第 15 卷 第 6 期 高能物理与核物理 Vol. 15, No. 6
1991 年 6 月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS June, 1991

时间反演不变和轴对称限制条件下的 EFV 方法*

郑仁蓉 朱顺泉
(西南师范大学物理系,重庆北碚 630715)

摘 要

本文在 EFV[1)] 方法一般公式的基础上,对 HFB[2)] 变换加上时间反演不变和轴对称两个限制条件,给出了简化后的公式. 这使 EFV 方法成为能描述偶偶核和奇奇核的任意角动量及任意宇称的态,又能包括多种关联作用的,实用的核结构的微观描述方法.

一、引 言

对称性投影变分法的最新发展是 EFV 方法. 这种方法是由 K. W. Schmid、郑仁蓉等人第一次提出[7]. 在参考文献 [1] 中, 我们则对这种方法的由来、发展、物理思想及一般公式进行了系统的讨论. 由于在一般的 EFV 解中要求完全的对称性投影,它包括了一个五重积分和附加的宇称投影. 至少在目前,这种一般性的问题,用实际的模型空间还是难于解决的. 但是,假如给予 HFB 变换一定的对称性限制,问题就可以大大地简化. 例如,在旧的 VAMPIR (V) 和 EXCITED VAMPIR (EV) 方法[2-4]的应用中就要求在时间反演不变和轴对称的限制下还要忽略不同宇称混合,质子、中子混合, 而且只允许实数的 HFB 变换,总共这五个限制条件简化了 EV 方法的一般性问题的数值计算,节约了大量机时,然而也限制了方法只能用于偶偶核的正宇称和偶角动量态. 文献 [5,6] 已经证明,复数的 HFB 变换,在不放弃时间反演不变和轴对称的条件下, 提供了在波函数中考虑时间反演奇变化的非自然宇称对关联的可能性. 与宇称混合, 质子、中子混合在一起,这种复平均场方法, 使文献[1]中所提及的 EV 方法的应用范围推广到了偶偶核和奇奇核的任意自旋和任意宇称的态[5]. 发展到 EFV 方法,这种扩展是怎样实现的,以及这种扩展所对应的变分方程的形式如何均将在本文较详细的讨论. (本文所有符号的意义均与文献[1]相同.)由于篇幅的限制,我们将续文给出计算结果, 以真实核计算中各种关联作用对结果的影响来显示这些关联作用的重要性, 从而说明 EFV 方法在核结构计算中能

本文 1990 年 9 月 1 日收到.

1) EFV: (Excited Fed (FEW Determinants) Vampir (Variation After Mean-fields Projection In Realistic model spaces))

2) HFB: (Hartree-Fock-Bogoliubov)

* 国家自然科学基金部份资助课题.

包括多种关联作用方面的优越性。

二、

1. 两个限制条件下的 HFB 真空

假如我们将时间反演不变强加在 HFB 变换 F 之上，这样对任意准粒子的产生和消灭算符 a_α^+ 和 a_α（其中 $\alpha = 1, \cdots, M/2$）都存在时间反演的伴随算符 $\alpha_{\bar{\alpha}}^+$，$a_{\bar{\alpha}}$ $\left(\text{其中 } \alpha = \frac{M}{2} + 1, \cdots, M\right)$二者的关系分别为

$$a^+ = \hat{\tau} a_\alpha^+ \hat{\tau}^{-1} \quad 和 \quad a_{\bar{\alpha}} = \hat{\tau} a_\alpha \hat{\tau}^{-1}, \tag{1}$$

其中时间反演算符按照通常定义，它作用在任意的球形基矢态上给出

$$\hat{\tau}|i\rangle = \hat{K}\exp\{-i\pi\hat{S}_y\}|i\rangle = (-1)^{j_i+l_i-m_i}|i - m_i\tau_i\rangle \equiv |\bar{i}\rangle, \tag{2}$$

这里 $\hat{S}_y$ 是自旋算符的 y 分量，$\hat{K}$ 表示取复数共轭。式中我们已经引入了简写记号

$$|i\rangle \equiv |n_i l_i j_i m_i \tau_i\rangle \equiv |i m_i \tau_i\rangle, \tag{3}$$

