

打个比喻,雪崩倍增的作用好象一台噪声放大器,它不仅使信号倍增一个 M 因子,而且在它的上面附加了一个可观的噪声量。

7. 温度效应^[9]

在强电场下,通过耗尽层的载流子,经过每一个电子-声子平均自由程之后,就失去一部分能量,转变为光学声子能量,而平均自由程的数值随温度增加而减小。所以,在恒定的电场下,在一定的距离内,载流子损失于晶格中的能量增加,最终导致雪崩过程提前结束。

通过上面简要的讨论,我们可以看出,对器件物理问题的深入研究,在实际应用中有重要的意义。作为一个例子,它有力地说明了理论分析的重要性。

五、结 束 语

雪崩二极管自问世以来的十多年中,通过大量的研究,已取得了很大进展。在器件工作模式方面,探讨了各种模式的物理过程,进行了理论计算和分析,同时,对器件工作过程中产生的各种效应进行分析讨论,从而为提高器件特性提供途径。在器件结构方面,随着测量杂质分布的方法和仪器的进步,已经可以确定微区的杂质浓度。所以利用计算机分析得出的杂质分布,并通过精确控制的外延(如分子束外延)设备加以实现的复杂的器件结构才得以被观测。已经出现的多种多样的器件掺杂分布,使器件具有名目繁多的结构。器件制作工艺不断得到改善和提高。例如,以离子注入代替高温扩散,其明显的优点是,注入离子进入晶体较之热扩散法均匀得多;离子注入温度低得足以防止 n^+n 边界引起位移;就结深而言,离子注入比热扩散更容易控制,可以得到准确的结深。器件的应用是多方面的,而且是卓有成效的。

雪崩二极管作为半导体强场物理的一个应用,今

后在理论研究方面仍然有充实的内容,而器件本身的性能也有待进一步提高,并不断扩大其应用范围。

参 考 文 献

- [1] W. T. Read, *Bell Syst. Tech. J.*, **37**(1958), 405.
- [2] R. L. Johnston et al., *Bell Syst. Tech. J.*, **41**(1965), 369.
- [3] C. A. Lee et al., *Appl. Phys. Lett.*, **6**(1965), 89.
- [4] L. Esaki, *Phys. Rev.*, **109**(1958), 603.
- [5] J. B. Gunn, *Solid State Comm.*, **1**(1963) 88.
- [6] J. J. Berenz et al., *Electron. Lett.*, **14**(1978), 683.
- [7] H. J. Prager et al., *Proc. IEEE*, **55**(1967), 586.
- [8] B. C. Deloach et al., *IEEE Trans. E. D.*, **ED-17**(1970), 9.
- [9] 林鸿溢, *物理学报*, **27**(1978), 291.
- [10] H. Nguyen-Ba et al., *IEEE Trans. E. D.*, **ED-24**(1977), 1154.
- [11] T. Misawa, *IEEE Trans. E. D.*, **ED-13**(1966), 137.
- [12] D. L. Scharfetter et al., *Proc. IEEE*, **58**(1970), 1131.
- [13] T. E. Seidel et al., *Proc. IEEE*, **59**(1971), 1222.
- [14] R. E. Goldwasser et al., *Appl. Phys. Lett.*, **25**(1974) 92.
- [15] C. K. Kim et al., *Proc. 4th Biennial Cornell Electrical Engineering Conf.*, 1974, p. 299.
- [16] C. T. Rucker et al., *Electron. Lett.*, **13**(1977), 331.
- [17] P. A. Blakey et al., *Electron. Lett.*, **10**(1975), 435.
- [18] R. L. Kuvas et al., *IEEE Trans. E. D.*, **ED-22**(1975), 549.
- [19] B. Culshaw et al., *Electron. Lett.*, **11**(1975), 102.
- [20] E. Constant et al., *J. Appl. Phys.*, **46**(1975), 3934.
- [21] S. K. Roy et al., *Proc. IEEE*, **66**(1978), 92.

