

三族过渡金属 Al, Ga, In 等在 Si(111) 面上的吸附及形成的超层结构, 碱金属 K, Na, Li 等在 Si 和 GaAs 表面的吸附都已做过系统的 STM 研究^[22,23].

- [1] 白春礼, 物理, **20**-3(1991), 132.
 [2] C. F. Quate, 物理, **16**-3(1987), 129.
 [3] 戴道宜, 物理, **14**-1(1985), 235.
 [4] 汪世才, 物理, **16**-6(1987), 321.
 [5] G. Binnig, et al., *Surf. Sci.*, **137**(1983), L379.
 [6] J. C. Campuzano et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 2684.
 [7] V. M. Malmmark et al., *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 2879.
 [8] J. Wintterlin et al., *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 59.
 [9] F. Besenbacher and K. Mortensen, *Europhys. News*, **21**(1991), 1.
 [10] K. Takayanagi et al., *J. Vac. Sci. Tech. A*, **3**(1985), 1502.
 [11] R. M. Tromp, *J. Phys: Condens. Matter*, **1**(1989), 10211.
 [12] R. M. Feenstra and J. A. Stroscio, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 2173.
 [13] J. A. Appelbaum, G. A. Baraff, and D. R. Hamann, *Phys. Rev. Lett.*, **35**(1975), 11.
 [14] R. J. Hamers, et al., *Surf. Sci.*, **181**(1987), 346.
 [15] J. A. Kubby et al., *Phys. Rev. B*, **36**(1987), 6079.
 [16] R. S. Becker et al., *Phys. Rev. B*, **32**(1985), 8455.
 [17] R. M. Feenstra et al., *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 1192.
 [18] M. D. Pashley and K. W. Haberen, *J. Vac. Sci. Tech. B*, **6**-4(1988), 1468.
 [19] M. D. Pashley et al., *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 2176.
 [20] Xian Liang Wu and Charles M. Lieber, *Science*, **243**(1989), 1703.
 [21] Xian Liang Wu and Charles M. Lieber, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 1150.
 [22] T. Sakurai et al., *Prog. Surf. Sci.*, **33**(1990), 3.
 [23] C. Bai et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **31**(1992), L1117.

阵发、分形和粒子物理

朱镛雄

(华东师范大学物理系, 上海 200062)

高能碰撞中的阵发现象是现有的多重产生的动力学模型难以解释的. 利用多重分形理论可以为揭示碰撞的机制提供新的可能. 阵发现象的研究, 正在为粒子物理打开一个新的领域.

Abstract

An unexpected dynamical fluctuation observed experimentally in high-energy collisions is not easy to explain in terms of conventional model of particle multiproduction. The method of multifractal description may provide a deeper insight into the dynamical mechanism of particle collision. The study of intermittency has opened up a new field about particle physics.

—

阵发现象存在于表现出某种不规则涨落行为的系统中, 典型的观测结果来自对混沌运动

和湍流的研究. 分形专指某种具有不光滑边界或表面的系统, 对分形的刻划起源于 70 年代创立的《分形几何学》. 阵发和分形涉及的是一大类用通常的统计方法不能处理的随机现象. 这些现象已经在自然界以及包括物理学、化学、生

物理学和材料科学在内的各个领域的实验结果中被发现. 作为一种广泛的运动形态, 阵发和分形具有一般的共同的特征和规律, 然而各种现象中的阵发和分形又必然与特殊的具体的产生机理有关. 阵发和分形的研究正在深化人们对自然界的认识, 并有可能从新的角度揭示出各个领域中所未被认识的新的奥秘.

作为当代物理学发展前沿之一的粒子物理学, 研究的是比原子核更深层次的微观世界中物质粒子的内部结构以及在很高能量下(约为 10^9-10^{12} eV) 物质粒子相互转化的规律. 纵观粒子物理的发展, 实现高能粒子的碰撞一直是获得深层次微观结构信息的重要手段. 本世纪 50 年代初, 来自宇宙射线的乳胶照片首次提供了粒子碰撞的典型事例. 现在, 依靠建造各种粒子加速器, 人们已经可以有目的地设计和完成一系列高能碰撞事件, 得到丰富的实验观测资料. 引人注目的是, 1983 年日本和美国的一个联合研究小组(JACEE)在宇宙射线的实验中发现了末态粒子的快度分布存在着一种反常的定域强涨落行为. 紧接着 JACEE 事件以后, 1986 年在另外一个称为 NA22 的高能粒子碰撞事件中也发现了类似现象(图 1 和图 2)^[1,2]. 这种涨落在物理上表现为在相空间很小的间隔

