

正电子湮没寿命谱的多指数函数拟合方法

薛嘉渔*

(中国科学院高能物理研究所)

在本文中推导了多指数函数模型在正电子湮没寿命谱拟合中的可用性。并编制了可在小型计算机(PDP-11/04)上使用的通用计算机程序(EXPFIT)以备正电子湮没寿命测量的在线分析。在使用中已初步证明此程序是有效和方便的。为处理复杂的正电子寿命谱,本程序可提供三种非线性最小二乘拟合方法。同时,文中还涉及了拟合过程的误差,如何选取参数初值和拟合起点等问题的讨论。

关键词: 正电子湮没 非线性最小二乘拟合 寿命谱分解 多指数函数 马夸特方法 EXPFIT 程序

一、引言

目前,正电子湮没技术已越来越广泛地被应用于固体物理、化学、生物及医学等学科领域。正电子湮没寿命测量是其中基本方法之一,正确处理实验数据,从中获取更多的可靠信息、得出合理结论已成为不可忽视的关键环节。通常,正电子湮没寿命谱被认为是若干个组分的负指数函数的迭加,其中每一组分的参数(寿命与强度)都表征了被测样品微观结构的某种信息。在实验中测到的寿命谱却往往很复杂,主要原因有:

- 1) 测量仪器具有一定的分辨本领,使实验测到的每个数据都受其影响。
- 2) 正电子源(如 Na^{22}Cl)的基体材料、衬垫材料及样品表面等因素引起的源效应将影响寿命谱的谱形。
- 3) 寿命谱时间零点(T_0)的确定也将影响计算结果的准确性,实验上 T_0 一般不可能定得很准,因此在计算时必须作为一个拟合参量。

对正电子湮没寿命谱的分解,国外已有人做了不少工作^[1,2]。通常把实验测得的复杂寿命谱分解为二至四个具有确定物理意义的表观组分。本文采用文献[3]多指数拟合的方法,适当舍弃 T_0 附近受仪器分辨率影响较大的几个数据。从而避免了复杂的卷积运算,大大减少了计算时间及所需内存量。我们编制了可在小型计算机(PDP-11/04)上计算的通用程序,为今后正电子湮没寿命测量的在线分析作了必要的准备。

二、数学模型

在数学上,可把正电子在介质中的湮没和仪器对湮没 γ 射线的测量看作两个相互独立的随机事件,其密度函数分别为 $Y(t)$ 和 $P(t)$:

$$Y(t) = \begin{cases} \sum_{K=1}^{K_0} I'_{0K} e^{-\lambda_K t} & (t \geq 0) \\ 0 & (t < 0) \end{cases} \quad (1)$$

式中, K_0 为组分数; I'_{0K} 为常数; λ_K 为第 K 组分的湮没速率,单位为 秒^{-1} ($\lambda_K = \tau_K^{-1}$, τ_K 为平均寿命)。

$$P(t) = \frac{1}{\sigma\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{t-T_0}{\sigma}\right)^2} \quad (-\infty < t < +\infty) \quad (2)$$

式中,参数 σ 与函数的半高宽 $FWHM$ 的关系为 $FWHM = 2\sqrt{\ln 2} \sigma$ 。由概率论知,相互独立的随机变量和的密度函数为各随机变量密度函数的卷积: $F(t) = Y(t) * P(t)$, 积分之可得:

$$F(t) = \begin{cases} \left(\frac{1}{2} \sum_{K=1}^{K_0} I'_{0K} e^{\left(\frac{\lambda_K \sigma}{2}\right)^2 - \lambda_K (t-T_0)} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\lambda_K \sigma}{2} - \frac{t-T_0}{\sigma} \right) \right] \right) & (t-T_0 < \frac{\lambda_K \sigma^2}{2}) \\ \left(\frac{1}{2} \sum_{K=1}^{K_0} I'_{0K} e^{\left(\frac{\lambda_K \sigma}{2}\right)^2 - \lambda_K (t-T_0)} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{t-T_0}{\sigma} - \frac{\lambda_K \sigma}{2} \right) \right] \right) & (t-T_0 > \frac{\lambda_K \sigma^2}{2}) \end{cases} \quad (3)$$