用 $i > 0$ 表示 $m_i > 0$ 的球形基矢态(3)，对应的时间反演态用 $\bar{i}$ 准粒子产生算符现在可以写成

$$a_\alpha^+ = \sum_{i>0} (A_{i\alpha} C_i^+ + B_{i\alpha} C_i) + (A_{\bar{i}\alpha} C_{\bar{i}}^+ + B_{\bar{i}\alpha} C_{\bar{i}}). \tag{4}$$

由定义(2)有

$$\begin{aligned} \hat{\tau} C_i \hat{\tau}^{-1} &= C_{\bar{i}}; \qquad \hat{\tau} C_i^+ \hat{\tau}^{-1} = C_{\bar{i}}^+, \\ \hat{\tau} C_{\bar{i}} \hat{\tau}^{-1} &= -C_i; \qquad \hat{\tau} C_{\bar{i}}^+ \hat{\tau}^{-1} = -C_i^+. \end{aligned} \tag{5}$$

由(3)、(4)、(5)式立刻得到

$$\begin{aligned} A_{i\bar{\alpha}} &= -A_{\bar{i}\alpha}^*; \qquad A_{\bar{i}\bar{\alpha}} = A_{i\alpha}^*, \\ B_{i\bar{\alpha}} &= -B_{\bar{i}\alpha}^*; \qquad B_{\bar{i}\bar{\alpha}} = B_{i\alpha}^*. \end{aligned} \tag{6}$$

而对应的密度矩阵 $\rho = B^* B^T$ 和对张量 $t = B^* A^T$ 有如下关系

$$\begin{aligned} \rho_{\bar{i}\bar{k}} &= \rho_{ik}^*; \qquad \rho_{\bar{i}k} = -\rho_{i\bar{k}}^*, \\ t_{\bar{r}\bar{s}} &= t_{rs}^*; \qquad t_{\bar{r}s} = -t_{r\bar{s}}^*. \end{aligned} \tag{7}$$

由于这些对称性，密度矩阵 ρ 的谱变成完全的二重简并，也就是说，对于任意态 α，它的时间反演态 $\bar{\alpha}$ 也以同样的几率占有，这时的 HFB 真空态为

$$|F\rangle = \prod_{\alpha=1}^{M/2} (u_\alpha + v_\alpha b_\alpha^+ b_{\bar{\alpha}}^+)|0\rangle, \tag{8}$$

其中

$$v_{\bar{\alpha}} = -v_\alpha, \qquad u_{\bar{\alpha}} = u_\alpha. \tag{9}$$

由(8)式可知，时间反演不变性的假设限制了真空仅仅具有偶数总核子数的分量。因此限制后的组态(8)只能用于描述偶偶核和奇奇核的态。很明显，在真空态 $|F\rangle$ 中，算符 $\hat{I}_x$ 的平均值是零。但是 $|F\rangle$ 并不是 $\hat{I}_x$ 的本征态。也就是说，单是时间反演不变性，并不

明显地简化[1]中所引入的对称性投影算符。

假如在时间反演之外，将轴对称性也强加在 HFB 变换上，情况就改变了。在这种情况下，第一个 Bloch-Messiah 变换[8]

$$D_{i\alpha}=\delta(m_i,m_\alpha)D_{i\alpha}=D^*_{i\bar{\alpha}};\tag{10}$$

且

$$D_{i\bar{\alpha}}=-D^*_{\bar{i}\alpha}=0,$$

不再混合具有不同磁量子数 m 的准粒子算符，真空 $|F\rangle$ 中的对产生算符 $b^+_\alpha b^+$ 可以表示为

$$\begin{aligned}b^+_\alpha b^+_{\bar{\alpha}}=&\sum_{\tau=\mathrm{p,n}}\sum_{i\leqslant k}^{(m_\alpha\tau)}[1+\delta(ik)]^{-1}\sum_I(-1)^{j_k+l_k-m_\alpha}(j_ij_kI\,|\,m_\alpha-m_\alpha 0)\\&\cdot\{\mathrm{Re}(D^*_{i_\tau\alpha}D_{k_\tau\alpha})[1+(-1)^{l_i+l_k+I}]\\&+i\mathrm{Im}(D^*_{i_\tau\alpha}D_{k_\tau\alpha})[1-(-1)^{l_i+l_k+I}][C^+_iC^+_k]^{I0}_{12\tau}\}\end{aligned}\tag{11}$$

