

文章编号: 1007-4627(2010)01-0001-15

中高能核子-核子碰撞研究现状与问题*

宁平治¹, 彭光雄^{2,3}, 李磊¹, 罗延安¹, 钟显辉⁴, 党蕾³

(1 南开大学物理科学学院, 天津 300071;

2 中国科学院研究生院, 北京 100049;

3 中国科学院高能物理研究所, 北京 100049;

4 湖南师范大学物理系, 湖南 长沙 410081)

摘要: 简要评述了中高能核物理中核子-核子(NN)碰撞的国际研究现状, 期望对兰州重离子加速器冷却存储环(HIRFL-CSR)的物理工作有益。文中主要涉及近年来短程核力研究进展与存在的困难, 及与 STAR 和 PHENIX 高能重离子实验新进展相关的若干 NN 两体碰撞基本问题等, 特别关注奇异性产生与重味产生方面的 NN 碰撞物理, 以便更好地认识中高能 NN 碰撞研究的重要性。

关键词: 核子-核子碰撞; 中高能; 短程力; 奇异性产生; 重味产生

中图分类号: O571.25⁺¹

文献标识码: A

1 中高能核子-核子散射与短程 NN 势

过去半个多世纪里, 强相互作用或核力的研究取得显著成绩, 由介子交换理论到手征微扰论, 由介子交换势到手征两体势, 相当完美地解释了核子-核子(NN)两体散射的实验数据。然而, 这仅仅限于能量低于 400 MeV 的低能区两体碰撞, 中高能 NN 碰撞的情况却完全不是这样。

由实验数据获取 NN 势主要来自质子-质子(pp)散射。pp 散射按入射能量分为低能区、中能区和高能区。如上所述, 低能区(小于 400 MeV)经多年研究已有完善的实验数据和理论解释。而中能区(400—1000 MeV)NN 散射涉及介子产生和奇异性产生。中高能(1—10 GeV)NN 散射则开始涉及核子内夸克-胶子自由度。超高能(远大于 10 GeV)NN 散射则完全是夸克-胶子动力学。本文重点考虑中高能 NN 散射。

由于核力短程排斥芯(约 0.8 fm 以内)的存在, 需要更高的入射能量才能探测到这样短的力程。例如动能为 2.5 GeV 的入射核子, 四动量转移可达 2.3 GeV/c, 对应的空间分辨能力小于 0.15 fm。这样细的核子探针极适合研究短程区 ω 介子和其他重介子交换对 NN 势的贡献。已有各种适用于低能区

的 NN 势理论, 如介子交换势、手征两体势、高精度唯象两体势等, 不再适用中能区(400—1000 MeV, 中能区指 π 介子产生阈能(约 0.4 MeV)以上, 1 GeV 以下的能区)。在这个能区, 高精度 NN 势计算散射截面或分析本领等极化观测量的结果表明, 在 500 MeV 以下能区, 实验数据与几种非相对论势模型的理论计算结果符合很好。然而, 在大于 500 MeV 的能区(对应核力短程部分), 上述符合情况变得很不好。这说明, 对中能区, 低能高精度 NN 势肯定有某些新的动力学过程没有考虑到, 包括核子内的夸克-胶子动力学。

现代 NN 散射实验常需测量自旋观测量。极化指核子的自旋有一定的取向。研究极化 NN 散射的意义在于: (1) 随着入射核子能量的提高, 参与相互作用的分波数目增加, 需要确定的各分波相移的数目增加, 仅测量非极化 NN 散射截面不足以确定这些相移。采用极化的核子探针, 进行极化 NN 散射实验, 可提供除截面外新的可观测的物理量, 这些可观测量与核子自旋取向有密切关系; (2) 由 NN 散射实验确定的 NN 势(唯象势)的形式十分复杂, 其中包括与核子自旋有关的项, 并涉及若干参数, 要确定这些参数要求做不同类型的极化 NN 散

* 收稿日期: 2009-07-20; 修改日期: 2009-09-20

作者简介: 宁平治(1938—), 男(汉族), 北京人, 教授, 博士生导师, 从事理论物理与原子核物理研究;

E-mail: ningpz@nankai.edu.cn

射实验；(3) 现代实验技术可以提供极化核子探针和极化质子靶，以及精密的探测手段。已完成大量极化 NN 散射实验并提取出丰富的自旋观测量数据。有关极化 NN 散射自旋观测量的一般理论细节可参见文献[1—4]。

常用的自旋观测量主要有：(1) 极化度(Polarization)，用符号 $P(\theta)$ 表示。如果 NN 势与自旋无关，则散射不引起核子自旋状态的改变，即发生无自旋翻转(no-spin-flip)散射，此时极化度 $P=0$ 。如果核子探针和质子靶都是非极化的，而散射后的出射核子是极化的，这时就要测量出射核子的极化度。由于 NN 势中存在自旋相关势，散射将引起两核子自旋取向的改变。若 NN 系统初态处于 4 种可能自旋取向的某种组合，散射将会使系统改变为末态 4 种可能自旋取向的另一种新组合，于是原则上需要 16 个散射振幅来描述 NN 极化散射过程，它们构成 4×4 矩阵。(2) 分析本领(Analyzing power)。如果入射核子束(或靶粒子)是沿 k 方向极化的，则散射后不测量出射粒子的极化度，而是测量散射粒子的分析本领 A ，其定义为

$$A = \frac{N(\theta_L) - N(\theta_R)}{N(\theta_L) + N(\theta_R)}, \quad (1)$$

式中角度 θ_L 和 θ_R 分别是在散射平面内相对于入射方向左边和右边的相同角度。可在 θ_L 和 $\theta_R (= \theta_L)$ 处分别对称放置两个探测器，测量出射粒子数目 N 或截面 σ 。若取入射粒子极化方向为 y 轴方向，则分析本领 A 常记为 A_y 。(3) 非对称度(Asymmetry)。把上述两类实验结合起来连续进行，即非极化粒子束经第一次散射后得到的极化束再经第二次散射，测量出射粒子的左右不对称性 $\epsilon(\epsilon=PA)$ 。显然，所涉及的 3 个量并不独立。已知第二次散射的分析本领 A ，往往测量 ϵ 来确定 P 。(4) 退极化度(Depolarization)。如上所述，第一次散射后得到的极化束经第二次散射以后，极化程度可能有所变化。例如，由完全极化变为部分极化，这种变化由退极化度 D 的测量给出。如果第二次散射的入射束沿 e_n 方向极化，散射束和反冲束也沿 e_n 方向极化，则退极化度用 D_m 表示。如果入射束不是沿 e_n 方向极化，则需测量 D_{SL}, D_{SS}, D_{LL} 和 D_{LS} 。此处下标 L 和 S 分别表示沿入射方向 k 和沿 $e_n \times k$ 方向的极化分量。(5) 自旋转移系数(Spin transfer parameter)。上面关于退极化度 D 的测量是确定被散射核子极

化程度的变化。与此同时，反冲的靶核子可能由原来的非极化状态转变为某种程度的极化(极化转移或自旋转移)。这时测量自旋转移系数 K_{SL}, K_{SS}, K_{LL} 和 K_{LS} 。此处下标 L 和 S 的意义同上。(6) 自旋关联参数(Spin correlation parameter)。单独考虑上述第一次散射，散射前两个核子都是非极化的，散射后成为极化的。如果同时测量被散射核子(1)和反冲靶核子(2)的极化，定义自旋关联参数 $C_{\alpha\beta}$ 为并矢 $\sigma_1 \sigma_2$ 在特定方向上的状态平均值。若采取上面关于下标 L 和 S 的定义，则可测量 C_{SL}, C_{LL}, C_{LS} 和 C_{SS} 。文献中也将这些自旋关联参数分别记为 A_{yy}, A_{zz}, A_{xz} 和 A_{xx} 。

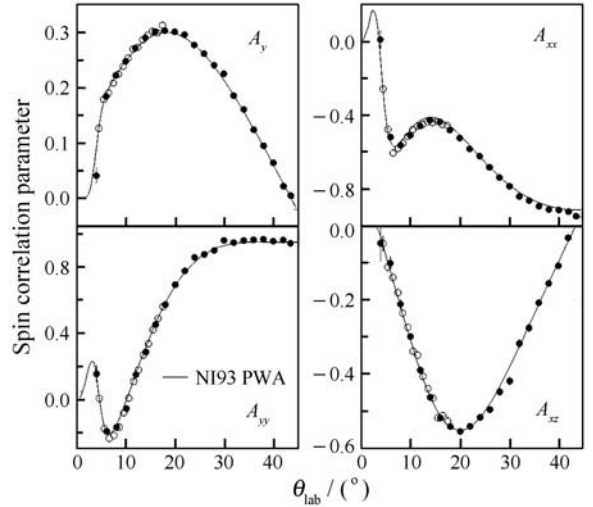


图 1 $E = 197.4$ MeV pp 散射极化参量实验结果
该图引自文献[4]。

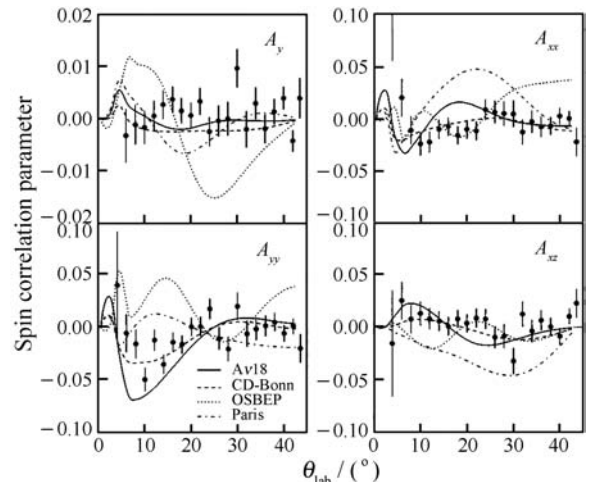


图 2 $E = 197.4$ MeV pp 散射极化数据与由 4 种不同 NN 势得出的理论结果的比较
该图引自文献[4]。

以上对 NN 极化实验定义的各种极化散射参量以及非极化散射的微分截面都可以从理论上与 NN 散射 T 矩阵元联系起来, 用 T 矩阵元中的系数来表示这些参量。另一方面, 实验极化散射参量也可以利用分波分析与散射振幅联系起来。已积累不少高精度 NN 极化实验数据^[4]。作为例子, 图 1 给出了 197.4 MeV pp 散射分析本领 A_y 和自旋关联系数 A_{xx} , A_{yy} , A_{xz} 的测量结果。图中实圆点和空圆点是两家实验的结果, 注明 NI93 PWA 的曲线是根据荷兰 Nijmegen 组于 1993 年对已有的 1787 个 0—350 MeV pp 散射数据进行分波分析得到的。这些精确可靠的 NN 散射极化实验数据为检验现代理论 NN 势提供了有力的工具。图 2 给出了 4 种现代 NN 势理论结果与实验结果的比较。图中为了清楚地显示