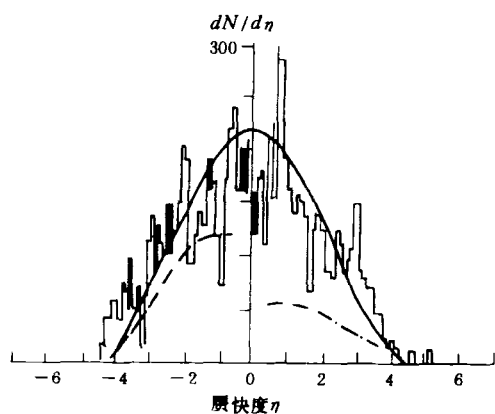


图 1 JACEE 事件

内存在多粒子的集团, 这是以往关于多重产生的模型难以解释的一种反常现象. 在粒子碰撞事件中, 虽然可以产生出多达几十个到几百个的末态粒子, 但对于传统的统计方法而言, 这些

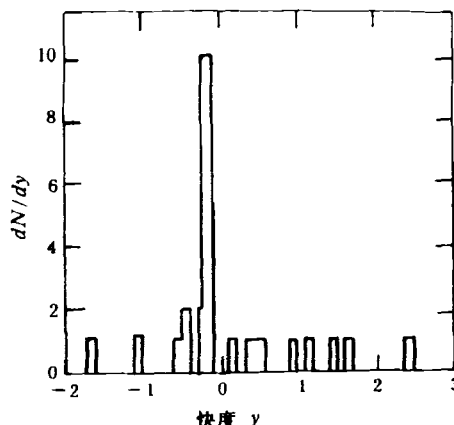


图 2 NA22 事件

数目毕竟是小数, 因此这种涨落不同于大量粒子事件中出现的统计噪声型的涨落. 尤其是, 随着实验测量精度的提高, 可以发现, 这种涨落在更小的相空间间隔内不象统计涨落那样变得越来越“光滑”, 相反, 在一定程度上显示出越来越“粗糙”, 这就表明, 在一个很小的相空间间隔中出现的粒子多重产生的背景上, 存在着更小的粒子集团. 已有的实验结果证实, 这种非统计的动力学涨落虽然在各个事件中表现形式不同, 在同一事件的不同相空间区域中也存在差异, 但是末态粒子的数目即多重数的某种统计平均值对相空间间隔大小之间却存在一种特征性的幂次关系. 这种幂次关系与湍流中存在的不规则涨落的性质非常相似, 这种涨落的行为就称为“阵发”, 并且具有分形的特征. 在粒子碰撞中出现的阵发现象对现有的关于粒子多重产生的各种动力学理论模型提供了检验的可能和理论上的挑战, 它正在为粒子物理的研究开辟一个新的领域.

二

在 70 年代前期, 人们曾猜测多重粒子产生是由某种独立发射机理而形成的, 因而多重数的分布是泊松分布. 但是, 对 $p-p$ 碰撞的多粒子产生实验结果表明, 多粒子产生的反应中粒子之间存在着复杂的相互关联. 1972 年, Koba, Nielson 和 Olesen 提出, 多重数分布服从一种

唯象的无标度性——KNO 无标度性. 实验证实, 不仅在高能碰撞下 KNO 无标度性成立, 即使在相当低能量下, 这种无标度性也有效. 然而到了 80 年代, 当实验上实现了比过去碰撞能量高一个数量级(质心系总能量 $\sqrt{s} = 200, 500, 900\text{GeV}$) 的 $p\bar{p}$ 对撞事件时, 却得到了偏离 KNO 无标度性的结果. 现在, 虽然已经有了一些多重数分布的近似的经验规律(例如负二项分布就是一个很好的经验规律), 但是什么机理造成了这种分布? 尤其是在相空间间隔中出现的非规则涨落服从什么规律? 什么机理导致了这种涨落行为? 这些都是需要从进一步的理论研究和实验研究中解决的问题.

在粒子碰撞实验中, 粒子多重数分布是在快度区间测定的. 快度是描述碰撞以后粒子沿空间某一标准方向运动快慢的一个运动学参量, 它是速度沿该方向投影的单调函数. 快度的最重要的特点是, 在洛伦兹变换下, 粒子快度的变换规律简单也可以表示为 $y' = y - y_0$, y_0 是两个参考系之间的相对快度. 显然, 在比较不同参考系中粒子的运动时, 采用快度进行描述比采用速度进行描述方便得多. 实验分析中还常常采用赝快度 η 代替快度 y , 它们之间的关系是 $\text{th}y = \frac{1}{\sqrt{1+m^2/p^2}} \text{th}\eta$ (m, p 分别是粒子的质量和动量). 赝快度的优点是可以直接测量. 在多粒子产生过程中, 如果固定总的多重数 N , 测量一个指定性质的粒子的快度分布, 就称为半单举过程. 在这种过程中, 选定一个快度窗口 Δy , 并将它划分为 M 个小间隔, 每个间隔的大小为 $\delta y = \frac{\Delta y}{M}$. 在碰撞过程中, 落入每个小间隔内的粒子数是一个随机事件. 对于这个随机事件形成的快度分布存在两种不同的涨落. 一种是由于每个小间隔内很少的多重数而导致的以伯努利定律为特征的统计涨落; 另一种就是非统计的动力学涨落. 设快度分布为 $P(p_1 \cdots p_M; t)$, 这里 $p_m (m=1, 2, \cdots, M)$ 是在第 m 个小间隔内发现粒子的概率, 动力学涨落就表现为在每个间隔处对平均值 $\langle p_m \rangle$ 的偏离. 但是, $P(p_1 \cdots p_M)$ 不能由实验直接测得, 这是因为只有在的