通常我们仅对 $t-T_0 > \frac{\lambda_K \sigma^2}{2}$ 的部分感兴趣,当 $t-T_0 \gg \frac{\lambda_K \sigma^2}{2}$ 时,上式中误差函数 $\operatorname{erf} \left(\frac{t-T_0}{\sigma} - \frac{\lambda_K \sigma}{2} \right)$

*现为中国科学院上海原子核研究所研究生

趋于1。实际上,第*i*道计数 F_i 应为此道宽上计数的累加:

$$F_i = \int_{t_i}^{t_{i+1}} F(t) dt = \sum_{K=1}^K I'_{0K} \left[\frac{e^{(\lambda_K \sigma / 2)} (1 - e^{-\lambda_K})}{\lambda_K} \right] \cdot e^{-\lambda_K(t-t_0)}$$

若令 $I_{0K} = I'_{0K} \left[\frac{e^{(\lambda_K \sigma / 2)} (1 - e^{-\lambda_K})}{\lambda_K} \right]$, $t_1 = t - T_0$; 则(3)式可写成:

$$F(t) = \sum_{K=1}^{K_0} I_{0K} e^{-\lambda_K t_1} \quad \left(t_1 \gg \frac{\lambda_K \sigma^2}{2} \right) \quad (4)$$

实际上只要舍弃 T_0 附近的几个数据,使 t_1 足够大,就可仅以(4)式来拟合寿命谱,使运算简化,并且避免了近似的分辨函数表达式引入的计算误差^[4]。

三、非线性最小二乘法迭代法

1. 高斯-牛顿(G-N)迭代法

对一个由 K_0 个负指数函数组成的寿命谱,可设参数向量 β :

$$\beta = (\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_{n-1}, \beta_n)^T = (I_{01}, \lambda_1, \dots, I_{0K_0}, \lambda_{K_0})^T \quad (5)$$

式中, $n=2K_0$, T 表示向量的转置。代入(4)式:

$$F(t; \beta) = \sum_{K=1}^{K_0} \beta_{2K-1} e^{-\beta_{2K} t_1} = \sum_{K=1}^{K_0} \beta_{2K-1} e^{-\beta_{2K} (t-t_0)} \quad (t_1=1, 2, \dots, m) \quad (6)$$

式中, $F(t; \beta) \equiv F(t)$, m 为数据点数, 令相对强度 $a_K = \beta_{2K-1} / \beta_{2K}$, 由分布函数定义可知:

$$\int_{T_0}^{\infty} F(t; \beta) dt = \sum_{K=1}^{K_0} \frac{\beta_{2K-1}}{\beta_{2K}} = \sum_{K=1}^{K_0} a_K = 1 \quad (7)$$

改写之:

$$\beta_{n-1} = \beta_n \left(1 - \sum_{K=1}^{K_0-1} a_K \right) \quad (8)$$

将上式作为强制条件代入(6)式,并引入拟合参量 T_0 ,在形式上令 $T_0 \equiv \beta_{n-1}$,则 β_{n-1} 仍为拟合参量。

$$F(t; \beta) = \sum_{K=1}^{K_0-1} a_K [\beta_{2K} e^{-\beta_{2K} (t-t_0)} - \beta_{2K} e^{-\beta_{2K} (t-t_0)}] + \beta_n e^{-\beta_n (t-t_0)} \quad (9)$$

取第*i*道实验计数 y_i 的估计值 $F_i \equiv F(t; \beta)$,其残差平方和为:

$$\varphi = \sum_{i=1}^m \omega_i [y_i - F_i]^2 \quad (10)$$

统计权重通常取为 $\omega_i = y_i^{-1}$,把(9)式在 β 的估计值向量 β_0 处进行泰勒级数展开,取其线性部分:

$$F_i \approx F_{0i} + \sum_{j=1}^n \left(\frac{\partial F_i}{\partial \beta_j} \right)_0 \hat{\delta} \beta_j \quad (11)$$

