

粒子空穴在束缚条件下严格考虑 泡利效应的态密度*

毛铭德 郭 华

(兰州大学现代物理系, 730001)

摘 要

推导出了等间隔模型的粒子-空穴态密度公式。这个公式严格地考虑了泡利效应,包含了修正并考虑了粒子、空穴受到一定的约束条件。公式便于计算,便于推广至中子、质子区分的情况,计算结果表明泡利效应及对效应的影响是不可忽视的。

一、引 言

在原子核反应前平衡理论的研究中,涉及到的一个重要的量是粒子-空穴系统的状态密度^[1-3],最简单而常用的是 Ericson 给出的结果^[4]。这个结果具有简单明了、使用方便的优点,但它过分理想化,完全忽略了泡利效应的影响。Williams 虽考虑了泡利效应^[5],引入了所谓泡利修正项,但仍只是近似地处理了泡利效应。近年来 Bagger 等人采用多重递推的方法给出了严格考虑泡利效应的激子态密度公式^[6]。但公式中系数 $A_{p,h}(j)$ (见文献 [6](21) 式)的计算很不方便,因此也不便于将结果推广到区分中子、质子的情况,而且 Bagger 等人的结果完全没有考虑势阱有限深度的影响。张竞上等人应用群论技巧给出了计算粒子-空穴态密度的新方法^[7]。这种方法的优点在于它与模型无关,原则上可以适用于任意的多费密子系统,而且完全地计及了泡利效应的影响。文中给出了等间隔模型的结果。本文希望导出一个分析的态密度公式,以期检验这种新方法给出的结果,并进一步能够把对效应的影响及势阱有限深度的影响包括进来。Obložinský 虽考虑了粒子、空穴的约束条件^[8],可是他仍没有严格地计及泡利效应,只是作了近似处理。

本文的目的是要给出一个严格考虑泡利效应,同时又便于计算的激子态密度公式。这个结果同样可以把对修正包括进来,并且很容易推广到区分中子、质子的情形,同时考虑了一定的约束条件,所得结果在一定条件下退化到文献中已有的各种结果。我们计算了激子数较少的几个状态密度,比较分析了泡利效应的影响,求出了严格考虑泡利效应时的泡利修正项,表明严格考虑泡利效应的重要性;同时计算了含对修正的结果,考查了对效应的影响。

本文 1991 年 2 月 6 日收到。

* 国家自然科学基金和国家教委博士点基金资助。

二、严格考虑泡利效应时的激子态密度公式

为了简单,假定单粒子能级是等间隔的, g 为单粒子能级密度, 激发能 E 在 p 个粒子 h 个空穴间分配, 核子的结合能为 B , 费密能量为 F . 于是可能的单粒子激发由能级序列 $1/g, 2/g \cdots B$ 表示; 可能的空穴激发由能级序列 $0, 1/g, 2/g \cdots (F - 1/g)$ 表示(图1), 这里第一个空穴态取在费密表面处. 正如 Oblo-
žinský 指出的, 在束缚条件下粒子-空穴态密度 $\omega(p, h, E)$ 可表示为^[8]

$$\omega(p, h, E) = \sum_{\lambda=0}^p \sum_{j=0}^h (-1)^{\lambda+j} \binom{p}{\lambda} \binom{h}{j} \cdot \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} d\beta \frac{\exp[\beta(E - \alpha_{ph} - \lambda B - jF)]}{\prod_{k_1=1}^p (1 - e^{-\beta k_1/g}) \prod_{k_2=1}^h (1 - e^{-\beta k_2/g})}, \quad (1)$$

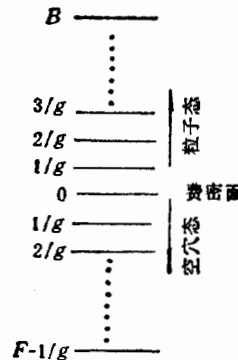


图1 单粒子单空穴能级序列

其中

$$\alpha_{ph} = \frac{1}{2g} [p(p+1) + h(h-1)]. \quad (2)$$

粒子及空穴不受约束条件限制时的粒子-空穴态密度为^[6]

$$\omega(p, h, E) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} d\beta \frac{\exp[\beta(E - \alpha_{ph})]}{\prod_{k_1=1}^p (1 - e^{-\beta k_1/g}) \prod_{k_2=1}^h (1 - e^{-\beta k_2/g})}. \quad (3)$$