物理

总多重数 $N \rightarrow \infty$ 时, 每个间隔的多重数 K_m 对 N 的比值才是概率 p_m . 怎样从有限的 N 及实验可观测到的 K_m 中得到快度分布 $P(p_1 \cdots p_M; t)$ 的信息? 比亚拉斯(A. Bialas)和佩施扬斯基(R. Peschenski)提出一种矩方法, 以研究快度分布 $P(p_1 \cdots p_M; t)$ 的标度矩代替直接研究 $P(p_1 \cdots p_M; t)$. 这种标度矩定义为^[3]

$$\langle C_q \rangle = \int dt \int dp_1 \cdots dp_M P(p_1 \cdots p_M; t) \cdot \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M (M p_m)^q. \quad (1)$$

在测量得到多重数的分布 $Q(K_1 \cdots K_M)$ 以后, 可计算出如下平均值:

$$\begin{aligned} \langle F_q \rangle &= M^{q-1} \left\langle \sum_{m=1}^M \frac{K_m(K_m-1)\cdots(K_m-q+1)}{N(N-1)\cdots(N-q+1)} \right\rangle \\ &= M^q \sum_{K_1 \cdots K_M} Q(K_1 \cdots K_M) \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \frac{K_m(K_m-1)\cdots(K_m-q+1)}{N(N-1)\cdots(N-q+1)}. \end{aligned} \quad (2)$$

这种平均值称为 $Q(K_1 \cdots K_M)$ 的标度阶乘矩, 容易得出,

$$\langle F_q \rangle = \langle C_q \rangle \quad (3)$$

矩方法巧妙地用测量值的 $Q(K_1 \cdots K_M)$ 平均值代替了 p_m 的 q 阶矩的 $P(p_1 \cdots p_M; t)$ 平均值, 从而得到了仅仅由动力学涨落产生的矩, 消除了统计涨落的影响. 利昂·范霍夫(Leon Van Hove)证明了^[4]在很小间隔极限下, 多重数分布中低的多重数间隔和空的间隔占优势, 而采用矩方法可以抹去低多重数 ($K_m \leq q$) 的影响, 提高高多重数的效应, 这种高多重数行为正是区别于统计涨落的动力学特征.

在流体的湍流研究中已经发现, 非规则涨落的某种矩与相空间小间隔大小之间存在一种幂次关系. 类似地, 在粒子碰撞事件中 $\langle F_q \rangle$ 在一维、二维和三维情况下分别与 δy (y 快度间隔), $\delta\varphi$ (φ 方位角) 和 δp_T (p_T 横动量) 也存在幂次关系. 例如在一维情况下 $\langle F_q \rangle \sim \delta y^{-f_q}$, f_q 称为阵发指数, 它在一定的间隔大小范围内是一个常数. 粒子密度的非规则涨落也是一种分形, 刻划分形的一个重要的量是广义维 D_q . 已经证

明^[5], 阵发指数 f_q 和广义维 D_q 之间存在如下关系:

$$\frac{f_q}{q-1} = 1 - D_q. \quad (4)$$

因此, 研究阵发指数也是描述动力学涨落内部结构的一个重要手段. 目前, 对于在粒子相对论碰撞的区域内究竟能不能利用流体力学的方程尚缺乏证实, 但是从流体阵发现象的一系列模型中, 人们已经设想了一些高能粒子多重产生的阵发模型, 阵发的 α 模型便是其中的一个^[6].

