

Heavy Hadrons in Nuclear Matter

Ref. arXiv:1811.07286 [hep-ph]

YASUI Shigehiro Keio University

Korea-Japan Joint Workshop on the Present and the Future in Hadron Physics at J-PARC @Pukyong National University, 4-5, Mar. 2019

Contents

1. Charm nucleus

2. Λ_c in nuclear matter

3. HQS formalism $(\Lambda_c$ binding energy)

4. Conclusion

1. Charm nucleus

1. Charm nucleus

1. Charm nucleus Booklet: "70 problems in physics" (JPS)

"物理学70の不思議" (日本物理学会)

物質はクォークからなるという事実は、20世紀物理学の 1 つの到達点である.しかし,クォークが物質を形づくる 仕組みは単純ではなかった.通常クォークは単独では存在 せず,おおむね2つや3つの組(ハドロンという)で現れる. 実際,u(アップ),d(ダウン)クォークが集まり uud と udd という塊になったものが,ハドロンのなかでも安定な陽子 と,ほぼ安定な中性子(半減期 11 分)である.クォークに はほかに 4 種類, u, d に次いで軽いほうから順に s (ストレ ンジ),c(チャーム),b(ボトム),t(トップ)クォークが あり,これらを含んだ3 つの組も不安定ではあるがハドロ ンを形成する.

58 ストレンジな原子核,チャームな原子核

sクォークを1つ含む udsの塊はA粒子とよばれ、陽子 や中性子とともに原子核を構成することが以前から知られ ている.このΛ 粒子,つまり s クォークを含む「ストレン ジな原子核」は,通常の原子核と区別してハイパー核とよ ばれ,*π*中間子,陽子,中性子を放出して崩壊する.

ハイパー核の構造を調べると,核内で Λ 粒子が陽子や中 性子から受ける力がわかる.この情報は,陽子・中性子間に 働く力(核力)をより根源的なクォークに基づいて理解する うえで大いに役立ち,この宇宙でなぜクォークが原子核を

形づくったのかを深く理解することにつながる. 最近では sクォークを複数個含んだ. さらにストレンジな原子核を 多数つくる実験も進んでいる. さて、超高密度の代表格で ある中性子星の中心部には、たくさんのsクォークが安定 に存在し,中性子星が巨大なハイパー核になっていること が予想されている.つまりハイパー核の研究は,いまだ謎 の多い中性子星の性質を理解する鍵になると考えられる.

ストレンジな原子核が実験で観測されることがわかると, sクォークの次に重いcクォークを含む「チャームな原子 核 | もあるかもしれない. Λ粒子は陽子や中性子に比べて 20% 重いだけなのに対し、c クォークを含む udc からなる Λ_c^+ 粒子は2倍以上重い. そんな「チャームな原子核」があ るとすれば,どんな性質をもっているのだろうか?

会誌編集委員会

1. Charm nucleus **Symmetry**

Spin of light components (light quarks and gluons) is approximately decoupled from spin of heavy quark.

to probe interior of hadrons and nuclei

1. Charm nucleus **Symmetry**

Spin of light components (light quarks and gluons) is approximately decoupled from spin of heavy quark.

2. Λ_c in nuclear matter

2. $\Lambda_{\rm c}$ in nuclear matter

Early works in 1970's

2. Λ_c in nuclear matter

Progress of Theoretical Physics, Vol. 69, No. 2, February 1983 Flavor Nuclei and One-Boson-Exchange Potentials Hiroharu BANDŌ and Sinobu NAGATA* Division of Mathematical Physics, Fukui University, Fukui 910 *Department of Applied Physics, Miyazaki University, Miyazaki 880 (Received August 9, 1982)

Mean field QCD sum rules Λ_c N int. by LQCD

...

2. Λ_c in nuclear matter

2 3. HQS formalism

with the four-dimensional time and space coordinate *x* = (*t, x*). In this definition, the ⇤*^c* baryon is at rest in the Λ_c -nucleon Lagrangian

coordinate frame moving with the four-velocity *v^µ* (*v*-frame). In the following most cases, we assume the static four-velocity *v^µ* = (1*,* 0), i.e. that the ⇤*^c* baryon is at rest in nuclear matter. Ψ_v : $\mathsf{\Lambda}_\mathrm{c}$ baryon field (mass M) φ : nucleon field (mass m)