将(1)式与(3)式比较可见, (1)式中 $\lambda = 0, j = 0$ 的一项(相当于 $B \rightarrow \infty, F \rightarrow \infty$ 的极限情形)正给出(3)式的结果; $\lambda \neq 0, j \neq 0$ 的各项给出了与 B 及 F 有关的结果. 这反映了约束条件对态密度的影响. α_{ph} 是所谓泡利能量, 是由于泡利阻塞效应引起的 p 个粒子 h 个空穴具有的最小能量, 部分地反映了泡利效应的影响; 另一部分泡利效应的影响含在分母的连乘积因子中. 如果对(3)式中分母的连乘积作近似处理, 就得到包含泡利修正项的 Williams 的结果^[5,8]. 为了完全计及泡利效应的影响, 必须对分母的连乘积因子作严格处理. 类似地, 在粒子、空穴受到约束条件限制的情况下, 为了全面考虑泡利效应的影响, 必须对(1)式的分母作严格处理, 首先计算(1)式中的积分, 定义

$$F(m, n, z) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} \frac{\exp(zx) dx}{\prod_{k_1=1}^m (1 - e^{-k_1 z/g}) \prod_{k_2=1}^n (1 - e^{-k_2 z/g})}, \quad (4)$$

其中 m, n 为正整数, 令

$$S(k, z) = \frac{kz/g}{1 - \exp\left(\frac{-kz}{g}\right)}, \quad (5)$$

$$Q(m, z) = \prod_{k=1}^m S(k, z), \quad (6)$$

$$f(m, n, z) = Q(m, z)Q(n, z), \quad (7)$$

则

$$F(m, n, t) = \frac{g^{m+n}}{m!n!} \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} dz \frac{f(m, n, z) \exp(tz)}{z^{m+n}}. \quad (8)$$

在 $z=0$ 处展开 $S(k, z)$

$$S(k, z) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n \left(-\frac{kz}{g}\right)^n \frac{1}{n!}, \quad (9)$$

b_n 为伯努利数, 其值有表可查, 且有

$$b_0 = 1, \quad b_1 = -\frac{1}{2}, \quad b_{2k+1} = 0 \quad (k \geq 1).$$

由(6)、(7)式可见, $Q(m, z)$ 及 $f(m, n, z)$ 是只含 z 的正幂级数 (z 的零次幂的系数为 1), 可以把它们表示为

$$Q(m, z) = \sum_{\mu=0}^{\infty} C(m, \mu) z^{\mu}, \quad (10)$$

$$f(m, n, z) = \sum_{\lambda=0}^{\infty} B(m, n, \lambda) z^{\lambda}. \quad (11)$$

由此可见 $z=0$ 是(8)式中的被积函数的 $m+n$ 阶极点,

$$F(m, n, t) = \frac{g^{m+n}}{m!n!} \frac{1}{2\pi i} \oint \frac{f(m, n, z) e^{tz}}{z^{m+n}} \theta(t) dz, \quad (12)$$

其中 $\theta(t)$ 为阶跃函数, 因为 $t < 0$ 时回路沿右半平面, 不含极点. 将(11)式代入上式, 根据留数定理得到

$$\begin{aligned} F(m, n, t) &= \frac{g^{m+n}}{m!n!} \sum_{\lambda=0}^{\infty} B(m, n, \lambda) \frac{1}{2\pi i} \oint \frac{e^{tz}}{z^{m+n-\lambda}} dz \theta(t) \\ &= \frac{g^{m+n}}{m!n!} \sum_{\lambda=0}^{m+n-1} B(m, n, \lambda) \frac{t^{m+n-1-\lambda}}{(m+n-1-\lambda)!} \theta(t). \end{aligned} \quad (13)$$