$$\begin{aligned}&+\sum_i^{(m_\alpha p)}\sum_k^{(m_\alpha n)}\sum_{IT}\left(\frac{1}{2}\,\frac{1}{2}\,T\middle|-\frac{1}{2}\,\frac{1}{2}\,0\right)(-1)^{j_k+l_k-m_\alpha}\\&\cdot(j_ij_kI\,|\,m_\alpha-m_\alpha 0)\\&\cdot\Big\{\mathrm{Re}(D^*_{i_\mathrm{p}\alpha}D_{k_\mathrm{n}\alpha})[1+(-1)^{l_i+l_k+I}]\\&+i\mathrm{Im}(D^*_{i_\mathrm{p}\alpha}D_{k_\mathrm{n}\alpha})[1-(-1)^{l_i+l_k+I}][C^+_iC^+_k]^{I0}_{T0}\Big\},\end{aligned}\tag{12}$$

其中

$$[C^+_iC^+_k]^{IM}_{TT_z}=\sum_{m_im_k\tau_i\tau_k}\left(j_ij_kI\middle|m_im_kM\right)\left(\frac{1}{2}\,\frac{1}{2}T\middle|\tau_i\tau_kT_z\right)\cdot C^+_iC^+_k,\tag{13}$$

表示一对核子，其耦合角动量和同位旋量子数分别为 IM 和 TT_z。

由(12)式，我们立刻看到，(8)式的真空态 $|F\rangle$ 是 $\hat{I}_z$ 的本征态，其对应本征值为 $0\hbar$。将角动量投影算符作用于这样的 $|F\rangle$ 态，则三重积分中有二重可以解析积出，从而简化了数值计算。

注意，尽管有时间反演不变和轴对称两条近似，形式(12)的基本构造基石仍然包括了所有可能的两个核子的耦合；中子、中子；质子、质子同类核子的对关联（$T_z=2\tau$）；质子、中子不同类核子对关联（$T_z=0$）；自然宇称对关联（$(-1)^{l_i+l_k+I}=1$）和非自然宇称对关联（$(-1)^{l_i+l_k+I}=-1$）因此对应的真空(8)式仍然相当一般，可以用来描述偶偶核和奇奇核的任意宇称和任意角动量的态。

2. 两个限制条件下的对称性投影算符

HFB 变换的时间反演不变限制了总核子数必为偶数，这使粒子数投影算符简化为

$$Q_e(A)=\frac{1}{2\pi}\int_0^\pi\mathrm{d}\varphi\,\{e^{i\frac{\varphi}{2}(A-\hat{A})}+e^{-i\frac{\varphi}{2}(A-\hat{A})}\},\tag{14}$$

这里积分限由原来的 $0-2\pi$ 简化为 $0-\pi$。

因为A为偶数，$2T_z = N - Z$ 也必为偶数，因此同样的简化也适用于$2T_z$的投影算符

$$Q_e(2T_z) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{\pi} d\chi\{e^{i\frac{\chi}{2}[(N-z)-(\hat{N}-\hat{Z})]} + e^{i\frac{\chi}{2}[(N-z)-(\hat{N}-\hat{Z})]}\}. \tag{15}$$

三重积分的角动量投影算符则由于轴对称限制而变成单重积分

$$p_z(IK;\ K') = \frac{2I+1}{2}\int_0^{\pi} d\theta \sin\theta d^I_{kk'}(\theta)\hat{R}(\theta), \tag{16}$$

其中

$$\hat{R}(\theta) = \exp\{-i\theta\hat{I}_y\}. \tag{17}$$

而完整的对称性投影算符则简化为

$$\hat{\theta}^S_{KK'} = \hat{p}_z(IK;K')Q_e(2T_z)Q_e(A)\hat{p}(\pi) = \hat{\theta}_{KK'}\hat{p}(\pi), \tag{18}$$