假设相空间中长度为 δy 的 M 个小间隔是从相空间的一个快度“窗口” Δy 通过一组有限的 ν 次划分而得到的, 每次划分使相空间的间隔数依次为 $\lambda, \lambda^2, \lambda^3, \dots$, 最后形成 $\lambda^\nu = M$ 个小间隔; 并且在第一次划分为 λ 个小间隔以后, 给每个小间隔赋予一个取值在 $[1, \lambda]$ 之间的随机数 α_1 , 在第二次将这 λ 个小间隔的每一个间隔再划分为 λ 个更小的间隔后, 再赋予随机数 α_2, \dots , 最后当 Δy 被划分为 M 个小间隔后, 每个间隔 m ($m=1, 2, \dots, M$) 可以用一组包含 ν 个 α_j ($j=1, 2, \dots, \nu$) 的随机数 $\{\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \dots, \alpha_\nu\}$ 加以标记. 凯利 (Cayley) 树就是这种划分的一个简单模型 (图 3). 更直观地, 可以把相空间的划分看成是把大的格子划分为许多小的格子 (图 4). 如果把每次划分所得的一组随机数看作成一个归一化的随机函数的一次独立取值, 那么在第 ν 次出现 M 个小间隔时, 在每一个间隔内出现粒子的概率 p_m 可以写成

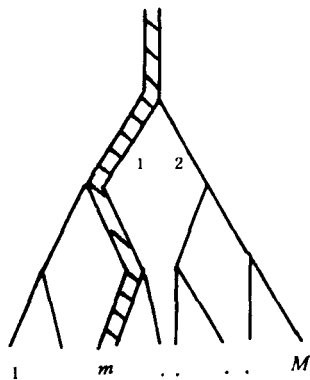


图 3 凯利 (Cayley) 树
 $[m] = \{\alpha_4, \alpha_3, \alpha_2, \alpha_1\} = \{1, 2, 1, 1\}$

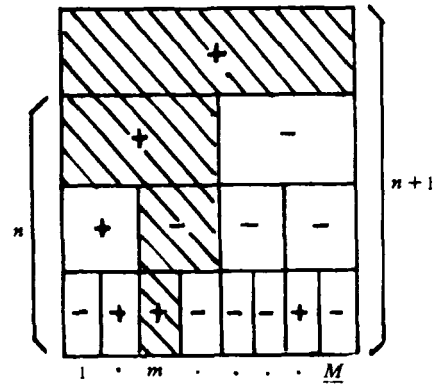


图 4 相空间的划分

$$p_m = M^{-1} W(\alpha_4) W(\alpha_3) W(\alpha_2) W(\alpha_1)$$

$$p_m = P(\alpha_1 \dots \alpha_\nu) = \frac{1}{M} W(\alpha_\nu) W(\alpha_{\nu-1}) \dots W(\alpha_1), \quad (5)$$

式中 $W(\alpha_j)$ 就是与第 j 次划分后在某一间隔内的随机数 α_j 对应的随机函数.

作 $W(\alpha_j)$ 的 q 阶矩平均, 有

$$\langle F_q \rangle = \left\langle \frac{1}{M} \sum_{\{m\}} \prod_{j=1}^{\nu} W^q(\alpha_j) \right\rangle = \langle W^q \rangle^\nu. \quad (6)$$

利用 $\lambda^\nu = M = \frac{\Delta y}{\delta y}$, 可以得出

$$\langle F_q \rangle = \left(\frac{\Delta y}{\delta y} \right)^{\ln \{W^q\} / \ln \lambda}, \quad (7)$$

这里 $f_q = \ln \{W^q\} / \ln \lambda$ 就是 α 模型的阵发指数, 它通常是 q 的一个正的凸函数.

以上讨论的是总多重数 N 固定的半单举事件. 对于没有固定多重数的事件, 可以固定小间隔 m , 再对大量事件求平均. 前一种对给定事件遍及各个间隔的平均称为水平平均, 后一种平均称为垂直平均. 除了讨论间隔多重数的平均外, 间隔 m 和 n 之间多重数关联也是一个重要的可观测量, 它定义为

$$\langle C_{qq}^{mn} \rangle = \frac{\langle K_m \dots (K_m - q + 1) K_n \dots (K_n - q' + 1) \rangle}{\langle K_m \rangle^q \langle K_n \rangle^{q'}}. \quad (8)$$

利用 α 模型还可以得出

$$\frac{\langle C_{qq}^{mn} \rangle}{\langle F_q^m \rangle \langle F_{q'}^n \rangle} = \left(\frac{\Delta y}{Dy} \right)^{f_{qq'} - f_q - f_{q'}}, \quad (9)$$

这里 Dy 表示两个间隔 m 和 n 之间的相空间距

离. 上式的一个令人瞩目的特征是, 比值已与 δy 的大小无关, 关联的结构仍可通过阵发指数得到反映. 除了 $f_{qq'} - f_q - f_{q'} = 0$ 的情形之外, 这个比值随相空间距离的增大以幂次律减少, 这是和通常长程关联中的高斯型下降不同的, 它是随机级联标度不变性的一个结果.

