

# 电子非弹性散射辐射修正的 $R$ 函数方法

毛振麟

(中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

在电子非弹性散射的辐射修正中常用解开 (unfolding) 或折叠 (folding) 的方法. 本文提出了  $R$  函数方法, 利用  $R$  函数对非极化实验能容易地把辐射的截面  $\sigma^{\text{rad}}$  转换为无辐射的截面  $\sigma^{\text{non}}$ , 或者作相反的转变. 在极化实验中,  $R$  函数也能用来把辐射的不对称性  $A^{\text{rad}}$  转换为无辐射的不对称性  $A^{\text{non}}$  或作相反的转变.

## 一、引 言

非极化的 e-p 弹性和非弹性散射的辐射修正已由 [1], [2] 及其他作者研究过了. 对极化 e-p 深度非弹性散射的辐射修正公式也由 [3] 给出了. 关于如何在实际中应用这些公式, 文章 [1] 中提出了解开 (unfolding) 和折叠 (folding) 的方法. 不少电子散射实验数据 (如 [4] 等) 应用了解开的方法进行辐射修正. 这方法的优点是与模型无关, 但它需要在较大运动学变量范围内比较精确的实验数据.

在极化 e-p 深度非弹散射的不对称性的测量 [5] 中, 由于数据量少, 要完全应用与模型无关的解开法是不可能的. N. Sasao [6] 引入了不对称性的模型并用折叠的方法来解决极化 e-p 深度非弹散射的不对称性的辐射修正问题. 这方法的要点是这样的: 对每一个运动学点 ( $\omega = 2M\nu/Q^2$ ) 选一  $\omega_{\text{切断}}$ . 这样分成二个运动学区域. 他称  $\omega \geq \omega_{\text{切断}}$  是“讯号”区, 而  $\omega < \omega_{\text{切断}}$  是“本底”区. 同时引入了不对称性的模型, 用折叠的方法计算“讯号”区和不加切断的“总”区域的不对称性之差  $\Delta A = A_{\text{讯号}} - A_{\text{总}}$ . 这就是实验不对称性  $A^{\text{exp}}$  所需的辐射修正.  $A^{\text{non}} = A^{\text{exp}} + \Delta A$ . 这样做的结果使得在  $A^{\text{non}}$  与  $\omega$  的标绘的实验结果中, 水平和垂直方向的误差都增大了.

本文提出了  $R$  函数方法. 这方法的基本概念是把辐射截面到无辐射截面的辐射修正看作是一种变换.  $R$  函数实际上就是这种变换的变换系数.  $R$  函数主要依赖于实验有关的运动学变量和靶子厚度. 它是模型相关的, 但对模型的选择不很灵敏.  $R$  函数也可以在实验之前预先算好, 使得在获取辐射截面数据的同时可以获得无辐射的截面. 所以这方法可以做在线的辐射修正, 这是  $R$  函数法的重要优点. 在极化 e-p 深度非弹性散射实验中, 由于实验的统计误差较大, 而用  $R$  函数方法进行辐射修正本身带进的误差比起统计

误差来是可以忽略不计的。因此最终  $A^{\text{non}}$  与  $\omega$  标绘的实验结果的误差并不因辐射修正而增大。

我们用  $R$  函数方法对 22.6 GeV 和 16.1 GeV 的电子被碳靶的单举非弹性散射实验数据 [7] 进行了辐射修正。实验选择的靶厚分别为 0.64, 1.27 和 2.54 厘米。辐射修正后得到的无辐射截面在实验误差范围内与实验所用的靶厚无关。

我们还用  $R$  函数法对 22.6 GeV 和 16.1 GeV 的纵向极化电子被含有纵向极化质子的正丁醇靶的深度非弹性散射的不对称性的测量 [8] 进行了辐射修正并与折叠法的计算结果 [9] 进行了比较。

## 二、辐射修正所用的基本公式

辐射修正所用的公式已在 [1], [2], [3] 中给出了。这里我们只把计算机程序中所用的公式和选用的参数列在下面。为简单起见, 这些公式所用符号的意义, 凡未注明的都与 [1], [2], [3] 相同。