介绍一种“ π 凝聚”的理论模型

赵叔平

(中国科学技术大学近代物理系)

一、引 言

π 介子是一种基本粒子,属介子族。根据所带电荷为 $+$ 、 $-$ 、 0 ,可分为 π^+ 、 π^- 、 π^0 三种 π 介子。 π 介子的自旋为零,宇称为负,同位旋为1,静止质量为139

MeV,寿命为 10^{-8} sec。它在核物理中占有十分突出的地位。自从1935年日本的汤川秀树提出了核力介子理论以来,现在一般都认为,核子-核子间的相互作用是通过 π 介子来传递的。在原子核内存在着瞬时出现的 π 介子,与自由 π 介子不同,它不满足

$$E^2 = p^2c^2 + m_\pi^2c^4$$

的质能关系式,因此说它是“虚”的 π 介子。

最近几年,有不少理论物理工作者^[1]在探讨这样一个问题:在原子核内是否有真实的自由 π 介子存在?他们考虑的基点是在于 π 介子与核子之间的相互作用能量是负的,而且与核内核子的密度密切相关,密度越大,相互作用能量负得越厉害。因此,他们设想,如果当核物质的核子密度大到一定的程度,使得相互作用能量的绝对值比 π 介子的静止能量 $m_\pi c^2$ 还要大,这时 π 介子的总能量就变成负的,在这样的核里,产生 π 介子不但需要能量,反而会放出能量,因此这时在核物质中就会有真实的 π 介子产生出来。这些 π 介子充满了一定合适的能态,把这种 π 介子大量积累的现象就叫做“ π 凝聚”。当然, π 凝聚并不是无止境地进行下去,由于 π 介子之间存在着相互作用,会阻碍 π 介子的进一步产生,因此最后 π 凝聚要达到平衡。

本文试图介绍一种 π 凝聚的理论模型,即Migdal^[2]在这方面开展的一些理论工作。着重点放在求出发生 π 凝聚所要求的核子的临界密度,并对 π 介子的能量谱加以直观的描述。

二、Migdal 模型的出发点

Migdal 是从讨论系统的稳定性问题着手的。对于这个问题,我们只给以浅显的定性说明。从量子场论的观点来看,对于一个由若干基本粒子组成的系统,如果在一段时间中,系统的成分没有发生变化,或理解为没有与原来组成系统的粒子所不同的新粒子产生出来,就说这个系统是稳定的。反之,如果一个系统在一定的条件下发生了变化,有某些与原来成分不同的新粒子出现,就说这个系统的稳定性遭到了破坏。因此当说一个系统变得不稳定的时候,系指这个系统应有某些粒子被产生。产生出来的粒子要占据一定的状态。如果产生的是费密子(自旋为半整数的粒子),它服从的是费密-狄拉克统计,由泡利不相容原理的要求,在一个状态上不可能填充两个或两个以上的所有量子数都完全相同的费密子,因此费密子不会在能态上发生积累。玻色子情况则不然了,玻色子是自旋为整数的粒子(例如 π 介子就是玻色子),它服从玻色-爱因斯坦统计,不受泡利原理的限制,可以在一个状态上填充很多玻色子,即玻色子可在能态上大量的积累。

在什么条件下,才会出现系统的不稳定性呢?理论分析指出,可有两种情况。设可能产生的粒子记为 A ,它的能量为 E 。如果 $E < 0$,这种情况已在引言中略加讨论,产生 A 是可能的。还有一种情况,是 A 的能量的平方为负值,即 $E^2 < 0$ 。这相当于能量 E 本身是一个虚数,量子场论把它解释成为系统的另一种不稳定性,这时系统发生了粒子的变化,组成系统的某种粒子 B 发生了衰变生成了 A ,即 $B \rightarrow A + \dots$ 。因此最后的

问题归结为求出能使 A 粒子的能量 $E < 0$ 或 $E^2 < 0$ 的条件。

大家知道,自旋为0的粒子满足克莱茵-戈登方程。在有标量外场的情况下,克莱茵-戈登方程可推广为

$$\Delta \psi_\lambda + [E_\lambda^2 - 1 - V(r)]\psi_\lambda = 0, \quad (1)$$

$$\lambda = 0, 1, 2, \dots,$$

这里 ψ_λ 为描述自旋为0的粒子的波函数, E_λ 为它的能量, $V(r)$ 为位势, λ 为区分各个粒子的量子数指标的总称。

为了简单起见,这里采用了单位制

$$m_0 = c = \hbar = 1,$$

m_0 是自旋为0粒子的静止质量, c 是真空中光的速度, $\hbar = h/2\pi$, h 是普朗克常数。在这样的单位制下,表达式的形式比较简单,物理量只用数值表示。