代入(10)式,其中 $\hat{\delta} \beta_j$ 必满足正规方程组 $\nabla \varphi = 0$,即

$$\frac{\partial \varphi}{\partial (\delta \beta_j)} \Big|_{\hat{\beta}} \approx 2 \sum_{i=1}^m \omega_i \left[y_i - F_{0i} - \sum_{j=1}^n \left(\frac{\partial F_i}{\partial \beta_j} \right)_0 \hat{\delta} \beta_j \right] \left[- \left(\frac{\partial F_i}{\partial \beta_j} \right)_0 \right]_{\hat{\beta}} = 0 \quad (12)$$

其中 $j=1, 2, \dots, n$.若以矩阵表示:

$$(\mathbf{P}^T \mathbf{W} \mathbf{P})^{(K-1)} \hat{\Delta} \beta^{(K)} = (\mathbf{P}^T \mathbf{W} \mathbf{E})^{(K-1)} \quad (13)$$

式中, K 为迭代次数; $\mathbf{P} = \left\{ p_{ij} \equiv \left(\frac{\partial F_i}{\partial \beta_j} \right)_0 \right\}$; $\Delta \beta = \{\hat{\delta} \beta_j\}$; $\mathbf{E} = \{e_i \equiv y_i - F_{0i}\}$; $\mathbf{W} = \text{diag}\{y_i^{-1}\}$. 令 $\mathbf{H} \equiv \mathbf{P}^T \mathbf{W} \mathbf{P}$, 则 \mathbf{H} 为正定实对称矩阵,若 \mathbf{H} 是满秩的,即 $|\mathbf{H}| \neq 0$,其秩为 n ,则正规方程组(13)式有唯一解,记作:

$$\hat{\Delta} \beta^{(K)} = \{\mathbf{H}^{(K-1)}\}^{-1} (\mathbf{P}^T \mathbf{W} \mathbf{E})^{(K-1)} \quad (14)$$

将所得 $\hat{\Delta} \beta^{(K)}$ 加上初估值 $\hat{\beta}_0^{(K)}$ 得新的参数向量 $\hat{\beta}^{(K+1)} = \hat{\beta}_0^{(K)} + \hat{\Delta} \beta^{(K)}$ 以 $\hat{\beta}^{(K+1)}$ 作为下一次迭代的初估值,如此循环往复形成迭代。这就是常用的高斯-牛顿迭代法。

2. 高斯-牛顿-马夸特(G-N-M)迭代法

由于函数 $F(t; \beta)$ 的非线性性质,在待求参数较多的情况下,常使迭代发散。原因是其中的泰勒级数展开时忽略了高次项,由此引起了相关性,常使矩阵 \mathbf{H} 退化。为了改善 \mathbf{H} 的条件,Marquardt^[5]在(10)式中加了一

个修正项 $d \sum_{j=1}^n \delta \beta_j^2$, 其中 d 为阻尼因子, 则(13)式变成:

$$(\mathbf{H} + \mathbf{D})^{(K-1)} \hat{\Delta} \beta^{(K)} = (\mathbf{P}^T \mathbf{W} \mathbf{E})^{(K-1)} \quad (15)$$

其中 $\mathbf{D} = \text{diag}\{d\}$, 可以证明^[6]: 当 d 很大时, $\hat{\Delta} \beta$ 的长度 $\|\hat{\Delta} \beta\|$ 趋于 0, 其方向亦随之趋于 φ 的梯度方向。即只要 d 值足够大, 就一定能保证: $[\varphi]^{(K+1)} < [\varphi]^{(K)}$ 。 d 值选取原则为: 在保证收敛的情况下尽量取较小值, 一般取 $d = c \cdot d_0$ ($d_0 = 10^{-2}$, $c = 10$, $a = -1, 0, 1, \dots$)。随迭代过程的收敛, d 值也逐渐减小, 最终过程趋于高斯-牛顿迭代。