它们的差别, 一律从实验数据 A^{Exp} 中减去参考值 A^{Ref} (即由上述 NI93 PWA 计算出的值)。由理论 NN 势计算出的极化参量值亦照此办理。图中引用的 4 种理论 NN 势分别是 Argonne ν_{18} 势(实线)、CD-Bonn 势(虚线)、OSBEP 势(点线)和 Paris 势(点划线)。可以看出, 前二者似乎与实验符合较好。

以前的极化 NN 散射实验数据主要在中低能区, 这使得极化 NN 散射数据量欠充分, 提取 NN 相互作用信息欠确切, 以致存在着分波分析结果与直接振幅重建结果难于与实验数据一一对应的困难。为改善这种情况, 近年来极化(和非极化)pp 散射实验的入射粒子能量上限(实验室动能)已扩展到 2.5 和 3 GeV 的中高能区^[5-10], 图 3 至图 6 给出部分测量结果。这些极化 NN 散射实验主要是由德国

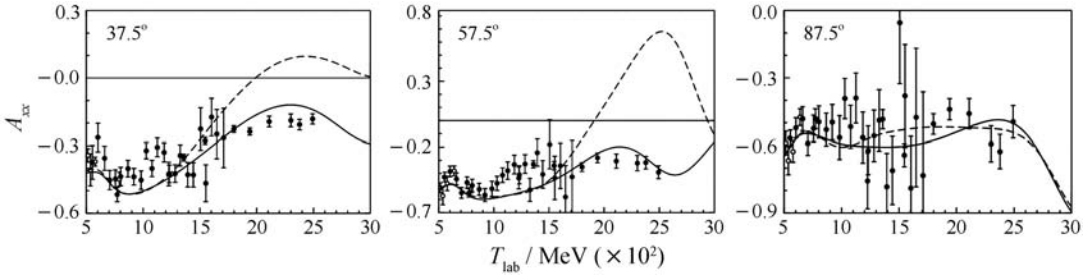


图 3 质心系散射角分别为 37.5° , 57.5° , 87.5° 时的 pp 弹性散射激发函数 A_{xx}

EDDA 合作组数据(实圆圈)来自文献^[11], 空圆圈表示以前的数据^[9], 实(虚)线分别表示 SP07^[12, 13](SP00^[7])的结果。

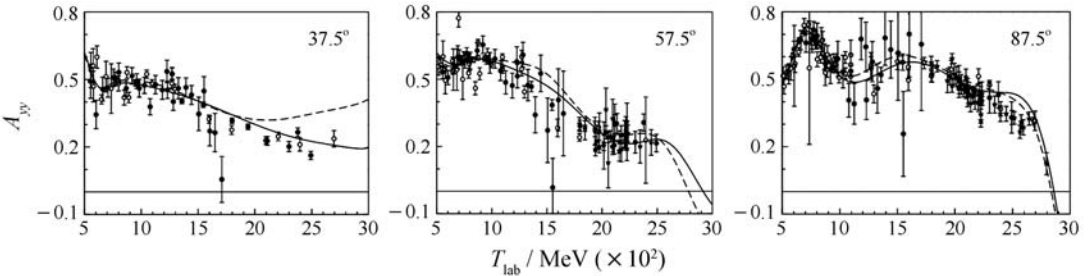


图 4 质心系散射角分别为 37.5° , 57.5° , 87.5° 时的 pp 弹性散射激发函数 A_{yy} ^[12, 13]

星号表示 SATURNE II 数据^[14, 15]。

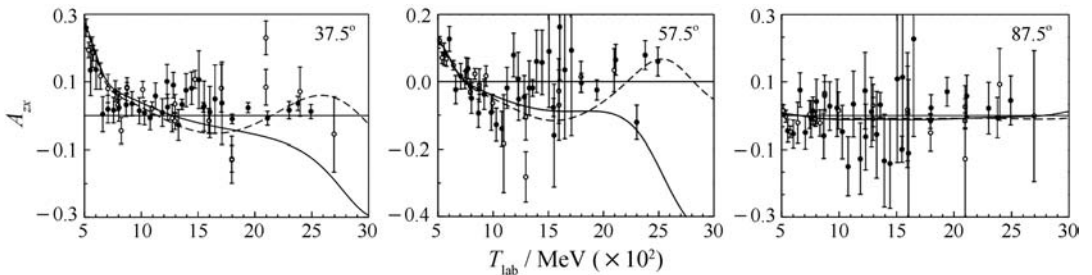


图 5 质心系散射角分别为 37.5° , 57.5° , 87.5° 时的 pp 弹性散射激发函数 A_{xz} ^[12, 13]

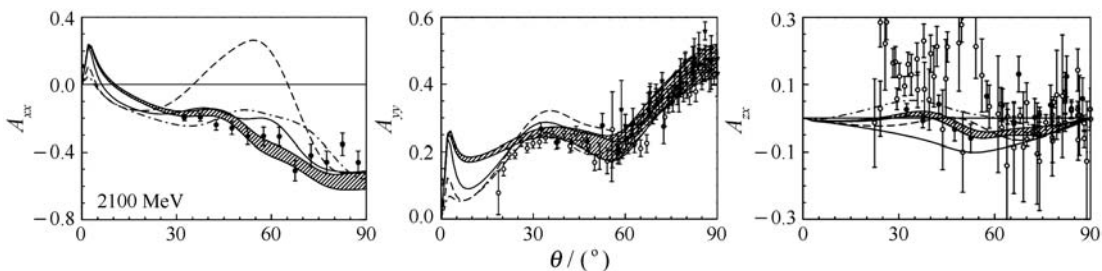


图 6 2100 MeV 质子探针引起的 pp 弹性散射角分布^[12, 13]

黑圆圈表示 EDDA 合作组数据^[11], 星号表示 SATURNE II 的 A_{yy} 测量数据^[14, 15], 空圆圈表示较早数据^[9], 实(虚)线是 SP07(SP00^[7])的结果, 点划线表示 Saclay 直接重建结果^[8], 带状阴影区域是 GW 单能点结果。

Jülich 的 COoler SYnchrotron(COSY)的 EDDA 合作组完成的。这些新数据将为进一步严格检验核力理论提供可靠的实验基础。然而, 从下节可知, 发展新理论还要做许多工作。

2 中高能区 NN 散射的特殊性

如前所述, 已有各种适用于低能区的 NN 势理论不再适用中能区, 在大于 500 MeV 的能区(对应核力短程部分), 理论与实验符合情况变得很不好(图 7)。那么, 在这个能区研究核子-核子相互作用能否找到合适的理论方法? 能否沿用低能区成功的理论(如手征微扰论(ChPT), 或沿用高能区成功的理论(如微扰 QCD)? 首先, ChPT 属于低动量展开

般认为, ChPT 仅适用于实验室能量 $E < 0.5$ GeV。其次, 高能物理中成熟的微扰 QCD 方法已有明确的适用范围, 对于中高能区, 甚至从 0.5 GeV 到几十 GeV 能区, 微扰 QCD 都不适用。所以, 对中高能区 NN 散射既不能使用 ChPT 方法(能量太高), 也不能使用微扰 QCD 方法(能量太低)。人们不得不去发展新的理论模型。

此外, 近年来利用中高能核子探针取得了大量高质量高能(例如达 3 GeV)pp 散射的实验数据^[8, 9]以及像图 3 至图 6 的极化 NN 散射的数据。摆在人们面前的问题是, 从这些实验数据可以提取哪些对 NN 相互作用的新认识? 需要新的理论模型来理解这些中高能 pp 散射的实验数据, 相对论介子交换模型等^[16, 17]就是这样的模型, 下面对其做以简单介绍。

原来的介子交换模型是以单玻色子交换为基础的, 其中选择质量小于核子质量的各种介子作为交换粒子, 并使用非相对论的 Lippmann-Schwinger 方程描写 NN 散射。对中高能核子探针, 需采用相对论形式的 Bethe-Salpeter 方程描写 NN 散射, 进而导出费曼振幅^[18-20]。Bethe-Salpeter 方程是 4 维方程, 难于求解。通常为便于数值计算, 约化到 3 维形式, 得到非相对论 3 维 Thompson 方程^[21]:

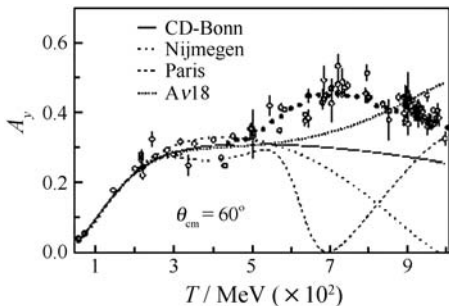


图 7 极化 NN 散射分析本领: 4 种非相对论势模型理论结果与中能极化 NN 散射实验数据的比较

实线、点线、加密点线、虚线分别表示由 CD-Bonn 势、Nijmegen 势、 Av_{18} 势和 Paris 势的理论计算结果; 本图选自 COSY 网站 (<http://www.fz-juelich.de/ikp/cosy/de/index.shtm>)。

的理论, 原则上适用动量范围限于 $Q < 1$ GeV, 迄今最好的 ChPT 计算达 4 阶, 可满意地符合 300 MeV(实验室能量)以下的 NN 散射数据。对于更高能量, 必需包括更高阶。但随着阶数增高, 项数多得惊人, 5 阶或 6 阶的 ChPT 计算已无法进行。一

$$\bar{T}(\mathbf{q}', \mathbf{q}; \sqrt{s}) = \bar{V}(\mathbf{q}', \mathbf{q}) + \int d^3k \bar{V}(\mathbf{q}', \mathbf{k}) \times \frac{M^2}{E_k^2 \sqrt{s} - 2E_k + i\epsilon} \bar{T}(\mathbf{k}, \mathbf{q}; \sqrt{s}), \quad (2)$$

其中, T 表示不变散射振幅, \sqrt{s} 表示质心系总能量 ($\sqrt{s} = 2E_q$), $E_q \equiv \sqrt{q^2 + M^2}$, $q \equiv |\mathbf{q}|$ 是单个核子的质心系动量。再经过简单的变换, 进而可将该方程化为相对论的 Lippmann-Schwinger 方程, 能量均

采用相对论能量。有关求解相对论 NN 散射方程的理论以及各种近似方法的细节可以参见文献[22—27]。

对于中高能区，从 π 介子产生阈能(约 300 MeV)到约 1.5 GeV，最主要的 π 介子产生机制是通过形成 $\Delta(1232)$ 共振。因此在研究 NN 道的同时，还需要考虑 N Δ 道和 $\Delta\Delta$ 道的贡献。求解由这 3

个双重子道构成的耦合方程组，可以得到散射振幅，其形式为

$$T_{ij} = V_{ij} + \sum_k V_{ik} g_k T_{kj}, \quad (3)$$

其中下标 i, j, k 分别表示 NN 道、N Δ 道和 $\Delta\Delta$ 道， g_k 为双重子传播子。一旦求得 NN 相互作用 T 矩阵就可以计算散射相移和其它观测量。

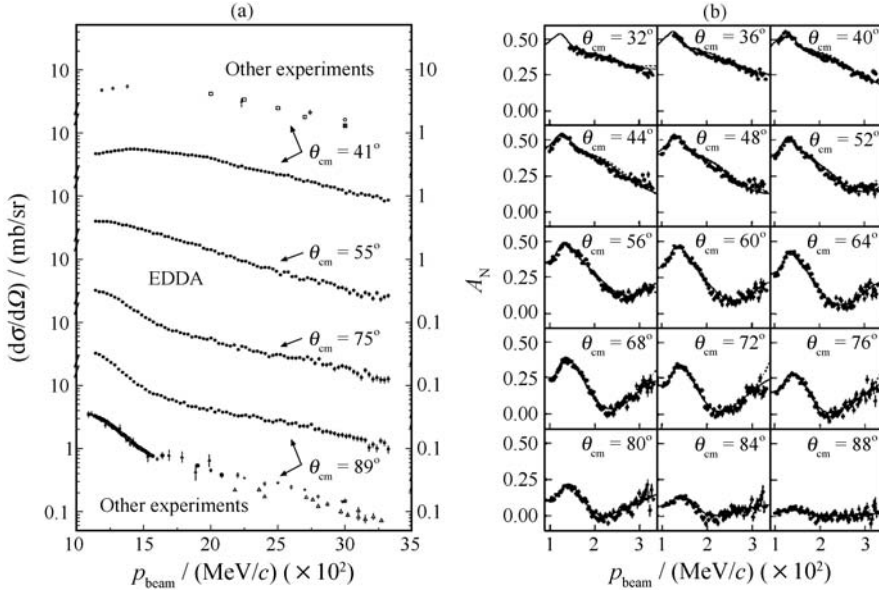


图 8 (a) pp 弹性散射微分截面激发函数(从 28 个散射角选择 4 个)和(b)pp 弹性散射分析本征激发函数

(a)实(虚)线表示来自 SM97(SM94)相移分析结果^[31]；(b)动能范围 0.45—2.5 GeV (束流动量为 1.0—3.3 GeV/c)，实(虚)线表示来自 SAID FAO(SAID SM97)相移分析结果^[32]。

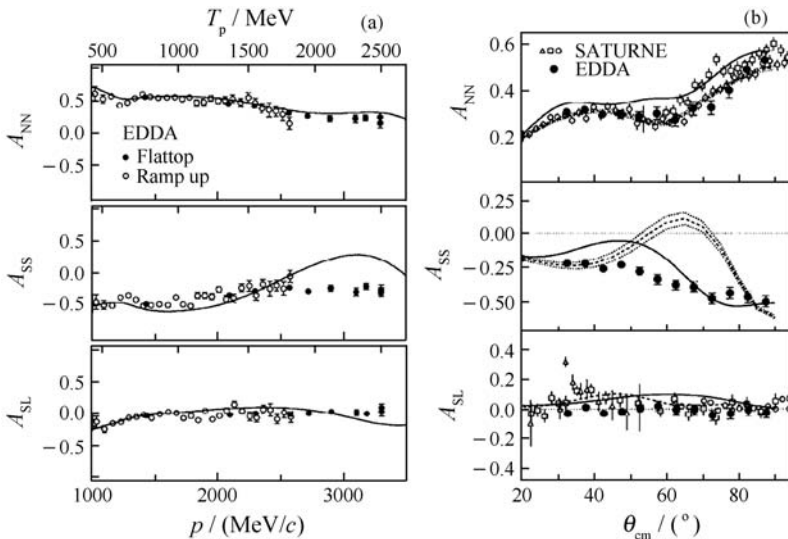


图 9 在 $\theta_{cm} = 47.5^\circ$ 的自旋关联参数 A_{NN} , A_{SS} 与 A_{SL} 的激发函数 (a) 及其在 (b) $T_p = 1800$ MeV 的角分布图内给出与 SAID^[32](SMO, 实线) 和 Saclay-Geneva^[33](虚线) 相移分析结果的比较。

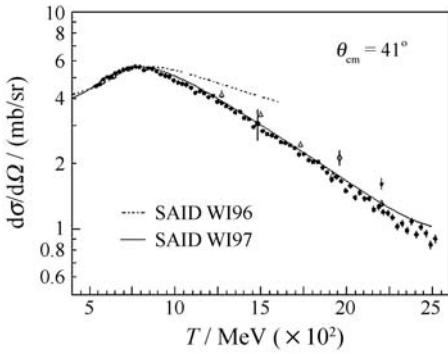


图 10 质心系角度为 41° 时 500—2500 MeV 能区 pp 散射微分截面的实验值

为了研究 NN 相互作用的短程部分, 采用动量为 300—3300 MeV/c 的极化质子作探针进行 pp 散射实验是很合适的。为此, 1997—1999 年 COSY 专门设计并启动 EDDA 实验(图 8 和图 9)^[7, 11, 14, 28]。此前, 还有其它实验室从事高能 pp 散射实验研究, 如法国 Saclay 的加速器装置 SATURNE II (1978—1997 年) 很早就提供高能极化质子探针进行 pp 散射测量, 获取了有关微分截面(图 10)、总截面、分析本领和自旋关联参数等的数^[29, 30]。

对中高能区(300 MeV—1 GeV), 这类计算研究^[11, 14, 16]结果与实验数据的比较见图 11 和图 12。

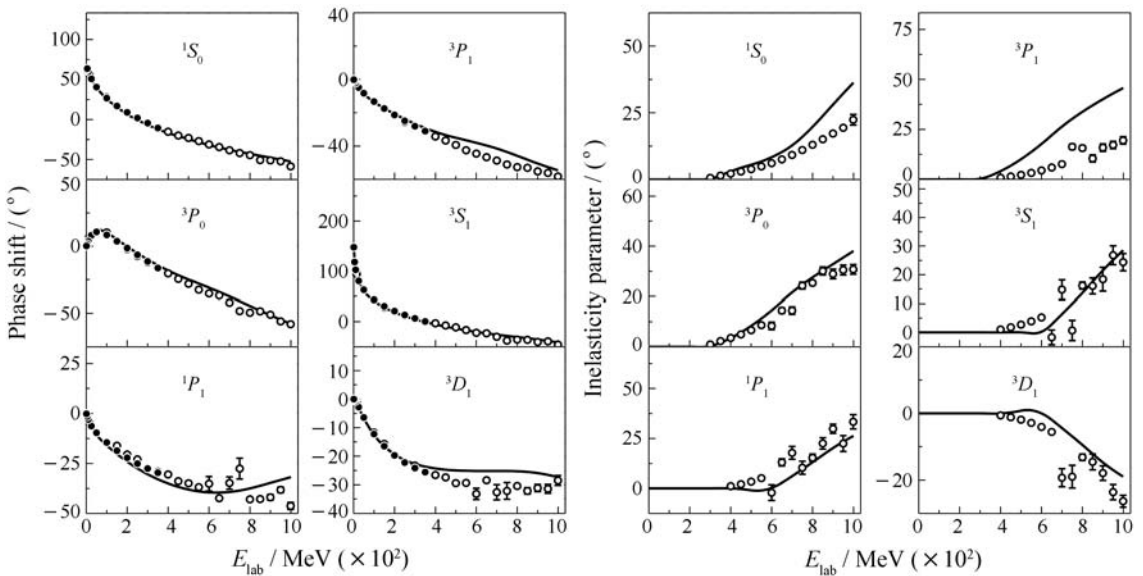


图 11 实验室能量为 1 GeV 以下的 NN 散射相移和非弹性参数

实线是相对论介子交换理论模型预言, 点划线是 Nijmegen 多能点 np 相移分析结果^[34], 圆圈是 GWU(VPI)单能点 np 相移分析 SP03 结果^[35]。