假定位势 $V(r)$ 具有位阱的形式

$$V(r) < 0 \quad \text{当 } r < R,$$

$$V(r) \rightarrow 0 \quad \text{当 } r > R, \quad (2)$$

R 是临界半径。设 ν 是一个与位阱深度成比例的参数,做能量 E 与 ν 的关系曲线(图1),图中,在 $\nu = \nu_c^{(0)}$,

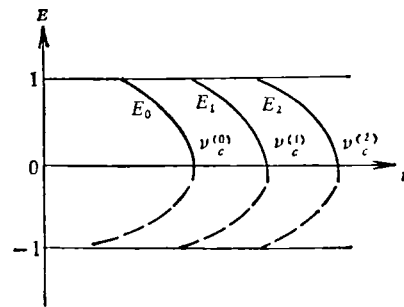


图1 在标量外场中,自旋为0的粒子能量与位阱深度的关系曲线(ν 是与位阱深度成比例的参数)

$\nu_c^{(1)}, \nu_c^{(2)} \dots$ 等处是能级 $E_0, E_1, E_2 \dots$ 的零点,即在这些地方,自旋为0粒子的能量正好等于零。如果位阱 V 足够深,比 $\nu_c^{(0)}, \nu_c^{(1)}$ 等所对应的还要深,使粒子的能级下降到比这些零点还要低,粒子的能量变成负的,可以满足 $E < 0$ 的条件,系统变得不稳定性了,自旋为0粒子应当产生。

产生的粒子之间存在着形式为

$$H' = \frac{\lambda}{4} \int \phi^4 dv, \quad \lambda > 0 \quad (3)$$

的互相排斥的相互作用,它阻碍粒子能量的下降。也就是随着自旋为0粒子的不断产生,它们之间的斥力也随之加大,加大到一定程度时,进一步产生粒子就成为不可能了,整个物理过程达到了平衡。在这一逐步趋于平衡的时间里,产生了大量自旋为0的粒子,它们不受泡利原理限制,可以占据最合适的能态,好象凝结聚集在那里,这就是“玻色子凝聚”名称的由来。

以上的论述用来研究核物质的有关现象是十分有意义的。原子核可看做主要由核子组成的系统。在核物质中的 π 介子,可以假定受到一个标量位阱的作用,

$$V = 4\pi\rho f = 4\pi\rho(f_{\pi^+N} + f_{\pi^-N}), \quad (4)$$

其中 $f(k)$ 是在 0° 角时 π^0 介子与核子的散射振幅, f_{π^+N} , f_{π^-N} 分别是 π^+ 介子及 π^- 介子与核子的散射振幅, ρ 是核物质的核子密度。设位阱的临界深度为 V_c ,在 $V = V_c$ 时,与图1相似, π 介子的能量等于零,设这时核子的密度为 ρ_c ,叫做临界密度。那末,由(4)式,只要 ρ 足够大,有 $\rho > \rho_c$ 时,就可使得 $V > V_c$,这样就可以使 π 介子的能量下降而成为负的($E < 0$)。同样可以讨论,当密度 $\rho > \rho_c$ 时,也可能使 $E^2 < 0$ 的条件得到满足。这样一来,讨论稳定性的问题又与核物质的密度联系起来。

三、Migdal 模型的简单介绍

综合上节的讨论,要知道 π 凝聚是否发生,关键在于要看核物质中 π 介子的能量(或能量的平方)是否可以变成负的。

Migdal 认为,在核物质内, π 介子的能量满足如下的色散关系式($m_\pi = \hbar = c = 1$)

$$\omega^2 = 1 + k^2 + \Pi(k, \omega), \quad (5)$$

k 是 π 介子的动量, ω 一般多代表频率,但在 $\hbar = 1$ 的单位制下,它代表了 π 介子的能量。注意 $\omega^2 = 1 + k^2$ 是自由 π 介子的能量关系式,(5)式中多了 $\Pi(k, \omega)$ 项,把它称做极化算子,它体现了核物质对 π 介子的作用。如果方程式(5)的解 ω 中,存在着 $\omega < 0$ 或 $\omega^2 < 0$ 的区域,就表明核物质不稳定,应当有 π 凝聚出现。