Heavy quark limit (M∞)

$$
\mathcal{L}_{int}^{rel} = \frac{c_1 \psi}{\sqrt{\Psi_v \Psi_v + \frac{c_1'}{M} \bar{\psi} \psi \bar{\Psi}_v \Psi_v + c_2 \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \bar{\Psi}_v \left(v_\mu - \frac{i \overleftarrow{D}_{\perp \mu}}{2M} + \frac{i D_{\perp \mu}}{2M} \right) \Psi_v + \frac{c_2'}{M} \bar{\psi} \gamma^\mu \psi v_\mu \bar{\Psi}_v \Psi_v + \frac{1}{M} \left(c_3 \bar{\psi} \sigma^{\mu \nu} \psi \epsilon_{\mu \nu \rho \sigma} v^\rho + c_4 \bar{\psi} \gamma_\sigma \gamma_5 \psi \right) \bar{\Psi}_v S_v^\sigma \Psi_v + \mathcal{O}(1/M^2),
$$
\n
$$
= \frac{1}{\sqrt{2 \pi}} \left(\frac{c_3 \bar{\psi} \sigma^{\mu \nu} \psi \epsilon_{\mu \nu \rho \sigma} v^\rho + c_4 \bar{\psi} \gamma_\sigma \gamma_5 \psi \right) \bar{\Psi}_v S_v^\sigma \Psi_v + \mathcal{O}(1/M^2),
$$
\n
$$
= \frac{1}{\sqrt{2 \pi}} \left(\frac{c_3 \bar{\psi} \sigma^{\mu \nu} \psi \epsilon_{\mu \nu \rho \sigma} v^\rho + c_4 \bar{\psi} \gamma_\sigma \gamma_5 \psi \right) \bar{\Psi}_v S_v^\sigma \Psi_v + \mathcal{O}(1/M^2),
$$
\n
$$
= \frac{1}{\sqrt{2 \pi}} \left(\frac{c_3 \bar{\psi} \sigma^{\mu \nu} \psi \epsilon_{\mu \nu \rho \sigma} v^\rho}{\sqrt{2 \pi} \sqrt{2 \pi} \sqrt{2
$$

 Λ_c baryon

spin ½ & isospin 0

*c*₁ (GeV^{-2}) | 16.2 | 14.0 | 12.4 the heavy quark is suppressed by 1/M \sim headron size and heavy quark mass in the heavy quark mass α_1 (GeV α) $\left| \begin{array}{c} 16.2 \ 14.0 \ 12.4 \end{array} \right|$ 16.2 | 1 $1/\Lambda \sim$ hadron size

J. Haidenbauer, G. Krein, Eur. Phys. J. A54 (2018) 199 spin 1/2 & is $\frac{1}{\text{Scattering length a = 0.89 fm}}$ Λ_c baryon the remaining interaction terms in the Lagrangian (2) turns to be *c*1'*†*' ¯ *^v ^v* only. ' is the nonrelativistic nucleon $r_{\rm c}$ baryon

1. A54 (2018) 199 spin 1/2 & isospin 0

3. HQS formalism

(including chemical potential μ) $(2\pi)^3$ θ(π p)iT(π

3. HQS formalism ⇡ 1 *^M*(0)(*T,µ*) = ² *^m* We notice that the integrand in the *p*0-integral has a sharp peak around the Fermi surface (*p*⁰ ' *µ*) at low temperature.

Velocity-dependence of effective potential

term in the first line, because the zero-point of energy should be shifted from *M* to *M* + *Mu*²*/*2 at finite velocity. \checkmark The obtained values are consistent with QCDSR (-20 MeV). K. Ohtani et al., Phys. Rev. C96, 055208 (2017) The obtained values are consistent with QCDSR (-20 MeV). "four-quark condensate"
"Abteriated Phys Pays GO4 OFF200 (2017)

$$
\blacktriangleright \text{Topposition: } \Delta M_{T\rho}^{(0)} = -2\pi n_N a \lim_{M \to \infty} \frac{m+M}{mM} = -39.4 \text{ MeV}
$$

3. HQS formalism

Friedel

 n_N ^{*}(r)/ n_N

 $\overline{1.6}$

 1.4

oscillation

5. Conclusion

- We discuss Λ_c baryon in nuclear matter.
	- **Binding energy ~ 25 MeV**
	- Nuclear density ~ (1.5-2.0) × normal density

Future problems:

- a) Production of charmed nuclei (proton, antiproton beams)
- b) Observables (multiple processes)
- c) Continuity/discontinuity to quark matter
- d) Analogy to condensed matter systems

...