3. 不求逆矩阵(WMIV)的最小二乘迭代法

在高斯-牛顿迭代过程中, 当正规方程组维数较大, 在求解时极易发生过程溢出, 使结果发散, 为改善收敛性, Slavic^[7]提出了一种简便易行的算法, 即在(14)式中加一任意常数 γ :

$$\hat{\Delta} \beta^{(K)} = \gamma^{(K)} \{ \mathbf{H}^{(K-1)} \}^{-1} (\mathbf{P}^T \mathbf{W} \mathbf{E})^{(K-1)} \quad (16)$$

式中, γ 是一个影响收敛速度的常数。亦可代之以矩阵 \mathbf{R} ^[8], \mathbf{R} 定义为:

$$\mathbf{R}^{(K-1)} = \mathbf{H}^{(K-1)} \cdot \mathbf{Q}^{(K-1)} \quad (17)$$

式中, $\mathbf{Q} = \text{diag}\{h_{jj}^{-1}\}$ 。若以 $\gamma^{(K)} \mathbf{R}^{(K-1)}$ 取代(16)中 $\gamma^{(K)}$,

$$\hat{\Delta} \beta^{(K)} = \gamma^{(K)} \mathbf{Q}^{(K-1)} (\mathbf{P}^T \mathbf{W} \mathbf{E})^{(K-1)} \quad (18)$$

式中, $\gamma^{(K)}$ 为:

$$\gamma^{(K)} = \begin{cases} 1 & \text{迭代过程收敛} \\ -0.5\gamma^{(K-1)} & \text{迭代过程发散} \end{cases}$$

由此可得:

$$\hat{\Delta} \beta_j^{(K)} = \gamma^{(K)} \frac{\sum_{i=1}^m \omega_i \left(\frac{\partial F_i^{(K-1)}}{\partial \beta_j} \right)_0 \varepsilon_i^{(K-1)}}{\sum_{i=1}^m \omega_i \left(\frac{\partial F_i^{(K-1)}}{\partial \beta_j} \right)_0^2} \quad (19)$$

以后步骤与高斯-牛顿迭代法相同。

对比以上三种方法: G-N 法收敛速度快, 对二组分谱分析较有效。G-N-M 法收敛速度稍慢, 收敛性较好, 特别适用于二个组分以上的谱分析, 对初值的要求也可稍低。WMIV 法收敛速度较前二者慢, 不易发散, 但当初值与真值偏离较大时往往不易求得满意的结果, 其中细节当待进一步改进。

四、误差计算及其他

1. 参数的误差

由统计理论^[9]知实验值向量 \mathbf{Y} 的协方差矩阵为:

$$\text{Cov}(\mathbf{Y}, \mathbf{Y}) = \sigma^2 \mathbf{W}^{-1} \quad (20)$$

式中, σ^2 为未知参数, 令 $\mathbf{B} = \mathbf{H}^{-1} \mathbf{P}^T \mathbf{W}$, 则估计值向量 $\hat{\beta}$ 的协方差矩阵为:

$$\text{Cov}(\hat{\beta}, \hat{\beta}) = \mathbf{B} \text{Cov}(\mathbf{Y}, \mathbf{Y}) \mathbf{B}^T = \sigma^2 \mathbf{H}^{-1} \quad (21)$$

当拟合得较好时, ε_i 与 $\delta \beta_j$ 均趋于 0, $\hat{\beta}$ 则为 $\hat{\beta}_0$ 的无偏估计值, 故 σ^2 可取其无偏估计 $\hat{\sigma}_e^2 = \frac{\varphi}{m-n}$, 其中 $m-n$ 为自由度。由此可得各参数 $\hat{\beta}_j$ 的均方差为:

$$\sigma(\hat{\beta}_j) = \sqrt{\hat{\sigma}_e^2 h_{jj}^{-1}} \quad (j=1, 2, \dots, n) \quad (22)$$