粒子碰撞的阵发现象已在多次实验中被观察到. 继对 JACEE 事件的早期分析以后, 第一个实验证据是由克拉科夫-路易斯安那-明尼苏达 (KLM) 三个州的一个联合研究小组提供的, 它们分别包括费米国家加速器实验室所进行的在 200GeV 和 800GeV 能量下光子的乳胶反应以及在欧洲核子中的实现的 60GeV 和 200GeV 下核子的 EMU-07 实验^[7]. 以后, 阵发现象相继在强子-强子、核子-核子、 μ -p 非弹性碰撞以及高能下 e^+e^- 的湮灭实验中被观察到. 图 5 显示的就是对 JACEE 事件观测到的动力学涨落所进行的标度阶乘矩分析^[3]. 其中快速度区间在 0.1—1.0 之间, $q=5$. 图 5 中分别列出了来自 JACEE 实验数据的计算结果和阵发现象的典型行为. 为比较起见, 图 5 中还标出高斯统计噪声的实验结果. 图 6 是在欧洲核子中心

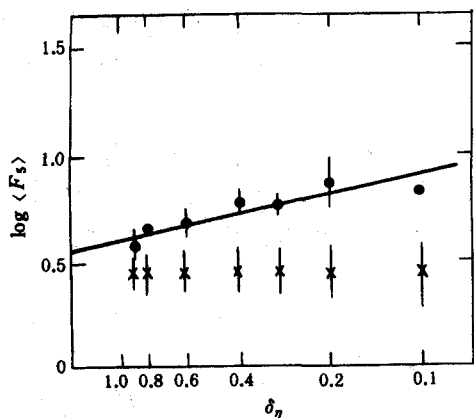


图 5 JACEE 事件的 $\langle F_5 \rangle$

(\bullet 来自实验数据; 一 是典型的阵发行为;
 \times 是高斯噪声的实验结果)

完成的 ^{16}O 乳胶实验的计算结果. (a) 对应于 $q=4$ 的情况, (b) 对应于 $q=2$ 的情况. 图 6 中也相应标出了对高斯统计噪声的模拟结果, 以作比较. 图 7 表示了由 UA1 中心探测器所得到的在能量 $\sqrt{s} = 630\text{GeV}$ 下 $p\bar{p}$ 碰撞的实验结果, 物理

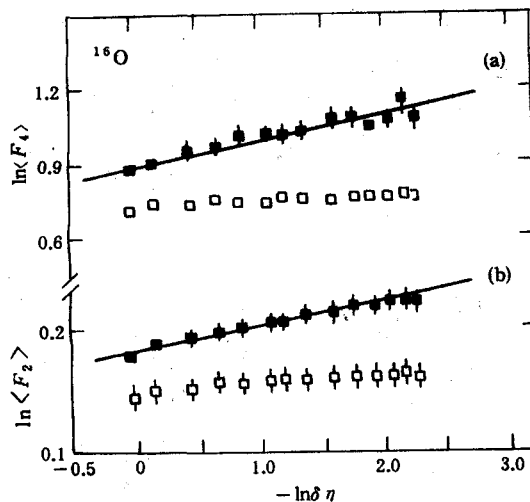


图 6 对 ^{16}O 乳胶实验的 $\langle F_4 \rangle$ 和 $\langle F_2 \rangle$

(\blacksquare 来自实验数据; 一 是典型的阵发行为;
 \square 是高斯噪声的实验结果)

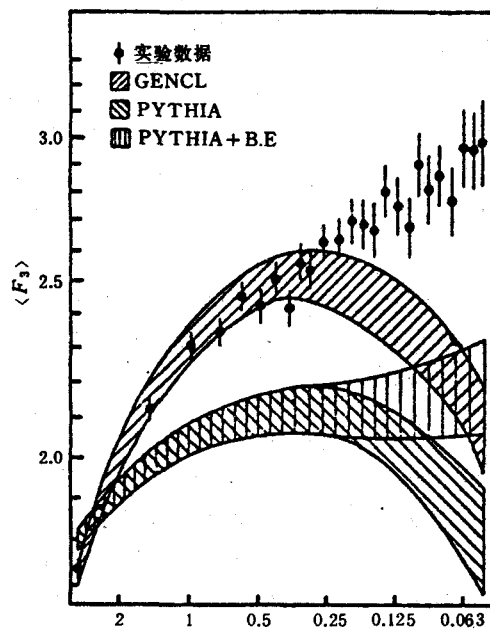


图 7 对 $p\bar{p}$ 碰撞实验的 $\langle F_3 \rangle$

(\bullet 来自实验数据; /// 和 /// 分别是对三种理论模型的蒙特-卡罗模拟的结果)

也显示了分别对伦德模型 (Lund) PYTHIA, 具有玻色-爱因斯坦相关的伦德模型和具有短程关联集团 GENCL 模型的蒙特-卡罗模拟的结果. 从图 7 中可以看出, GENCL 模型的结果在 $\delta_\eta \ge 0.3$ 的范围内与实验拟合得很好, 仅在很小的 δ_η 范围内出现了偏离. 其他两个模型的结

果表明,不仅在很小的 $\delta\gamma$ 区域内,而且在 $\delta\gamma \simeq 1$ 的区域内,模拟的结果与实验之间偏离很大,这种偏离反映了目前所建立的短程相关的理论模型还需要作进一步的修正.