现在我们寻求系数 $B(m, n, \lambda)$ 的显示表达式, 根据求导数的公式

$$(u_1 u_2 \cdots u_m)^{(n)} = \sum_{\substack{0 \leq i_1 \leq n \\ 0 \leq i_2 \leq n \\ \vdots \\ 0 \leq i_m \leq n \\ (i_1 + i_2 + \cdots + i_m = n)}} \frac{n!}{i_1! i_2! \cdots i_m!} u_1^{(i_1)} u_2^{(i_2)} \cdots u_m^{(i_m)}, \quad (14)$$

其中 (n) , (i) 表示 n 次、 i 次导数, 由(11)式及(7)式得

$$\begin{aligned} B(m, n, \lambda) &= \frac{1}{\lambda!} f^{(\lambda)}(m, n, z)|_{z=0} \\ &= \frac{1}{\lambda!} (Q(m, z)Q(n, z))^{(\lambda)}|_{z=0} \end{aligned}$$

$$= \sum_{\substack{0 \leq \lambda_1 \leq \lambda \\ 0 \leq \lambda_2 \leq \lambda \\ (\lambda_1 + \lambda_2 = \lambda)}} \frac{Q(m, z)^{(\lambda_1)} Q(n, z)^{(\lambda_2)}}{\lambda_1! \lambda_2!} \Big|_{z=0}, \quad (15)$$

由 (10) 式得

$$\begin{aligned} Q(m, z)^{(\lambda_1)} \Big|_{z=0} &= C(m, \lambda_1) \lambda_1!, \\ Q(n, z)^{(\lambda_2)} \Big|_{z=0} &= C(n, \lambda_2) \lambda_2!, \end{aligned} \quad (16)$$

代入 (15) 式有

$$B(m, n, \lambda) = \sum_{\lambda_1=0}^{\lambda} C(m, \lambda_1) C(n, \lambda - \lambda_1), \quad (17)$$

由 (16) 式及 (6) 式再一次应用求导公式 (14) 式得

$$\begin{aligned} C(m, \lambda_1) &= \frac{1}{\lambda_1!} Q(m, z)^{(\lambda_1)} \Big|_{z=0} \\ &= \frac{1}{\lambda_1!} \sum_{\substack{0 \leq i_1 \leq \lambda_1 \\ 0 \leq i_2 \leq \lambda_1 \\ \vdots \\ 0 \leq i_m \leq \lambda_1 \\ (i_1 + i_2 + \dots + i_m = \lambda_1)}} \frac{\lambda_1! S(1, z)^{(i_1)} S(2, z)^{(i_2)} \dots S(m, z)^{(i_m)}}{i_1! i_2! \dots i_m!} \Big|_{z=0} \\ &\equiv \sum_{\substack{0 \leq i_k \leq \lambda_1 \\ (\sum_{k=1}^m i_k = \lambda_1)}} \prod_{k=1}^m \frac{S(k, z)^{(i_k)} \Big|_{z=0}}{i_k!}. \end{aligned} \quad (18)$$

由 (9) 式易见

$$S(k, z)^{(i_k)} \Big|_{z=0} = b_{i_k} \left(-\frac{k}{g} \right)^{i_k}, \quad (19)$$

代入上式

$$\begin{aligned} C(m, \lambda_1) &= \sum_{\substack{0 \leq i_k \leq \lambda_1 \\ (\sum_{k=1}^m i_k = \lambda_1)}} \prod_{k=1}^m \frac{1}{i_k!} b_{i_k} \left(-\frac{k}{g} \right)^{i_k} \\ &= \sum_{i_m=0}^{\lambda_1} \frac{1}{i_m!} b_{i_m} \left(-\frac{m}{g} \right)^{i_m} \cdot \sum_{\substack{0 \leq i_k \leq (\lambda_1 - i_m) \\ (\sum_{k=1}^{m-1} i_k = \lambda_1 - i_m)}} \prod_{k=1}^{m-1} \\ &\quad \cdot \frac{b_{i_k} \left(-\frac{k}{g} \right)^{i_k}}{i_k!}, \end{aligned} \quad (18')$$

