

从高能散射实验资料讨论唯象核力的强度和力程

赵维勤 鲍诚光

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文在 Bakamjian-Thomas 理论的框架内, 利用小角度散射实验资料讨论了高能唯象核力 $V = V_R - iV_I$ 的定性性质. 鉴于高能小角度资料对自旋不敏感, 在核力与自旋无关的假定下得到: i) 对于高斯型的位, V_I 的强度 χ_3 约为 200MeV, 力程 β_3 约为 0.95fm; ii) V_R 中不存在硬排斥心. 粗略估计, 假定排斥心的力程 $\beta_1 > 0.45\text{fm}$, 则其强度 $\chi_1 < 480\text{MeV}$; iii) 各核力参数随能量变化缓慢.

对于非相对论量子力学体系, 唯象核力的概念有明确的定义. 这一定义和薛定格方程联系在一起. 由该方程可算出散射振幅, 并通过与实验资料的比较来确定核力参数. 这种作法在能量较高时受到了限制, 因为这时薛定格方程已不适用. 另一方面, 在 1949 年, Dirac 提出了具有直接相互作用的相对论动力学系统的概念^[1], 其中相互作用项直接依赖于位置、动量、自旋等动力学变量. 据此, Bakamjian、Thomas、Foldy、Coester 等人发展了 $B-T$ 理论^[2]. 在这个理论的框架内, 唯象核力由如下的方程定义:

$$[T_1 + T_2 + V]\phi = E\phi, \quad (1)$$

其中 E 为质心系总能, T 的定义为

$$T_1|\mathbf{k}\rangle = \sqrt{\mathbf{k}^2 + m_1^2}|\mathbf{k}\rangle.$$

V 是一个等效势, 包括了非弹道对弹性道的耦合效应. 一般说来, 它是一个不定域的复位阱. 这样, 就把唯象核力的概念延伸到了高能的范围.

对高能唯象核力的探索有两个方面, 一是把它与发生在一次碰撞中的基本物理过程相联系, 从而深入到它的本质; 二是通过实验资料定性研究它的图象, 这种现象性的研究一般是走在前面的. 本文的工作属于后一方面.

目前还远未能精确描写高能核力. 为了简化图象而有利于得到定性的结果, 假定 V 是定域势. 注意到高能小角度散射实验资料对自旋不敏感. 这表现在: i) 在核力时, 具有各种不同自旋粒子的散射行为相似; ii) 高能时小角度极化现象趋于零. 因而进一步假定高能唯象核力与自旋无关¹⁾. 又根据文献[3]的分析, 核力存在着吸引势、排斥力和虚位

本文 1978 年 3 月 27 日收到.

1) 如果我们试图解释大角度散射资料, 将能对核力内区有进一步的了解, 但这时核力依赖于自旋的效应可能比较重要.

研三个部分. 作为一个基本假定, 对每一部分均取作高斯势, 并赋以两个参数: 强度 χ 和力程 β . 令

$$\begin{aligned} V &= V_R - iV_I, \\ V_R &= \chi_1 e^{-r^2/\beta_1^2} - \chi_2 e^{-r^2/\beta_2^2}, \\ V_I &= \chi_3 e^{-r^2/\beta_3^2}, \end{aligned}$$

$\chi_1, \chi_2, \chi_3 > 0$. 令

$$\begin{aligned} \chi_R(b) &= \frac{q}{E} \int_{-\infty}^{\infty} dz V_R(b, z), \\ \chi_I(b) &= \frac{q}{E} \int_{-\infty}^{\infty} dz V_I(b, z), \end{aligned} \quad (2)$$

q 为初始动量,

$$E = 2\sqrt{q^2 + m^2}.$$

根据文献[3], 在高的情况下, 取 Eikonal 零级近似有:

$$\sigma_t = 2 \int d\mathbf{b} (1 - e^{-\chi_I(b)} \cos \chi_R(b)), \quad (3)$$

$$\sigma_{el} = \int d\mathbf{b} (1 - 2e^{-\chi_I(b)} \cos \chi_R(b) + e^{-2\chi_I(b)}), \quad (4)$$

$$\sigma_{inel} = \int d\mathbf{b} (1 - e^{-2\chi_I(b)}). \quad (5)$$

$$\rho = \frac{\text{Re}f(\theta = 0)}{\text{Im}f(\theta = 0)} = - \frac{\int d\mathbf{b} e^{-\chi_I(b)} \sin \chi_R(b)}{\int d\mathbf{b} (1 - e^{-\chi_I(b)} \cos \chi_R(b))}. \quad (6)$$