可以看到, 在 300 MeV 以上直到 1 GeV 能区, 利用新发展的相对论介子交换模型可对实验事实给出定量解释。对于 1 GeV 以上能区, 比如到 1.5 GeV 左右, 新提出的相对论介子交换模型尚可满意符合实验数据。但能量再高, 只能定性符合 NN 总截面或微分截面, 不能符合各种自旋观测量数据, 那怕是最容易处理的分析本领 A_y 。可以说, 目前对 1 GeV 以上能区核力的自旋相关性还缺乏定量的了解。看来, 较低能区行之有效的介子交换模型随着

能量增高越来越不适用, 特别是对自旋观测量^[10]。

为什么介子交换模型在短程区失效? 粗略说, 单 π 介子交换仅适用于两核子间距大于 2 fm 的区域: $r_{NN} \geq 2r_N + 2r_\pi \geq 2$ fm。短程区已小于核子尺寸 0.6 fm, 必须在夸克层次认真考虑色禁闭和渐近自由机制(图 13)。另外, 还要考虑介子本身复杂的内部结构($q\bar{q}$)。研究 NN 相互作用短程行为和核内核子短程关联是中高能核反应的重要研究内容。

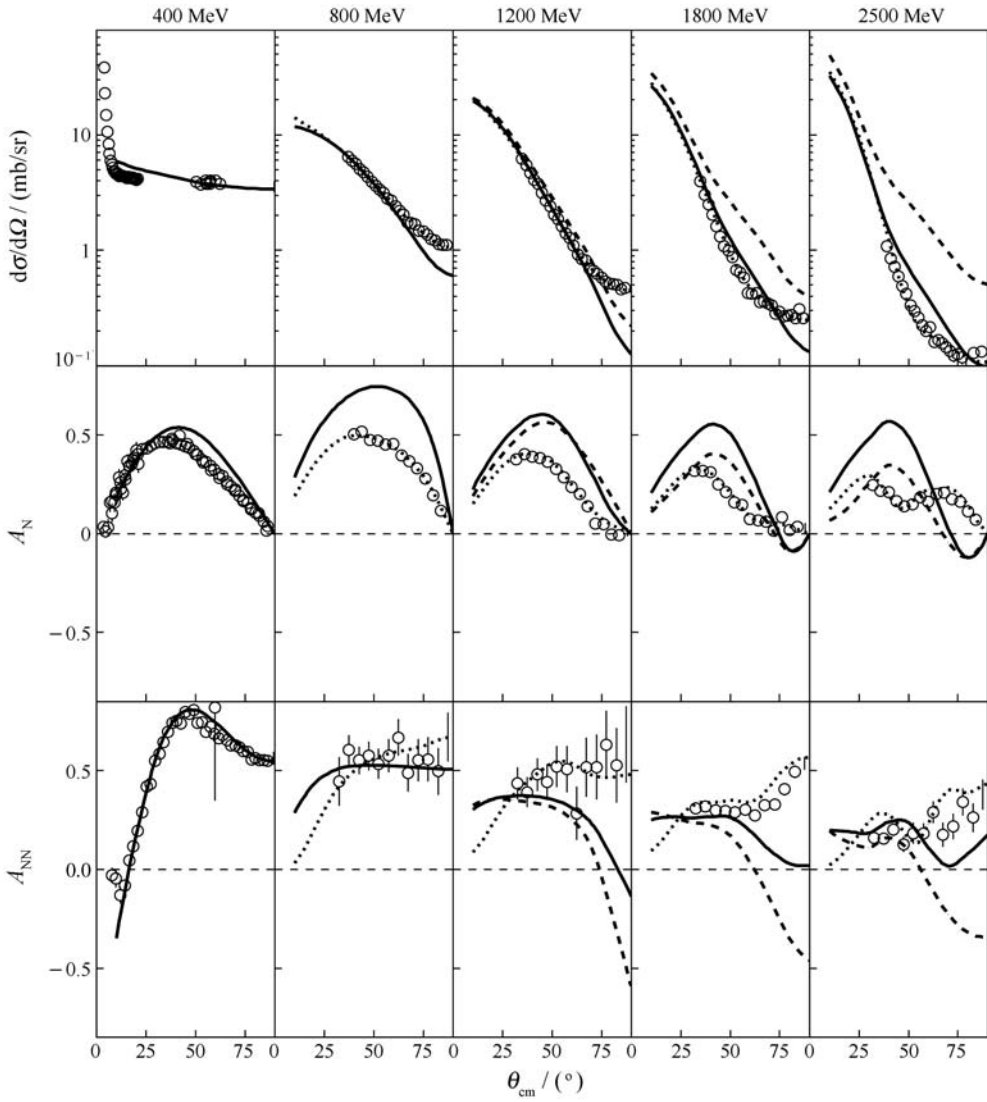


图 12 在 400—2500 MeV 之间 5 个能量下的 pp 散射极化观测量

虚线表示相对论介子交换理论模型预言，实线表示包含了修正，点线是基于 GWU(VPD)相移分析 SP03 结果，实验数据见文献[36—38]。

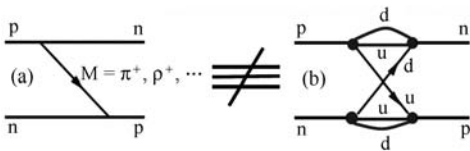


图 13 NN 相互作用的模型

(a)单玻色子交换模型(树图)，(b)夸克模型(非微扰 QCD，圈图)。

总之，在 400—3000 MeV 能区，对 NN 相互作用的理解仍有许多工作要做。如此高能下的实验数据在过去十余年已经有了显著增加(已积累约 40000 个数据，大多是 pp 散射，少量 np 散射)。目前来看，在中高能区推广和发展 NN 相互作用理论模型的任务和途径是有实验基础的。除了技术方面

的问题外，必将引起人们思考某些更深层次的问题，如在这样高能量下介子交换模型是否还适用？是否需要明显的包含夸克胶子自由度？是否可以尝试其它方法，像类似 Regge 型的模型或甚至微扰 QCD？但是要认真借鉴早前人们已走过的路(过去用微扰 QCD 研究核力曾得到不少与实验事实不符的结论^[39—44])。另外，中能重离子碰撞^[45]和高能重离子碰撞实验和理论研究(见第 3 节和第 4 节)的发展也对中高能核子-核子两体碰撞的研究提出新的要求。例如，在中能重离子碰撞方面(包含远离稳定线的核与非对称核物质)，为理解倍受关注的同位旋效应，需要更多的 np 和 pp 自由两体碰撞截面及

其介质内行为的知识(图 14 和图 15)。

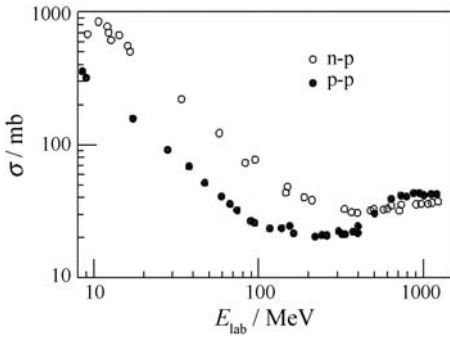


图 14 自由空间 NN 碰撞总截面
空圆圈和实圆圈分别表示 np 和 pp 碰撞。

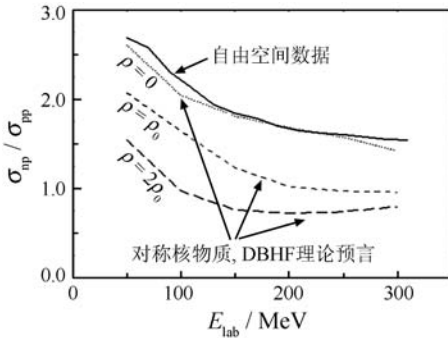


图 15 不同核物质密度($\rho=0, \rho_0$ 和 $2\rho_0$)时 np 和 pp 碰撞截面比随碰撞能量的变化

NN 自由两体碰撞截面 σ_{free} 及其介质内截面 σ_{medium} 的比值常简单地由下式表示:

$$\frac{\sigma_{medium}}{\sigma_{free}} \approx \left(\frac{\mu_{NN}^*}{\mu_{NN}} \right)^2, \quad (4)$$

其中 μ_{NN}^* 是 NN 系统在核介质内的约化质量。

3 中高能 pp 碰撞导致奇异性产生

前已提到, 当入射质子能量增加到约 300 MeV (产生 π 介子的阈能) 时可产生 π 介子, 进而形成 $\Delta(1232)$ 共振。从 300 MeV 到约 1.5 GeV 的能区 (第一共振区) 主要是 π 介子产生机制。超过这个能区达到第二共振区或更高能量, 转移给靶粒子的动量增加到足以激发比 π 介子更重的 K 介子。K 介子包含一个奇异夸克(s)或奇异反夸克(\bar{s}), 因而导致各种奇异性产生, 例如 $pp \rightarrow pK^+ \Delta$ 和 $pp \rightarrow pK^+ \Sigma^0$ 过程等, 参见图 16。这些碰撞过程很适于研究核子结构与核子激发态。这类实验已在德国 Jülich 的 COSY 等处进行, 并将在中国兰州的