### (2.1) 非极化的 e-p 散射

$$\begin{aligned} & \left( \frac{d\sigma}{d\Omega dp} (E_s, E_p, T) \right)_{\text{exp}} - \left( \frac{d\sigma^{r+t}}{d\Omega dp} (E_s, E_p, T) \right)_{\text{弹性尾巴}} \\ & = \left( \frac{d\sigma^{r+t}}{d\Omega dp} (E_s, E_p, T) \right)_{\text{非弹性}} \end{aligned} \quad (2.1)$$

其中

$$\begin{aligned} & \left( \frac{d\sigma^{r+t}}{d\Omega dp} (E_s, E_p, T) \right)_{\text{弹性尾巴}} = \left( \frac{d\sigma^r}{d\Omega dp} (E_s, E_p) \right)_{\text{精确尾巴}} \\ & + \left( \frac{d\sigma^t}{d\Omega dp} (E_s, E_p, T) \right)_{\text{弹性歧离}} \end{aligned} \quad (2.2)$$

而  $\left( \frac{d\sigma^r}{d\Omega dp} (E_s, E_p) \right)_{\text{精确尾巴}}$  由文献 [1] (B.5) 式中给出。

$\left( \frac{d\sigma^t}{d\Omega dp} (E_s, E_p, T) \right)_{\text{弹性歧离}}$  由文献 [1] (A-16) 式给出。在式中  $\frac{d\sigma_0}{d\Omega} (E)$  是无辐射的弹性散射截面, 在程序中我们用

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} (E) = \frac{\alpha^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{\left( 4E^2 \sin \frac{\theta}{2} \right)^4} \times \frac{0.1932}{\left( 1 + \frac{2E}{M_p} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)} \left( \frac{g_c^2 + \tau g_m^2}{1 + \tau} + 2\tau g_m^2 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.3)$$

其中  $g_c$  和  $g_m$  分别是质子的电磁形状因子。

$$g_c = \frac{g_m}{2.793} = \frac{1}{\left( 1 - \frac{q^2}{0.71} \right)^2}, \quad \tau = -\frac{q^2}{4M_p^2}$$

在 (2.1) 式中  $\left( \frac{d\sigma^{r+t}}{d\Omega dp} (E_s, E_p, T) \right)_{\text{非弹}}$  由文献 [2] (C-23) 式中给出。式中  $\sigma(E_s, E_p)$

是无辐射的  $e-p$  非弹性散射截面. 在计算机程序中用了 Yennie 和 Suri 的参数化公式

$$\begin{aligned} \sigma(E_s, E_p) = & \frac{\alpha}{4\pi^2 M_p Q^2} \frac{E_s}{E_p(1-\epsilon)} \left\{ \frac{1.05^2[-Q^2 + 2M_p(E_s - E_p)]}{(Q^2 + 1.05)^2} \right. \\ & \cdot 97.5 + \frac{2M_p \times 117.5 \times (1-x')^4}{1 - 2 \times 0.63x' + 0.96x'^2} \\ & \left. + \epsilon \frac{[-Q^2 + 2M_p(E_s - E_p)] \times \frac{Q^2}{1.05}}{\left(1 + \frac{Q^2}{1.05}\right)^2 \left(1 - \frac{Q^2}{2M_p(E_s - E_p)}\right)} \right\} \end{aligned} \quad (2.4)$$

其中

$$\begin{aligned} x' = & \frac{Q^2}{2M_p(E_s - E_p) + M_p^2}; \quad \epsilon = \left[ 1 + 2 \left( 1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right]^{-1}; \\ \nu = & E_s - E_p \quad Q^2 = 4E_s E_p \sin^2 \frac{\theta}{2} \end{aligned}$$

### (2.2) 非极化的 $e-n$ 散射

辐射的  $e-n$  截面公式和辐射的  $e-p$  截面公式是相似的. 只是把有关质子的动力学因子替换成中子的即可. 即将  $g_e \Rightarrow 0$ ,  $g_m \Rightarrow (k_n g_e)$  其中  $k_n = -1.9138$  是中子反常磁矩. 还有

$$(\sigma(E_s, E_p))_{en \text{ 非弹}} = (\sigma(E_s, E_p))_{ep \text{ 非弹}} \times (\sigma_n/\sigma_p)$$

