第6卷 第3期　高能物理与核物理　Vol. 6, No. 3
1982年5月　PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS　May, 1982

高能极化粒子、反粒子总截面的对称性

宋　燠
（中国科学院高能物理研究所）

摘　要

本文把关于非极化粒子、反粒子对固定靶散射的 И. Я. Померанчук 定理推广到极化粒子、反粒子的情况，而得到在高能下一系列极化粒子、反粒子总截面的对称关系.

前　言

早在1958年，И. Я. Померанчук[1] 证明了在高能下非极化粒子和反粒子对固定靶总截面趋于一致，即 $1+2$ 和 $1+\bar{2}'$ 的总截面在高能下相等. 通常的证明是从研究过程(i)，(ii) 的散射振幅入手的.

$$\left.\begin{array}{ll}\text{(i)}\ 1+2\to 1'+2' & s\text{ 道}\\ \text{(ii)}\ 1+\bar{2}'\to 1'+\bar{2} & u\text{ 道}\end{array}\right\}\tag{1}$$

这里1和1′是同一种粒子，2和2′是另一种粒子，$\bar{2}$ 表示2的反粒子. 60年代初[2,7]，有不少人在理论上论证过这个定理，理论预言和实验数据的比较[3,9]，是符合的.

随着极化靶和极化束的建立，人们对极化物理的兴趣日益增长，因而在理论上对极化粒子的行为作出预言，就更感必要，所以，我们把 И. Я. Померанчук 定理推广到极化粒子的情形中去.

一、螺旋性振幅的交叉对称性

我们重新研究过程 I, II. 不过假定各粒子都有自旋：1和1′自旋为 σ_1，2和2′自旋为 σ_2. 但螺旋性和参考系有关，于过程 I 中，在 s 道粒子1、2质心系上计算，1、1′，2、2′四个粒子的螺旋性分别记为 λ_1, λ_1'; λ_2, λ_2'. 如果在过程 II 中，则在1、$\bar{2}'$ 质心系上计算，这四个粒子螺旋性分别记为 $\mu_1, \mu_1', \mu_2, \mu_2'$. 这四个粒子四维动量以 p_1, p_1', p_2, p_2' 表之. 反粒子 $\bar{2}$、$\bar{2}'$ 四维动量各为 $-p_2, -p_2'$. Mandelstam 变数 s, u, t 为：

$$\left.\begin{array}{l}s=-(p_1+p_2)^2,\ u=-(p_1-p_2')^2,\\ t=-(p_1-p_1')^2,\ s+u+t=2m_1^2+2m_2^2.\end{array}\right\}\tag{2}$$

三个 Mandelstam 变数中，只有两个是独立的，这里 m_1, m_2 分别为1、1′和2、2′粒子

本文1980年11月29日收到.

静止质量，假定它们都不为 0．在过程 I 中的物理区是

$$s \geqslant \left(\sqrt{m_1^2+\frac{|t|}{4}}+\sqrt{m_2^2+\frac{|t|}{4}}\right)^2, \quad t_0 < t \leqslant 0 \tag{3}$$

$\sqrt{s}$ 为质心系总能量．

在过程 II 中的物理区是

$$u \geqslant \left(\sqrt{m_1^2+\frac{|t|}{4}}+\sqrt{m_2^2+\frac{|t|}{4}}\right)^2, \quad t_0 < t \leqslant 0 \tag{4}$$

$\sqrt{u}$ 为质心系总能量．

若以 s, t 作独立变数，过程 II 中 s 变化范围是

$$-\infty < s < 2m_1^2 + 2m_2^2 - t - \left(\sqrt{m_1^2+\frac{|t|}{4}}+\sqrt{m_2^2+\frac{|t|}{4}}\right)^2. \tag{5}$$

当 t 固定，在 s 复平面上，过程 I、过程 II 的物理区如图 1 所示．

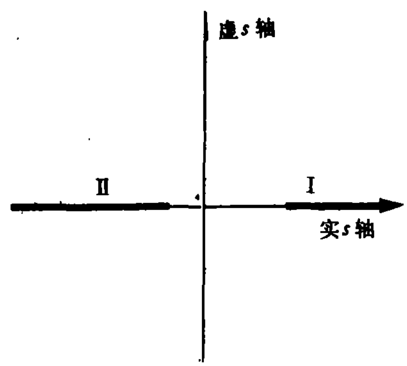

图　1

我们把过程 I 散射振幅记为

$$\langle \lambda_1', \lambda_2' | A^s(s, u, t) | \lambda_1, \lambda_2 \rangle. \tag{6}$$

