第16卷 第7期 高能物理与核物理 Vol. 16, No. 7
1992年7月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS July, 1992

手征对称破缺模型中相对论 Hartree 近似下的巨单极和巨四极态

张 馨 兰
(宁夏大学物理系,银川市 750021)
邱 锡 钧
(中国科学院上海原子核研究所,上海 201800)

摘 要

本文在相对论平均场理论框架下,用手征对称破缺模型讨论核物质的可压缩因子,用局域的 Lorentz 变换和 Scaling 坐标方法讨论了巨单极和巨四极共振激发能量。将所得结果与 QHD (Quantum hadrodynamics) 的 σ-ω 模型计算结果比较,发现可压缩因子、巨单极及巨四极态的激发能都比 σ-ω 模型的计算结果更加接近于实验值.

一、引 言

在交换 σ 介子和 ω 介子的 QHD-1 的相对论核场论模型中,Walecka[1] 提出了用介子凝聚的平均场方法来讨论核的静态性质. 这个模型含有核子场 ψ 和标量介子场 σ 及矢量介子场 ω_μ,其中介子场代之以经典场,核子间通过与 σ 和 ω_μ 场耦合而相互作用. 该模型除了给出的压缩系数偏大外,对其它的核物质基态性质描述得较好. Boguta[2] 在该模型基础上加入标量介子场自相互作用三次项和四次项,这样可以将包括压缩系数在内的一系列量描述得更好,不过该模型所描述系统的饱和态不是它的正常态,后来,Boguta[3] 考虑了 π 介子效应,引用手征模型很好地描述了核物质的基态性质.

本文的目的是用手征对称破缺模型在平均场近似方法下,讨论核物质的可压缩性,并且用 Lorentz 变换与非相对论理论中的 Scaling[4,5] 坐标方法讨论巨单极和巨四极共振激发能,并分析相对论核场论在平均场近似方法下计算巨共振激发能的优点和不足之处.

第二节介绍手征破缺模型以及在平均场近似下饱和核的可压缩性; 第三节讨论系统的 Lorentz 变换;第四节讨论巨单极态; 第五节讨论巨四极态; 最后是计算结果和总结.

本文 1991 年 6 日 30 日收到.

二、手征对称破缺模型

我们的拉氏函数取为:

$$L = L_1 + L_2 + L_3, \tag{1}$$

L_1 是基于 Gell-Mann-Levy[7] 线性 σ 模型的手征破缺拉氏量:

$$L_1 = i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x) + \frac{1}{2}(\partial_\mu\sigma(x)\partial^\mu\sigma(x) + \partial_\mu\boldsymbol{\pi}(x)\partial^\mu\boldsymbol{\pi}(x))$$

$$- g_s\bar{\psi}(x)[\sigma(x) + i\gamma_5\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{\pi}(x)]\psi(x) - U(\sigma(x),\boldsymbol{\pi}(x)), \tag{2}$$

$$U(\sigma(x),\boldsymbol{\pi}(x)) = \frac{\lambda_0^2}{4}(\sigma^2(x) + \boldsymbol{\pi}^2(x) - v_0^2)^2 - \varepsilon\sigma(x) + U_0. \tag{3}$$

L_2 和 L_3 的加入保证了核物质的饱和性[1,3],其具体形式如下:

$$L_2 = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu},\ F_{\mu\nu} = \partial_\mu\omega_\nu - \partial_\nu\omega_\mu, \mu,\nu = 0,1,2,3,4 \tag{4}$$

$$L_3 = -g_\omega\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\omega^\mu(x)\psi(x) + \frac{1}{2}g_\omega^2(\sigma^2(x) + \boldsymbol{\pi}^2(x))\omega_\mu(x)\omega^\mu(x). \tag{5}$$

