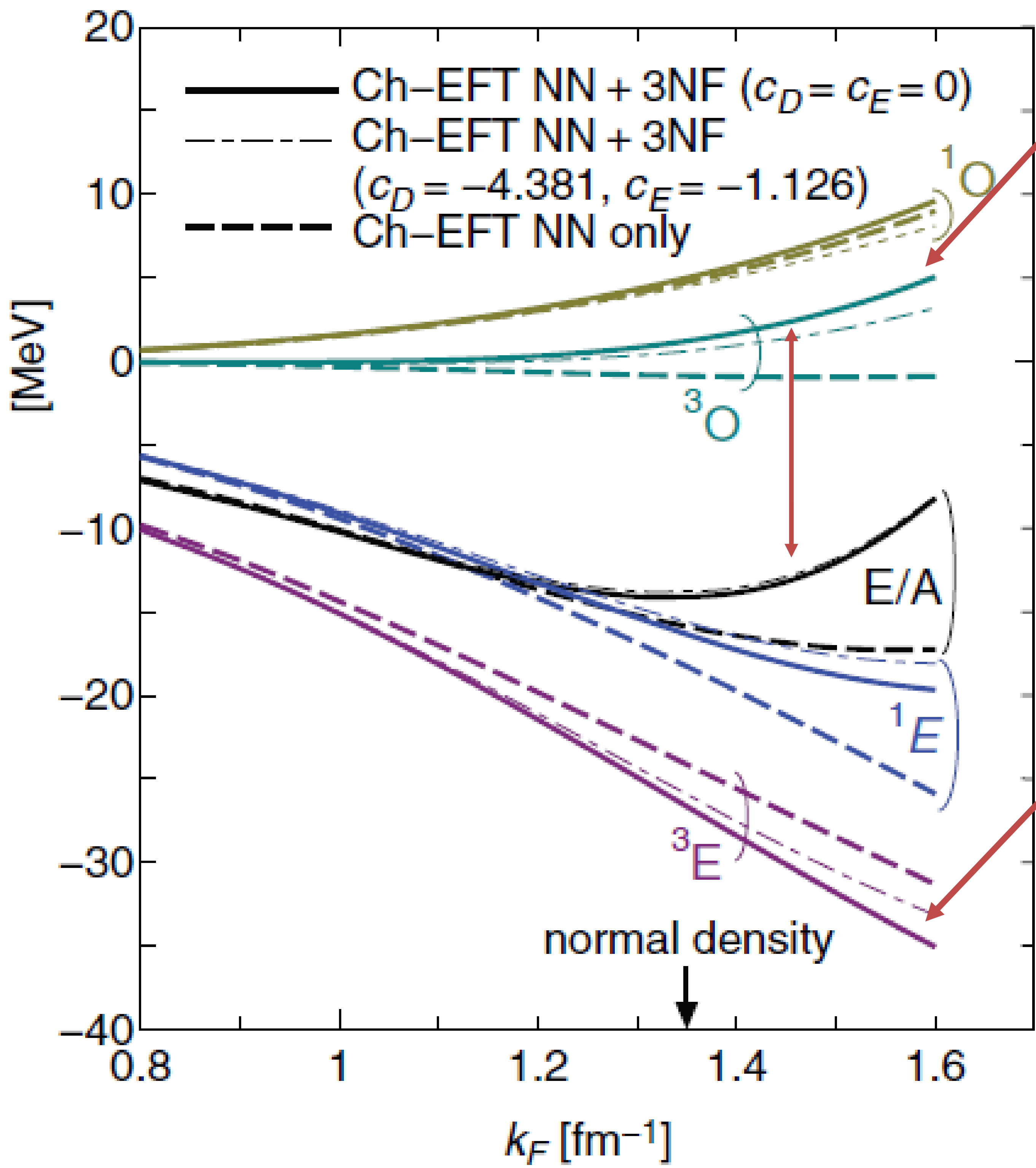
- Normal phaseは自由Fermi気体として扱ったが、Hartree-Fock計算を用いて、より現実的な状態を使った計算を行う。
  複素エネルギー平面上でpoleがw=0に近づいていく様子を確認する。
  カイラル摂動論に基づいた、より系統的な有効核力を用いて解析を行う:
  - Chiral NF による核物質計算から有効相互作用を導出しガウス関数の重ね合わせでパラメトライズする：
  - M. Kohono (学会@北大2024)