其中  $\sigma_n/\sigma_p$  可以从 M.I.T.-SLAC 的实验数据得到. 我们用近似公式

$$\sigma_n/\sigma_p = 0.9184 - 0.7237x$$

其中

$$x = \frac{Q^2}{2M_p}$$

### (2.3) 极化的 $e-p$ 散射

在极化的情况下, 辐射的  $e-p$  截面公式要分成二个, 一个是自旋相平行的, 另一个是自旋反平行的情况.

$\left(\frac{d\sigma_r}{dQdp}(\uparrow\downarrow)\right)_{\text{弹性尾巴}}$  和  $\left(\frac{d\sigma_r}{dQdp}(\uparrow\uparrow)\right)_{\text{弹性尾巴}}$  的表达式已由文献 [3] (3.6) 式给出.  $\left(\frac{d\sigma}{dQdp}(E_s, E_p, T)(\uparrow\downarrow)\right)_{\text{弹性歧离}}$  和  $\left(\frac{d\sigma}{dQdp}(E_s, E_p, T)(\uparrow\uparrow)\right)_{\text{弹性歧离}}$  可以将文献 [1] (A.16) 式中无辐射弹性截面改写得到.

$$\frac{d\sigma_0}{dQ}(\uparrow\downarrow) = \left(\frac{d\sigma_0}{dQ}\right)_{\text{非极化}} (1 + A_{\text{弹性}})$$

$$\frac{d\sigma_0}{dQ}(\uparrow\uparrow) = \left(\frac{d\sigma_0}{dQ}\right)_{\text{非极化}} (1 - A_{\text{弹性}})$$

其中

$$A_{\text{弹性}} = \frac{2 \frac{M_p}{E_s} \frac{\tau}{1+\tau} (g_m g_e + \tau g_m^2) + 2\tau g_m^2 \tan^2 \frac{\theta}{2}}{\frac{g_e^2 + g_m^2}{1+\tau} + 2\tau g_m^2 \tan^2 \frac{\theta}{2}}$$

对辐射的非弹性截面也分成平行和反平行二种情况.  $\left(\frac{d\sigma^{\text{r}+\text{t}}}{d\Omega dp}(E_s, E_p, T)(\uparrow\downarrow)\right)_{\text{非弹}}$  和  $\left(\frac{d\sigma^{\text{r}+\text{t}}}{d\Omega dp}(E_s, E_p, T)(\uparrow\uparrow)\right)_{\text{非弹}}$  可以将文献 [2](C.23) 式中无辐射非弹截面改写得到.

$$\begin{aligned}\sigma(E_s E_p)(\uparrow\downarrow) &= (\sigma(E_s, E_p))_{\text{非极化}}(1 + A_{\text{非弹}}^{\text{non}}) \\ \sigma(E_s, E_p)(\uparrow\uparrow) &= (\sigma(E_s, E_p))_{\text{非极化}}(1 - A_{\text{非弹}}^{\text{non}})\end{aligned}$$

其中  $A_{\text{非弹}}^{\text{non}}$  是无辐射的极化 ep 非弹性散射的不对称性. 在计算过程中, 可以选用一定的模型. 例如选

$$A_{\text{非弹}}^{\text{non}} = D \times 0.9 \sqrt{x}$$

其中  $D = (E_s - E_p \epsilon) / E_s (1 + \epsilon \cdot RR)$  为退极化因子.  $RR = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$  是纵向和横向虚光子吸收截面比.