式中 g_s, g_ω 分别为标量介子场和矢量介子场与核子场的耦合常数;参数 λ_0^2, v_0^2 和 ε 可表示为:

$$\lambda_0^2 = \frac{m_s^2 - m_\pi^2}{2M^2}g_s^2, \tag{6}$$

$$v_0^2 = \frac{m_s^2 - 3m_\pi^2}{m_s^2 - m_\pi^2}\cdot\frac{M^2}{g_s^2}, \tag{7}$$

$$\varepsilon = \frac{Mm_\pi^2}{g_s},\quad \sigma_v = \frac{M}{g_s}. \tag{8}$$

U_0 的选取是为了满足

$$U(\sigma = \sigma_v,\ \boldsymbol{\pi}(x) = 0) = 0.$$

因此

$$U_0 = -\frac{\lambda_0^2}{4}(\sigma_v^2 - v_0^2)^2 + \varepsilon\sigma_v. \tag{9}$$

做变换 $\sigma(x) = \sigma_v - \varphi(x)$,并且利用上述各参数关系得到一个新的拉氏函数[8]:

$$L = \bar{\psi}(x)[i\gamma^\mu\partial_\mu - (M - g_s\varphi(x)) - g_\omega\gamma_\mu\omega^\mu(x) - ig_s\gamma_5\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{\pi}(x)]\psi(x)$$

$$+ \frac{1}{2}(\partial_\mu\varphi(x)\partial^\mu\varphi(x) - m_s^2\varphi^2(x)) + \frac{1}{2}(\partial_\mu\boldsymbol{\pi}(x)\partial^\mu\boldsymbol{\pi}(x) - m_\pi^2\boldsymbol{\pi}^2(x))$$

$$- \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}(m_\omega^{*2} \times g_\omega^2\boldsymbol{\pi}^2(x))\omega_\mu(x)\omega^\mu(x) \tag{10}$$

$$+ \frac{g_s}{2M}(m_s^2 - m_\pi^2)\varphi(x)(\varphi^2(x) + \boldsymbol{\pi}^2(x)) - \frac{g_s^2}{8M^2}(m_s^2 - m_\pi^2)(\varphi^2(x) + \boldsymbol{\pi}^2(x))^2.$$

其中

$$m_\omega^* = m_\omega - g_\omega\varphi(x), \tag{11}$$

$$g_\omega = \frac{m_\omega}{M} g_s. \tag{12}$$

考虑到重子流守恒和同位旋守恒，在质心坐标系中，平均场近似下的系统的场方程为：

$$(i\gamma_\mu\partial^\mu - M^* - g_\omega\gamma_0\omega^0)\psi(x) = 0, \tag{13.1}$$

$$m_\omega^{*2}\omega_0 = g_\omega\langle\bar{\psi}(x)\gamma_0\psi(x)\rangle, \tag{13.2}$$

$$m_s^2\varphi = g_s\rho_s - (g_\omega/m_\omega^*)^3\rho_B^2 + a\varphi^2 - b\varphi^3. \tag{13.3}$$

其中

$$a = \frac{3g_s(m_s^2 - m_\pi^2)}{2M}, \quad b = \frac{g_s^2(m_s^2 - m_\pi^2)}{2M^2}. \tag{14}$$

$$M^* = M - g_s\varphi,$$

$$\rho_s = \langle\bar{\psi}\psi\rangle, \ \rho_B = \langle\psi^+(x)\psi(x)\rangle. \tag{15}$$

M^* 为核子的有效质量．方程(13.1)的解 $\psi(x)$ 为：

$$\psi(x) = \frac{1}{\sqrt{\Omega}}\sum_{p\sigma}\left(\frac{E_p^* + M^*}{2E_p^*}\right)^{1/2}\cdot\begin{pmatrix}1\\ \dfrac{\sigma\cdot p}{E_p^* + M^*}\end{pmatrix}\chi_\sigma e^{-ix\cdot p}C_{p\sigma}. \tag{16}$$

