

# 在核物质中应用 Skyrme 相互作用 计算 off-shell 单粒子位和有效质量

申庆彪 李祝霞 施向军 田野 卓益忠

(中国科学院原子能研究所)

## 摘 要

在  $N = Z$  的对称核物质中,应用 Skyrme 相互作用计算了复数的 off-shell 单粒子位. 在本文中我们得到了极化和关联所贡献的单粒子位虚部的解析表达式,并通过色散关系计算了它们对单粒子位实部的贡献. 同时还研究了有效质量的能量关系.

## 一、引 言

单粒子位是核结构和核反应理论的基础. 在壳模型和光学模型计算中至今一般仍然选用唯象的单粒子位. 然而对于很多应用来说,对单粒子位进行微观研究是很重要的.

我们知道最简单的单粒子位的微观理论是 Hartree-Fock (HF) 近似,在 HF 近似下所得到的单粒子位是实数、非定域和静态的. 近期人们越来越认识到需要考虑单粒子运动和其他自由度的耦合,这样就要求单粒子位是复数并且和能量有关,即应该是 off-shell 位. 这种单粒子位就是所谓的动力学壳模型势或推广的光学模型势.

从多体理论观点出发,单粒子位等价于格林函数的质量算符<sup>[1]</sup>. 这种等价性就为根据核子-核子相互作用应用多体理论进行微观计算建立了基础. 但是质量算符是无法严格计算的,因为这需要对多体问题求严格解,所以在实际计算中总是依赖于对质量算符做一定的近似.

最近有一些文章<sup>[2-4]</sup>致力于研究与能量有关的 off-shell 单粒子位. 然而这种研究大多数都采用很简单有效相互作用,因而很难做真实的单粒子位的定量计算. 另一方面,标准的 Brueckner-Hartree-Fock 近似具有一些缺点<sup>[4]</sup>,要想用这种方法进行具有足够数值精度的计算和清楚的物理解释是很困难的. 此外,这种方法仅仅考虑了极化效应,没有考虑所谓的关联项,而后一项对研究单粒子位的能量依赖性是很重要的. 于是用一种经过检验证明比较好的有效相互作用用统一的和自洽的方法来推导复数的和动力学的单粒子位是很必要的.

我们知道用 Skyrme 相互作用进行核结构计算已经获得了成功<sup>[5-9]</sup>,而且我们用

Skyrme 相互作用计算微观光学势也得到了满意的结果<sup>[10,11]</sup>, 因此我们选用了这种有效相互作用进行 off-shell 的单粒子位研究. 因为 Skyrme 相互作用在 HF 计算中可以看作等效  $G$  矩阵<sup>[3]</sup>, 因此为了计算复数单粒子位, 我们对单粒子格林函数的质量算符只计算到二级项. 首先在对称核物质中由一级质量算符  $M^{(1)}$  求出与动量  $k$  有关的 HF 位  $V_{\text{HF}}(k)$ , 然后再由 Skyrme 相互作用求出二级质量算符  $M^{(2)}$  的虚部  $W(k, E)$ , 最后通过色散关系由  $W(k, E)$  求出二级质量算符  $M^{(2)}$  对单粒子位实部的修正, 进而研究有效质量的能量关系. 这样, 我们就根据比较现实的 Skyrme 相互作用在对称核物质中用自洽的和统一的方法求得了微观的单粒子位和有效质量.

第二节给出基本理论和公式, 第三节根据 Skyrme 相互作用在对称核物质中求出了 off-shell 单粒子位虚部的解析表达式, 第四节给出极化和关联对单粒子位的贡献, 第五节研究有效质量和能量的关系, 最后进行一些讨论.