由此得系数 C 的递推关系

$$C(m, \lambda_1) = \sum_{i_m=0}^{\lambda_1} \frac{1}{i_m!} b_{i_m} \left(-\frac{m}{g} \right)^{i_m} C(m-1, \lambda_1 - i_m). \quad (20)$$

因为当 $m=0$ 时, $Q(m=0, z) = 1$, 由 (10) 式可以看出

$$C(0, \lambda) = \begin{cases} 1, & \text{当 } \lambda = 0 \text{ 时} \\ 0, & \text{当 } \lambda \neq 0 \text{ 时} \end{cases} \quad (21)$$

将 (13) 式的结果代入 (1) 式, 立刻得到最后结果为

$$\begin{aligned} \omega(p, h, E) = & \frac{g^N}{p!h!} \sum_{i=0}^p \sum_{j=0}^h (-1)^{i+j} \binom{p}{i} \binom{h}{j} \sum_{\lambda=0}^{N-1} (E - \alpha_{ph} - iB - jF)^{N-1-\lambda} \\ & \cdot \theta(E - \alpha_{ph} - iB - jF) B(p, h, \lambda) \frac{1}{(N-1-\lambda)!}, \end{aligned} \quad (22)$$

其中,

$$N = p + h \text{ (激子数)}$$

$$B(p, h, \lambda) = \sum_{\lambda_1=0}^{\lambda} C(p, \lambda_1) C(h, \lambda - \lambda_1), \quad (23)$$

$$C(m, \lambda) = \sum_{i=0}^{\lambda} \frac{1}{i!} b_i \left(-\frac{m}{g}\right)^i C(m-1, \lambda-i). \quad (24)$$

(24) 式所示 C 的递推关系中, 涉及到的系数 b_i 是伯努利数, 有表可查, 对于计算来说是很方便的。

注意到 (21) 式系数 C 的性质, 由 (23) 式得

$$B(p, 0, \lambda) = C(p, \lambda),$$

$$B(0, h, \lambda) = C(h, \lambda).$$

于是由 (22) 式得到粒子态密度及空穴态密度为

$$\begin{aligned} \omega(p, 0, E) = & \frac{g^p}{p!} \sum_{i=0}^p (-1)^i \binom{p}{i} \sum_{\lambda=0}^{p-1} (E - \alpha_{p0} - iB)^{p-1-\lambda} \\ & \cdot \theta(E - \alpha_{p0} - iB) \frac{C(p, \lambda)}{(p-1-\lambda)!}, \\ \omega(0, h, E) = & \frac{g^h}{h!} \sum_{j=0}^h (-1)^j \binom{h}{j} \sum_{\lambda=0}^{h-1} (E - \alpha_{0h} - jF)^{h-1-\lambda} \\ & \cdot \theta(E - \alpha_{0h} - jF) \frac{C(h, \lambda)}{(h-1-\lambda)!}. \end{aligned} \quad (25)$$

(22) 式中当仅保留 $i=0, j=0$ 一项时, 其结果退化为粒子、空穴不受束缚条件限制时的 Bager 的结果^[6]:

$$\omega(p, h, E) = \frac{g^N}{p!h!(N-1)!} \sum_{\lambda=0}^{N-1} (E - \alpha_{ph})^{N-1-\lambda} \theta(E - \alpha_{ph}) \frac{B(p, h, \lambda)}{(N-1-\lambda)!}. \quad (26)$$

其中 $B(p, h, \lambda)$ 相当于文献 [6] 中的 $G_{ph}(\lambda)$, (22) 式中 $i \neq 0, j \neq 0$ 的项目给出束缚条件的存在引起的状态密度的改变。