・中性子星への応用では荷電π^c中間子凝縮がより重要。現実的有効核力を用いたπ^c凝縮の計算が望まれる。

補遺

Caveat:Results by Chiral nuclear force with three-body forces:

M. Kohono, PTEP 2015,,123D02



Different saturation mechanism;The repulsion in the odd states at high densities plays an Essential role for giving rise to the saturation.

No saturation in the 3E due to the tensor force Is not seen. -→ Strong tensor!

Δ-hole励起を含めた解析と結果

Δ(1232)を非相対論的なRarita-Schwinger場として扱う。Δ-hole propagationの寄与も取り込むためにG-0 forceを拡張する。

Kunihiro, Takatsuka, and Tamagaki PTP Vol.73 No.3(1985)

$$V_{\mathrm{ph-ph}} = \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2 \int \frac{\mathrm{d}^3 k}{(2\pi)^3} \mathrm{e}^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} L(|\boldsymbol{k}|)(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{k}})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{k}})$$

$$V_{\Delta\mathrm{h-ph}} = \lambda_{\sigma\tau} \vec{T}_1^\dagger \cdot \vec{\tau}_2 \int \frac{\mathrm{d}^3 k}{(2\pi)^3} \mathrm{e}^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} L(|\boldsymbol{k}|)(\boldsymbol{S}_1^\dagger \cdot \hat{\boldsymbol{k}})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{k}})$$

$$V_{\Delta\mathrm{h-}\Delta\mathrm{h}} = \lambda_{\sigma\tau}^2 \vec{T}_1^\dagger \cdot \vec{T}_2 \int \frac{\mathrm{d}^3 k}{(2\pi)^3} \mathrm{e}^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} L(|\boldsymbol{k}|)(\boldsymbol{S}_1^\dagger \cdot \hat{\boldsymbol{k}})(\boldsymbol{S}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{k}})$$