把过程 II 散射振幅记为

$$\langle \mu_1', \mu_2' | A^u(s, u, t) | \mu_1, \mu_2 \rangle. \tag{7}$$

Trueman 和 Wiek[4] 在 1964 年找到振幅(6)和(7)的联系．他们利用一定的复路径，从过程 I 物理区复数邻域一点 $(s+i\varepsilon, u-i\varepsilon)$ 开始，把散射振幅解析延拓到过程 II 物理区复数邻域的一点 $(s-i\varepsilon, u+i\varepsilon)$．这样就得到两个振幅间关系

$$\langle \mu_1', \mu_2' | A^s(s, u, t) | \mu_1, \mu_2 \rangle = \langle \mu_1', \mu_2 | A^u(s, u, t) | \mu_1, \mu_2' \rangle \tag{8}$$

这里 μ_i, μ_i' 是 1、$\bar{2}'$ 粒子质心系上计算的螺旋性．但振幅(6)始态 $|\lambda_1, \lambda_2\rangle$，末态 $\langle \lambda_1', \lambda_2'|$ 是 1、2 粒子质心系上计算的螺旋性本征态．可以通过旋转变换把这两组本征态联系起来．据文献[5]我们得到

$$\begin{aligned}
&\langle \lambda_1', \lambda_2' | A^s(s, u, t) | \lambda_1, \lambda_2 \rangle \\
&= \sum_{\mu_i, \mu_i'} d^{\sigma_1}_{\mu_1, \lambda_1}(\chi_1) d^{\sigma_2}_{\mu_2, \lambda_2}(\chi_2) d^{\sigma_2}_{\mu_2', \lambda_2'}(\chi_2') \\
&\quad \cdot d^{\sigma_1}_{\mu_1', \lambda_1'}(\chi_1') \langle \mu_1', \mu_2' | A^s(s, u, t) | \mu_1 \mu_2 \rangle \\
&= \sum_{\mu_i, \mu_i'} d^{\sigma_1}_{\mu_1, \lambda_1}(\chi_1) d^{\sigma_2}_{\mu_2, \lambda_2}(\chi_2) d^{\sigma_2}_{\mu_2', \lambda_2'}(\chi_2') d^{\sigma_1}_{\mu_1', \lambda_1'}(\chi_1') \\
&\quad \cdot \langle \mu_1', \mu_2 | A^u(s, u, t) | \mu_1, \mu_2' \rangle
\end{aligned} \tag{9}$$

χ_1, χ_2, χ_1', χ_2' 分别为粒子 1、2，1′、2′（反粒子动量为负）在过程 I 质心系中运动方向与它在过程 II 质心系中运动方向之夹角．转动函数定义为

$$d^{\sigma}_{\lambda\mu}(\theta)=\left\langle\sigma,\ \lambda\left|\exp\left(i\frac{\theta}{\hbar}\cdot J_y\right)\right|\sigma,\ \mu\right\rangle. \tag{10}$$

可参阅文献 [6].

χ_1, χ_2, χ'_1, χ'_2 可表示为

$$\left.\begin{aligned}\cos\chi_1=\cos\chi'_1&=\frac{-(s+m_1^2-m_2^2)(u+m_1^2-m_2^2)}{[\lambda(s,\ m_1,\ m_2)\lambda(u,\ m_1,\ m_2)]^{\frac{1}{2}}}\\ \cos\chi_2=\cos\chi'_2&=\frac{(s+m_2^2-m_1^2)(u+m_2^2-m_1^2)}{[\lambda(s,\ m_1,\ m_2)\lambda(u,\ m_1,\ m_2)]^{\frac{1}{2}}}\end{aligned}\right\} \tag{11}$$

其中 $\lambda(x,\ y,\ z)=x^2+y^2+z^2-2xy-2xz-2yz$.