其中

$$\begin{aligned}\hat{\theta}_{KK'} = \frac{2I+1}{2}\int_0^{\pi} d\theta \sin\theta d^I_{kk'}\hat{R}(\theta)\left(\frac{1}{2\pi}\right)^2\int_0^{\pi} d\varphi\int_0^{\pi} d\chi \\ \cdot\{[w(\varphi\chi)\hat{S}(\varphi\chi) + w^*(\varphi\chi)\hat{S}^*(\varphi\chi)] \\ + [w(-\varphi\chi)\hat{S}(-\varphi\chi) + w^*(-\varphi\chi)\hat{S}^*(-\varphi\chi)]\},\end{aligned} \tag{19}$$

这里

$$w(\varphi\chi) = \exp\left\{i\left[\frac{\varphi}{2}A + \frac{\chi}{2}(N-z)\right]\right\};$$

$$\hat{S}(\varphi\chi) = \exp\left\{-i\left[\frac{\varphi}{2}\hat{A} + \frac{\chi}{2}(\hat{N}-\hat{Z})\right]\right\}.$$

3. 两个限制条件下的变分方程组

在时间反演不变和轴对称条件下，尝试波函数也应为I_z的本征值$K = 0$的本征态。对于 FED VAMPIR (FV) 情况的尝试波函数为

$$|\xi_1^{(n_1)};\ SM\rangle = \hat{\theta}^S_{M0}\sum_{j=1}^{n_1}|F_j\rangle f_{j,1}^{(n_1)}, \tag{20}$$

而可以描述激发态的 EXCITED FED VAMPIR (EFV) 的尝试波函数为

$$|\xi_{1(m)}^{(n_m)};SM\rangle = \hat{\theta}^S_{M0}\sum_{j=1}^{W(m)}|F_j\rangle\beta_j^m, \tag{21}$$

其中

$$W(m) = \sum_{i=1}^{m} n_i.$$

对于 $j = p+1,\cdots,p+n_m$ 有

$$\beta_j^m = f_{j-p}^{(n_m)},$$

对于 $j = 1,\cdots,p$ 有

$$\beta_j^m = -\sum_{i=a(j)}^{m-1}\beta_j^i\left\{\sum_{\mu=1}^{n_m}\sum_{j'=1}^{W(i)}\beta_{j'}^{i*}\langle F_{j'}|\hat{\theta}_{00}^s|F_{p+\mu}\rangle f_{\mu,1}^{(n_m)}\right\},$$

这里

$$\alpha(j) = \max\{i \text{ 而 } W(i-1)+1 \leqslant j < W(i)\}.$$

与未加限制条件的 EFV 的一般公式相比，尝试波函数(20)和(21)的维数均缩小了$(2I+1)$倍。

能量函数为哈密顿算符在尝试波函数中的平均值。能量函数对尝试波函数的系数 f 的变分给出第一组变分方程——推广的本征值方程。

对应 FED VAMPIR 第一组变分方程的形式仍为

$$(H - E^{(n_1)}N)f^{(n_1)} = 0, \tag{22}$$

$$f^{(n_1)+}Nf^{(n_1)} = 1_\alpha. \tag{23}$$

而能量和迭加矩阵的维数分别缩小了 $(2I+1)$倍，简化为:

$$H_{\mu;\nu} = \langle F_\mu|\hat{H}\hat{\theta}^s_{00}|F_\nu\rangle, \tag{24}$$

$$N_{\mu;\nu} = \langle F_\mu|\hat{\theta}^s_{00}|F_\nu\rangle, \tag{25}$$

其中 $\mu, \nu = 1, \cdots, n_1$.