Obložinský 的结果为^[8],

$$\begin{aligned} \omega(p, h, E) = & \frac{g^N}{p!h!(N-1)!} \sum_{i=0}^p \sum_{j=0}^h (-1)^{i+j} \\ & \cdot \binom{p}{i} \binom{h}{j} \theta(E - \alpha_{ph} - iB - jF) \end{aligned}$$

$$\cdot (E - A_{ph} - iB - jF)^{N-1}, \quad (27)$$

其中

$$A_{ph} = \frac{1}{4} \frac{p^2 + p}{g} + \frac{1}{4} \frac{h^2 - 3h}{g}$$

将 (27) 式中的因子 $(E - A_{ph} - iB - jF)^{N-1}$ 作二项式展开,

$$\begin{aligned} (E - A_{ph} - iB - jF)^{N-1} &= \left[(E - \alpha_{ph} - iB - jF) + \left(\frac{p^2 + p}{4g} + \frac{h^2 + h}{4g} \right) \right]^{N-1} \\ &= \sum_{\lambda=0}^{N-1} \binom{N-1}{\lambda} (E - \alpha_{ph} - iB - jF)^{N-1-\lambda} \left(\frac{p^2 + p}{4g} + \frac{h^2 + h}{4g} \right)^\lambda, \end{aligned}$$

则 (27) 式化为

$$\begin{aligned} \omega(p, h, E) &= \frac{g^N}{p! h!} \sum_{i=0}^p \sum_{j=0}^h (-1)^{i+j} \binom{p}{i} \binom{h}{j} \sum_{\lambda=0}^{N-1} (E - \alpha_{ph} - iB - jF)^{N-1-\lambda} \\ &\quad \cdot \theta(E - \alpha_{ph} - iB - jF) \left[\frac{1}{\lambda!} \left(\frac{p^2 + p}{4g} + \frac{h^2 + h}{4g} \right)^\lambda \right] \frac{1}{(N-1-\lambda)!}. \end{aligned} \quad (28)$$

将 (28) 式与 (22) 式比较, 可见 Obložinský 的结果是 (22) 式中取

$$B(p, h, \lambda) = \frac{1}{\lambda!} \left(\frac{p^2 + p}{4g} + \frac{h^2 + h}{4g} \right)^\lambda, \quad (29)$$

时的近似结果, 这种近似反映了 Obložinský 的结果未完全计及泡利效应。

由于 (22) 式中的系数 $B(p, h, \lambda)$ 可按 (23)、(24) 式系统地计算, 因此 (22) 式的结果很容易推广到区分中子、质子时的情形。

三、引入对修正时的激子态密度公式

对效应对于粒子-空穴态密度同样起着重要的作用, Kalbach^[9] 指出, 用 E_{thresh} 代替泡利能 α_{ph} 可以得到包含对修正时的粒子-空穴态密度. E_{thresh} 取下述形式^[9,10]

$$E_{\text{thresh}} = g \frac{(\Delta_0^2 - \Delta^2)}{4} + p_m \left[\left(\frac{p_m}{g} \right)^2 + \Delta^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (30)$$

其中

$$p_m = \max(p, h), \quad \Delta_0 = 2 \left(\frac{c}{g} \right)^{\frac{1}{2}}$$

为基态对能隙, c 是以拟合实验能级密度数据得到的对作用常数, 对能隙参数 Δ 取为

$$\frac{\Delta}{\Delta_0} = \begin{cases} 0.996 - 1.76 \left(\frac{N}{N_c} \right)^{1.6} \left(\frac{E}{c} \right)^{-0.68}, & E > E_{\text{phase}} \\ 0, & E < E_{\text{phase}} \end{cases} \quad (31)$$

这里 E_{phase} 是对相变能

$$E_{\text{phase}} = \begin{cases} c [0.716 + 2.44 \left(\frac{N}{N_c} \right)^{2.17}], & \frac{N}{N_c} > 0.446, \\ 0, & \text{其它情况} \end{cases} \quad (32)$$