注意到 s, u, t 三个变数中，只有两个是独立的，我们令 $t=\text{const}$, 取高能极限，即 $s\to\pm\infty$

$$\left.\begin{aligned}\lim_{s\to\pm\infty}\cos\chi_1&=\lim_{s\to\pm\infty}\cos\chi'_1=1\\ \lim_{s\to\pm\infty}\cos\chi_2&=\lim_{s\to\pm\infty}\cos\chi'_2=-1\end{aligned}\right\} \tag{12}$$

所以

$$\left.\begin{aligned}\lim_{s\to\pm\infty}\chi_1&=\lim_{s\to\pm\infty}\chi'_1=0\\ \lim_{s\to\pm\infty}\chi_2&=\lim_{s\to\pm\infty}\chi'_2=\pi\end{aligned}\right\} \tag{13}$$

在高能极限下,这些转动函数为

$$\left.\begin{aligned}&d^{\sigma_1}_{\mu_1,\lambda_1}(\chi_1)=d^{\sigma_1}_{\mu_1,\lambda_1}(0)=\delta_{\mu_1,\lambda_1},\\ &d^{\sigma_1}_{\mu'_1,\lambda'_1}(\chi'_1)=d^{\sigma_1}_{\mu'_1,\lambda'_1}(0)=\delta_{\mu'_1,\lambda'_1},\\ &d^{\sigma_2}_{\mu_2,\lambda_2}(\chi_2)=d^{\sigma_2}_{\mu_2,\lambda_2}(\pi)=(-1)^{\sigma_2+\mu_2}\delta_{\mu_2,-\lambda_2},\\ &d^{\sigma_2}_{\mu'_2,\lambda'_2}(\chi'_2)=d^{\sigma_2}_{\mu'_2,\lambda'_2}(\pi)=(-1)^{\sigma_2+\mu'_2}\delta_{\mu'_2,-\lambda'_2}.\end{aligned}\right\} \tag{14}$$

把 (14) 式代入 (9) 式之中,得到

$$\begin{aligned}&\lim_{\substack{|s|\to\infty\\ t=\text{const}}}\langle\lambda'_1,\ \lambda'_2|A^s(s,u,t)|\lambda_1,\ \lambda_2\rangle\\ &=\lim_{\substack{|s|\to\infty\\ t=\text{const}}}(-1)^{2\sigma_2-\lambda_2-\lambda'_2}\langle\lambda'_1,\ -\lambda_2|A^u(s,u,t)|\lambda_1,\ -\lambda'_2\rangle.\end{aligned} \tag{15}$$

在 $t=\text{const}$ 条件下, (15) 的两边都唯一决定于 s (s 充分大). 由 (15) 式可看到, 在下述情况中, 因子 $(-1)^{2\sigma_2-\lambda_2-\lambda'_2}=1$.

$$\begin{aligned}&\text{(i)}\ 2,\ 2'\ \text{是玻色子}\quad \lambda_2+\lambda'_2=\pm 2n,\qquad n=0,\ 1,\ \cdots,\sigma_2\\ &\text{(ii)}\ 2,\ 2'\ \text{是费米子}\quad \lambda_2+\lambda'_2=\pm(2n+1),\quad n=0,\ 1,\ \cdots,\left(\sigma_2-\frac{1}{2}\right)\end{aligned} \tag{16}$$

属于这些情况的具体例子, 我们后面还要讨论. 由 (15) 可知, 可以找到一个 s 的解析函数 (t 不变)把过程 I 及过程 II 振幅统一表示出来:

$$\left.\begin{aligned}&\lim_{\epsilon\to 0} F_{\lambda_1'\lambda_2';\lambda_1\lambda_2}(s+i\epsilon,\ t)=\langle\lambda_1',\ \lambda_2'|A^s(s,\ u,\ t)|\lambda_1,\ \lambda_2\rangle,\\&\qquad s>\left(\sqrt{m_1^2+\frac{|t|}{4}}+\sqrt{m_2^2+\frac{|t|}{4}}\right)^2\\&\lim_{\epsilon\to 0} F_{\lambda_1'\lambda_2';\lambda_1\lambda_2}(s-i\epsilon,\ t)=\langle\lambda_1',\ -\lambda_2|A^u(s,\ u,\ t)|\lambda_1,\ -\lambda_2'\rangle.\\&\qquad s<2m_1^2+2m_2^2-t-\left(\sqrt{m_1^2+\frac{|t|}{4}}+\sqrt{m_2^2+\frac{|t|}{4}}\right)^2\end{aligned}\right\}\tag{17}$$

上式就是在高能下极化粒子、反粒子散射振幅间的交叉对称关系.