$\boldsymbol{S}(\boldsymbol{T})$: spin (isospin) transition matrix

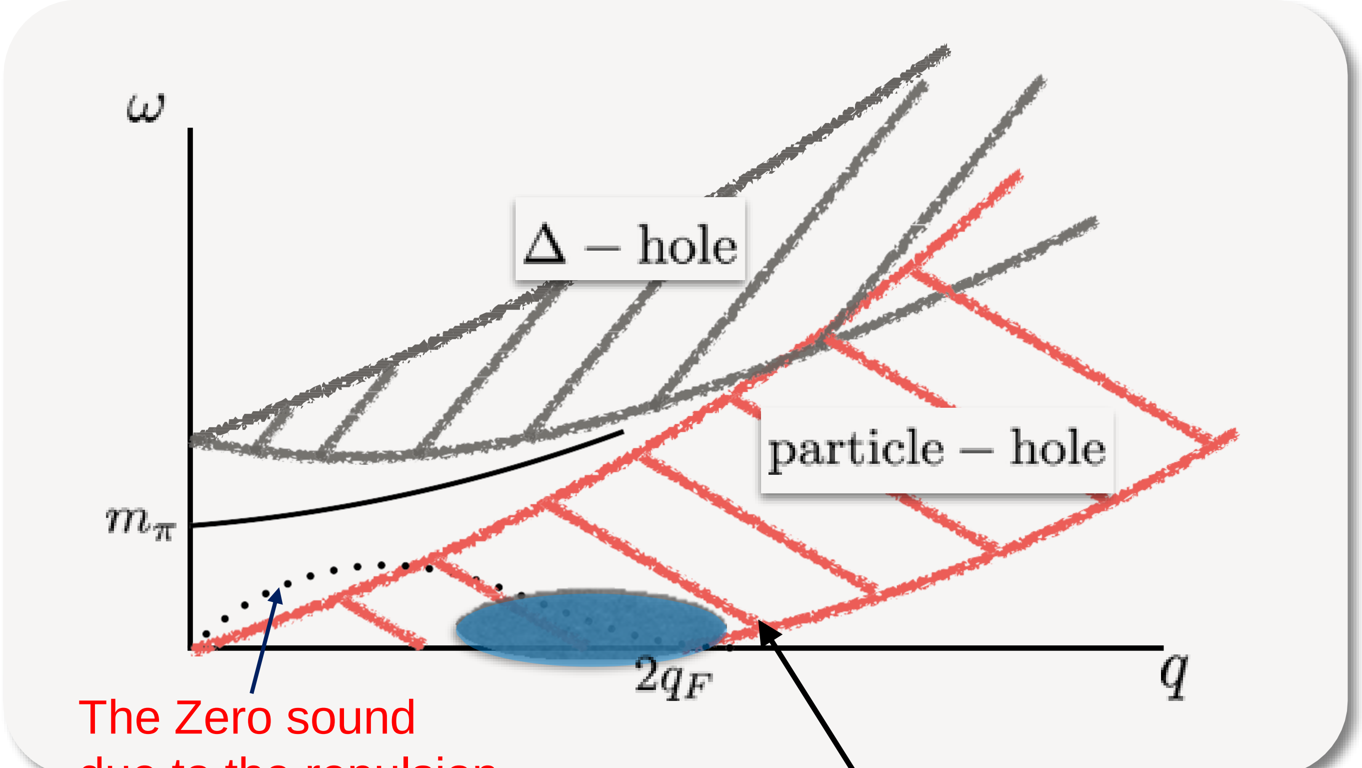
$\lambda_{\sigma\tau}$はSU(4)quark modelを用いて決められている。

Δ-hole励起を含めた解析と結果

菊池勇太,TK, 2014年日本物理学会第６９回年次大会春季大会3/27~3/30@東海大学,

予想される分散関係 Unpublished.

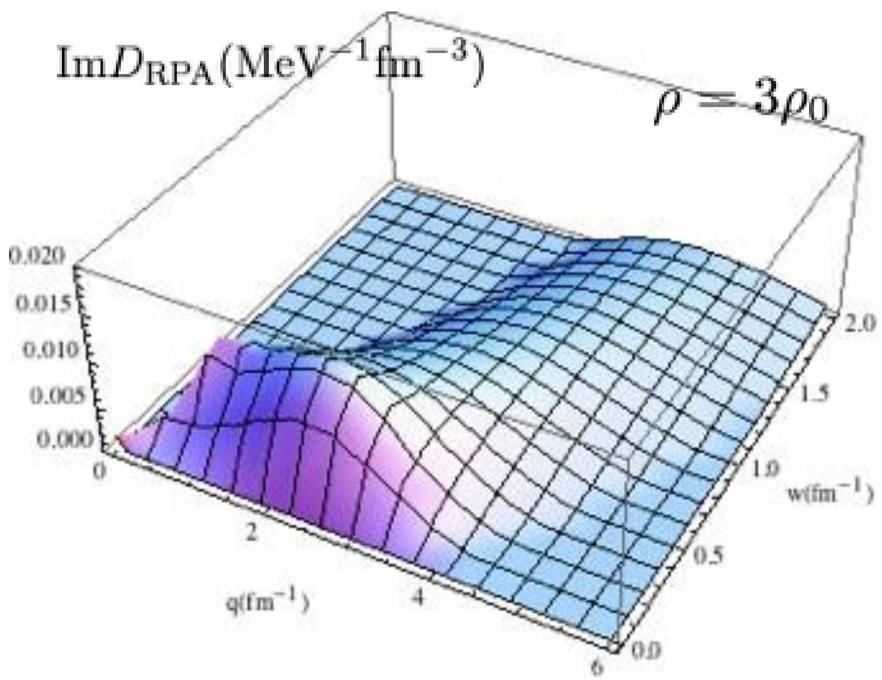
Δ-hole propagationの寄与を考慮することで、パイ中間子モードの更なるソフト化が期待される。