HIRFL-CSR 开展研究。

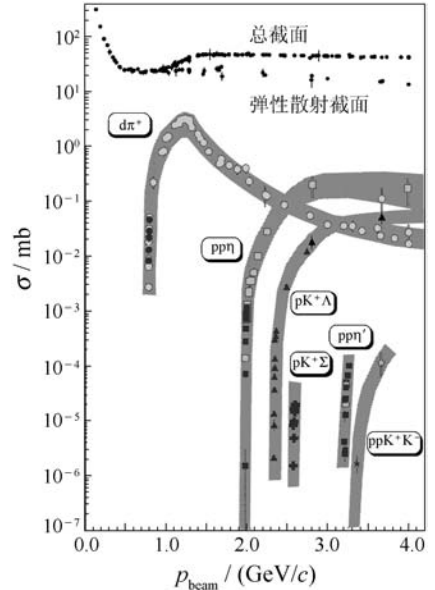


图 16 阈能区 pp 碰撞导致轻介子产生几种反应的截面为比较(图中上方也给出 pp 碰撞总截面和弹性散射截面)

pp 碰撞奇异性产生主要是核子-核子碰撞产生奇异介子过程, 它可视为中间态重子共振的激发、传播和衰变的过程。产生的奇异介子可以是 K 介子和 η 介子, 前者显含奇异性, 即 K 介子包含一个奇异(s)夸克或反 s 夸克; 后者隐含奇异性, 即 η 介子包含正反 s 夸克对。由于 Λ 和 Σ 这两个超子的夸克含量相同, 单由同位旋关系即可知道 Λ 超子产生截面 $\sigma(\Lambda)$ 与 Σ 超子产生截面 $\sigma(\Sigma)$ 的比值应等于 3:

$$R = \frac{\sigma(\Lambda)}{\sigma(\Sigma^0)} = 3. \quad (5)$$

直到 1998 年 COSY 完成了近阈 pp 碰撞奇异性产生的第一批高精度实验工作, 取得了入射质子能量范围在 2—6 GeV 的 3 个道 $pp \rightarrow pK^+ Y (Y = \Delta, \Sigma^0, \Sigma^+)$ 的总截面实验数据。该结果指出, 在不变碰撞能量 \sqrt{s} 接近产生阈能时, 观测到在相同的盈余能量 ϵ (单位: MeV) 下:

$$\epsilon = \sqrt{s} - M_p - M_Y - M_K \leq 13, \quad (6)$$

$p + p \rightarrow p + \Lambda^+ + K^+$ 反应截面比 $p + p \rightarrow p + \Sigma^0 + K^+$ 反应截面大得多, 上述截面比值的实验测量结果平均为 $R=28$ 。实际上 R 由 20—30 (阈能处) 变化到约 2.5 (高能处)。为什么实验结果比理论值大了一个数量级? 这样大的比值反映了什么物理内

涵，是十分受关注的问题。

按照有效拉氏量模型，对产生振幅有贡献的费曼图(已包含末态相互作用)如图 17 所示。理论计算的反应总截面随盈余能量 ϵ 的变化如图 18 所示。

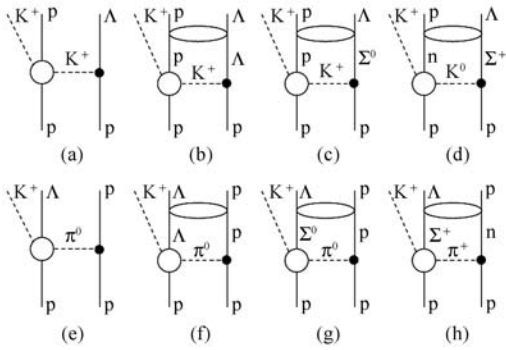


图 17 对 $pp \rightarrow pK^+ \Lambda$ 产生振幅有贡献的费曼图

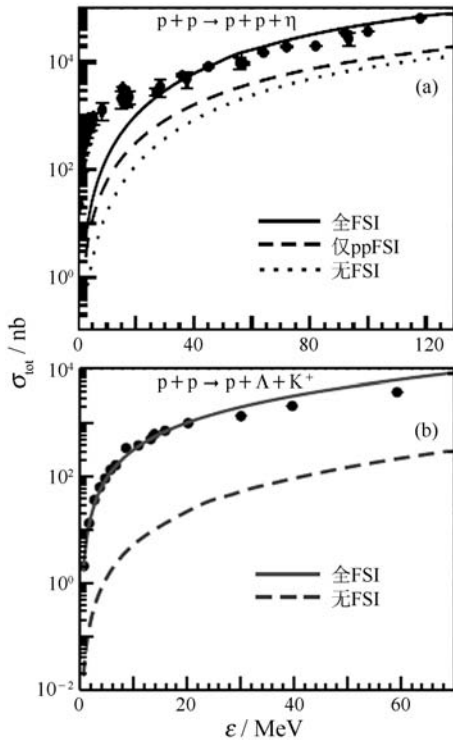


图 18 $pp \rightarrow pp\eta$ (a)和 $pp \rightarrow p\Lambda K^+$ (b)反应总截面随盈余能量 ϵ 的变化

(a)点线和虚线分别表示不考虑 FSI 和仅考虑 pp FSI 的曲线，实线是充分考虑 FSI 的结果；(b)实线和虚线分别表示充分考虑和不考虑 FSI 的结果。

可以看到，末态相互作用(FSI)对截面的影响很大。在对 $pp \rightarrow p\Lambda K^+$ 等过程进行理论计算时，要符合实验数据，考虑 3 个出射粒子间的末态相互作用是重要的。常采用 Watson-Migdal 近似方法及 FSI。

这个方法假定反应过程只发生在空间很小的范围里，这个条件对于包含较重介子的近阈反应是满足的。在这种情况下，FSI 对截面的贡献可以从主要产生截面分离开来。总反应振幅可以写为

$$A_{fi} = M_{fi} (NN \rightarrow NB\phi) T_{fi}, \quad (7)$$

此处 $M_{fi}(NN \rightarrow NB\phi)$ 是介子的主要产生振幅，为末态双重子再散射的贡献。当 FSI 趋于零时它趋于 1。

这些实验数据不仅为解释 pp 碰撞奇异性产生机制的各种理论模型提供可能的检验，而且为研究重离子碰撞奇异性产生提供重要参考。此外，对于 pp 碰撞 K 产生的研究可参见文献[46—49]，pp 碰撞双 K 产生($pp \rightarrow ppK^+ K^-$ 和 $pp \rightarrow dK^+ K^- \pi^0$)可参见文献[50—52]， ϕ 产生($pp \rightarrow pp\phi$ 和 $pn \rightarrow d\phi$)可参见[52, 53]。最后，关于 pp 反应中 Σ^0/Λ 产生比问题[54, 55]是美国布鲁克海文国家实验室(BNL)的相对论重离子对撞机/大型螺线管径迹探测器(RHIC/STAR)实验研究的重点之一(图 19)。所涉

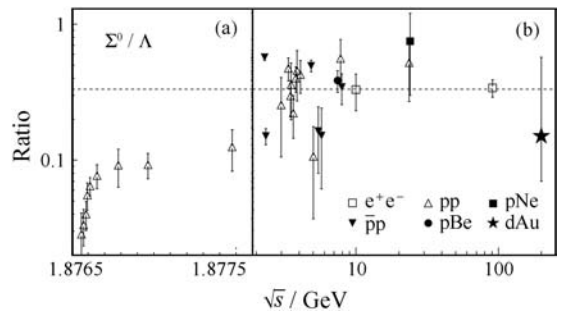


图 19 pp 反应中 Σ^0/Λ 产生比实验测量[54]

(a)为低能情况，(b)为高能情况。

及的两种超子夸克内涵相同、质量相近($\Delta M \approx 77$ MeV)、同位旋简并因子 $1/g_i$ ($g_\Sigma = 3, g_\Lambda = 1$)不同，它们的产生条件有何区别？末态相互作用是否相同？对于极化束 pp 碰撞自旋观测量的实验[56]与理论分析[57]以及极化转移反应 $pp \rightarrow pK^+ Y$ (图 20)等，这些都是受关注的问题。

此外，在重离子反应中，高密度物质影响 pp 反应超子产生机制吗？pp 反应 Σ^0/Λ 产生比改变吗？能量相关性如何？这些也是受关注的问题。目前 p-Be, p-Ne 和 d-Au 碰撞的数据尚少、误差大，尚需进一步实验和理论分析。

在理论解释方面，按照单玻色子交换模型，可有两类机制[55]。第一类假定 π 和 K 介子交换是产

生超子的重要的机制。第二类假定通过交换 π , η 和 ρ 介子激发中间态 N^* 共振, 进而衰变产生超子。中间态应包括 $N^*(1650)$, $N^*(1710)$ 和 $N^*(1720)$, 其中 $N^*(1650)$ 对超子产生的贡献尤为重要。有的文献采用 Jülich 介子交换模型, 其中假定 π 和 K 介子交换还包含二者振幅的干涉效应。结果发现, 在 Λ 超子产生情况下, K 介子交换是主要的, 因而 π 和 K 交换的干涉增强或减弱给出类似的结果。然而, 对于 Σ^0 超子产生的情况, π 和 K 交换的贡献相近, 这使 Σ^0 产生明显减少。