二、高能下极化粒子反粒子总截面对称关系

根据 Schwarz 反射原则，散射振幅(作为 s 的函数)满足下列关系

$$F^*(s)=F(s^*)\tag{18}$$

根据这个性质，由极化情况下光学定理[10]我们得到

$$\left.\begin{aligned}&\lim_{\epsilon\to 0}\mathrm{Im}F_{\lambda_1\lambda_2;\lambda_1\lambda_2}(s+i\epsilon,\ 0)=\frac{g}{4\pi}\sigma_{\lambda_1,\lambda_2}(s),\\&\qquad s>(m_1+m_2)^2\\&\lim_{\epsilon\to 0}\mathrm{Im}\,F_{\lambda_1\lambda_2;\lambda_1\lambda_2}(s-i\epsilon,\ 0)=-\frac{g}{4\pi}\bar\sigma_{\lambda_1,-\lambda_2}(|s|),\\&\qquad s<(m_1-m_2)^2\end{aligned}\right\}\tag{19}$$

g 为实验室系入射粒子动量. $\sigma_{\lambda_1,\lambda_2}(s)$ 为过程 I 总截面、初态中粒子 1、2 螺旋性为 λ_1, λ_2. 末态包括 $1+2$ 产生的一切反应道，已对动量求积分，自旋求和. $\bar\sigma_{\lambda_1,-\lambda_2}(|s|)$ 则是粒子 1 及反粒子 $\bar 2'$ 产生的总截面，1, $\bar 2'$ 螺旋性为 λ_1, $-\lambda_2$.

参考 A. Martin[7] 的方法，我们现在把 И. Я. Померанчук 定理推广到极化粒子、反粒子的情况.

假定：当 s 为实数时，$F_{\lambda_1\lambda_2;\lambda_1\lambda_2}(s)$ 满足下列条件:

$$\left.\begin{aligned}&\text{(i)}\ F_{\lambda_1\lambda_2;\lambda_1\lambda_2}(s)<C\exp(|s|^\beta);\quad \beta<1\\&\text{(ii)}\ \lim_{s\to\pm\infty}\frac{|F_{\lambda_1\lambda_2;\lambda_1\lambda_2}(s)|}{|s|\ln|s|}=0;\\&\text{(iii)}\ \sigma_{\lambda_1,\lambda_2}(s)-\bar\sigma_{\lambda_1,-\lambda_2}(|s|).\ \text{当}\ s\to\infty\ \text{时极限存在}\end{aligned}\right\}\tag{20}$$

证明：由 (i)、(ii) 应用 Phragmèn-Eindelöf 定理[8]，可以证明在 s 上半复平面内，s 沿任意方向趋向 ∞，都有

$$\lim_{|s|\to\infty}\frac{|F_{\lambda_1\lambda_2;\lambda_1\lambda_2}(s)|}{|s|\ln|s|}=0.\tag{21}$$

我们作一变换：$z=s^2$，$F_{\lambda_1,\lambda_2;\lambda_1,\lambda_2}(s,\ 0)=G_{\lambda_1,\lambda_2;\lambda_1,\lambda_2}(z)$ 故 $G_{\lambda_1,\lambda_2;\lambda_1,\lambda_2}(z)$ 除了在实轴上 $z>(m_1-m_2)^4$ 一割线外，在全平面上解析，它在割线上岸之值，即 $F_{\lambda_1,\lambda_2;\lambda_1,\lambda_2}(s)$ 在 $s>(m_1+m_2)^2$ 时之值，它在割线下岸之值，就是 $F_{\lambda_1,\lambda_2;\lambda_1,\lambda_2}(s)$ 在 $s<(m_1-m_2)^2$ 时之值.