Ω 表示系统体积，X_σ 是同位旋二分量旋量，以及

$$E_p^* = (p^2 + M^{*2})^{1/2}.$$

在平均场近似下，系统的基态能量密度为：

$$\langle 0|H|0\rangle = \frac{4}{\Omega}\sum_p n_p(0)\sqrt{p^2 + M^{*2}} + \frac{1}{2}\left(\frac{g_\omega}{m_\omega^*}\right)^2\left(\frac{A}{\Omega}\right)^2 + V(\varphi), \tag{17}$$

其中

$$V(\varphi) = \frac{1}{2}m_s^2\varphi^2 - \frac{1}{3}a\varphi^3 + \frac{1}{4}b\varphi^4, \tag{18}$$

A 为系统的核子数目．

利用(12)、(11)，(17)式可以写为：

$$\langle 0|H|0\rangle = \frac{4}{\Omega}\sum_p n_p(0)\sqrt{p^2 + M^{*2}} + \frac{1}{2}\left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^2\left(\frac{M}{M^*}\right)^2\left(\frac{A}{\Omega}\right)^2 + V(\varphi), \tag{19}$$

$n_p(0)$ 为准粒子分布函数，在质心系中

$$n_p(0) = \theta(p_F - |p|).$$

根据可压缩性定义

$$K = 9\left(\rho_B\frac{\partial^2\langle 0|H|0\rangle}{\partial\rho_B^2}\right).$$

(19)式对 ρ_B 求二阶导数得到：

$$K = 9\rho_B\left[\left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^2\left(\frac{M}{M^*}\right)^2 + \frac{p_F^2}{3E_F\rho_B} + \left(\frac{M^*}{E_F} - 2\left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^2\left(\frac{M}{M^*}\right)^2\frac{\rho_B}{M^*}\right)\left(\frac{\partial M^*}{\partial\rho_B}\right)_0\right], \tag{20}$$

其中

$$\left(\frac{\partial M^*}{\partial\rho_B}\right)_0 = \left(-g_s\frac{M^*}{E_F} + 2\left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^3\left(\frac{M}{M^*}\right)^3\rho_B\right)\left[g_s\cdot\frac{4}{\Omega}\sum_p n_p(0)\frac{p^2}{(p^2 + M^{*2})^{3/2}}\right.$$

$$+3\left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^3\left(\frac{M}{M^*}\right)^3\frac{\rho_B^2}{M^*}+\frac{1}{g_s}(m_s^2-2a\varphi+3b\varphi^2)\Bigg]^{-1}, \tag{21}$$

这里(21)式是(13.3)式对 ρ_B 求导数得出的.

三、Lorentz boost

为保证我们的讨论满足 Lorentz 协变性，我们在以速度为 $\boldsymbol{v}$ 的参照系中讨论问题，这时准粒子的四动量为:

$$\varepsilon_{p_v}=\gamma(\varepsilon_p+\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{v}),$$

$$\boldsymbol{p}_v=\boldsymbol{p}+(\gamma+1)\hat{v}(\boldsymbol{v}\cdot\boldsymbol{p})+\gamma\boldsymbol{v}\varepsilon_p,$$

其中

$$\varepsilon_p=E_p^*+\left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^2\left(\frac{M}{M^*}\right)^2\frac{A}{\Omega},$$

$$\gamma=\frac{1}{\sqrt{1-v^2}},\quad E_p^*=\gamma(E_p^*+\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{v}),$$

$\hat{v}$ 是 $\boldsymbol{v}$ 的单位向量. 考虑到 d^3p/E_p^* 是 Lorentz 标量，在新系中体系的基态能量密度为:

$$\langle 0|H|0\rangle'=\frac{4}{(2\pi)^3}\int\frac{d^3p}{E_p^*}n_{p_v}(v)\gamma^2(E_p^*+\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{v})(\varepsilon_p+\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{v})$$
$$-\frac{1}{2}\left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^2\left(\frac{M}{M^*}\right)^2\left(\frac{A}{\Omega}\right)^2+V(\varphi), \tag{22}$$