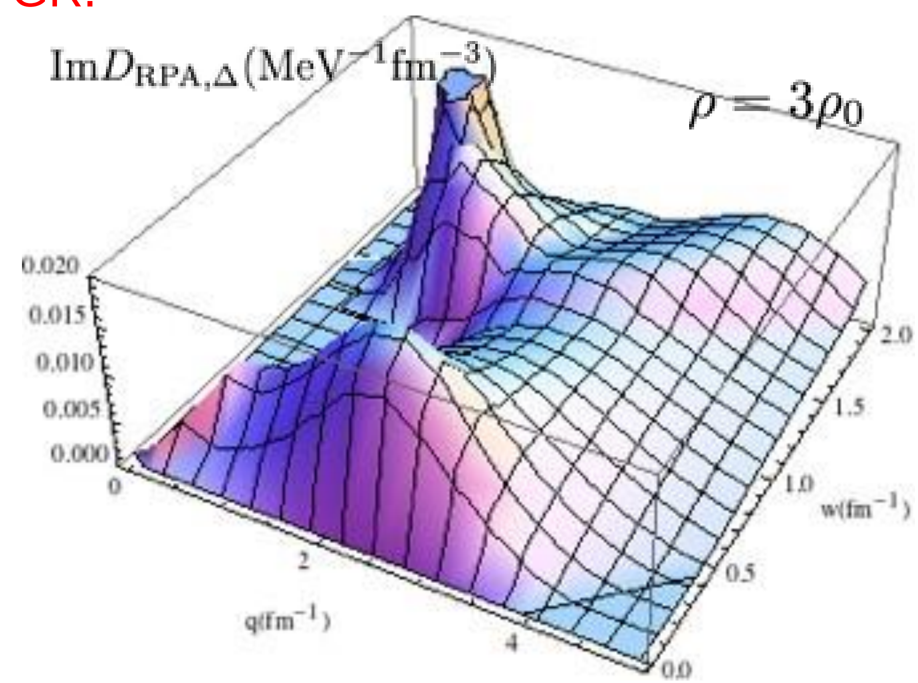
The Zero sound due to the repulsion corresponding to the GTGR.

ソフト化？

計算結果



RPA(particle-hole)



RPA(including Δ)

A pioneering experiment to probe the longitudinal spin-isospin mode in a nucleus

M.Ichimura, H. Sakai, and T. Wakasa, Prog. Particle and Nucl. Phys.56(200) 446. p.506:

Another phenomenon that may provide evidence of a precursor is enhancement of the $T = 0$, $J^\pi = 0^+ \rightarrow T = 1$, $J^\pi = 0^-$ transition at large momentum transfers, because it is a pure isovector spin longitudinal transition. Orihara et al. [188] measured the angular distribution of $^{16}O(p,n)\,^{16}F(0^-)$ at $T_p = 35$ MeV up to a momentum transfer of 2 fm^{-1} and observed an enhancement from DWBA calculations assuming a pure $1p_{1/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ transition. However, the measurements of $^{16}O(p,p')\,^{16}O(0^-, T = 1)$ at $T_p = 65$ MeV [189] and $^{16}O(p,n)\,^{16}F(0^-)$ at $T_p = 79$ MeV [190] did not show any definite evidence of enhancement. We note however that we do not have a reliable method of reaction analysis to obtain quantitative conclusions for such relatively low incident energy and large momentum transfer reactions.

[188]H. Orihara et al, PRL49 (1982)1318
v.s.
[189] K. Hosono et al, PRC30 (1984)746