三

从理论上讲,粒子密度涨落的性质应该是强相互作用的某种表现.更确切地说,它应该来自量子色动力学(QCD)的某种标度不变性.然而正是在所观察到的强子分布涨落的区域内,这个理论提供的知识还相当贫乏.阵发现象还包含 QCD 非微扰的远红外区域,这更是至今尚未被认识的区域.即使对于出现在紫外 QCD 区域内的阵发现象,用现有的理论也难以说明为什么对部分子预料的局域涨落,没有被紧接着出现的强子化过程所抹平.总之,阵发现象的实验表现以及在一定相空间间隔内出现的普适性使理论物理学家面临一系列新的课题,也为检验现有的粒子物理理论和多重产生的模型提供了一个新的“实验室”.

虽然目前在关于规范量子场论和粒子碰撞中所产生的涨落结构之间的联系还几乎是“空白”的研究课题,但是在近十几年来物理学发展中已经出现了一些未曾预料到的新领域,其中一个为人们广泛重视的领域就是对混沌,分形和复杂性的研究.它们不但在过去曾被“束之高阁”,被认为不能用传统物理学方法处理的一大类貌似随机的复杂现象中揭示出丰富的定律和法则,而且发现自然界的种种复杂结构可能只是简单定律多次重复操作的结果,从而从一个崭新的角度上提供了探讨局部结构与整体机理之间联系的物理学方法.研究表明,从场论和粒子物理发展起来的方法对研究混沌和分形是有用的,例如重整化的理论;同时混沌和分形的研究也正在为场论和粒子物理提供新的内容,其中利用多重分形理论形成的对阵发现象的统计力学描述正是近期来这方面的一个重要进展.

分形是一种满足一定条件的几何集合.对于简单分形(或均匀分形),只需要一个分数维

作为定量量度.然而对许多自然现象和实验结果,在不同的空间区域中有不同的维数和不同的标度性.如果对每一个区域用一个特征指数 α 来表征,并以函数 $f(\alpha)$ 记载这一个层次在总的分布中所占的比重,就可以将复杂的不规则分形(或非均匀分布)看成由无数多个分形子集形成的集合,从而得到 α 值的一个谱和连续函数 $f(\alpha)$,它们的特征行为正是从整体上刻划出具体分形的性质.由于这类分形是由各种具有不同维数的分形子集所构成的,因而称为多重分形(或多标度分形).

考虑某个事件中的快度分布 $N(y)$,在碰撞能量足够高时,选择快度窗口 Y_0 ,并将 Y_0 划分为 M 个小间隔,小间隔的宽度为 $\delta = Y_0/M$.设 K_j 是在第 j 个小间隔中探测到的粒子的多重数, n 为总多重数,则对非空的小间隔,探测到粒子数的概率为 $p_j = K_j/n$. Rudolph C. Hwa 建议放弃讨论 $\langle F_q \rangle$ 与 δ 的幂次关系,而代之以由下式定义的 G_q 的行为^[8]:

$$G_q = \sum_{j=1}^{n_j} P_j^q, \quad (10)$$

这里求和遍及所有非空的小间隔. G_q 和 F_q 的不同之处在于 G_q 中 q 可取任意实数,而 F_q 中 q 只能是正整数.假设概率 $P_j \propto \delta^a$,于是 $P_j^q \propto \delta^{aq}$.选定 α 取值的某个范围 $(\alpha, \alpha + d\alpha)$,显然可以找到许多小间隔的 α 值处于这个范围内,这些具有相同幂次行为的小间隔就构成一个分形子集合,它所包含的小间隔数目 M_α 与 δ 的关系可以写成

$$M_\alpha \propto \delta^{-1/\alpha}. \quad (11)$$

对每一个事件,(11)式定义的 G_q 在 δ 不是太小的情况下,可以将粒子多重产生的自相似行为表示为

$$G_q \propto \delta^{\tau(q)}. \quad (12)$$

一旦 $\tau(q)$ 被确定,利用多重分形理论^[9],借助于勒让德变换得出 $f(\alpha_q)$

$$F(\alpha_q) = q\alpha_q - \tau(q), \quad (13)$$

$$\alpha_q = \frac{\alpha\tau(q)}{aq}. \quad (14)$$

$f(\alpha)$ 作为 α 指数的一个谱函数,反映了强

度 α 的奇异性在空间的整体分布,它是刻划分形测度的一个重要的量. 为了考虑到低多重数事件中涨落的重要性,(11)式定义的 G_q (其中 p_i 取自同一个事件的不同间隔)还必须对不同事件取平均(垂直平均). 于是得到的 $\langle \tau(q) \rangle$ 为

$$\langle \tau(q) \rangle = - \langle \Delta \ln G_q / \Delta \ln \delta \rangle$$

$$= - (\ln 2)^{-1} \Delta \langle \ln G_q \rangle / \Delta \nu, \quad (15)$$

这里 $\langle \dots \rangle$ 就是垂直平均, $M=2^{\nu}$. 由 $\langle \tau(q) \rangle$ 可得到 $\langle f(\alpha_q) \rangle$.