这里，$n_{p_v}(v)$ 是在新系中的准粒子分布函数.
由于准粒子分布函数满足条件:

$$n_{p_v}(v)=n_p(0)$$
$$\sum_p n_p(0)\boldsymbol{p}=0$$

所以，

$$\langle 0|H|0\rangle'=\frac{4}{(2\pi)^3}\int d^3p\,n_p(0)\gamma^2\left(\varepsilon_p+\frac{p^2v^2}{3E_p^*}\right)-\frac{1}{2}\left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^2\left(\frac{M}{M^*}\right)^2\left(\frac{A}{\Omega}\right)^2+V(\varphi)$$
$$=\gamma^2\left[\langle 0|H|0\rangle+v^2\left\{\frac{4}{(2\pi)^3}\int d^3p\,n_p(0)\left(\varepsilon_p+\frac{p^2}{3E_p^*}\right)-\langle 0|H|0\rangle\right\}\right]. \tag{23}$$

考虑到体积的 Lorentz 收缩，在新坐标系中体系的能量为:

$$E(v)=\int\frac{1}{\gamma}\langle 0|H|0\rangle' d^3x$$
$$\approx E(0)+\frac{v^2}{2}\left[2\cdot\frac{4}{\Omega}\sum_p n_p(0)\left(\varepsilon_p+\frac{p^2}{3E_p^*}\right)-E(0)\right]$$
$$=E(0)+\frac{v^2}{2}E(0), \tag{24}$$

这里，$E(0)$ 是在旧坐标系中的基态能量。

$$E(0) = \int \langle 0|H|0\rangle d^3x = A\varepsilon_F, \tag{25}$$

ε_F 为准粒子费米能量。

$$\varepsilon_F = E_F^* + \left(\frac{g_\omega}{m_\omega^*}\right)^2\left(\frac{A}{\Omega}\right).$$

(24)式的推导中用到了关系式

$$\frac{4}{\Omega}\sum_p n_p(0)\frac{p^2}{3E_p^*} + \frac{1}{2}\left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^2\left(\frac{M}{M^*}\right)^2\left(\frac{A}{\Omega}\right)^2 - V(\varphi) = 0. \tag{26}$$

此式将在下一节证明。

四、巨单极态

我们使用 Lorentz 变换和 Scaling 坐标来描述核子场[6]。对于单极态：

$$\phi'_M(x) = \frac{e^{3\lambda/2}}{\sqrt{\Omega}} S\sum_{p\sigma}\left(\frac{E_{p\lambda}^* + M_\lambda^*}{2E_{p\lambda}^*}\right)^{1/2}\begin{pmatrix}1\\ \dfrac{\sigma\cdot p_\lambda}{E_{p\lambda}^* + M_\lambda^*}\end{pmatrix} X_\sigma e^{(ixe^\lambda \Lambda p - i\Lambda p_0 t)}C_{p\sigma}, \tag{27}$$

其中 Λ 表示 Lorentz 变换，而

$$S = \cosh\frac{\phi}{2} + (\boldsymbol{\alpha}\cdot\hat{v})\sinh\frac{\phi}{2}, \cosh\phi = \gamma, \tag{28}$$

$$\Lambda \boldsymbol{p} = \boldsymbol{p}_v,\ \ \Lambda p_0 = \varepsilon_{pv}.$$

是与 Λ Lorentz 变换对应的核子场变换矩阵，$\boldsymbol{\alpha}$ 是通常的 Dirac 矩阵元，其它量定义如下，

$$\boldsymbol{p}_\lambda = \boldsymbol{p}e^\lambda,$$
$$E_{p\lambda}^* = (p_\lambda^2 + M_\lambda^{*2})^{1/2},$$
$$M_\lambda^* = M - g_s\varphi_\lambda.$$

在这个变换下系统的基态能量密度为 λ 参量的函数，

$$\langle 0|H|0\rangle = \frac{4}{(2\pi)^3}\int (p_\lambda^2 + M_\lambda^{*2})^{1/2}d^3p + \frac{e^{3\lambda}}{2}\left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^2\left(\frac{M}{M^*}\right)^2\left(\frac{A}{\Omega}\right)^2 + V(\varphi_\lambda), \tag{29}$$