## 二、基本理论和公式

从多体理论观点出发可以证明单粒子位等价于以下单粒子格林函数的质量算符:

$$G(k, E) = \frac{1}{E - T_k - M(k, E)}. \quad (1)$$

在参考文献[3]和[4]的图 1 中给出了质量算符  $M(k, E)$  微扰展开的头三项. 其中一级图正好是 HF 项  $M_{\text{HF}}$  的贡献, 它与能量无关, 并且可以表示成:

$$M_{\text{HF}}(k, E) = V_{\text{HF}}(k) = \sum_j n_{<}(j) \langle \mathbf{k}, \mathbf{j} | v | \mathbf{k}, \mathbf{j} \rangle_A, \quad (2)$$

其中  $A$  表示反对称化. 同时有

$$n_{<}(j) = 1 - n_{>}(j) = \theta(k_F - j) = \begin{cases} 1 & j \leq k_F \\ 0 & j > k_F \end{cases}, \quad (3)$$

$k_F$  表示费米动量,  $v$  是核子-核子相互作用. 在表达式中我们略掉了自旋和同位旋自由度. 二级项  $M_{\text{po}}$  和  $M_{\text{co}}$  分别是极化贡献和关联贡献. 它们的表达式分别是:

$$M_{\text{po}}(k, E) = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{j}} n_{>}(\mathbf{a}) n_{>}(\mathbf{b}) n_{<}(j) \frac{|\langle \mathbf{k}, \mathbf{j} | v | \mathbf{a}, \mathbf{b} \rangle_A|^2}{E + e(j) - e(\mathbf{a}) - e(\mathbf{b}) + i\eta}, \quad (4)$$

$$M_{\text{co}}(k, E) = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{j}, \mathbf{l}, \mathbf{a}} n_{<}(j) n_{<}(l) n_{>}(\mathbf{a}) \frac{|\langle \mathbf{k}, \mathbf{a} | v | \mathbf{j}, \mathbf{l} \rangle_A|^2}{E + e(\mathbf{a}) - e(j) - e(l) - i\eta}. \quad (5)$$

其中  $e(j)$  是由能量-动量关系

$$e(j) = \frac{\hbar^2 j^2}{2m} + V_{\text{HF}}(j) \quad (6)$$

所定义的单粒子能量.  $M_{\text{po}}(k, E)$  和  $M_{\text{co}}(k, E)$  可以分成实部和虚部:

$$M_{\text{po}}(k, E) = V_{\text{po}}(k, E) - iW_{\text{po}}(k, E), \quad (7)$$

$$M_{\text{co}}(k, E) = V_{\text{co}}(k, E) + iW_{\text{co}}(k, E). \quad (8)$$

同时可以通过以下色散关系由二级质量算符的虚部求出二级质量算符的实部:

$$V_{\text{po}}(k, E) = \frac{\mathcal{P}}{\pi} \int_{E_F}^{\infty} \frac{W_{\text{po}}(k, E')}{E - E'} dE', \quad (9)$$

$$V_{co}(k, E) = \frac{\mathcal{P}}{\pi} \int_{-\infty}^{E_F} \frac{W_{co}(k, E')}{E - E'} dE', \quad (10)$$

其中  $\mathcal{P}$  表示主值积分,  $E_F = e(k_F)$  是 HF 近似下的费米能.

我们把推广 Skyrme 力<sup>[7]</sup>和修正 Skyrme 力<sup>[8,9]</sup>用以下统一形式给出:

$$\begin{aligned} V_{12}(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = & t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}) + \frac{1}{6} t_3(1 + x_3 P_\sigma) \rho^\alpha(\mathbf{R}) \delta(\mathbf{r}) \\ & + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma) (\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) \mathbf{k}^2) \\ & + \frac{1}{2} t_4(1 + x_4 P_\sigma) (\mathbf{k}'^2 \rho(\mathbf{R}) \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) \rho(\mathbf{R}) \mathbf{k}^2) + t_2(1 + x_2 P_\sigma) \mathbf{k}' \cdot \delta(\mathbf{r}) \mathbf{k} \\ & + t_5(1 + x_5 P_\sigma) \mathbf{k}' \cdot \rho(\mathbf{R}) \delta(\mathbf{r}) \mathbf{k} + iW_0(\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \mathbf{k}' \times \delta(\mathbf{r}) \mathbf{k} \end{aligned} \quad (11)$$

其中

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, \quad \mathbf{R} = \frac{1}{2} (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2) \quad (12)$$

相对动量算符是:

$$\begin{aligned} \mathbf{k} &= \frac{1}{2i} (\nabla_1 - \nabla_2) \text{ 作用在右边} \\ \mathbf{k}' &= -\frac{1}{2i} (\nabla_1 - \nabla_2) \text{ 作用在左边} \end{aligned} \quad (13)$$

$P_\sigma$  是自旋交换算符,  $\boldsymbol{\sigma}_i$  是 Pauli 自旋矩阵. 我们称(11)式为扩展 Skyrme 力. 在表 1 中列出了在此文中所用到的两组参数.