对小角度散射:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} =$$

$$\left| \frac{q}{2\pi} \int d\mathbf{b} e^{-i\mathbf{q}_\perp \cdot \mathbf{b}} (1 - e^{-\chi_I(b)} e^{-i\chi_R(b)}) \right|^2. \quad (7)$$

对大角度散射本文不作讨论.

以下将试图利用高能 p-p 散射实验资料, 通过上述公式, 看看能得到多少关于核力参数的知识.

首先我们从仅与 V_I 有关的(5)式出发. 为了符合实验的 $\sigma_{inel}^{(exp)}$, 该式给出在各种能量下 χ_3 依赖于 β_3 的关系, $\chi_3 = \chi_3(\beta_3)$, 见图 1.

再注意(3)式, 其中 V_R 不能太大(即排斥心不能太高、太宽), 以保证 $\cos \chi_R(b)$ 主要是正值. 因为高能时非弹道日益重要, 使得 $\chi_I(b)$ 随能量增加. 如果 $\cos \chi_R(b)$ 主要为负将导致

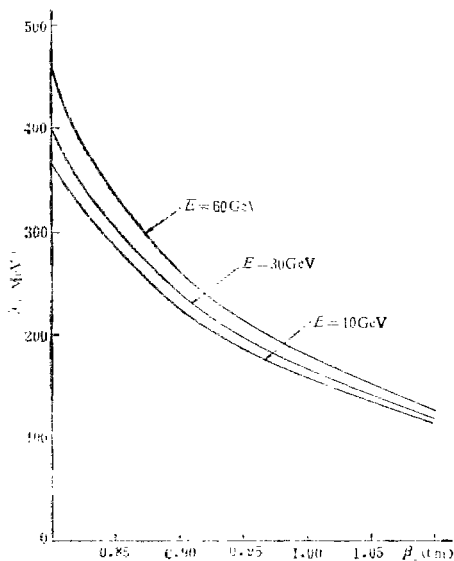


图 1

高能的 σ_t 随能量增高而下降, 这是违反实际情况的. V_R 的存在总是使得 σ_t 增大. 由此得到一个判别式:

$$\sigma_t^{(\text{exp})} > 2 \int d\mathbf{b} (1 - e^{-\chi_I(b)}). \quad (8)$$

(8)式与(5)式一起, 可以定出 β_3 的下限和 χ_3 的上限.

下面以 $E = 30.66\text{GeV}$ 的情况为例. 此时要求 $\chi_3 < 230\text{MeV}$, $\beta_3 > 0.92\text{fm}$. 利用(7)式计算小角度的 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, 得出朝前峰. 它可近似用 $e^{-b/|t|}$ 描写, 其斜率 b 非常敏感地依

赖于 β_3 (此后 χ_3 均作为 β_3 的函数而不作为独立参量, 以保证给出正确的 $\sigma_{inel}^{(\text{exp})}$), 对其它参量则不敏感. 当 β_3 增大, b 迅速增大. 由于选用了简化模型——高斯型位阱, 我们并不期望它能很好地解释角分布实验. 实际上它给出一个过于陡的朝前峰. 当 $\beta_3 = 0.98\text{fm}$, 其它参数在一个合理的范围内变动以得到正确的 $\sigma_t^{(\text{exp})}$ 和 $\rho^{(\text{exp})}$ 时, b 在 13—13.6 之间变动, 而实验值为 12. 当 β_3 大于 0.98fm 时, b 与实验值迅速偏离. 因此, 以后我们将认为 $\beta_3 > 0.98\text{fm}$ 是不合理的情况, 这相应地要求 $\chi_3 > 180\text{MeV}$.