其中

$$V(\varphi_\lambda) = \frac{1}{2}m_s^2\varphi_\lambda^2 - \frac{1}{3}a\varphi_\lambda^3 + \frac{1}{4}b\varphi_\lambda^4.$$

而 λ 与 $\boldsymbol{v}$ 的关系可由连续性方程给出，考虑到体系的 Lorentz 收缩

$$\frac{\partial}{\partial t}\left\langle 0\left|\frac{1}{\gamma}\phi_M'^{+}(x)\phi'_M(x)\right|0\right\rangle + \nabla\cdot\left\langle 0\left|\frac{1}{\gamma}\phi_M'^{+}(x)\boldsymbol{\alpha}\phi'_M(x)\right|0\right\rangle = 0.$$

得到

$$\boldsymbol{v} = -\dot{\lambda}\boldsymbol{x},\quad \dot{\lambda} = \frac{\partial\lambda}{\partial t}. \tag{30}$$

为了得到巨单极振动的恢复力参量，我们计算 $V = 0$ 时的体系能量 $E(v)$：

$$E(v)_{v=0}=\left[\int\frac{1}{\gamma}\langle 0|H|0\rangle'_M d^3x\right]_{v=0}$$

$$=4\sum_p n_p(0)E^*_{p\lambda}+\frac{e^{3\lambda}}{2}\left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^2\left(\frac{M}{M^*}\right)^2\left(\frac{A^2}{\Omega}\right)+\frac{\Omega}{e^{3\lambda}}V(\varphi_\lambda). \tag{31}$$

(31)式对 λ 求一阶导数并令其为零,得到能量极小条件:

$$0=\left[\frac{\partial}{\partial\lambda}\int\frac{1}{\gamma}\langle 0|H|0\rangle'_M d^3x\right]_{\substack{V=0\\ \lambda=0}}$$

$$=4\sum_p n_p(0)\frac{p^2}{E^*_p}+\frac{3}{2}\left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^2\left(\frac{M}{M^*}\right)^2\frac{A^2}{\Omega}-3\Omega V(\varphi).$$

这正是(26)式.

(31)式对 λ 求二阶导数得到巨单极振动的恢复力参量:

$$C_0=A\left[\frac{3p_F^2}{E_F}+\frac{6p_F^3}{\pi^2}\left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^2\left(\frac{M}{M^*}\right)^2+\left(\frac{3M^*}{E_F}-4\left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^2\left(\frac{M}{M^*}\right)^2\frac{p_F^3}{\pi^2M^*}\right)\left(\frac{\partial M^*}{\partial\lambda}\right)_0\right]. \tag{32}$$

利用

$$\rho_B=\frac{A}{\Omega}=\frac{2p_F^3}{3\pi^2},$$

得到

$$\left(\frac{\partial M^*}{\partial\lambda}\right)_0\bigg/\left(\frac{\partial M^*}{\partial\rho_B}\right)_0=\frac{2p_F^3}{\pi^2}=\frac{3A}{\Omega}.$$

利用这个关系可将(32)式化简为:

$$C_0=AK. \tag{33}$$

下面讨论巨单极振动的质量参量,其定义为[6]:

$$B_0=\left[\frac{\partial^2}{\partial\dot{\lambda}^2}\int\frac{1}{\gamma}\langle 0|H|0\rangle'_M d^3x\right]_{\lambda=\dot{\lambda}=0}.$$

由于 $\boldsymbol{v}=-\dot{\lambda}\boldsymbol{x}$,利用(24)、(31)式直接可得

$$B_0=\varepsilon_F A\langle x^2\rangle, \tag{34}$$

这里 $\langle x^2\rangle$ 表示系统的均方半径. 假设系统是半径为 R 的球形区域

$$\langle x^2\rangle=\frac{3}{5}R^2,$$

由(33)、(34)式可以计算巨单极激发能

$$\omega_0=\left(\frac{C_0}{B_0}\right)^{1/2}=\left(\frac{K}{\varepsilon_F\langle x^2\rangle}\right)^{1/2}. \tag{35}$$