表 1 扩展 Skyrme 力参数

	GS2 <sup>[7]</sup>	SGL <sup>[9]</sup>
$t_0(\text{MeV} \cdot \text{fm}^3)$	- 1177	-1603
$t_1(\text{MeV} \cdot \text{fm}^3)$	670	515.9
$t_2(\text{MeV} \cdot \text{fm}^3)$	- 49.7	84.5
$t_3$	11054	8000
$t_4(\text{MeV} \cdot \text{fm}^3)$	- 775	0
$t_5(\text{MeV} \cdot \text{fm}^3)$	0	0
$x_0$	0.124	- 0.02
$x_1$	0	- 0.5
$x_2$	0	- 1.731
$x_3$	1	0.1381
$x_4$	1	0
$x_5$	0	0
$W_0(\text{MeV} \cdot \text{fm}^3)$	105	115
$\alpha$	1	1/3

对于  $N = Z$  的对称核物质用上述扩展 Skyrme 力可以从一级质量算符得到 HF 势如下:

$$V_{\text{HF}}(k) = V_0 + V_1 k^2. \quad (14)$$

其中

$$V_1 = \frac{1}{16} [3t_1 + 3t_4\rho + (5 + 4x_2)t_2 + (5 + 4x_5)t_5\rho], \quad (15)$$

$$V_0 = \frac{3}{4} t_0\rho + \frac{1}{8} t_3\rho^{(1+\alpha)} + \frac{3}{5} V_1 k_F^2. \quad (16)$$

以上结果清楚地表明 HF 势和  $k^2$  成线性关系, 因而 HF 势的  $k$ -质量是常数:

$$\frac{\tilde{m}_0}{m} = \left(1 + \frac{2m}{\hbar^2} V_1\right)^{-1}. \quad (17)$$

### 三、单粒子位虚部的 off-shell 值

在对称核物质中根据上述扩展 Skyrme 力由(4)式和(5)式所给出的二级质量算符可以求得 off-shell 单粒子位虚部  $W_{po}(k, E)$  和  $W_{co}(k, E)$  的表达式为:

$$W_{po}(k, E) = \frac{1}{64\pi^5} \frac{2\tilde{m}_0}{\hbar^2} \sum_{i=1}^5 f_i k_F^{N_i} P^{(i)}(k, E), \quad (18)$$

$$W_{co}(k, E) = \frac{1}{64\pi^5} \frac{2\tilde{m}_0}{\hbar^2} \sum_{i=1}^5 f_i k_F^{N_i} H^{(i)}(k, E), \quad (19)$$

其中

$$\begin{aligned} f_1 &= 3(1 + x_0^2)t_0^2 + (1 + x_0x_3)t_0t_3\rho^\alpha + \frac{1}{12}(1 + x_3^2)t_3^2\rho^{2\alpha}, \\ f_2 &= \frac{1}{4} [6(1 + x_0x_1)t_0t_1 + 6(1 + x_0x_4)t_0t_4\rho + (1 + x_3x_1)t_3t_1\rho^\alpha \\ &\quad + (1 + x_3x_4)t_3t_4\rho^{(1+\alpha)}], \\ f_3 &= \frac{3}{16} [(1 + x_1^2)t_1^2 + 2(1 + x_1x_4)t_1t_4\rho + (1 + x_4^2)t_4^2\rho^2], \\ f_4 &= \frac{1}{16} [(5 + 8x_2 + 5x_2^2)t_2^2 + 2(5 + 4x_2 + 4x_5 + 5x_2x_5)t_2t_5\rho \\ &\quad + (5 + 8x_5 + 5x_5^2)t_5^2\rho^2], \\ f_5 &= \frac{3}{4} W_0^2, \end{aligned} \quad (20)$$

$$N_1 = 4, N_2 = 6, N_3 = N_4 = N_5 = 8. \quad (21)$$

这里我们引入了以下无量纲积分:

$$\begin{aligned} P^{(i)}(k, E) &= \frac{1}{k_F^{N_i}} \int_0^{k_F} dj \int_{k_F}^{\infty} da \int_{k_F}^{\infty} db A_p^{(i)} \\ &\quad \delta(\mathbf{k} + \mathbf{j} - \mathbf{a} - \mathbf{b}) \delta(2\tilde{m}_0 E_0 / \hbar^2 + j^2 - a^2 - b^2), \\ H^{(i)}(k, E) &= \frac{1}{k_F^{N_i}} \int_{k_F}^{\infty} da \int_0^{k_F} dj \int_0^{k_F} dl A_h^{(i)} \\ &\quad \delta(\mathbf{k} + \mathbf{a} - \mathbf{j} - \mathbf{l}) \delta(2\tilde{m}_0 E_0 / \hbar^2 + a^2 - j^2 - l^2), \end{aligned} \quad (22)$$

其中

$$\begin{aligned} A_z^{(1)} &= 1, \\ A_z^{(2)} &= 2(s_x^2 + t_x^2), \end{aligned}$$

$$A_z^{(3)} = 4(s_z^2 + t_z^2)^2, \quad z = p, h$$

$$A_z^{(4)} = 16(\mathbf{s}_z \cdot \mathbf{t}_z)^2,$$

$$A_z^{(5)} = 16(\mathbf{s}_z \times \mathbf{t}_z)^2, \quad (24)$$

$$\mathbf{s}_p = \frac{1}{2}(\mathbf{k} - \mathbf{j}), \quad \mathbf{t}_p = \frac{1}{2}(\mathbf{a} - \mathbf{b}), \quad (25)$$

$$\mathbf{s}_h = \frac{1}{2}(\mathbf{k} - \mathbf{a}), \quad \mathbf{t}_h = \frac{1}{2}(\mathbf{j} - \mathbf{l}), \quad (26)$$

$$E_0 = E - V_0. \quad (27)$$

在  $P^{(i)}(k, E)$  和  $H^{(i)}(k, E)$  中所出现的积分非常复杂, 这是由于多重积分中的几何的复杂性形成多区积分以及被积函数的复杂性造成的. 为了方便我们在积分中引入以下无量纲量:

$$X = k/k_F, \quad Y = \frac{2\tilde{m}_0 E_0}{\hbar^2 k^2}. \quad (28)$$

在做积分的过程中, 在  $(k, E)$  或  $(X, Y)$  平面上在费米能以上需划分 14 个区域, 在费米能以下需划分 19 个区域<sup>[3]</sup>. 通过复杂的推导和运算我们得到了在不同的区域中积分

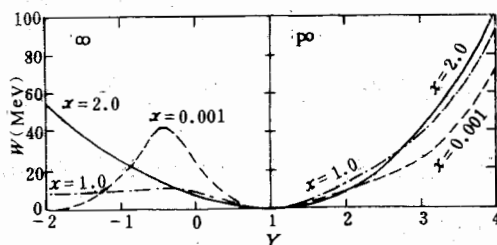


图1 对于不同动量 off-shell 单粒子位虚部随能量的变化关系

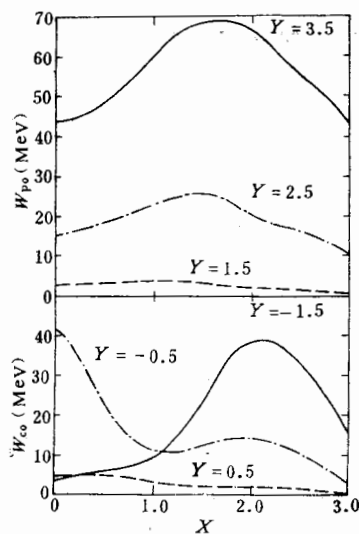


图2 对于不同能量 off-shell 单粒子位虚部随动量的变化关系

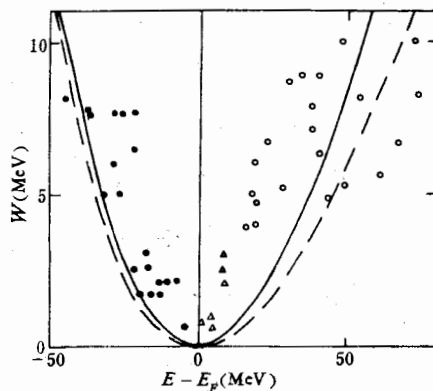


图3 on-shell 单粒子位虚部计算值和  
经验值的比较

——SG1; ---GS2

$p^{(i)}(k, E)$  和  $H^{(i)}(k, E)$  的解析表达式.