如果仅仅为了解释 σ_t 、 σ_{el} 和小角度的 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, 并不一定需要引进实位阱. 实位阱的存

在是由 $\rho \neq 0$ 这一点所显示的. 参见示意图 2.

(6) 式表明 ρ 的正负号取决于 $\sin \chi_R(b)$, 由于 ρ 从负到正, 说明实位阱中同时存在排斥力和吸引力两种成份. ρ 的易号正是两种成份互相竞争的结果.

如果我们给定 β_1 、 β_2 、 β_3 , 那么由 (3)、(4)、(6) 式可完全确定 χ_1 、 χ_2 、 χ_3 . 由于在低能时我们对 β_1 、 β_2 有所认识, 因而在高能时我们可大致规定它们的变化范围. 取 $0.45 \leq \beta_1 \leq 0.7(\text{fm})$, $1.1 \leq \beta_3 \leq 1.3(\text{fm})$, 在这个范围内 χ_1 、 χ_2 相应的变化范围由图 3 给出.

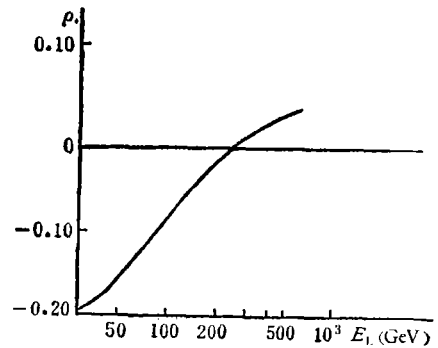


图 2

再看一下虚位阱参数随能量变化的情况. 实验上, 当 $-t < 0.15(\text{GeV}/c)^2$ 时,

$$b = b_0 + 4\alpha \ln E, \quad b_0 = 7.00 \pm 1.14, \quad \alpha = 0.370 \pm 0.077.$$

这说明 b 随能量缓慢增大. 但由于 b 对于 β_1 、 β_2 不敏感, 对于 β_3 十分敏感. 因而上述实验只能用 β_3 随能量上升而缓慢增大来解释. 但对于能量很高 ($E > 60\text{GeV}$) 的情况, 由于没有实验资料, 不能作出判断.

至于 χ_3 随能量的变化, 受两个因素影响: 一是当 β_3 固定时, χ_3 随能量增加 (参见图 1), 二是当能量固定时, χ_3 随 β_3 增大而下降. 实验要求当能量增加时 β_3 随之增加, 这就使得 χ_3 成为一个与能量很不敏感的量.

综合以上讨论, 可得以下几点:

i) 对位阱虚部有了一个大的认识. 对于 $E = 30.66\text{GeV}$, β_3 约在 0.95fm 左右, χ_3 约在 200MeV 左右, 即虚部有一个中等的力程和不太强的强度. 虚位阱的作用有随能

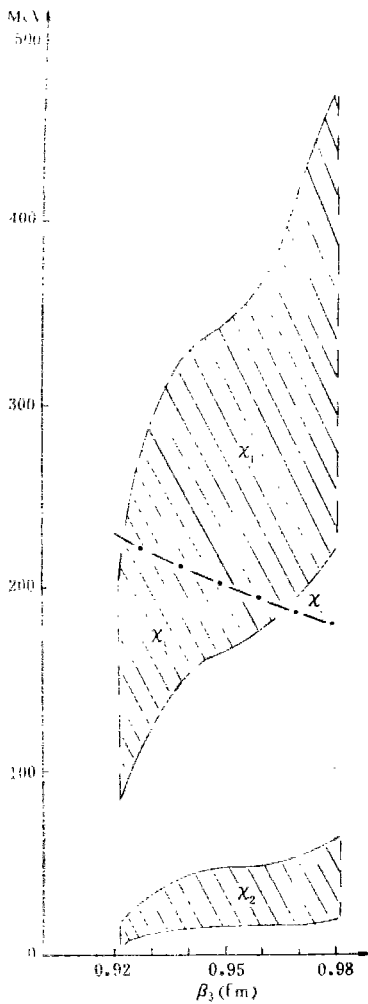


图 3

量上升而缓慢增加的趋势 ($E < 60\text{GeV}$).