我们还构造一个函数

$$\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z)=8\pi m_1\frac{[G_{\lambda_1,\lambda_2;\lambda_1,\lambda_2}(z)-G^*_{\lambda_1,\lambda_2;\lambda_1,\lambda_2}(z^*)]}{\sqrt{z-4m_1^2m_2^2}}. \tag{22}$$

注意 $G_{\lambda_1,\lambda_2;\lambda_1,\lambda_2}(z)$ 和 $G^*_{\lambda_1,\lambda_2;\lambda_1,\lambda_2}(z^*)$ 并不相同，但可以证明

$$\varphi^*_{\lambda_1,\lambda_2}(z)=\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z^*), \tag{23}$$

$$\lim_{z\to\infty\,\epsilon\to 0}\operatorname{Im}\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z+i\epsilon)=\sigma_{\lambda_1,\lambda_2}(z)-\bar{\sigma}_{\lambda_1,-\lambda_2}(z). \tag{24}$$

因为 $\lim\limits_{z\to\infty}\frac{1}{2m_1}\sqrt{z-4m_1^2m_2^2}=g$ 实验室系中入射粒子动量.

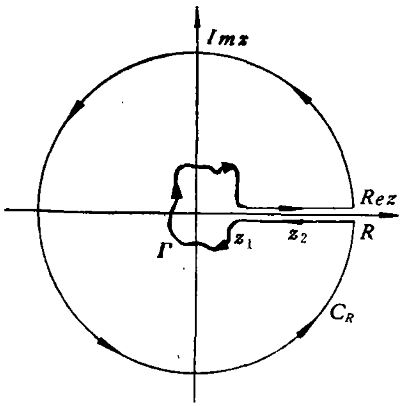

图 2

由(21)式可证

$$\lim_{|z|\to\infty}\frac{|\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z)|}{\ln(z)}=0. \tag{25}$$

这样运用句犀定理于下面迴路中得一次相减色散关系

$$\begin{aligned}&\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z)-\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z_0)\\&=\frac{z-z_0}{2\pi i}\int_\Gamma dz'\frac{\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z')}{(z'-z)(z'-z_0)}\\&\quad+\frac{z-z_0}{2\pi i}\int_{z_1}^{R}dz'\\&\quad\cdot\frac{[\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z'+i\epsilon)-\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z'-i\epsilon)]}{(z'-z)(z'-z_0)}\\&\quad+\frac{z-z_0}{2\pi i}\int_{C_R}dz'\frac{\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z')}{(z'-z)(z'-z_0)}.\end{aligned} \tag{26}$$

利用条件(25)可证

$$\lim_{R\to\infty}\int_{C_R}dz'\frac{\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z')}{(z'-z)(z'-z_0)}=0 \tag{27}$$

由(23)式得

$$\frac{1}{2i}[\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z'+i\epsilon)-\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z'-i\epsilon)]=\operatorname{Im}\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z'+i\epsilon)$$

这里 z' 是实数. 当 $R\to\infty$，(26)式成为

$$\begin{aligned}\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z)&=\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z_0)+\frac{z-z_0}{2\pi i}\int_\Gamma\frac{dz'\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z)}{(z'-z)(z'-z_0)}\\&\quad+\frac{z-z_0}{\pi}\int_{z_1}^{z_2}dz'\frac{\operatorname{Im}\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z'+i\epsilon)}{(z'-z)(z'-z_0)}\\&\quad+\frac{z-z_0}{\pi}\int_{z_2}^{\infty}dz'\frac{\operatorname{Im}\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z'+i\epsilon)}{(z'-z)(z'-z_0)}\end{aligned} \tag{28}$$

由假定(20)(iii)，知 $\operatorname{Im}\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z)$ 极限存在，我们把它叫做 C，当 z_2 充分大时，可找到 $\epsilon(z_2)$，使

$$|\operatorname{Im}\varphi_{\lambda_1,\lambda_2}(z+i\epsilon)|<|C-\epsilon(z_2)|, \tag{29}$$

这样，末一积分 $\leqslant \frac{1}{\pi}|C - \varepsilon(z_2)| \cdot \ln\left|\frac{z_2 - z}{z_2 - z_0}\right|.$ (30)

若保持 z_2, z_0 不变，令 $|z| \to \infty$，则在方程 (28) 中，除末项积分外，各项均有界，如果 $C \neq 0$，则末项积分发散，等式不成立，所以 $C = 0$，我们得到

$$\sigma_{\lambda_1,\lambda_2}(z) = \bar{\sigma}_{\lambda_1,-\lambda_2}(z). \tag{31}$$