在本文的具体计算中取  $k_F = 1.35\text{fm}^{-1}$ , 并且如果不加注解都是指用 Skyrme 力参数 SGI 所得到的计算结果. 图 1 给出了对于不同动量 off-shell 单粒子位虚部随能量的变化关系. 由图可以看出: 当  $E \rightarrow E_F$  时,  $W_{po}(k, E)$  和  $W_{co}(k, E)$  都趋向零; 当  $E \rightarrow \infty$  时,  $W_{po}(k, E)$  是发散的; 而当  $E \rightarrow -\infty$  时,  $W_{co}(k, E)$  是收敛的, 随着  $E$  的减小  $W_{co}(k, E)$  首先增大, 然后再降低, 最后趋向零. 图 2 给出了对于不同能量 off-shell 单粒子位虚部随动量的变化关系. 由图可以看出, 在费米能附近  $W_{po}(k, E)$  和  $W_{co}(k, E)$  随动量变化较平缓, 而远离费米能时, 它们随动量的变化还是比较显著的. 图 3 给出了用 Skyrme 力参数 SGI 和 GS2 计算的 on-shell 单粒子位虚部并与经验值<sup>[12]</sup>进行了比较, 可以看出它们之间是大致符合的.

#### 四、极化和关联对单粒子位的贡献

由于当  $E \rightarrow \infty$  时  $W_{po}(k, E)$  是发散的, 为此我们引入一个截断参数  $Z_C$ :

$$Z_C = E_C - E_F. \quad (29)$$

于是色散关系(9)式和(10)式变成:

$$V_{po}(k, E) = \frac{\mathcal{P}}{\pi} \int_{E_F}^{E_C} \frac{W_{po}(k, E')}{E - E'} dE', \quad (30)$$

$$V_{co}(k, E) = \frac{\mathcal{P}}{\pi} \int_{-E_C+2E_F}^{E_F} \frac{W_{co}(k, E')}{E - E'} dE'. \quad (31)$$

二级图对单粒子位实部总的修正为:

$$V_2(k, E) = V_{po}(k, E) + V_{co}(k, E), \quad (32)$$

修正后总的单粒子位实部为:

$$V(k, E) = V_{HF}(k) + V_2(k, E). \quad (33)$$

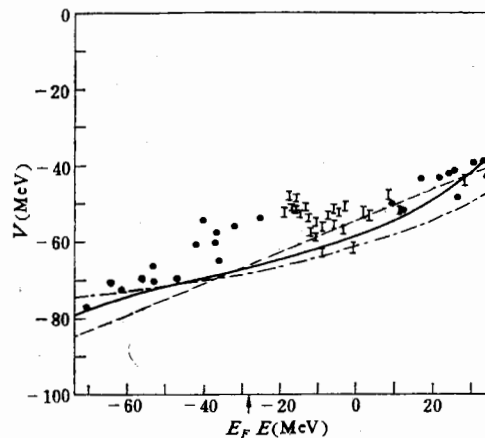


图 4 单粒子位实部计算值与经验值的比较

——HF; —— $Z_C = 70\text{MeV}$ ; -.- $Z_C = 100\text{MeV}$

当取  $Z_c = 70\text{MeV}$  时由色散关系计算了  $V_{p_0}(k, e(k))$ 、 $V_{c_0}(k, e(k))$  和它们的和  $V_2(k, e(k))$ 。计算结果表明  $V_{p_0}$  贡献负值,  $V_{c_0}$  贡献正值, 其和  $V_2$  基本上在费米能以上为负值, 在费米能以下为正值。图4给出了HF单粒子位实部以及  $Z_c = 70\text{MeV}$  和  $100\text{MeV}$  时考虑了二级图贡献的单粒子位实部与能量  $E - E_F$  的关系, 并与经验值<sup>[43]</sup>进行了比较, 可以看出在费米能以下修正后的单粒子位更接近经验值。同时还可以看出,  $Z_c$  越大修正后的单粒子位实部随能量变化越趋向平坦。