$N_c = 0.792g\Delta_0$ 为临界点的激子数。

在(22)式中用 E_{thresh} 代替 α_{ph} , 我们就得到粒子、空穴在束缚条件下, 包含对修正并完全地考虑了泡利效应时的激子态密度公式为

$$\begin{aligned} \omega(p, h, \lambda) = & \frac{g^N}{p!h!} \sum_{i=0}^p \sum_{j=0}^h (-1)^{i+j} \binom{p}{i} \binom{h}{j} \\ & \cdot \sum_{\lambda=0}^{N-1} (E - E_{\text{thresh}} - iB - jF)^{N-1-\lambda} \theta(E - E_{\text{thresh}} \\ & - iB - jF) B(p, h, \lambda) \frac{1}{(N-1-\lambda)!}. \end{aligned} \quad (33)$$

四、结果及讨论

为了着重考查泡利效应的影响, 我们暂略去对修正, 同时解除粒子、空穴的约束条件, 取费密表面位于最后填充粒子与第一粒子态之间, 此时(26)式中 α_{ph} 只需改为

$$\alpha_{ph} = \frac{1}{2g} (p^2 + h^2),$$

然后由(26)式可以求得态密度的最大零点值, 进而确定严格考虑了泡利效应时的泡利修正项 $A(p, h)$, 此时 Kalbach 的泡利修正项 $A_K(p, h)$, 即 Williams 所用的泡利修正项,

$$A_K(p, h) = \frac{1}{4} (p^2 - p) + \frac{1}{4} (h^2 - h). \quad (34)$$

表1给出了 $A(p, h)$ 与 $A_K(p, h)$ 值的比较, $A(p, h)$ 较 $A_K(p, h)$ 约大一倍, 当考虑了文献[7]中在计算激子模型的迹时的近似因素, 我们得到了与文献[7]完全一致的泡利修正项^[6,7]。这表明态密度中泡利不相容原理起着相当重要的作用。

表1 泡利修正项的比较

p	h	$A(p, h)$	$A_K(p, h)$	p	h	$A(p, h)$	$A_K(p, h)$
1	1	0.000	0.000	4	3	10.701	4.500
2	1	1.207	0.500	4	4	14.109	6.000
2	2	2.581	1.000	5	1	11.053	5.000
3	1	3.436	1.500	5	2	12.702	5.500
3	2	4.916	2.000	5	3	15.146	6.500
3	3	7.298	3.000	5	4	18.554	8.000
4	1	6.720	3.000	5	5	22.989	10.000
4	2	8.289	3.500				

我们用本文所得公式(22)计算了粒子-空穴态密度, 并与 Obložinský 的结果进行了比较, 为了便于比较, 取了与 Obložinský 相同的参数 $g = 8\text{MeV}^{-1}$, $B = 8\text{MeV}$, $F = 32\text{MeV}$ 。计算结果如图2、3所示。结果表明在激子数较小时, 如 $2p0h$, $0p2h$, $1p1h$ 时与 Obložinský 的结果完全一致, 这说明在激子数较小时泡利效应的影响不显著, 近似处理已

经足够。随着激子数的增大,其结果与 Obložinský 的结果有偏离,对于 $2p1h$, $1p2h$ 相对偏差在 1% 左右,差别很小,图上反映不出。当 $N = 5$ 时,如图 3 中 $2p3h$, $3p2h$ 的结果与 Obložinský 的结果最大相对偏差约为 30%, 这表明当激子数大时,泡利效应相当重要,通常的近似处理已经不够,需要严格处理。