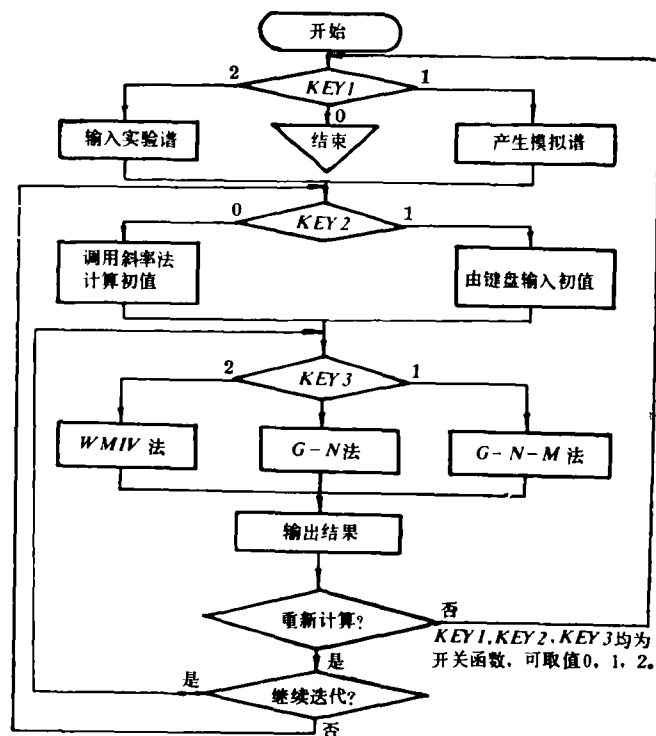
由平均寿命 τ_K 的定义及误差传递公式可知, τ_K 的均方差:

$$\sigma(\tau_K) = \tau_K \left[\left| \frac{\sigma(S)}{S} \right| + \left| \frac{\sigma(\hat{\beta}_{2K})}{\hat{\beta}_{2K}} \right| \right] \quad (23)$$

式中, S 为时间刻度, 单位: 微微秒/道。同理, 相对强度 a_K 的均方差:

$$\sigma(a_K) = a_K \left[\left| \frac{\sigma(\hat{\beta}_{2K-1})}{\hat{\beta}_{2K-1}} \right| + \left| \frac{\sigma(\hat{\beta}_{2K})}{\hat{\beta}_{2K}} \right| \right] \quad (24)$$

寿命谱时间零点 T_0 的误差及第 K_0 组分的相对强度 α_{K_0} 也可由(8)式及误差传递公式算得。



EXPFIT 程序框图

2. 参数初值的选取

在分析正电子湮没寿命谱之前，最好对所测样品的大致物理情况有所了解，以便根据谱中曲线的形状作一大致推断，即假定此寿命谱由 K_0 个组分构成。由曲线各部分斜率定出参数初值，输入计算机进行计算。参数的合理选取是达到最佳拟合的必要条件。通常可用作图法确定参数初值，即由曲线斜率最平坦区域划一直线，由直线方程求得斜率与截距（即最长寿命组分的两个初值），再从全谱中扣除此组分的贡献。重复以上过程直至全部初值求出为止。为提高效率也可用斜率法^[5]在计算机上求得参数初值，其过程与作图法大致相同，在此不多赘述。

3. 拟合起点 J_0 的选取

J_0 的选取是对短寿命组分较敏感的问题。取得太大会使计数较高的数据舍弃太多而使统计性变差，在本程序中采取从寿命谱延迟峰往下逐点计算斜率的方法。由程序自动选取斜率绝对值最大的一点作为拟合起点。计算结果表明：这样求得的拟合起点与以往根据经验选取的拟合起点大致相符。

4. EXPFIT 程序框图

五、结果与讨论

用本程序计算了一些样品，有高聚物：聚四氟乙烯；晶体：多晶冰、 α -磷酸锂；金属：纯铁，形变镍，钴铉合金等。一般对二组分寿命谱（如金属），用 G-N 法即可得满意结果。对三组分谱则不然，例如聚四氟乙烯：