## 五、有效质量

核子的有效质量被定义为:

$$\frac{\hbar^2}{m^*} = \frac{1}{k} \frac{dE}{dk} \quad (34)$$

其中

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + V(k, E) = T_k + V_{\text{HF}}(k) + V_2(k, E), \quad (35)$$

$$\frac{m^*}{m} = \frac{\tilde{m}}{m} \cdot \frac{\bar{m}}{m}, \quad (36)$$

$$\frac{\tilde{m}}{m} = \left( 1 + \frac{m}{\hbar^2 k} \frac{\partial V(k, E)}{\partial k} \right)_{E=e(k)}^{-1}, \quad (37)$$

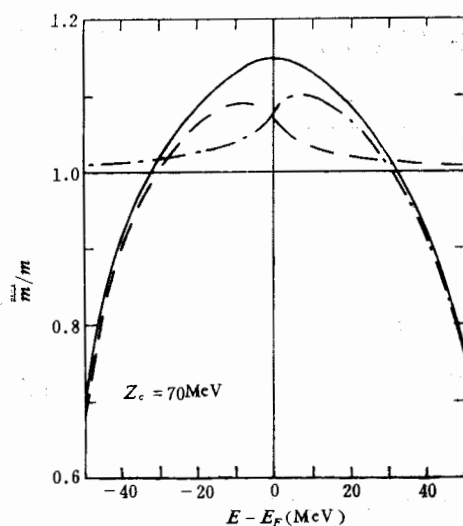


图5 在核物质中  $E$ -质量  $\bar{m}_p/m$ ,  $\bar{m}_c/m$  和  $\bar{m}/m$  与能量  $E - E_F$  的关系

—— $\bar{m}_c/m$ ; --- $\bar{m}_p/m$ ; -·- $\bar{m}/m$

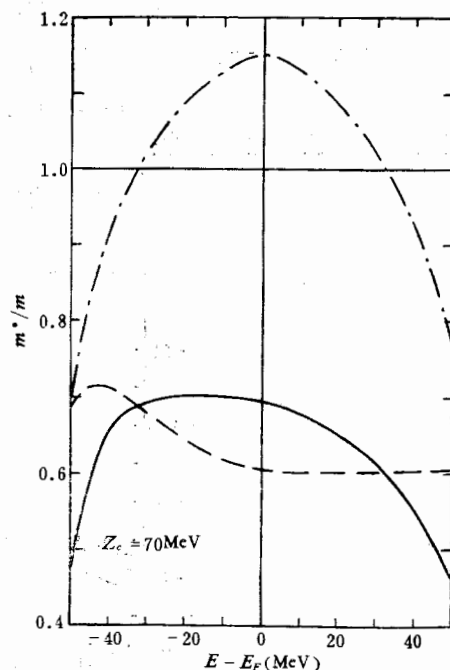


图6 在核物质中  $E$ -质量  $\bar{m}/m$ ,  $K$ -质量  $\tilde{m}/m$  和总有效质量  $m^*/m$  与能量  $E - E_F$  的关系

--- $\bar{m}/m$ ; -·- $\tilde{m}/m$ ; —— $m^*/m$

$$\frac{\bar{m}}{m} = \left( 1 - \frac{\partial V(k, E)}{\partial E} \right)_{E=c(k)} = \left( 1 - \frac{\partial V_2(k, E)}{\partial E} \right)_{E=c(k)}, \quad (38)$$

$\tilde{m}$  和  $\bar{m}$  被分别称为  $k$ -质量和  $E$ -质量. 让我们定义

$$\frac{\bar{m}_p}{m} = \left( 1 - \frac{\partial V_{p0}(k, E)}{\partial E} \right)_{E=c(k)}, \quad (39)$$

$$\frac{\bar{m}_c}{m} = \left( 1 - \frac{\partial V_{c0}(k, E)}{\partial E} \right)_{E=c(k)}, \quad (40)$$

于是我们有

$$\frac{\bar{m}}{m} = \frac{\bar{m}_p}{m} + \frac{\bar{m}_c}{m} - 1. \quad (41)$$