作为简单的例子,先考虑两个特殊模型:

(1) 对每个事件任意大小的快度间隔,分布 $N(y)$ 始终保持某个恒定的值,于是 $P_i = \frac{1}{M}$, 而 $G_q = M^{1-q}$, $\tau(q) = q-1$, 由(14),(15)式得到 $f(\alpha) = \delta_{\alpha,1}$, 这个结果对每个事件都相同,因而垂直平均以后结果不变. 这是一个平凡的结果,它表明这些事件中不存在任何快度分布的涨落. (2) 在所考虑的事件中, p_i 有一个峰值,例如取 $P_i = N \{1 + 2 \exp[-(y_i - y_0)^2 / \sigma^2]\}$, 由此可以得到 $f(\alpha)$ 在 $\alpha_0=1$ 处有一个很窄的峰值,而且 $f(\alpha_0)=1$, 峰的宽度随 σ 增加而减少. 这个结果表明,虽然 p_i 是 y_i 的光滑函数,但是多重数涨落的存在导致了在一定的精确度范围内存在非平凡的 $f(\alpha)$.

Charles B. Chiu 和 Rudolph C. Hwa^[10] 利用部分子的分支模型研究了多粒子产生反应中的多重分形结构. 在这个模型中,每一个顶点上的部分子以动量分数 Z 和 $1-Z$ 按概率函数 $P(Z)$ 而分裂为两个部分子. 他们讨论了 $P(Z)$ 的两种形式:(1) ϕ^3 模型: $P(Z) = 6Z(1-Z)$; (2) 胶子模型: $P(Z) = C[(1-Z)/Z + Z/(1-Z) + Z(1-Z)]$, 并对这两个模型分别得到了 $\langle \tau(q) \rangle$ 和 $f(\alpha_q)$ (图8). 图中 $f(\alpha_0)$ 接近于 1 这个事实表明,在一定的精确度范围内存在普适的自相似性,在快度“窗口”内只有很少的空的小间隔. 当 $\alpha < \alpha_0$, $f(\alpha)$ 给出了快度空间中多重数分布密集的区域; 而当 $\alpha > \alpha_0$, $f(\alpha)$ 给出了快度空间多重数分布稀疏的区域. 此外,由多重分形理论可以将 $f(\alpha)$ 与刻划分形的维数联系在一起,例如容量维 $D_0 = f(\alpha_0)$, 信息维 $D_1 = f(\alpha_1)$, 相关维

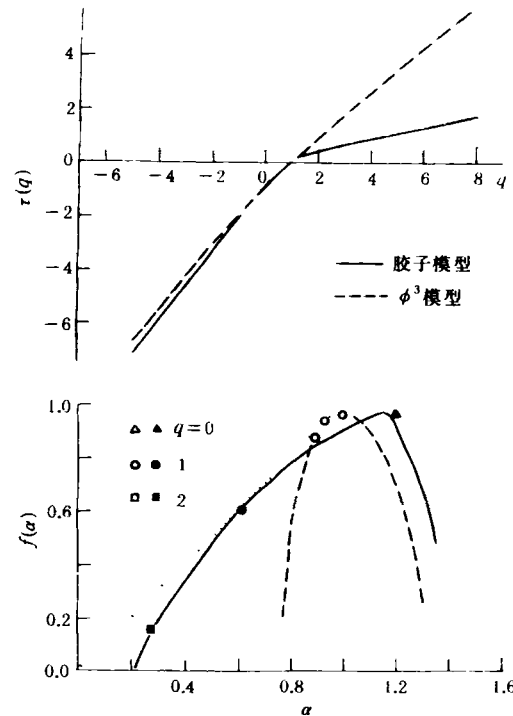


图8 胶子模型和 ϕ^3 模型的 $\langle \tau(q) \rangle$ 和 $f(\alpha_q)$

$D_2 = 2\alpha_2 - f(\alpha_2)$. 因此 $f(\alpha)$ 的重要意义正是在于它给出了快度空间中多重数涨落在比较集中或比较稀疏区域内的一种定量描述.