	$\tau_1(\text{ps})$	$\alpha_1(\%)$	$\tau_2(\text{ps})$	$\alpha_2(\%)$	$\tau_3(\text{ps})$	$\alpha_3(\%)$	迭代次数	χ^2	方法
初值	349.98	51.58	962.11	16.17	3887.67	32.25	5	1.15	G-N
结果	229.69 ± 1.82	45.65 ± 0.06	623.44 ± 5.30	32.96 ± 0.06	3607.76 ± 40.44	21.39 ± 0.12			
初值	400.0	35.0	600.0	40.0	3500.0	25.0	20	1.26	G-N-M*
结果	231.44 ± 1.89	45.60 ± 0.14	623.33 ± 5.77	33.32 ± 0.16	3603.94 ± 40.52	21.08 ± 0.30			

*G-N 法计算失败，G-N-M 法成功

可见 G-N 法运算速度快，结果准确合理，对参数初值的要求较高；若初值给得稍差，则导致指数溢出，结果发散。此时，G-N-M 法对较差的初值仍能强制收敛，并获得与高斯-牛顿法基本一致的结果，仅收敛速度较慢而已。

为比较去卷积算法（方法 I）与多指数算法（方法 II）的异同。我们计算了多晶冰寿命谱（取自文献[10]），结果如下表。

二种方法计算结果大体上符合，其中差别可能是不同的拟合区间及本底扣除法引起的。方法 I 是全谱拟合（512 道），并把本底作为拟合参量进行计算。方法 II 是部分拟合（115 道），对本底是先线性扣除后再进行曲线拟合。本例中全谱总计数较小（ 4.0×10^5 计数），本底较高（85 计数/道），故采用方法 II 无法保证足够好的统计性致

方 法	$T_1(\text{ps})$	$\alpha_1(\%)$	$T_2(\text{ps})$	$\alpha_2(\%)$	$T_3(\text{ps})$	$\alpha_3(\%)$	迭代次数	χ^2
方法 I	129.0	17.31	382.0	30.75	1047.0	51.94	13	1.0
方法 II	138.18 ± 3.86	18.71 ± 0.74	312.81 ± 8.41	28.33 ± 1.01	990.02 ± 12.43	52.95 ± 1.75	9	5.02

使 χ^2 (Chi 平方) 变大。若要结果准确, 则须使全谱总计数累积至 10^6 计数以上。

为摸索本程序的适用范围, 可采用本程序模拟实验条件计算出模拟寿命谱, 再进行谱分解, 结果表明影响因素较复杂。当 α_1 较大(90%), τ_2 较 τ_1 大几倍 (τ_1 大于 100ps) 时均可获得满意结果。当 α_1 较小时, 分析下限也相应提高。

本程序有以下优点:

1. 通用性, 原则上可计算任意组分的寿命谱, 谱分析可在一次输入后完成。
2. 灵活性, 可连续处理若干个谱。能产生模拟谱与实验谱对比。参数初值的输入可以键盘输入或斜率法计算。迭代过程中可根据需要任选一种或同时选用两种计算方法, 如先用 G-N-M 法强制收敛, 再以 G-N 法加速迭代过程。并可在适当时候进行改参数初值和组分数、改变拟合区间、打印实验谱曲线等操作。

本工作尚存在不少缺点, 有待于今后进一步改进。

本工作得到清华大学高乃非老师的热情指导及我室王淑英、季国坤及其他同志的大力协助, 在此一并感谢!

参 考 文 献

- [1] S. J. Tao, *IEEE trans. Nucl. Sci.*, **15**, 175 (1968).
- [2] P. Kirkegard and M. Eldrup, *The least-squares fitting programme POSITROFIT: Principles and formulas*, Risø-M-1400 (1971).
- [3] 王淑英, *核技术*, **6**, 81(1982)。
- [4] L. Dorikens-Vanpract *et al.*, *Appl. Phys.*, **24**, 1, 29 (1981).
- [5] D. W. Marquardt, *J. SIAM*, **11**, 2, 431 (1963).
- [6] 王德人, *非线性方程组解法与最优化方法*, 人民教育出版社, 1980 年。
- [7] I. A. Slavić, *Nucl. Instr. Meth.*, **134**, 285 (1976).
- [8] S. P. Bingulac, *J. Automatica*, **5**, 513 (1969).
- [9] S. L. Meyer, *Data analysis for scientists and engineers*, Chapt., **33**, 1975.
- [10] P. Kirkegard and M. Eldrup, *Computer physics communication*, 1971.