图 5 给出在核物质中  $E$ -质量  $\bar{m}_p/m$ 、 $\bar{m}_c/m$  和  $\bar{m}/m$  与能量  $E-E_F$  的关系. 由图可以看出  $\bar{m}_p/m$  在  $E$  略大于  $E_F$  时有一个极大值,  $\bar{m}_c/m$  在  $E$  略小于  $E_F$  时有一个极大值, 而总的  $E$ -质量  $\bar{m}/m$  有一个较宽的峰, 其峰值正好在费米能  $E_F$  处. 在图 6 中给出了在核物质中  $Z_C = 70\text{MeV}$  时  $\bar{m}/m$ 、 $\tilde{m}/m$  和  $m^*/m$  与能量  $E-E_F$  的关系. 由图可以看出  $\tilde{m}/m$  在费米能以下随能量下降而上升, 这可能是由于  $k$  值迅速减小偏离  $k_F$  太大所引起的, 这样就使得  $m^*/m$  的峰值向费米能以下有所偏移, 如果取  $Z_C = 100\text{MeV}$  这种偏移就变得非常明显.

## 六、讨 论

本文利用 Skyrme 有效相互作用用一种统一的和自洽的方法, 在对称核物质中对复数的、非定域的和动力学的 off-shell 单粒子位进行了微观研究. 首先我们求得了二级质量算符虚部的解析表达式, 然后在引入截断参数的情况下利用色散关系计算了二级项对单粒子位实部的极化和关联贡献, 这一修正项是与能量  $E$  和动量  $k$  同时有关的, 修正后的单粒子位实部在费米能附近随能量变化趋向平坦. 并且在此基础上又计算了有效质量, 当截断参数较小时得到的有效质量  $m^*/m$  在费米能附近出现一个峰.

所有上述计算都是在对称核物质近似下进行的, 并且结果在一定程度上依赖于为了克服单粒子位虚部高能发散行为所引入的截断参数, 因而以上结果只能认为给出了趋势和一些规律性.

我们知道大多数 Skyrme 相互作用最初都是为了研究原子核的基态性质而设计的, 因而它们对于高激发能区是不适当的, 所以在高能极限下  $W(k, E)$  是发散的并不奇怪. 然而通过我们的研究可以进一步明确改进现有 Skyrme 相互作用形式的方向. 此外, 上述 off-shell 单粒子位的计算也很容易利用某种迭代方法推广到有限核的单粒子位研究.

## 参 考 文 献

- [1] J. S. Bell and E. J. Squires, *Phys. Rev. Lett.*, 3(1959), 96.
- [2] H. Orland and R. Schaeffer, *Nucl. Phys.*, A299 (1978), 442.
- [3] R. Sartor and C. Mahaux, *Phys. Rev.*, C21(1980), 1546.
- [4] V. Bernard and C. Mahaux, *Phys. Rev.*, C23(1981), 888.



- [ 5 ] D. Vautherin and D. M. Brink, *Phys. Rev.*, C5(1972), 626.
- [ 6 ] M. Beiner et al., *Nucl. Phys.*, A238 (1975), 29.
- [ 7 ] S. Krewald et al., *Nucl. Phys.*, A281(1977), 166.
- [ 8 ] H. S. Köhler, *Nucl. Phys.*, A258(1976), 301.
- [ 9 ] Nguyen Van Giai and H. Sagawa, *Phys. Lett.*, 106B (1981), 379.
- [10] Shen Qingbiao et al., *Z. Physik*, A303(1981), 69.
- [11] Shen Qingbiao et al., Nuclear Data for Science and Technology, 565—573, Proc. Int. Conf., Antwerp, 6—10 Sept., 1982.
- [12] C. Mahaux and H. Ngô, *Phys. Lett.*, 100B(1981), 285.
- [13] M. M. Giannini et al., *Ann. Phys. (NY)*, 124 (1980), 208.

## off-shell SINGLE-PARTICLE POTENTIAL AND EFFECTIVE MASS CALCULATION WITH SKYRME INTERACTIONS IN NUCLEAR MATTER

SHEN QING-BIAO   LI ZHU-XIA   SHI XIANG-JUN

TIAN YE   ZHUO YI-ZHONG

(*Institute of Atomic Energy, Academia Sinica*)

### ABSTRACT

The complex off-shell single-particle potential in  $N=Z$  symmetric nuclear matter is computed with Skyrme interactions. The imaginary parts of the polarization and correlation contributions are calculated analytically and the real parts of them are obtained by means of dispersion relation. The energy dependence of the effective mass is also studied.