对应 EXCITED FED VAMPIR 的第一组变分方程，其简化情况类似

$$(H - E^{(n_m)}N)f^{(n_m)} = 0, \tag{26}$$

$$f^{(n_m)+}Nf^{(n_m)} = 1_\alpha, \tag{27}$$

形式与未加限制条件时相同，但H和N矩阵的维数缩小了 $(2I+1)$ 倍:(因为取消了对 K 取和.)

$$\begin{aligned} H_{\mu;\nu} = {} & \langle F_{p+\mu}|\hat{H}\hat{\theta}^s_{00}|F_{p+\nu}\rangle \\ & - \sum_{i=1}^{m-1}\sum_{jj'=1}^{W(i)} \beta^i_j\beta^{i*}_{j'}\langle F_{p+\mu}|\hat{\theta}^s_{00}|F_j\rangle\langle F_{j'}|\hat{\theta}^s_{00}\hat{H}|F_{p+\nu}\rangle \\ & - \sum_{i=1}^{(m-1)}\sum_{jj'=1}^{W(i)} \beta^i_j\beta^{i*}_{j'}\langle F_{p+\mu}|\hat{H}\hat{\theta}^s_{00}|F_j\rangle\langle F_{j'}|\hat{\theta}^s_{00}|F_{p+\nu}\rangle \\ & + \sum_{ii'=1}^{m-1}\sum_{jj'j''j'''=1}^{W(i)} \beta^i_j\beta^{i*}_{j'}\beta^{i'}_{j''}\beta^{i'*}_{j'''}\langle F_{p+\mu}|\hat{\theta}^s_{00}|F_j\rangle \\ & \cdot \langle F_{j'}|\hat{H}\hat{\theta}^s_{00}|F_{j''}\rangle\langle F_{j'''}|\hat{\theta}^s_{00}|F_{p+\nu}\rangle, \end{aligned} \tag{28}$$

$$\begin{aligned} N_{\mu;\nu} = {} & \langle F_{p+\mu}|\hat{\theta}^s_{00}|F_{p+\nu}\rangle \\ & - \sum_{i=1}^{m-1}\sum_{jj'=1}^{W(i)} \beta^i_j\beta^{i*}_{j'}\langle F_{p+\mu}|\hat{\theta}^s_{00}|F_j\rangle\langle F_{j'}|\hat{\theta}^s_{00}|F_{p+\nu}\rangle. \end{aligned} \tag{29}$$

时间反演不变和轴对称限制对第二组变分方程组的影响主要来自 Thouless 原理在限制条件下的改变.

轴对称条件给出

$$d_{\alpha\bar{\beta}} = \delta(m_\alpha m_\beta)d_{\alpha\bar{\beta}}; \quad d_{\alpha\beta} = d_{\bar{\alpha}\bar{\beta}} = 0. \tag{30}$$

而 $|F_{(d)}\rangle$ 在时间反演下不变有

$$d_{\alpha\bar{\beta}} = -d^*_{\bar{\alpha}\beta}, \tag{31}$$

因此 Thouless 原理简化为

$$|F_{(d)}\rangle = C(d)\exp\left\{\sum_{m>0}\sum_{\alpha\leqslant\beta}^{(m)}(1+\delta_{\alpha\beta})^{-1}\right.$$

$$\cdot [d_{\alpha\beta}a_{\alpha}^{+}(F(0))a_{\bar{\beta}}^{+}(F(0)) + d_{\bar{\alpha}\beta}a_{\bar{\alpha}}^{+}(F(0))a_{\beta}^{+}(F(0))]\Big\}|F(0)\rangle. \tag{32}$$

由(30)、(31)式和 Cholesky 分解 $1 + d^T d^* = LL^+$ 给出

$$(L^{-1})_{\alpha\beta}^{T} = \delta(m_\alpha, m_\beta)(L^{-1})_{\alpha\beta}^{T} = (L^{-1})_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}^{+}, \tag{33}$$

$$(L^{-1})_{\bar{\alpha}\beta}^{T} = -(L^{-1})_{\bar{\alpha}\beta}^{+} = 0. \tag{34}$$