在相变的统计力学中,临界指数是普适的,它们服从的标度律与呈现临界现象的具体系统无关. 在分形生长理论中也存在着分数维的某种普适关系. 由此引出的一个令人感兴趣的问题是,在多重产生反应中,阵发现象的多重分形性质是否存在普适性? 最近, Charles B. Chiu 等研究了在 e^+e^- 湮灭情况下的 Lund 部分喷注模型^[11]. 他们发现阵发现象的特征与能量 (S), 快度窗口 (Y) 和多重数 (N) 之间存在着复杂的依赖关系. 在标度阶乘矩的各种平均值中,只有 $(\ln F_q^0)^0$ (h 表示对一个事件内各个快度间隔的平均,称为水平分析的平均, ν 表示对各个事件的平均,称为垂直平均) 在对所有 N 平均以后有某种简单的关系存在,它表现为反常分形维数大致上与 q 无关,而且随 $\ln \langle N \rangle$ 线性地增加,并仅仅与 S 和 Y 无关,但没有发现与 N 无关的某种普适性. 在多重分析中,计算表明, $f(\alpha)$ 谱的平均不存在任何普适性,明显地显示出对 S ,

Y 和 N 的依赖关系(SYN“综合症”). 然而,一旦对 $f(\alpha)$ 重新标度以后得到的 $\tilde{\alpha} = \alpha/\alpha_1$ 和 $\tilde{f} = f/f(\alpha_1)$ 却在 $\tilde{\alpha} < 1$ 的范围内消除了 SYN“综合症”. 显然,只有当实验可观测量不存在对 SYN 的任何依赖关系时,才有可能对不同的多重产生过程进行比较和描述. 而不同的 $f(\alpha)$ 谱必然预示着碰撞的不同动力学机制,从而可能从多重分形分析中给人们提供对多重产生的更深刻的认识.

对粒子碰撞中阵发现象的分形研究虽然开始不久,还需要更多的实验工作和理论模型为阵发的性质给出完整的物理图象,但是如同在物理学中对其他涨落的研究往往导致了新的物理思想的诞生一样,可以预计,对阵发这类相空间中特殊的动力学涨落的探讨,将会打开对粒子物理世界认识的又一扇大门.

- [1] JACEE Coll. and Y. H. Burnett et al., *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983),2062.
- [2] NA22 Coll. and M. Adamus et al., *Phys. Lett. B*, **185**(1987),200.
- [3] A. Bialas and R. Peschanski, *Nucl. Phys.*, **B273**(1986),703.
- [4] L. Van Hove, *Mod. Phys. Lett. A*, **4**(1989),1867.
- [5] P. Lipa and B. Buschbeck, *Phys. Lett. B*, **223**(1989),465.
- [6] A. Bialas and R. Peschanski, *Nucl. Phys.*, **B308**(1988),857.
- [7] KLM Coll. and R. Holunski et al., *Nucl. Phys.*, **B345**(1990),1.
- [8] R. C. Hwa, *Phys. Rev. D*, **41**(1990),1456.
- [9] Thomas C Halsey et al., *Phys. Rev. A*, **33**(1986),1141.
- [10] Charles B. Chiu and Rudolph C Hwa, *Phys. Rev. D*, **43**(1991),100.
- [11] Charles B. Chiu and Rudolph C Hwa, *Phys. Rev. D*, **45**(1992),2276.

等离子体的粒子模拟¹⁾

王 闯²⁾

(国防科学技术大学应用物理系,长沙 410073)

比较全面地介绍了等离子体粒子模拟(CIC)技术,介绍了它的简单发展经历、重要作用及基本的方法. 分析了它的主要困难后,提出了克服这些困难的技巧:近网格分配、有限大小粒子等. 最后介绍了一些主要的诊断方法以及一些典型的粒子模拟的问题.

最近一、二十年,高速度、大容量的计算机得到了飞速的发展. 这对物理学的研究和应用产生了深刻的影响,扩大了研究和应用的范围,缩短了研究和应用的周期,促进了一些新兴学科的发展. 在物理学中,除了传统的研究手段——解析理论分析和实验研究以外,发展了一个新的研究手段——计算机统计模拟. 即用计算机模拟计算跟踪大量单个微观粒子的运动,再对组成物体的大量微观粒子进行统计平均,由此得到宏观物体的物质特性和运动规律. 物理学的几乎所有分支学科均出现了这种研究方

法,在等离子物理中即为等离子体粒子模拟法(CIC, cloud in cell).

该方法的基本思路是:设大量带电粒子具有初始空间位置和速度,对它们统计平均求出等离子体的空间电荷密度和电流密度,由麦克斯韦方程求得空间的电磁场,再由洛伦兹力公式求出对每个带电粒子的加速度、速度以及由

1) 国家自然科学基金资助项目.
2) 本人现已调福建省科学技术情报研究所工作(福州市,邮编:350003).