### 三、对液氢靶的 R 函数

我们定义对液氢靶的 R 函数为

$$R(LH\text{靶}) = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega dp}(E_s, E_p)\right)_{\text{非弹}}^{\text{non}}}{\left(\frac{d\sigma^{\text{r}+\text{t}}}{d\Omega dp}(E_s, E_p, T)\right)_{\text{弹性尾巴}} + \left(\frac{d\sigma^{\text{r}+\text{t}}}{d\Omega dp}(E_s, E_p, T)\right)_{\text{非弹}}} \quad (3.1)$$

所以

$$R \equiv R(E_s, E_p, \dots, T, \dots, \sigma_{\text{弹}}^{\text{non}}, \sigma_{\text{非弹}}^{\text{non}} \dots)$$

是运动学因子  $E_s, E_p$ , 靶厚  $T$ , 以及无辐射的弹性和非弹性散射截面的函数.

由 (3.1) 和 (2.1) 我们得到

$$\left(\frac{d\sigma^{\text{non}}}{d\Omega dp}(E_s, E_p)\right)_{\text{非弹}} = R(LH\text{靶}) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega dp}(E_s, E_p, T)\right)_{\text{exp}}$$

或

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega dp}(E_s, E_p, T)\right)_{\text{exp}} = \frac{1}{R(LH\text{靶})} \left(\frac{d\sigma^{\text{non}}}{d\Omega dp}(E_s, E_p)\right)_{\text{非弹}}$$

所以, R 函数的物理意义是把实验测量的截面转换为无辐射的截面. 因此可以称之为解开的辐射修正系数. 而  $1/R$  的物理意义可以认为是折叠的辐射修正系数. 一旦我们知道了 R 函数可以很容易地把辐射的截面转换为无辐射截面, 或作相反的转变.

### 四、对液氖靶的 R 函数

被氖核散射的电子可以通过  $e\text{-}p^b$  和  $e\text{-}n^b$  的散射截面计算得到, 其中  $p^b$  和  $n^b$  分别表

示束缚在氘核中的质子和中子。

令  $Y^{\text{exp}}$  是每单位入射电子电荷在动量范围为  $p$  到  $p + dp$ , 立体角范围为  $\Omega$  到  $\Omega + d\Omega$  的散射电子数。则

$$Y^{\text{exp}} = n_d(\sigma_{e-p}^{\text{rad}} + \sigma_{e-n}^{\text{rad}}) = n_d(s_p\sigma_{ep}^{\text{rad}} + s_n\sigma_{en}^{\text{rad}})$$

其中  $n_d$  是在液氘靶中, 每平方厘米的氘核数。  $s_p = \sigma_{ep}^b/\sigma_{ep}$ ,  $s_n = \sigma_{en}^b/\sigma_{en}$  分别为  $e-p^b$  和  $e-n$  的散射截面比及  $e-n^b$  和  $e-n$  散射截面比, 也称为模糊比 (Smearing ratio)。氘核的  $s_p$ ,  $s_n$  已在文献 [9] 表 XXVII 中给出了。

考虑了模糊效应的氘靶  $R$  函数的定义为

$$R_{\text{smear}} = \frac{Y^{\text{non}}}{Y^{\text{exp}}} = \frac{s_p\sigma_{ep}^{\text{non}} + s_n\sigma_{en}^{\text{non}}}{s_p\sigma_{ep}^{\text{rad}} + s_n\sigma_{en}^{\text{rad}}} \quad (4.1)$$

如果忽略模糊效应, 则氘靶的  $R$  函数为

$$R_{\text{non-smear}} = \frac{\sigma_{ep}^{\text{non}} + \sigma_{en}^{\text{non}}}{\sigma_{ep}^{\text{rad}} + \sigma_{en}^{\text{rad}}} \quad (4.2)$$

$R_{\text{smear}}$  和  $R_{\text{non-smear}}$  的计算结果列在表 1 中。从表 1 可知, 对  $R$  的模糊效应的修正是很小的 (小于 0.01%)。在下面讨论电子被复杂核散射的辐射修正时, 我们假设模糊效应的贡献是可以忽略的