1. π 介子的极化算子

对所感兴趣的区域($\omega \leq 1, k < m \sim 7, m$ 是核子的质量),极化算子主要由下面两种类型的费曼图(见图2)所确定。在图2中, N 表示核子,是质量 p 和中子 n 的总称。 \bar{N} 代表反核子,也可理解成核子的空穴。 N, \bar{N} 在图中都用单线表示, π 介子用波浪线表示, N^* 表示核子共振态,用双线表示。

图 2

在 Π_p 的图中,画斜线部分表示 NN 核子关联相互作用,因此 Π_p 图表示在产生 π 介子的过程中经过了一个转变成核子与核子空穴的虚过程。如果用 ϕ 表示核子场, $\phi = \{\phi_1, \phi_2, \phi_3\}$ 表示实数 π 介子场, π^+, π^- ,

π^0 场可分别表示为

$$\phi_{\pi^\pm} = \frac{\phi_1 \pm i\phi_2}{\sqrt{2}}, \quad \phi_{\pi^0} = \phi_3,$$

则 πNN 顶点为

$$\Gamma(\pi NN) = f(\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi)\partial_\mu\phi, \quad \mu = 1, 2, 3, 4,$$

τ 是同位旋算符, f 是 πN 相互作用常数, $f \sim 1$ 。如果对核子做非相对论近似,只考虑 P 波、 S 波 πN 相互作用的贡献,利用格林函数方法^[13]可以求出 Π_p 。

在 Π_R 图中, N^* 是核子共振态,它的静止质量是1232MeV。 Π_R 图中画斜线部分是 NN^* 相互作用,此图相当于经过了一个产生核子空穴与核子共振态的虚过程。在计算时,使介质中的 πNN^* 顶点近似等于在真空中的值,利用 π 介子与核子的朝前散射振幅来求出 Π_R 。

整个计算极化算子的过程是相当繁琐的,需要一定的量子电动力学知识。有兴趣的读者可参看文献[2,3],这里只给出最后的结果。

对 $Z = 0$ 的只由中子组成的物质(Z 为原子核的电荷数),这样的核物质叫做中子介质, π^+ 介子的极化算子用 $\Pi^{(+)}$ 表示,有

$$\begin{aligned} \Pi^{(+)}(k, \omega) = & -\frac{2mp_F^{(n)}}{\pi^2} f^2 k^2 \Phi_1(k, \omega) \\ & \times [1 + g^- \Phi_1(k, \omega) p_F^{(n)}/p_0]^{-1} - 1.4\rho\omega \\ & - 4\pi\rho a(k)k^2 \left(\frac{1}{\omega_R - \omega} + \frac{3}{\omega_R + \omega} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $p_F^{(n)}$ 是中子的费密动量,它与中子介质的密度 ρ 的关系为 $\rho = p_F^3/3\pi^2$, p_0 是正常密度的原子核的费密动量,正常核的密度 $\rho_0 = 0.17$ 核子/ fm^3 [1fm(费密) $= 10^{-13}$ 厘米],如换到 $m_\pi = c = \hbar = 1$ 单位制, $\rho_0 \approx 0.48$,相对应的

$$p_0 = (1.5\pi^2\rho_0)^{1/3} \sim 2.$$

另外 $a(k) = 0.08/(1 + 0.23k^2)$, $f \sim 1.6g^-$ 是一个唯象参数,由理论与实验数据比较定出,可在一定的范围内变动。例如由分析核磁矩与 β 衰变的几率可以求出 $g^- = 1.6$ 。 ω_R 是发生(3.3)共振时的能量, $\omega_R \sim 2.4$ 。 $\Phi_1(k, \omega)$ 是 π 介子能量动量的函数,

$$\Phi_1(k, \omega) = \frac{m^2}{2k^3 p_F^{(n)}} \left\{ \frac{a^2 - b^2}{2} \ln \left(\frac{a+b}{a-b} \right) - ab \right\},$$

$$a = \omega - k^2/2m, \quad b = kp_F^{(n)}/m.$$

由交叉对称, π^- 介子的极化算子 $\Pi^{(-)}(k, \omega)$ 与 π^+ 介子的极化算子 $\Pi^{(+)}(k, \omega)$ 之间存在关系,

$$\Pi^{(-)}(k, \omega) = \Pi^{(+)}(-k, -\omega). \quad (7)$$

π^0 介子的极化算子记为 $\Pi^{(0)}(k, \omega)$,它满足

$$\begin{aligned} \Pi^{(0)}(k, \omega) = & -\frac{mp_F^{(n)}}{\pi^2} f^2 k^2 \Phi(k, \omega) \\ & \times [1 + g^{nn} \Phi(k, \omega) p_F^{(n)}/p_0]^{-1} \\ & - \frac{16\pi\rho a(k)k^2\omega_R}{\omega_R^2 - \omega^2}, \end{aligned} \quad (8)$$