五、巨四极态

在四极态中仍然用 Lorentz 变换和 Scaling 坐标,核子场为:

$$\phi'_Q(x)=\frac{1}{\sqrt{\Omega}}S\sum_{p\sigma}\left(\frac{E^*_{p\lambda}+M^*_\lambda}{2E^*_{p\lambda}}\right)^{1/2}\begin{pmatrix}1\\ \dfrac{\sigma\cdot p_\lambda}{E^*_{p\lambda}+M^*_\lambda}\end{pmatrix}X_\sigma e^{ix'Ap-iAp_0t}C_{p\sigma}.$$

其中

$$p_\lambda=(p_xe^\lambda,p_ye^\lambda,p_ze^{-2\lambda}),\quad x'=(xe^\lambda,ye^\lambda,ze^{-2\lambda}),$$

$$E^*_{p\lambda}=(p_\lambda^2+M_\lambda^{*2})^{1/2},\quad M^*_\lambda=M-g_s\varphi_\lambda.\tag{36}$$

同巨单极态讨论一样，利用连续性方程

$$\frac{\partial}{\partial t}\left\langle 0\left|\frac{1}{\gamma}\phi_Q'^+(x)\phi'_Q(x)\right|0\right\rangle+\nabla\cdot\left\langle 0\left|\frac{1}{\gamma}\phi_Q'^+(x)\boldsymbol{\alpha}\phi'_Q(x)\right|0\right\rangle=0\tag{37}$$

可导出

$$\nabla\cdot\boldsymbol{v}=0.$$

其中之一解

$$\boldsymbol{v}=C(2\boldsymbol{z}-\boldsymbol{x}-\boldsymbol{y}),$$

这里 $\boldsymbol{x},\boldsymbol{y},\boldsymbol{z}$ 表示空间三个正交方向，可以定出[8] $C=\dot{\lambda}$，所以

$$\boldsymbol{v}=\dot{\lambda}(2\boldsymbol{z}-\boldsymbol{x}-\boldsymbol{y}).\tag{38}$$

巨四极态的基态能量为

$$E(v)_{v=0}=\left[\int\frac{1}{\gamma}\langle 0|H|0\rangle'_Q d^3x\right]_{v=0}$$

$$=4\sum_p n_p(0)E^*_{p\lambda}+\frac{1}{2}\left(\frac{g_\omega}{m_\omega}\right)^2\left(\frac{M}{M^*}\right)^2\frac{A^2}{\Omega}+\Omega V(\varphi_\lambda).\tag{39}$$

$E(v)$ 对 λ 求二阶导数，并利用能量极小条件

$$0=\left[\frac{\partial}{\partial\lambda}\int\frac{1}{\gamma}\langle 0|H|0\rangle'_Q d^3x\right]_{\lambda=v=0}$$

$$=4\sum_p n_p(0)\frac{1}{E^*_p}(p_x^2+p_y^2-2p_z^2),\tag{40}$$

得到巨四极态的恢复力参量 C_2:

$$C_2=4\sum_p n_p(0)\frac{4p^2}{E^*_p}-4\sum_p\frac{1}{E^{*3}_p}(p_x^2+p_y^2-2p_z^2)^2=\frac{12}{5}\cdot\frac{Ap_F^3}{E_F^2}.\tag{41}$$

利用(24)、(38)式得到巨四极态的质量参量 B_2:

$$B_2=2\varepsilon_F A\langle x^2\rangle.$$

由此给出巨四极态的激发能

$$\omega_2=\left(\frac{C_2}{B_2}\right)^{1/2}=\left(\frac{6p_F^3}{5\varepsilon_F E_F^2\langle x^2\rangle}\right)^{1/2}.\tag{42}$$

六、计算结果和总结

在计算中我们参考了文献[3]中所选取的参数，得到当取 $m_s=650$MeV，$g_s=8.35$ 时，使理论给出的饱和点（$\rho_0=0.145\text{fm}^{-3},E_{\text{bin}}/B=-16$MeV）与经验值一致．$M$ 和 $m\pi$

的数值为：$M = 940\mathrm{MeV}, m_\pi = 140\mathrm{MeV}$.