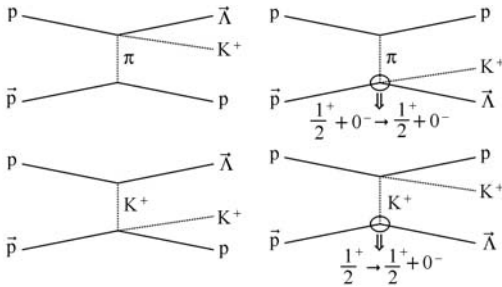


图 20 极化束 pp 碰撞极化转移奇异性产生过程 $pp \rightarrow pK^+ Y$ 费曼图^[56, 57]

4 超高能 pp 碰撞导致重味产生

国际上一些核物理实验室, 特别是美国 RHIC 已进行不少超高能 pp, pA 和 AA 碰撞实验, 在欧洲核子研究中心(CERN)的大型强子对撞机(LHC)上也开始进行更高能量下的类似实验(图 21)。进行超高能 pp 碰撞实验的目的有两方面:

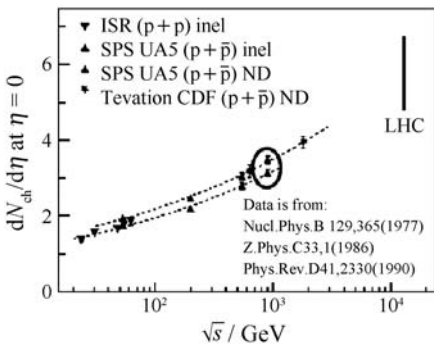


图 21 pp 碰撞(含反质子)带电粒子多重数随能量的变化 LHC 使用能区大为扩展(约 30 倍)。

(1)为理解相对论重离子碰撞(AA)实验结果提供比较标准(基线), 包括粒子多重性、粒子谱、重子产生、奇异性产生、喷注产生、重味产生、光子

产生和衍射物理等研究课题。例如, 在 pp 和 AA 碰撞中粒子多重性的差别联系着核子中“部分子”分布与核内“部分子”分布的差别; 在夸克-胶子等离子体(QGP)介质内“部分子”能量损失的存在显然使 AA 碰撞中产生的喷注与 pp 碰撞中产生的(图 22)

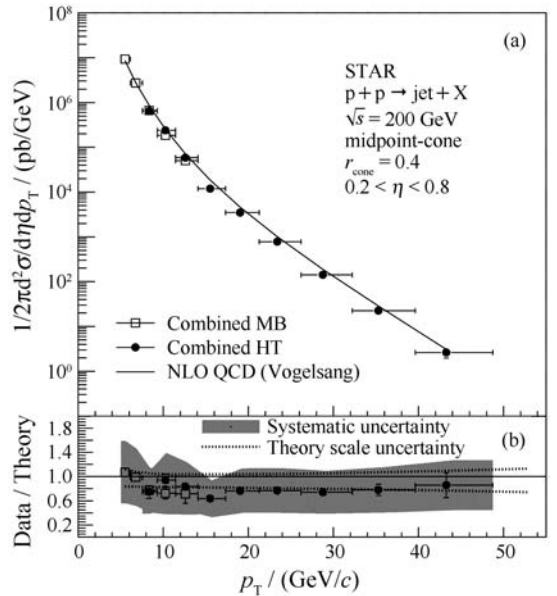


图 22 $\sqrt{s} = 200$ GeV 能量下 STAR 实验测量 $p+p \rightarrow \text{jet}+X$ 单举微分截面与 jet 横动量 p_T 的关系(详见文献[58-60])

有所不同; 同样, 介质内“部分子”能量损失也使 AA 碰撞中产生的高 p_T 强子淬火而与 pp 碰撞中产生的强子谱有所不同(图 23); AA 碰撞粒子产额及其比值与 pp 碰撞相应比值的比较可以给出 QGP 介质化学平衡的信息; 在 RHIC 已观测到的 AA 和 pp 碰撞中奇异性产生和增强效应随能量提高到 LHC 能区而减弱可能给出奇异性产生的新物理机制; 观测 AA 和 pp 碰撞中重夸克和夸克偶素的产生截面

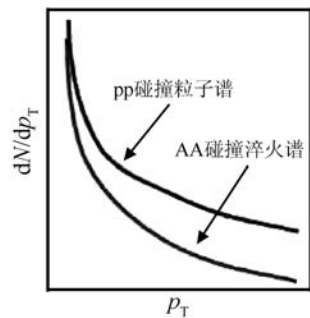


图 23 大横动量 pp 碰撞粒子谱与重离子对心碰撞高 p_T 强子谱淬火的比较(示意图)

(图 24 和图 25) 并进行比较可以澄清对夸克偶素压低和 AA 碰撞中重夸克能量损失的认识；由 AA 和 pp 碰撞双轻子谱的比较可以知道核效应对共振衰变产生双轻子过程的影响；需要用 pp 碰撞光子能谱来估算 AA 碰撞热光子本底；等等。

(2) 超高能 pp 碰撞实验数据还为检验强相互作用基本理论 QCD 提供重要实验证据。某些问题在前面(1)中已涉及，下面仅简单介绍超高能 pp 碰撞导致重味产生(图 24)。

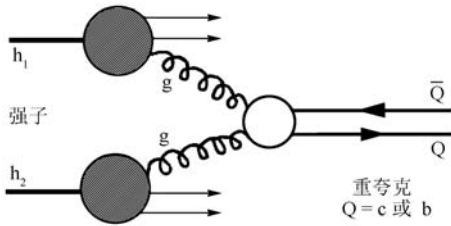


图 24 高能强子-强子碰撞产生重味夸克示意图

重夸克(粲夸克 c、底夸克 b)的突出特点是质量大，在重离子碰撞中热化时间比重夸克长，以及在 RHIC 情况下它们并非超相对论的等。重夸

克产生发生在碰撞后早期部分子硬散射过程中。在此过程中主要的子过程是 $qq \rightarrow QQ$ 和 $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ 。其中，q 表示入射核子中的轻夸克(或反夸克)，Q 表示重夸克(或反夸克)，g 表示胶子。后一个子过程表示胶子-胶子融合过程。这些过程中的动量转移需大于重夸克质量的 2 倍($2m_Q$)，以使得在约 $1/m_Q$ 量级的短时间产生重夸克。另一方面，这些重夸克的相对长的寿命允许它们存留在 QGP 介质中并感受到 QGP 介质的影响。此外，QGP 的高温还促使“重夸克对”的产生。于是重夸克和重夸克偶素二者可以作为 QGP 介质的探针。

现在，高能 pp 碰撞重夸克产生已成为研究强子的夸克-胶子结构(和可能的介质效应)的重要方法，在 QCD 理论框架下研究强子碰撞中的硬过程需要借助唯象假设通过强子结构函数来把强子-强子相互作用与部分子-部分子相互作用联系起来。从图 25(a)和(b)看到，超高能 pp 碰撞产生粲夸克偶素总截面实验数据及理论曲线^[61-64]的比较表明，理论值上限(上虚线)与理论值下限(下虚线)的大间距意味着理论结果的不确定性仍很大。从图 25(c)

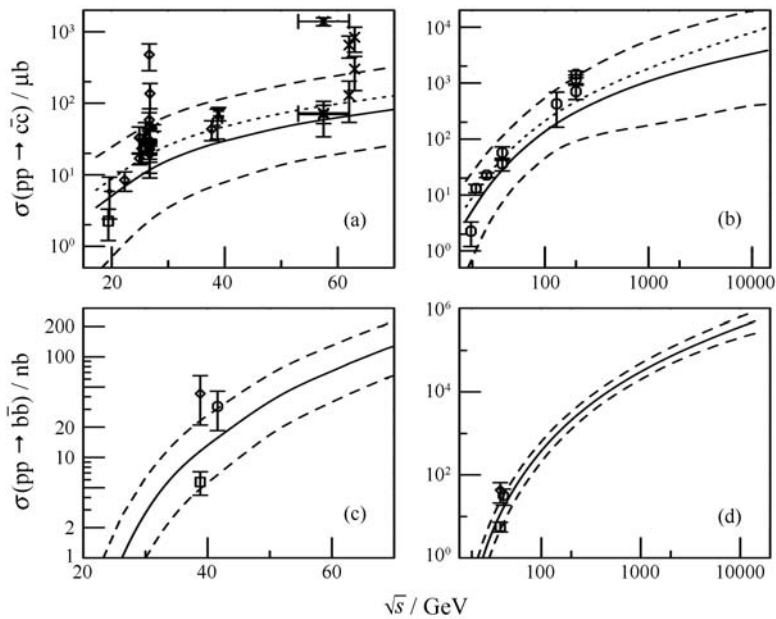


图 25 超高能 pp 碰撞产生粲夸克偶素总截面实验数据及理论曲线^[61-64]

和(d)可看到，超高能 pp 碰撞产生底夸克偶素总截面实验数据及理论曲线^[61-64]的比较，上虚线与下虚线的较小间距表明底夸克偶素总截面理论曲线的不确定性稍小。重夸克的大质量本应较好适合应用

微扰 QCD 理论，然而，迄今 RHIC 实验结果却难于符合微扰 QCD 预言。理论思考的同时，人们期望 LHC 实验给出澄清该问题的进一步结果。如果按照次领头阶 (Next-to-Leading-Order, 简称