表 1 氘核靶的  $R$  函数

| $x$  | $E = 22.66\text{GeV}$ |                        | $E = 16.185\text{GeV}$ |                        |
|------|-----------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
|      | $R_{\text{smear}}$    | $R_{\text{non-smear}}$ | $R_{\text{smear}}$     | $R_{\text{non-smear}}$ |
| 0.19 | 0.83829               | 0.83827                | 0.87381                | 0.87380                |
| 0.25 | 0.93639               | 0.93638                | 0.96953                | 0.96952                |
| 0.31 | 1.01933               | 1.01933                | 1.05167                | 1.05167                |
| 0.37 | 1.09387               | 1.09387                | 1.12562                | 1.12562                |
| 0.43 | 1.16299               | 1.16299                | 1.19392                | 1.19392                |
| 0.49 | 1.22837               | 1.22837                | 1.25801                | 1.25802                |
| 0.55 | 1.29079               | 1.29082                | 1.31885                | 1.31888                |
| 0.61 | 1.35091               | 1.35096                | 1.37713                | 1.37718                |
| 0.67 | 1.40970               | 1.40978                | 1.43372                | 1.43380                |

## 五、非极化的复杂核靶的 $R$ 函数

如果靶核中核子费米运动引起的模糊效应对  $R$  函数的影响可以被忽略, 则我们可以定义非极化的复杂核靶的  $R$  函数为

$$R_{(\text{非极化靶})} = \frac{Y^{\text{non}}}{Y^{\text{exp}}} = \frac{n_p\sigma_{ep}^{\text{non}} + n_n\sigma_{en}^{\text{non}}}{n_p\sigma_{ep}^{\text{rad}} + n_n\sigma_{en}^{\text{rad}}} \quad (5.1)$$

我们用不同厚度的三个碳靶 (它们的厚度分别为 0.64, 1.27 和 2.54 厘米, 测量不同运动学变量情况下, 每个核子的平均实验截面  $\sigma^{\text{exp}[7]}$ 。然后用 (5.1) 式计算的  $R$  对实验结果进行辐射修正, 从而获得无辐射的平均截面  $\sigma^{\text{non}}$ 。图 1 给出了三种不同靶厚的几个运动

学点的原始实验数据  $\sigma^{\text{exp}}$ , 以及经辐射修正后的数据  $\sigma^{\text{non}}$ . 原始实验数据  $\sigma^{\text{exp}}$  依赖于靶子厚度, 而经辐射修正后获得的  $\sigma^{\text{non}}$  在实验误差范围内可以认为与靶厚无关. 这事实可以作为对我们进行辐射修正所用方法的一个检验.

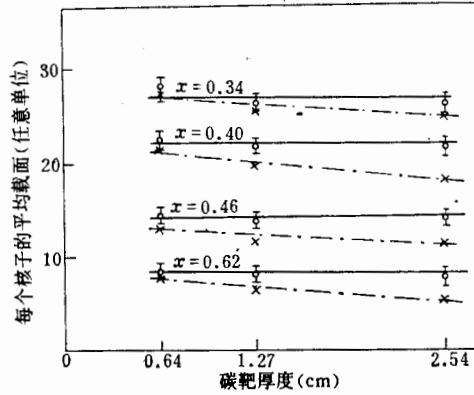


图1 对碳靶的电子非弹性散射的辐射修正  
 × 实验数据    v 经辐射修正后的无辐射截面 (误差由实验误差传递得到) 点划线表示实验的截面随靶厚变化, 实线表示经辐射修正后的无辐射截面与靶厚无关.

## 六、对含有极化质子的正丁醇靶的 $R$ 函数

上节的方法可以进一步推广应用到极化靶的情况. 在极化情况下, 我们要考虑自旋反平行和自旋平行二种  $R$  函数, 即  $R(AP)$  和  $R(PA)$ . 其定义为:

$$R(AP) = \frac{Y(\uparrow\downarrow)^{\text{non}}}{Y(\uparrow\downarrow)^{\text{exp}}} = \frac{n_p^* \sigma_{\text{cp}}^{\text{non}} + n_{bn} \sigma_{\text{cn}}^{\text{non}} + n_{fp}^* \sigma_{\text{cp}}^{\text{non}}(\uparrow\downarrow)}{n_p^* \sigma_{\text{cp}}^{\text{rad}} + n_{bn} \sigma_{\text{cn}}^{\text{rad}} + n_{fp}^* \sigma_{\text{cp}}^{\text{rad}}(\uparrow\downarrow)} \quad (6.1)$$