其中

$$\Phi(k, \omega) = \Phi_1(k, \omega) + \Phi_1(-k, -\omega),$$

$g^{\pi\pi}$ 也是由实验与理论相比较而定的唯象参数,本文中取 $g^{\pi\pi} = 1$.

以上是 $Z = 0$ 的中子介质的三种 π 介子的极化算子的表达式。对于 $N = Z$ 的物质 (N 代表中子的数目),这是中子、质子数目相等的物质,称为同位旋对称介质,中子与质子的费密动量相同,

$$p_F^{(n)} = p_F^{(p)} = p_F.$$

计算的结果是 π^+ , π^- , π^0 的极化算子具有相同的形式,

$$\begin{aligned} \Pi^{(+)} &= \Pi^{(-)} = \Pi^{(0)} = \Pi(k, \omega; N = Z) \\ &= -\frac{2mp_F}{\pi^2} f^2 k^2 \Phi(k, \omega) [1 + g^{\pi\pi} \Phi(k, \omega) p_F/p_0]^{-1} \\ &= \frac{16\pi\rho a(k)k^2\omega_R}{\omega_R^2 - \omega^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

2. $Z = 0$ 的中子介质的 π 介子谱

将(6), (7), (8)式代入色散关系式(5), 就得到在 $Z = 0$ 的中子介质里, π 介子的能量关系式,例如对于 π^+ 介子,有

$$\begin{aligned} \omega^{(+)}(k) &= 1 + k^2 - \frac{2mf_F^{(n)}}{\pi^2} f^2 k^2 \Phi_1(k, \omega^{(+)}) \\ &\times [1 + g^{\pi\pi} \Phi_1(k, \omega^{(+)}) p_F^{(n)}/p_0]^{-1} \\ &= 1 + \rho\omega^{(+)} - 4\pi\rho a(k)k^2 \\ &\times \left(\frac{1}{\omega_R - \omega^{(+)}} + \frac{3}{\omega_R + \omega^{(+)}} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

相类似地,可导出 π^- , π^0 的能量 $\omega^{(-)}$, $\omega^{(0)}$ 的关系式,在此从略。

(10)式为一个超越方程,只能用数值求解。对于给定的中子介质的密度 ρ , 可以做 ω^2 (或 ω) 与 k^2 (或 k) 的关系曲线,其结果画在图3—图5上。由数值计算给出,发生 π^+ 介子凝聚的临界密度是 $\rho_c^+ = 0.2 \approx 0.4\rho_0$, 发生 $\pi^+\pi^-$ 对凝聚的临界密度是 $\rho_c^{\pi^+\pi^-} = 0.4 \approx 0.8\rho_0$, 发生 π^0 介子凝聚的临界密度是 $\rho_c^0 = 0.4 \approx 0.8\rho_0$.

图3是在 $\rho \approx 0.6\rho_0 > \rho_c^+$ 时中子介质的带电 π 介子的能量谱线。实线代表 π^+ 介子的能量 $\omega^{(+)}$ 的曲线,虚线代表 π^- 介子的能量 $-\omega^{(-)}$ 的曲线 (即 π^- 介子的能量取负号后再画到图上,故出现在图中的下半部分 $-\omega$ 的区域)。在 $2 \leq k^2 \leq 5.5$ 的范围内, $\omega^{(+)}$ 有一个曲线分支3满足 $\omega^{(+)} < 0$, 这表示中子介质的一种不稳定性,即产生了 π^+ 介子的凝聚。

图4是 $\rho = 0.5 \approx \rho_c^+$ 时 ($\rho > \rho_c^+$) 的带电 π 介子能谱。实、虚线的意义同图3。在 $k = k_c = 1.4$ 时,有 $\omega^{(+)} + \omega^{(-)} = 0$, 这里 π^+ 介子, π^- 介子能量之和等于0,表示从这儿开始,密度再加大,系统不稳定,同时产生 $\pi^+\pi^-$ 对的凝聚。