NLO)微扰 QCD 进行理论计算,重要的是确定 pp 碰撞中的强子截面 σ_{pp} 与部分子碰撞截面 $\hat{\sigma}_{ij}$ 的联系:

$$\sigma_{pp}(S, m^2) = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int dx_1 dx_2 f_i^p(x_1, \mu_F^2) \times f_j^p(x_2, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{ij}(s, m^2, \mu_F^2, \mu_R^2), \quad (8)$$

$$\hat{\sigma}_{ij}(s, m^2, \mu_F^2, \mu_R^2) = \frac{\alpha_s^2(\mu_R^2)}{m^2} \times \left\{ \begin{aligned} & f_{ij}^{(0,0)}(\rho) + 4\pi\alpha_s(\mu_R^2) \times \\ & \left[f_{ij}^{(1,0)}(\rho) + f_{ij}^{(1,1)}(\rho) \ln\left(\frac{\mu_F^2}{m^2}\right) \right] + o(\alpha_s^2) \end{aligned} \right\}, \quad (9)$$

其中, x_1 和 x_2 是部分子携带的动量, f_i^p 是质子内“部分子”密度; $\rho = 4m^2/s$, $f_{i,j}^{(k,l)}$ 是次领头阶微扰 QCD 的标度函数,理论方法详见文献[65, 66]。较高阶计算见文献[67—69]。

RHIC 实验已经观测到几种不同的重味(charm/bottom)衰变道,包括强子衰变道(π, K)和半轻子衰变道(μ, e),如图 26 所示。其中 $D \rightarrow K\pi$ 和 $D \rightarrow K\pi\pi$ 在实验上称为直接测量;而通过 $D \rightarrow e + X$ 半轻子衰变观测称非直接测量。这两类测量都有可观的分支比(BR),如表 1 所示。

表 1 D 介子强子衰变道和半轻子衰变道的分支比(BR)

D 介子	D^\pm, D^0
质量	1869 (1865) MeV
BR: $D^0 \rightarrow K\pi$	$(3.85 \pm 0.10)\%$
BR: $D \rightarrow e + X$	$D^\pm: 17.2\%, D^0: 6.7\%$

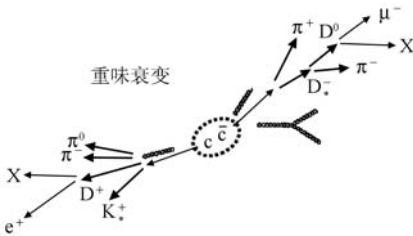


图 26 重味衰变

强子衰变道(π, K)和半轻子衰变道(μ, e)。

图 27 给出了单电子 e^\pm 谱^[62]。这些谱主要来自重味半轻子衰变(如 $D^0 \rightarrow e^+ + K^- + e^-$)。这些单电子 e^\pm 信号常称为“非光子型电子”,以区分主要

本底中那些涉及光子转换机制(如在材料中发生的 $\pi^0, \eta \rightarrow \gamma + \gamma, \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ 等过程)产生的 e^\pm , 后一类电子常称为“光子型电子”。

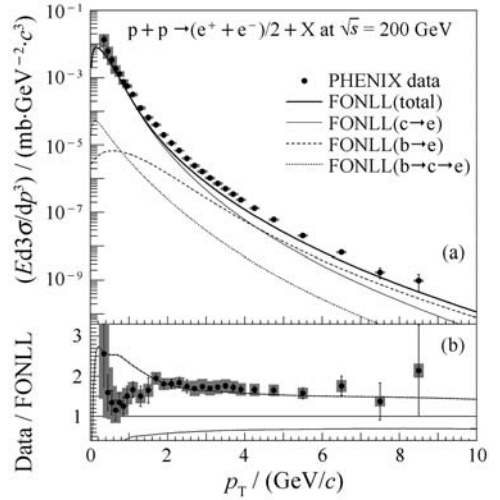


图 27 BNL RHIC 上的 PHENIX 探测终端的观测数据: 200 GeV pp 碰撞末态单电子谱^[62]

(a)给出了实验数据与 FONLL 理论结果, (b)给出了实验值与理论值的相对比较。

尽管 c 夸克和 b 夸克的粒子产生截面(单位: mb)很小,例如:

$$\sigma_{cc} = 567 \pm 57(\text{stat}) \pm 224(\text{sys}), \quad (10)$$

但由于 RHIC 的高亮度,它们仍可用来作为重离子碰撞中产生的强相互作用物质的探针。这种重夸克产生机制主要是初始核子硬散射引起的胶子-胶子融合的结果。研究表明,强相互作用物质内重夸克对的热产生在碰撞刚开始的阶段是可忽略的,重夸克数目基本“冻结”,所以在 QGP 演化的各阶段,从它开始形成到强子化和冻结,重夸克都应是灵敏的探针。尤其是它有望探知 QGP 介质的初始温度。在图 27 中, FONLL (Fixed Order plus Next-to-Leading Log pQCD)是微扰 QCD 计算结果。重味电子谱数据与理论结果的比值: $\text{Data}/\text{FONLL} = 1.71 \pm 0.019(\text{stat}) \pm 0.18(\text{sys})$, 理论与实验符合尚好,这从图 27 下部可以看出。这样的实验测量已进行 3 轮(Run-2, 3, 5 的 pp 碰撞数据), 3 次获取的数据在误差范围内相当一致,为分析高能重离子碰撞提供了关键性的依据。回顾图 23, pp 数据与 AA 数据的关系常通过核修正因子 R_{AA} 来达到。核修正因子定义为

$$R_{AA}(p_t) = \frac{1}{N_{\text{coll}}} \frac{dN_{AA}^e/dp_t}{dN_{pp}^e/dp_t}, \quad (11)$$

式中, (dN_{AA}^e/dp_t) 是 AA 碰撞中产生的非光子型电子的横动量分布, (dN_{pp}^e/dp_t) 是 pp 碰撞中产生的非光子型电子的横动量分布。 N_{coll} 是 pp 碰撞平均数。与轻强子在 QGP 介质内淬火的直接测量不同, 迄今还没有重味淬火的直接实验测量, 但可通过核修正因子测量非光子型电子来间接进行, RHIC 对于 pp 碰撞非光子型电子测量的基准工作在 PHENIX 和 STAR 上已有不少结果, 但仍有不少问题^[70, 71]。

5 小结

本文简要介绍了中高能核物理领域中关于 NN 碰撞的研究现状。主要介绍了近来短程核力研究进展与存在的困难。强调了采用极化核子探针的重要性, 一方面可提供与核子自旋有密切关系的新的可观测物理量; 另一方面, NN 势形式十分复杂, 其中包括与核子自旋有关的项, 并涉及若干参数, 要确定这些参数需要做不同类型的极化 NN 散射实验。已完成大量极化 NN 散射实验并提取出丰富的自旋观测量数据有待理论工作解释。

中能重离子碰撞和高能重离子碰撞实验和理论研究的发展也对中高能 NN 两体碰撞的研究提出新的要求。在中能重离子碰撞方面, 为理解倍受关注的同位旋效应, 需要更多的 np 和 pp 自由两体碰撞截面及其介质内行为的知识。当中高能 NN 两体碰撞转移给靶粒子的能动量增加到足以激发比 π 介子更重的 K 介子, 导致各种奇异性产生。近阈 pp 碰撞奇异性产生的高精度实验已完成不少。这些实验数据不仅为解释 pp 碰撞奇异性产生机制的各种理论模型提供可能的检验, 而且为研究重离子碰撞奇异性产生提供重要参考。例如, pp 反应中 Σ^0/Λ 产生比问题就是 RHIC/STAR 实验研究重点之一。对于极化束 pp 碰撞自旋观测量的实验与理论分析以及极化转移反应等也都是受关注的问题。

更高能量下 pp 碰撞可导致重味产生。进行这种实验的目的, 一是为理解相对论重离子碰撞 (AA) 实验结果提供比较标准, 在 pp 和 AA 碰撞中粒子多重性的差别联系着核子中“部分子”分布与核内“部分子”分布的差别; 二是高能 pp 碰撞实验数

据还为检验强相互作用基本理论 QCD 提供重要实验证据。在 RHIC 已观测到的 AA 和 pp 碰撞中奇异性产生和增强效应, 随能量提高到 LHC 能区而减弱, 可能给出奇异性产生的新物理机制。

从低能到高能, 从汤川秀树的年代到现在, NN 碰撞研究始终在核物理中起着根本性的作用。今天, 在 RHIC 和 LHC 等进行的高能核物理研究中, 对大量 pp 碰撞新实验数据有时还只能作以唯象地理解^[72], 人们期待对 pp 碰撞进行更深入的理论研究。另外, 两体碰撞质心系能量高于 10 GeV 甚至达数十 TeV 以上的实验数据, 包括来自加速器的数据和宇宙线的数据, 已收集和汇编在 PDG 手册中。篇幅所限, 这方面的问题本文尚未涉及。

参考文献 (References):