$$R(PA) = \frac{Y(\uparrow\uparrow)^{\text{non}}}{Y(\uparrow\uparrow)^{\text{exp}}} = \frac{n_p^* \sigma_{\text{cp}}^{\text{non}} + n_{bn} \sigma_{\text{cn}}^{\text{non}} + n_{fp}^* \sigma_{\text{cp}}^{\text{non}}(\uparrow\uparrow)}{n_p^* \sigma_{\text{cp}}^{\text{rad}} + n_{bn} \sigma_{\text{cn}}^{\text{rad}} + n_{fp}^* \sigma_{\text{cp}}^{\text{rad}}(\uparrow\uparrow)} \quad (6.2)$$

其中  $n_{fp}^* = n_{fp} P_e P_p$ ;  $n_p^* = n_{bp} + n_{fp}(1 - P_e P_p)$ ;  $n_{bp}$ ,  $n_{bn}$  和  $n_{fp}$  分别为正丁醇靶中每平方厘米的束缚质子数, 束缚中子数和自由质子数.  $P_e$ ,  $P_p$  分别为电子和质子的极化度.  $\sigma_{\text{cp}}^{\text{rad}}(\uparrow\downarrow)$  和  $\sigma_{\text{cp}}^{\text{rad}}(\uparrow\uparrow)$  分别是电子和质子的自旋反平行和平行情况下的辐射的 e-p 截面.

现在对产额不对称性  $\Delta_0$  进行辐射修正.

$$\Delta_0^{\text{on}} = \Delta_0^{\text{exp}} + \delta\Delta_0 \quad (6.3)$$

其中

$$\Delta_0^{\text{exp}} \equiv \frac{Y(\uparrow\downarrow)^{\text{exp}} - Y(\uparrow\uparrow)^{\text{exp}}}{Y(\uparrow\downarrow)^{\text{exp}} + Y(\uparrow\uparrow)^{\text{exp}}}, \quad \Delta_0^{\text{non}} \equiv \frac{Y(\uparrow\downarrow)^{\text{non}} - Y(\uparrow\uparrow)^{\text{non}}}{Y(\uparrow\downarrow)^{\text{non}} + Y(\uparrow\uparrow)^{\text{non}}}$$

和

$$\delta\Delta_0 = \frac{R(AP) - R(PA)}{R(AP) + R(PA)} \quad (6.4)$$

已知产额不对称性与截面不对称性  $A$  的关系为:

$$\Delta_0 = P_e P_p F A \quad (6.5)$$

其中  $F$  为正丁醇靶中被自由质子散射的产额占被整个靶散射产额之比。所以对截面不对称性的辐射修正公式为

$$A^{\text{non}} = \frac{F^{\text{rad}}}{F^{\text{non}}} (A^{\text{exp}} + \delta A) \quad (6.6)$$

其中  $A^{\text{exp}} = \Delta_0^{\text{exp}} / (P_e P_p F^{\text{rad}})$ ;  $\delta A = \delta \Delta_0 / (P_e P_p F^{\text{rad}})$ ; 再对 (6.6) 式两边除以退化因子  $D$ , 近似地得到虚光子吸收截面的不对称性的辐射修正公式。

$$A_1^{\text{non}} = \frac{F^{\text{rad}}}{F^{\text{non}}} (A_1^{\text{exp}} + \delta A_1) \quad (6.7)$$

其中  $A_1^{\text{exp}} = A^{\text{exp}} / D$ ,  $\delta A_1 = \delta A / D$ ,  $A_1^{\text{non}} = A^{\text{non}} / D$ 。

利用本节公式我们对纵向极化电子被纵向极化质子的深度非弹性散射的不对称性测量<sup>[5,6]</sup>进行了辐射修正, 所得结果表示在表 2。T. Kamon 等人<sup>[10]</sup>用折叠法对同样实验结果进行了辐射修正, 结果也表示在表 2。二种方法得到的结果基本上是符合的。