图5是中性 π 介子谱。密度 $\rho = 0.9 \approx 1.8\rho_0$, 它

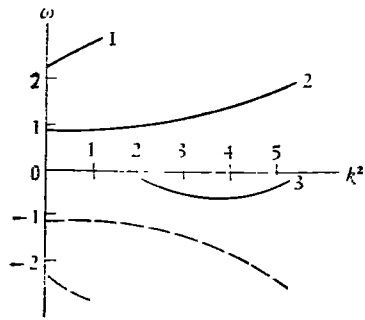


图3 在 $\rho = 0.6\rho_0 > \rho_c^+$ 时的中子介质带电 π 介子谱。实线为 π^+ 能量曲线,虚线为 π^- 能量(反号)曲线。曲线3有 $\omega^{(+)} < 0$, 表示有 π^+ 凝聚产生

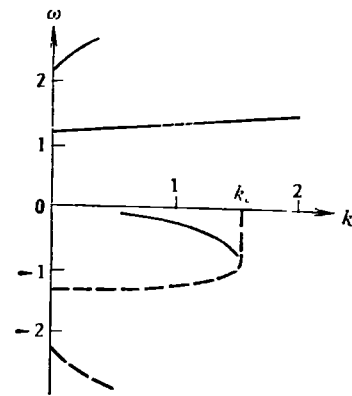


图4 $\rho = \rho_0 > \rho_c^+$ 时的中子介质的带电 π 介子谱。在 $k = k_c = 1.4$ 时,有 $\omega^{(+)} + \omega^{(-)} = 0$, 这表示系统不稳定,有 $\pi^+\pi^-$ 对凝聚产生

也有三条曲线,对应超越方程的三个解。在 $1.5 \leq k^2 \leq 15$ 时,有 $\omega^2 < 0$ 的区域,由前面的讨论可知,这是系统不稳定的另一种形式,表示应有 π^0 凝聚产生。

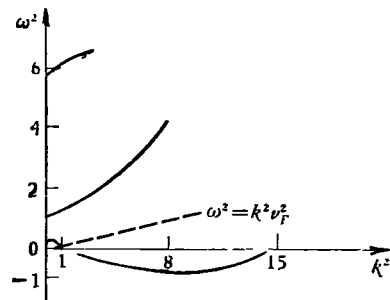


图5 密度 $\rho = 1.8\rho_0 > \rho_c^0$ 时的中子介质中的 π^0 谱。在 $1.5 \leq k^2 \leq 15$ 时有 $\omega^2 < 0$ 的曲线,这时有 π^0 凝聚产生

计算结果还表明,单独的 π^- 介子没有 $\omega < 0$ (或 $\omega^2 < 0$) 的区域,因此对于 $Z = 0$ 的中子介质,没有单

独的 π 介子的凝聚,它只和 π^+ 介子同时成对出现。

3. $N = Z$ 核物质中的 π 介子谱

由前面的结果知道,对 $N = Z$ 同位旋对称的介质,三种 π 介子具有相同的极化算子[(9)式],因此具有相同的能量色散关系,

$$\omega'(k) = 1 + k^2 - \frac{2m\mu_F}{\pi^2} \mu^2 k^2 \Phi(k, \omega) \times [1 + g^+ \Phi(k, \omega) p_F / p_c]^{-1} - \frac{16\pi\rho t(k)k^4 \omega_R}{\omega_R^2 - \omega^2} \quad (11)$$

对给定的介质密度 ρ ,对方程(11)数值求解,求得同时产生 π^+ , π^- , π^0 凝聚的临界密度 $\rho_c = 0.3 \approx 0.6\rho_0$,即当 $\rho > \rho_c$ 时, π^+ , π^- , π^0 三种 π 介子的能量的平方可同时变成负值,因此它们同时出现。图6是当密度 $\rho = 0.5 = \rho_0 > \rho_c$ 时的数值曲线,在 $2 \leq k' \leq 15$ 的范围内,有一支曲线满足 $\omega' < 0$,这表示系统不稳定,产生了 π^+ , π^- , π^0 的凝聚。在这里,特别强调的是,