ii) 若假定 β_1 大致在 0.45 至 0.7 fm 范围内, β_2 大致在 1.1 至 1.3 fm 范围内, 那么图 3 表明并没有很高的排斥心. 只要 $\beta_1 > 0.45\text{fm}$, 就有 $\chi_1 < 480\text{MeV}$. 这和某些类型的硬心核力如: Hamada-Johnson 势^[4]、Reid 势^[5]很不一样, 而接近于 Tourreil 等人^[6]的结果. 由于低能散射资料并不一定要求硬排斥心的存在, 而高能资料又否定了硬心的设想, 因而引进无限高硬排斥心的概念是不必要的. 近似地有

$$\chi_1 > \chi_3 > \chi_2, \beta_1 < \beta_3 < \beta_2.$$

iii) 对于 σ_t 、 σ_{inel} 、 $\frac{d\sigma}{dQ}$, 虚位阱起决定作用; 对

于 ρ , 实位阱起决定作用. 一个负的 ρ 说明了排斥心的存在. 由于在 $3.3\text{GeV} < E < 30\text{GeV}$ 区域内 ρ 随能量增高而从负到正, 这说明随能量上升排斥心的作用在削弱. 这很可能是一种道耦合的效应. 在更高的能区, 实位阱参数随能量的变化同样是很缓慢的.

以上定性性质不依赖于所选择位阱的具体形式.

由于缺乏足够的和精确的高能实验资料, 由于我们采用了简化的模型——定域的高斯势, 又由于我们仅采用了 eikonal 零级近似, 因而要把六个核力参数定准是没有意义和没有可能的. 本文仅提供了一个十分粗略的描写. 如果想得到一个较为精确的图象, 特别是想深入到核力的内区, 那么对大横动量资料的研究将是至关重要的. 这有待于进一步的工作.

参 考 文 献

- [1] P. A. M. Dirac, *Rev. Mod. Phys.*, **21** (1949), 392.
- [2] B. Bakamjian, L. H. Thomas, *Phys. Rev.*, **92** (1953), 1300; L. L. Foldy, *Phys. Rev.*, **122** (1961), 275; F. Coester, *Helv. Phys. Acta.*, **38** (1965), 7.
- [3] 鲍诚光、赵维勤, 高能物理与核物理, **2**(1978), 336.
- [4] T. Hamada, L. D. Johnston, *Nucl. Phys.*, **34** (1962), 382.
- [5] R. V. Reid, *Ann. Phys.*, **50** (1968), 411.
- [6] R. De Tourreil, D. W. L. Sprung, *Nucl. Phys.*, **A201** (1973), 193.

A DISCUSSION OF THE STRENGTH AND THE RANGE OF THE PHENOMENOLOGICAL NUCLEAR FORCE USING EXPERIMENTAL DATA IN HIGH ENERGY SCATTERING

ZHAO WEI-QIN BAO CHENG-GUANG

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

Under the framework of the Bakamjian-Thomas theory, we discuss the qualitative properties of the phenomenological nuclear force $V = V_R - iV_I$ at high energy are discussed by a comparison with the small angle scattering data. Because these data in high energy are insensitive to the spin, we suppose that the nuclear force at high energies is spin-independent. The followings are obtained:

- i) for the Gaussian potential, $\chi_s \simeq 200$ MeV and $\beta_s \simeq 0.95$ fm, which are the strength and the range of V_I respectively;
- ii) in V_R , there is no hard repulsive core. Under a rough estimation, supposing the range $\beta_1 > 0.45$ fm, we find the strength of the repulsive force, $\chi_1 < 480$ MeV;
- iii) all parameters are vary very slowly with energy.