能量函数对参数 $d_{\alpha\beta}$ 变分所得的第二组变分方程，对应 FED VAMPIR 为

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E_1^{(n_1)}[d]}{\partial d_{\alpha\bar{\beta}}^{n_1}} = &\left[\sum_{jj'=1}^{n_1} f_{j;1}^{(n_1)*} f_{j';1}^{(n_1)}\langle F_j|\hat{\theta}_{00}^{t}|F_{j'}\rangle\right]^{-1}(1+\delta_{\alpha\beta})^{-1}\\
&\cdot\Big\{\sum_{j=1}^{n_1-1}\sum_{\gamma,\delta>0}(L^{-1})_{\alpha\gamma}^{T}[f_{j;1}^{(n_1)*} f_{n_1;1}^{(n_1)}\langle F_j|(H-E_1^{(n_1)})\\
&\cdot\hat{\theta}_{00}^{t}a_{\gamma}^{+}(F_{n_1}(d))a_{\bar{\delta}}^{+}(F_{n_1}(d))|F_{n_1}(d)\rangle\\
&- f_{j;1}^{(n_1)} f_{n_1;1}^{(n_1)*}\langle F_j|(H-E_1^{(n_1)})\hat{\theta}_{00}^{t}a_{\bar{\gamma}}^{+}(F_{n_1}(d))\\
&\cdot a_{\delta}^{+}(F_{n_1}(d))|F_{n_1}(d)\rangle^{*}](L^{-1})_{\delta\bar{\beta}}\\
&+\sum_{\gamma\delta>0}(L^{-1})_{\alpha\gamma}^{T}|f_{n_1;1}^{(n_1)}|^2[\langle F_{n_1}(d)|(H-E_1^{(n_1)})\\
&\cdot\hat{\theta}_{00}^{t}a_{\gamma}^{+}(F_{n_1}(d))a_{\bar{\delta}}^{+}(F_{n_1}(d))|F_{n_1}(d)\rangle\\
&-\langle F_{n_1}(d)|(H-E_1^{(n_1)})\hat{\theta}_{00}^{t}a_{\bar{\gamma}}^{+}(F_{n_1}(d))a_{\delta}^{+}(F_{n_1}(d))|F_{n_1}(d)\rangle^{*}]\\
&\cdot(L^{-1})_{\delta\bar{\beta}}\Big\} = 0,
\end{aligned} \tag{35}$$

而对应的 EFV 的第二组变分方程组为

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E_{1(m)}^{(n_m)}[d]}{\partial d_{\alpha\bar{\beta}}^{q=W(m)}} = &\left[\sum_{jj'=1}^{W(m)}\langle F_j|\hat{\theta}_{00}^{t}|F_{j'}\rangle\beta_j^{m*}\beta_{j'}^{m}\right]^{-1}(1+\delta_{\alpha\beta})^{-1}\\
&\cdot\Big\{\sum_{j=1}^{W(m)-1}\sum_{\gamma\delta>0}(L^{-1})_{\alpha\gamma}^{T}\\
&\cdot[\beta_j^{m*} f_{n_m;1}^{(n_m)}\langle F_j|(H-E_{1(m)}^{(n_m)})\hat{\theta}_{00}^{t}a_{\gamma}^{+}(F_q(d))a_{\bar{\delta}}^{+}(F_q(d))|F_q(d)\rangle\\
&-\beta_j^{m} f_{n_m;1}^{(n_m)*}\langle F_j|(H-E_{1(m)}^{(n_m)})\hat{\theta}_{00}^{t}a_{\bar{\gamma}}^{+}(F_q(d))a_{\delta}^{+}(F_q(d))|F_q(d)\rangle^{*}]\\
&\cdot(L^{-1})_{\delta\bar{\beta}}\\
&+\sum_{\gamma\delta>0}(L^{-1})_{\alpha\gamma}^{T}|f_{n_m;1}^{(n_m)}|^2\\
&\cdot[\langle F_q(d)|(H-E_{1(m)}^{(n_m)})\hat{\theta}_{00}^{t}a_{\gamma}^{+}(F_q(d))a_{\bar{\delta}}^{+}(F_q(d))|F_q(d)\rangle\\
&-\langle F_q(d)|(H-E_{1(m)}^{(n_m)})\hat{\theta}_{00}^{t}a_{\bar{\gamma}}^{+}(F_q(d))a_{\delta}^{+}(F_q(d))|F_q(d)\rangle^{*}]\\
&\cdot(L^{-1})_{\delta\bar{\beta}}\Big\} = 0.
\end{aligned} \tag{36}$$