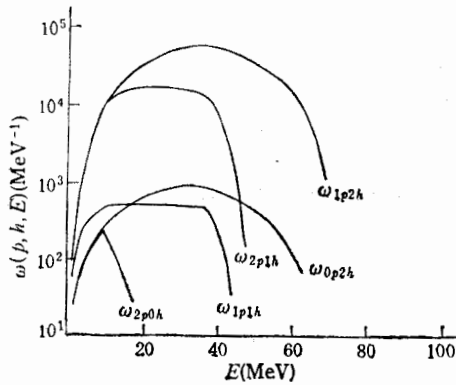


图 2 粒子-空穴态密度与激发能的关系

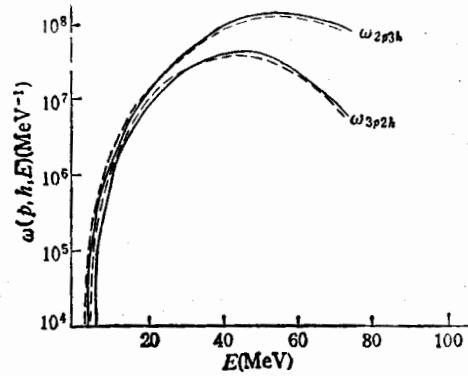


图 3 粒子-空穴态密度与激发能的关系
——本文结果 - - - - P. Obložinský 的结果

我们还看到由于粒子、空穴受到 B 及 F 的限制,对于确定的粒子、空穴数,状态密度不再是激发能的单调函数,由计算结果可以看出(见图 3),在低激发能处小于 Obložinský 的结果,在高激发能处大于他的结果,即实线与相应的虚线相交,造成这种结果的原因是,由于(22)式中有对 i 及 j 的求和及存在因子 $(-1)^{i+j}$, 其本质可能是由于因约束条件的存在使得粒子、空穴的激发受到一定限制的复杂情况而致。进一步的计算指出,当 F, B 逐渐增大时,交点右移,在 $F \rightarrow \infty, B \rightarrow \infty$ 的极限情形时不再相交,这时实线处于虚线的下方,这个结果是容易理解的,因为加大了泡利原理修正,等价于减小了激发能。

图 4 给出了利用本文公式 (33) 计算得到的包含对效应时的结果,取参数 $\Delta_0 =$

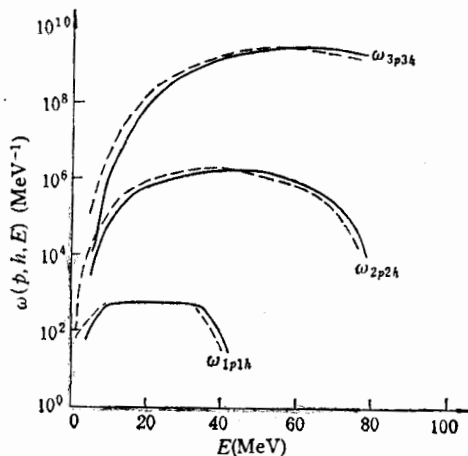


图 4 粒子-空穴态密度与激发能的关系
——有对相互作用 - - - - 无对相互作用

1MeV, $g = 8\text{MeV}^{-1}$, $B = 8\text{MeV}$, $F = 32\text{MeV}$ 和不含对修正时的结果比较可见,对修正的引入使得状态密度在激发能小时有所降低,而在激发能大时又有所增加,总的来看,对效应用于激子态密度的影响也是不容忽视的。

参 考 文 献

- [1] Griffin, J. J., *Phys. Rev. Lett.*, **17**(1966), 418.
- [2] Blann, M., *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **25**(1975), 123.
- [3] Cline, C. K., Blann, M., *Nucl. Phys.*, **A172**(1971), 225.
- [4] Ericson, T., *Adv. Phys.*, **9**(1960), 425.
- [5] Williams, F. C., *Nucl. Phys.*, **A166**(1971), 231.
- [6] Bager, N., Copote, R. and Petrosa, R., *Z. Phys. Atomic Nuclei*, **334**(1989), 397.
- [7] 张竞上、杨显俊, *高能物理与核物理*, **13**(1989), 822.
- [8] Obložinský, P., *Nucl. Phys.*, **A453**(1986), 127.
- [9] Kalbach, C., *Nucl. Sci. Eng.*, **95**(1987), 70.
- [10] Fu, C. Y., *Nucl. Sci. Eng.*, **86**(1984), 344.

Particle-hole state densities with energy constraints and exact Pauli exclusion effect

MAO MINGDE GOU HUA

(Lanzhou University, Lanzhou 730001)

ABSTRACT

A formula is derived for the density of particle-hole states in the equidistant spacing model. The effect of the Pauli exclusion principle is exactly taken into account. The pairing effect as well as two energy constraints are involved. The formula is suited for calculating. Comparisons of the results imply that the Pauli effect and the pairing effect play an important role in particle-hole state density.