三、讨　　论

1. 当入射粒子为矢量介子 $\rho^{\pm,0}$ 或赝矢介子时，λ_2 可以是 1、0、-1，靶核为质子（或别的粒子）。这三种螺旋态我们称为右旋的 (R)，左旋的 (L) 以及纵向的 (0)。以 σ_R 表示入射为右旋粒子(或反粒子)的总截面。σ_L 表示入射为左旋粒子(或反粒子)总截面。σ_0 表示入射纵向极化粒子(或反粒子)总截面。由 (31) 得

$$\left.\begin{aligned}\sigma_R(\rho^+p) = \sigma_L(\rho^-p),\ \sigma_R(\rho^-p) = \sigma_L(\rho^+p),\\ \sigma_0(\rho^+p) = \sigma_0(\rho^-p),\ \sigma_R(\rho^0p) = \sigma_L(\rho^0p).\end{aligned}\right\} \tag{32}$$

对于 $A_1^{\pm,0}$ 也有类似关系。简言之，对固定靶而言，右旋粒子总截面和左旋反粒子总截面在高能下相等，左旋粒子总截面和右旋反粒子的总截面在高能下也相等。

2. 当入射粒子为费米子时，例如 $\sigma_2 = \frac{1}{2}$，$\lambda_2 = \pm\frac{1}{2}$。具体例子如下

(i)　极化正、负电子和核子总截面

$$\sigma_L(e^+p) = \sigma_R(e^-p),\ \sigma_R(e^+p) = \sigma_L(e^-p);$$

(ii)　极化 $\mu^\pm$ 介子和质子总截面

$$\sigma_L(\mu^+p) = \sigma_R(\mu^-p),\ \sigma_R(\mu^+p) = \sigma_L(\mu^-p);$$

(iii) 极化质子、反质子和中子总截面

$$\sigma_L(p, n) = \sigma_R(\bar{p}, n),\ \sigma_R(p, n) = \sigma_L(\bar{p}, n);$$

(iv) 极化质子、反质子和任何原子核 A (包括 P) 总截面

$$\sigma_L(p, A) = \sigma_R(\bar{p}, A),\ \sigma_R(p, A) = \sigma_L(\bar{p}, A);$$

(v) 极化 Λ, $\bar{\Lambda}$ 和任何原子核总截面

$$\sigma_L(\Lambda, A) = \sigma_R(\bar{\Lambda}, A),\ \sigma_R(\Lambda, A) = \sigma_L(\bar{\Lambda}, A).$$

这里最有希望做的是 p, $\bar{p}$ 极化束及 $e^\pm$ 极化束的实验。但目前尚未有这些方面的实验数据，随着 p, $\bar{p}$ 及 $e^\pm$ 极化束的建立，本文的结论将受到实验的考验。对于光子，中微子等静止质量为 0 粒子，复 s 平面上两割线相连接，因此无法从上半平面解析延拓到下半平面，上述结论不成立。

后　　记

在本文研究过程中，理论所何祚庥同志曾给予有益讨论，高能所张肇西同志曾提出宝贵意见，特此致谢。

参 考 文 献

[1] И, Я. Померанчук, Ж.Э.Т.Ф., **34**(1958), 725.
[2] D. Amati, M. Fierz and V. Glaser, *Phys. Rev. Lett.*, 4(1960), 89; S. Weinberg, *Phys. Rev.*, **124** (1961), 2049.
[3] 章迺森，物理学报, **20**(1964), 1244.
[4] T. L. Trueman and G. C. Wick, *Ann. Phys.*, **26**(1964), 322.
[5] P. D. B. Collins, An introduction to Regge Theory and high energy physics, p. 117.
[6] A. R. Edmondo, Angular momentum in Quantum Mechanics.
[7] A. Martin, *Nuovo Cimento*, **39**(1965), 704.
[8] R. P. Boas, Entire Function.
[9] S. J. Lindenbaum, *Phys. Rev. Lett.*, 7(1961), 352.
[10] Yu. V. Novozhilov, Introduction to elementary particle theory, § 7. 3.

SYMMETRIES OF THE TOTAL CROSS SECTIONS OF HIGH ENERGY POLARIZED PARTICLES AND ANTI-PARTICLES

SONG YU

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

An extension of И. Я. Померанчук theorem for incident unpolarized particles and anti-particles at a fixed target to the case of polarized particles and anti-particles is discussed and a series of symmetry relations between the total cross sections of polarized particles and anti-particles are obtained.