通过求解平均场方程(13.3)式得到标量场的真空期望值φ和核子的有效质量M^*，然后利用(20)式得到体系的可压缩系数 $K = 520\mathrm{MeV}$. 利用(35)式得出巨单极激发能量 $\omega_0 = 127/A^{1/3}\mathrm{MeV}$，由(42)式得到巨四极激发能量 $\omega_2 = 69/A^{1/3}\mathrm{MeV}$.

由实验所得到的 $\omega_0 = 80/A^{1/3}\mathrm{MeV}, \omega_2 = 63/A^{1/3}\mathrm{MeV}$. σ-ω 模型在平均场近似下得到的 $\omega_0 = 160/A^{1/3}\mathrm{MeV}$、$\omega_2 = 87/A^{1/3}\mathrm{MeV}$. 可见在$\sigma$-$\omega$ 模型和手征对称破缺模型中，采用 Hartree 近似得到的 ω_0，均比实验值大。由(35)式可知，由于可压缩系数K太大而使得 ω_0 偏大，即是由巨单极态恢复力参量 C_0 偏大所致。另外，巨四极激发能 ω_2 亦大于实验值。由(41)式可见巨四极态恢复力参量 C_2 与核子有效质量 M^* 成反比、而质量参量 B_2 于 M^* 无关，从而 ω_2 的计算值偏大可归结为由于 M^* 太小。所以，要得到更好的结果，必须使恢复力参量减小。由参考文献[9]可知，核表面效应对恢复力参量有着重要的影响。为了使我们的计算结果更加接近实验值，我们将考虑采用 Thomas-Fermi 近似，考虑核的边界效应以及核子分布的不均匀性对巨共振激发能的影响，并希望得到更好的结果。

对朱志远同志给于本文有益的讨论表示感谢。

参 考 文 献

[1] J. D. Walecka, *Ann. Phys.* (N. Y.), **83**(1974). 491.
[2] J. Boguta and A. R. Bodmer, *Nucl. Phys.*, **A292**(1977), 413.
[3] J. Boguta, *Phys. Lett.*, **B120**(1983), 34.
[4] M. Kohno, K. Ando, *Prog. Theor. Phys.*, **61**(1979), 1065.
[5] T. Suzuki, *Prog. Theor. Phys.*, **64**(1980), 1627.
[6] S. Nishizaki, H. Kurasawa, *T. Suzuki*, *Nucl. Phys.*, **A462**(1987), 687.
[7] M. Gell-Mann and M. Levy, *Nuovo, Cimento*, **16**(1960), 705.
[8] B. D. Serot, J. D. Walecka, adv. Nucl. Phys., 16, ed. J. W. Negele, E. Vogt (Plenum, N. Y., 1986).
[9] C. Y. Zhu and Xi-Jun Qiu, *Comm. Theor. Phys.*, **15**(1991), 27;
C. Y. Zhu and Xi-Jun Qiu, *J. Phys.*, **G17**(1991), L11.

Giant Monopole and Quadrupole States in a Chiral Breaking Field Theory

ZHANG QINGLAN QIU XIJUN
(Shanghai Institute of Nuclear Research, Academia Sinica, 201800)

ABSTRACT

The saturating chiral breaking field theory are used to study the compressibility of the Fermi-liquid and the excitation energies of the giant monopole and quadrupole states in the framework of mean-field theory. It is found that the compressibility of the Fermi-liquid in the nuclear system, and the excitation energies of the giant monopole and quadrupole states are more close to the experimental values in comparison with the results of the σ-ω model.