用本方法计算的辐射修正  $\Delta A_1 = A_1^{\text{non}} - A_1^{\text{exp}}$  的误差依赖于所用靶厚, 运动学因子。所用截面和不对称性的模型的误差。在这实验情况下  $\Delta A_1$  的误差估计小于 0.04。它比  $A_1^{\text{exp}}$  的统计误差(实际为 0.10—0.38) 要小很多。

表 2 极化 e-p 深度非弹的不对称性的辐射修正

| $x$  | $E_0 = 22.66 \text{ GeV}$ |  |                             | $E_0 = 16.18 \text{ GeV}$ |              |                             |
|------|---------------------------|--|-----------------------------|---------------------------|--------------|-----------------------------|
|      | $\delta \Delta_0$         | $\Delta A_1 = A_1^{\text{non}} - A_1^{\text{exp}}$ | $\Delta A_1$<br>(T. Kamon)* | $\delta \Delta_0$         | $\Delta A_1$ | $\Delta A_1$<br>(T. Kamon)* |
| 0.19 | 0.0009017                 | 0.030  | 0.05                        | 0.0007808                 | 0.035        | 0.03                        |
| 0.25 | 0.0006015                 | 0.024  | 0.03                        | 0.0005224                 | 0.028        | 0.03                        |
| 0.31 | 0.0004270                 | 0.018  | 0.03                        | 0.0003706                 | 0.023        | 0.03                        |
| 0.37 | 0.0003111                 | 0.016  | 0.03                        | 0.0002713                 | 0.019        | 0.03                        |
| 0.43 | 0.0002287                 | 0.013  | 0.02                        | 0.0002035                 | 0.016        | 0.02                        |
| 0.49 | 0.0001687                 | 0.011  | 0.02                        | 0.0001575                 | 0.014        | 0.02                        |
| 0.55 | 0.0001247                 | 0.010  | 0.02                        | 0.0001278                 | 0.012        | 0.02                        |
| 0.64 | 0.0000934                 | 0.009  | 0.01                        | 0.0001144                 | 0.010        | 0.01                        |

\* 计算中用了加权平均的  $D$

## 致 谢

感谢蔡永赐教授提供了他的非极化 e-p 散射的辐射修正的计算机源程序。对 R. Oppenheim 和 K.P. Schuler 博士在整理实验数据方面和经常讨论表示感谢。对 N. Sasao 教授对我的英文原稿进行仔细阅读, 并详细比较二种不同辐射修正方法得到的结果表示感谢。

## 参 考 文 献

- [1] L. M. Mo and Y. S. Tsai, *Rev. of Mod. Phys.*, 41(1969), 205.
- [2] Y. S. Tsai, Radiative Corrections to Electron Scatterings SLAC-PUB-848(1971).
- [3] 毛振麟, 高能物理与核物理, 8(1984), 1.

- [4] S. Stein et. al., *Phys. Rev.*, D12(1975), 1884.
- [5] M. J. Aguard et al., *Phys. Rev. Lett.*, 41(1978),70.
- [6] N. Sasao, E80 Radiative Correction, Internal Report (1977).
- [7] R. Oppenheim, K. Schuler et. al., Unpublished.
- [8] G. Baum et. al., SLAC-PUB-3079(1983).
- [9] A. Bodek et. al., *Phys. Rev.*, D20(1979), 1471.
- [10] T. Kamon et. al., On Radiative Corrections For E130, Internal Report(1982).

## THE R-FUNCTION METHOD FOR RADIATIVE CORRECTIONS TO THE ELECTRON INELASTIC SCATTERING

MAO ZHEN-LIN

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

### ABSTRACT

The unfolding and folding methods are generally used in the radiative corrections to the electron inelastic scatterings. In this paper, the  $R$ -function method is introduced which can be used to transfer the radiated cross section  $\sigma^{rad}$  to the non-radiated cross section  $\sigma^{non}$  or vice versa. In addition, in the polarized experiments  $R$ -function method can be used to transfer the radiated asymmetry  $A^{rad}$  to the non-radiated asymmetry  $A^{non}$  or vice versa.