- [1] Wolfenstein L. *Ann Rev Nucl Sci*, 1956, **6**: 43.
- [2] Ohlsen G G. *Rep Prog Phys*, 1972, **35**: 717.
- [3] Smith R D. In: Horowitz C, Goodman C D, Walker G (eds). *Proc Int Conf on Spin Observables of Nuclear Probes*. New York: Plenum Press, 1988, 15.
- [4] Rathmann F, von Przewoski B, Dezarn W A, *et al.* *Phys Rev*, 1998, **C58**: 658.
- [5] Albers D, Bauer F, Bisplinghoff J, *et al.* (EDDA Collaboration). *Eur Phys J*, 2004, **A22**: 125.
- [6] Altmeier M, Bauer F, Bisplinghoff J, *et al.* (EDDA Collaboration). *Eur Phys J*, 2005, **A23**: 351.
- [7] Bauer F, Bisplinghoff J, Büsser K, *et al.* (EDDA Collaboration). *Phys Rev*, 2005, **C71**: 054002.
- [8] Allgower C E, Ball J, Barabash L S, *et al.* *Phys Rev*, 2000, **C62**: 064001.
- [9] Allgower C E, Ball J, Beddo M E, *et al.* *Phys Rev*, 2001, **C64**: 034003.
- [10] Arndt R A, Briscoe W J, Strakovsky I I, *et al.* *Phys Rev*, 2007, **C76**: 025209.
- [11] Altmeier M, Bauer F, Bisplinghoff J, *et al.* (EDDA Collaboration). *Phys Rev Lett*, 2000, **85**: 1819.
- [12] Allgower C E, Ball J, Barabash L S, *et al.* *Phys Rev*, 1999, **C60**: 054001.
- [13] Allgower C E, Ball J, Beddo M E, *et al.* *Phys Rev*, 1999, **C60**: 054002.
- [14] Bauer F, Bisplinghoff J, Büsser K, *et al.* (EDDA Collaboration). *Phys Rev Lett*, 2003, **90**: 142301.
- [15] Allgower C E, Ball J, Barabash L S, *et al.* *Eur Phys J*, 1998, **C1**: 131.
- [16] Eyser K O, Machleidt R, Scobel W. *Eur Phys J*, 2004,

- A22** : 105.
- [17] Faessler A, Kukulin V I, Shikhalev M A. *Ann Phys*, 2005, **320**(1): 71.
- [18] Bjorken J D, Drell S D. *Relativistic Quantum Mechanics*. New York: McGraw-Hill, 1964.
- [19] Machleidt R. In: Langanke K, Maruhn J A, Koonin S E (eds). *Computational Nuclear Physics 2-Nuclear Reactions*. New York: Springer, 1993, 1—29.
- [20] Salpeter E E, Bethe H A. *Phys Rev*, 1951, **84**: 1232.
- [21] Thompson R H. *Phys Rev*, 1970, **D1**: 110.
- [22] Mathelitsch L, Plessas W, Schweiger M. *Phys Rev*, 1982, **C26**: 65.
- [23] Rupp G, Tjon J A. *Phys Rev*, 1990, **C41**: 472.
- [24] Lee T-S H. *Phys Rev*, 1984, **C29**: 195.
- [25] van Faassen E E, Tjon J A. *Phys Rev*, 1984, **C30**: 285; *ibid*, 1986, **33**: 2105.
- [26] ter Haar B, Malfliet R. *Phys Rep*, 1987, **149**: 207.
- [27] Elster Ch, Holinde K, Schütte D, *et al*. *Phys Rev*, 1988, **C38**: 1828.
- [28] Albers D, Bisplinghoff J, Bollmann R, *et al* (EDDA Collaboration). *Phys Rev Lett*, 1997, **78**: 1652.
- [29] Lehar F. *J Phys Colloques*, 1985, **46**: C2—427.
- [30] Ball J, Allgower C E, Beddo M, *et al*. *Eur Phys J*, 1999, **C11**: 51.
- [31] Arndt R A, Oh Chang Heon, Strakovsky I I, *et al*. *Phys Rev*, 1997, **C56**: 3005.
- [32] Arndt R A, Strakovsky I I, Workman R L. *Phys Rev*, 2000, **C62**: 034005.
- [33] Bystricky J, Lechanoine-Leluc C, Lehar F. *Eur Phys J*, 1998, **C4**: 607.
- [34] Stoks V G J, Klomp R A M, Rentmeester M C M, *et al*. *Phys Rev*, 1993, **C48**: 792.
- [35] Arndt R A, Strakovsky I I, Workman R L. SAID, Scattering Analysis Interactive Dial-in Computer Facility, George Washington University (formerly Virginia Polytechnic Institute), Solution SP03 (Spring 2003); for a published analysis, see [32].
- [36] Haidenbauer J, Holinde K, Johnson M B. *Phys Rev*, 1993, **C48**: 2190.
- [37] Hadjimichief D, Haidenbauer J, Krein G. *Phys Rev*, 2002, **C66**: 055214.
- [38] Hadjimichief D, Haidenbauer J, Krein G. *Phys Rev*, 2001, **C63**: 035204.
- [39] Farrar G R, Gottlieb S, Sivers D, *et al*. *Phys Rev*, 1979, **D20**: 202.
- [40] Brodsky S J, Carlson C E, Lipkin H. *Phys Rev*, 1979, **D20**: 2278.
- [41] Krisch A D. *Scientific American*, 1979, **240**: 68.
- [42] Fernow R C, Krisch A D. *Ann Rev Nucl Part Sci*, 1981, **31**: 107.
- [43] Cameron P R, Crabb D G, DeMuth G E, *et al*. *Phys Rev*, 1985, **D32**: 3070.
- [44] Crabb D G, Gialas I, Krisch A D, *et al*. *Phys Rev Lett*, 1988, **60**: 2351.
- [45] Li B A, Chen L W, Ko C M. *Phys Rep*, 2008, **464**: 113.
- [46] Valdau Yu, Kopteva V, Barsov S, *et al*. *Phys Lett*, 2007, **B652**: 245.
- [47] Xie J J, Zou B S. *Phys Lett*, 2007, **B649**: 405.
- [48] Cao Xu, Lee Xiguo, Wang Qingwu. *Chinese Phys Lett*, 2008, **25**: 888.
- [49] Xie J J, Zou B S, Chiang H C. *Phys Rev*, 2008, **C77**: 015206.
- [50] Maeda Y, Hartmann M, Keshelashvili I, *et al*. *Phys Rev*, 2008, **C77**: 015204.
- [51] Kleber V, Büscher M, Chernyshev V, *et al*. *Phys Rev Lett*, 2003, **91**: 172304.
- [52] Hartmann M, Maeda Y, Keshelashvili I, *et al*. *Phys Rev Lett*, 2006, **96**: 242301.
- [53] Maeda Y, Hartmann M, Keshelashvili I, *et al*. *Phys Rev Lett*, 2006, **97**: 142301.
- [54] van Buren G, for the STAR Collaboration. *Rom Rep Phys*, 2006, **58**: 069.
- [55] Sibirtsev A, Haidenbauer J, Hammer H-W, *et al*. *Eur Phys J*, 2006, **A29**: 363.
- [56] Maggiora M. IX International Conf on Hypernuclear and Strange Particle Physics. Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 10—14 October, 2006.
- [57] Boros C, Liang Zuotang. *Phys Rev*, 1996, **D53**: R2279.
- [58] Salur S, for the STAR Collaboration. *Eur Phys J*, 2009, **C61**: 761; *ibid*, **C62**: 119.
- [59] Putschke J, for the STAR Collaboration. *Eur Phys J*, 2009, **C61**: 629.
- [60] Abelev B I, Aggarwal M M, Ahammed Z, *et al* (STAR Collaboration). *Phys Rev Lett*, 2006, **97**: 252001.
- [61] Adams J, Aggarwal M M, Ahammed Z, *et al* (STAR Collaboration). *Phys Rev Lett*, 2005, **94**: 062301.
- [62] Adare A, Afanasiev S, Aidala C, *et al* (PHENIX Collaboration). *Phys Rev Lett*, 2006, **97**: 252002.
- [63] Adler S S, Afanasiev S, Aidala C, *et al* (PHENIX Collaboration). *Phys Rev*, 2007, **D76**: 092002.
- [64] Vogt R. *Eur Phys J ST*, 2008, **155**: 213.
- [65] Nason P, Dawson S, Ellis R K. *Nucl Phys*, 1988, **B303**: 607.
- [66] Nason P, Dawson S, Ellis R K. *Nucl Phys*, 1989, **B327**: 49 [Erratum-*ibid*, 1990, **B335**: 260].
- [67] Vogt R, for the Hard Probe Collaboration. *Int J Mod Phys*, 2003, **E12**: 211.
- [68] Kidonakis N, Laenen E, Moch S, *et al*. *Phys Rev*, 2003,

- D67**: 074037. [71] Oh Yongseok, Ko Cheming. Phys Rev, 2009, **C79**: 067902.
- [69] Kidonakis N, Vogt R. Eur Phys J, 2004, **C36**: 201. [72] Sau G, Biswas S K, De B, *et al.* Can J Phys, 2008, **86** (7): 883.
- [70] Martinez-Garcia G, Gadrat S, Crochet P. Phys Lett, 2008, **B663**: 55[Erratum-*ibid*, B666: 533].

Nucleon-nucleon Collisions in Medium and High-energy Nuclear Physics: Recent Progress and Some Unresolved Issues^①

NING Ping-zhi^{1, 1)}, PENG Guang-xiong^{2, 3}, LI Lei¹, LUO Yan-an¹, ZHONG Xian-hui⁴, DANG Lei³

(1 *School of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China;*

2 *Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;*

3 *Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;*

4 *Department of Physics, Hunan Normal University, Changsha 410081, China*)

Abstract: Some topics on nucleon-nucleon(NN) collisions in medium and high-energy nuclear physics are reviewed with emphasis on those which are expected to be relevant at the HIRFL-CSR Facility. It is mainly concerned with the description of short-range NN nuclear force, the recent results from STAR and PHENIX experiments in relativistic collisions of nuclei from each other, addressing questions about the role of NN collisions at high-energy, especially for strangeness production and heavy flavor production. Recent progress and some unresolved issues are also concerned. We expect that the results of the present work will lead to a better understanding on the importance of NN collisions at medium- and high-energy.

Key words: nucleon-nucleon collision; medium and high-energy; short-range force; strangeness production; heavy flavor production

① Received date: 20 July. 2009; Revised date: 02 Sep. 2009

1) E-mail: ningpz@nankai.edu.cn