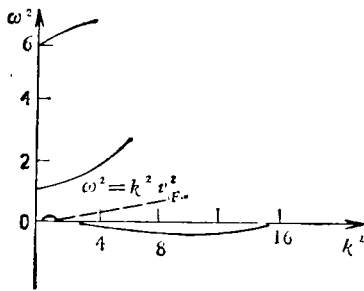


图6 对 $N = Z$ 介质, $\rho = \rho_0 > \rho_c$ 时的 π 介子谱,在 $2 \leq k' \leq 15$ 时, $\omega' < 0$,系统不稳定,同时产生 π^+ , π^- , π^0 的凝聚

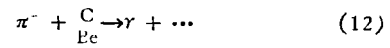
$N = Z$ 介质的 π 凝聚的临界密度只有 $\rho_c \approx 0.6\rho_0$,比正常核的密度还要小,因此 Migdal 的结论是在正常核中就应有三种 π 介子同时凝聚的存在,这显然是很有价值的预言

四、讨 论

本文简单地介绍了 Migdal 的 π 凝聚模型。这只是 π 凝聚模型中的一种。它的特点是可以通解直观地对 π 凝聚的图象加以描述。从事这方面的理论研究的人很多,除了 Migdal 所采用的格林函数方法外,还有平均场近似, σ 模型,生成坐标方法等等^[1]。各个模型求出的发生临界密度 ρ_c 有一定的差别,大约在 $\rho_0 - 4\rho_0$ 的范围。但是基本的结论是一致的,即都从理论上预言了 π 凝聚现象的存在。

但是,比较遗憾的是,实验方面的进展是不大的。截至目前为止,还没有一个完全肯定 π 凝聚的实验。

一个略有价值的实验是1977年欧洲核子研究中心做的。一个 π^- 介子经过慢化后,打到铍或碳靶上,放出 γ 光子和其它基本粒子,反应是



如果原子核内有 π^+ 凝聚的存在, π^+ 与 π^- 可发生湮灭 $\pi^+ + \pi^- \rightarrow 2\gamma$

从而使光子的产额增加,实验结果支持这种看法。但由于实验本底很强,此实验还不能成为有足够说服力的依据。

π 凝聚现象如果确实存在的话,它对核物理的研究将会发生重大的影响。 π 凝聚对核内核子的分布、核子的极化、核的能级、 β 衰变的几率及电子与质子被核的散射截面等现象都有很大的影响。一些理论工作者,在引入 π 凝聚的情况下,讨论这些性质,还没有发现理论与实验明显对立的情况。

与 π 凝聚相联系, Migdal^[4,5] 预言,它为形成一种新的反常核态提供了可能。这种核态的核子密度与电荷密度特别高,是超密度与超电荷分布的核,它可能是稳定的或亚稳定的。如果这种反常核存在的话,应在重粒子碰撞、宇宙线的实验中得到发现。

另外一个大的方面的影响是在天体物理方面。六十年代天文学的四大发现之一是发现了脉冲星,许多人认为脉冲星是高度旋转的中子星。这种中子星99%都是由中子所组成,密度非常高,达到6个中子/ fm^3 。根据 Migdal 模型,这个密度远远超过了发生 π 凝聚的临界密度,因此 $Z \ll N$ 的物质又称为中子星物质。中子星为研究中子介质中的 π 凝聚现象提供了很好的实验场所。理论工作者认为,如果中子星内存在着 π 凝聚,则将会引起状态方程的软化,使中子星的最大质量 M_{max} 减少,对它的半径、转动惯量等也都有明显的影响。还有人认为, π 凝聚将使中子星具有超导性,加速中子星的冷却过程。总之,这个课题已成为天体物理工作者感兴趣的问题。

参 考 文 献

- [1] R. F. Sawyer, D. I. Scalapino, *Phys. Rev. D*, **7**(1973), 953; G. Baym, *Nucl. Phys.*, **A222**(1974), 29; G. E. Brown, *Phys. Reports*, **27C-1**(1976), 1; D. Schütte, *Nucl. Phys.*, **A282**(1977), 518.
- [2] A. B. Migdal, *ЖЭТФ*, **63**(1972), 1993; **66**(1974), 443; **70**(1976), 1592.
- [3] A. B. Migdal, *Theory of Finite Fermi Systems*, Wiley, New York, 1967.
- [4] A. B. Migdal, *ЖЭТФ*, **72**(1977), 1247.
- [5] A. B. Migdal, *Rev. Mod. Phys.*, **50-1**, Part I (1978), 107.