注意，以上各变分方程组已经分解到最基本的矩阵元，而且在形式上有相当的对称性。因此这些方程虽然在形式上比较长，但实际是比未加限制条件下的相应的方程大大简化了。

和文献[1]中一般情况类似，为了唯一地确定最后加入的 HFB 变换，应在最后加进

来的 HFB 变换的表象中，将哈密顿算符 $\hat{H}$ 的单准粒子部份 H^{11} 对角化，以找出第三个 Bloch-Messiah 变换 $C^{(s)}$. 这里

$$\begin{aligned} H^{11}_{\alpha\beta}(F_s) &= \delta(m_\alpha, m_\beta)[\langle F_s | a_\alpha(F_s)\hat{H}a^+_\beta(F_s) | F_s\rangle \\ &\quad - \delta_{\alpha\beta}\langle F_s | \hat{H} | F_s\rangle] \\ &= H^{11*}_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}(F_s), \end{aligned} \tag{37}$$

而

$$H^{11}_{\alpha\bar{\beta}}(F_s) = -H^{11*}_{\bar{\alpha}\beta}(F_s) = 0. \tag{38}$$

其中，对于 FV 情况 $s = n_1$，对于 EFV 情况 $s = q = p + n_m$.

最后，容易验证，对于具有确定对称性的不同的 EFV 解的能量矩阵元

$$\begin{aligned} \varepsilon^{(m)}_{il} &= \langle \xi^{(ni)}_{1(i)};\ SM | \hat{H} | \xi^{(nl)}_{1(l)};\ SM\rangle \\ &= \sum_{j=1}^{W(i)} \sum_{k=1}^{W(l)} \beta^{i*}_j \langle F_j | \hat{H}\hat{\theta}^s_{00} | F_k\rangle \beta^l_k, \end{aligned} \tag{39}$$

现在完全是实数. 对角化(39)式的矩阵便可得到 EFV 的最后解.

三、结　论

由于对 HFB 变换强加的两个限制条件：时间反演不变性和轴对称，使原来 EFV 的一般公式大大简化，角动量投影的三重积分变为单重积分，第一组和第二组变分方程各矩阵的维数缩小了 $(2I+1)$ 倍. 另一方面由于只加了两个限制条件，尝试波函数的建筑基石、对产生算符(12)表明，尝试波函数中仍然包含了同类核子、不同类核子和不同宇称混合的对关联等多种关联作用，因此我们所讨论的复数 EFV 方法相对于五个限制条件下实数 FV 方法的实用范围大大扩大. 再加上由于尝试波函数用了几个对称性投影行列式的线性迭加，因而包含了不同能态之间的关联作用[7]. 所以我们说 EFV 方法是一种包含多种关联作用的、适用于奇奇核和偶偶核任意宇称及任意角动量态计算的微观核结构的描述方法. 实际核的计算结果，我们将续文给出.

参 考 文 献

[1] 郑仁蓉等，高能物理与核物理，**14**(1990)，1088.

[2] K. W. Schmid et al., *Nucl. Phys.*, **A431**(1984), 205.

[3] K. W. Schmid et al., *Nucl. Phys.*, **A431**(1984), 205.

[4] K. W. Schmid, and F. Gruemmer, *Rep. Progr. Phys.*, **50**(1987), 731.

[5] K. W. Schmid et al., *Ann. Phys.*, (NY) **180**(1987), 1.

[6] Zheng Renrong, K. W. Schmid et al., *Nucl. Phys.*, **A494**(1989), 214.

[7] K. W. Schmid, Zheng Renrong et al., *Nucl. Phys.*, **A499**(1989), 63.

[8] C. Bloch, and A. Messiah, *Nucl. Phys.*, **39**(1962), 95.

EFV Method with the Constraints of Time Reversal Invariance and Axial Symmetry

ZHENG RENRONG,　ZHU SHUNQUAN
(*Southwest China Normal University, Chongqing* 630715)

ABSTRACT

Based on the general EFV method, with the constraints of time reversal invariance and axial symmetry, simplified formulas are deduced from the HFB transformation. These results make EFV a practical method in microscopic nuclear structure physics for describing arbitrary spin and parity states in both even-even and odd-odd nuclei, including states with various correlations.