(1982 年 5 月 18 日收到)

简讯

一种新的放射性碘化试剂

1978 年, P. Fraker 和 J. Speck 介绍了一种新的放射性碘化试剂——1, 3, 4, 6-四氯-3 α , 6 α -二苯甘脲(商品名 Iaclo-Gen)。这是迄今为止在放射性碘标记中性能最佳的一种非水溶性氧化剂, 使用时具有操作简便、快速, 标记效率高、重现性好、反应条件温和, 适用范围广等优点, 所以既可用于标记氨基酸、嘧啶类小分子, 又可标记多肽类激素、抗原、病毒乃至红血球、肿瘤细胞等。尤其是用此法标记的生物分子仍能保持较高的生物活性, 故近年来在国外放射性药物、放射免疫研究领域颇受重视, 发展较快。

为了在国内发展这一新的放射性碘化技术, 我们利用国内原料和现有条件, 将联苯甲酰与尿素在适当条件下缩合得 3 α , 6 α -二苯甘脲; 再将此中间产物氯化, 经分离、纯化, 得精制品 1, 3, 4, 6-四氯-3 α , 6 α -二苯甘脲。产品经元素分析, 结果为: 含碳 44.34%, 氢 2.21%, 氮 12.95%, 氯 32.87% (理论值为碳 44.48%, 氢 2.33%, 氮 13.24%, 氯 32.82%)。测得产品的熔点为 246.5~247℃ (文献值为 247~247.5℃)。由红外光谱与 ^1H -核磁共振谱测定得知, 在此化合物中, 氯原子取代了甘脲胺基上的氢。又由质谱分析得知, 化合物的分子离子峰为 432 (与理论分子量相符合), 在此化合物分子中的氯原子数为四个。根据以上各种测试结果, 可以认为该化合物是 1, 3, 4, 6-四氯-3 α , 6 α -二苯甘脲, 其化学结构与文献报导一致。

目前, 我们正在使用这一碘化试剂进行放射性碘标记的条件探索, 并与一些常用的碘化方法对比, 以便在国内进一步推广这一放射性碘化新技术。

(薛嘉渔)

Application of electric field for measuring Rn

Yan Changyun Hu Guangde Zhang Renbo Li Minghai

(Shanghai Institute of Nuclear Research, Academia Sinica)

A new method for the measurement of radon is described in this paper. The characteristic that initial RaA carries positive charges was used to make it possible to drift RaA onto the surface of the barrier detector in an appropriate electric field. The activity of RaA on the detector surface can be measured in high efficiency and the concentration of radon can also be calculated. The new method is distinct from the conventional one using semiconductor device. The Detector acts not only as a signal monitor but also as an ion collection electrode. The sensitivity for one litre measurement chamber is nearly two order higher than that of the conventional instrument with barrier detector for measuring radon.

The radiation damage in silver induced by recoils following $^{109}\text{Ag}(\alpha, 2n)^{111}\text{In}$ reaction by means of TDPAC method

Shen Weiqi Dong Mingli

(Institute of Atomic Energy, Academia Sinica)

In this paper, the observation of radiation damage in silver is presented. The radiation damage in silver is induced by ^{111}In ions that have been implanted into cubic Ag lattice following $(\alpha, 2n)$ reaction.

The silver foils were irradiated with 26MeV α particles under room temperature and liquid nitrogen temperature respectively, the dose rates were $0.5 \times 10^{12} \alpha/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ and $1.2 \times 10^{12} \alpha/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$. The radiation damage induced by nuclear collision have been studied corresponding to the dose rate and radiated temperature.

In the experiments with samples irradiated under liquid nitrogen temperature by low dose rate, we have observed a definite sharp quadrupole frequency $\omega_0 \pm 82\text{MHz}$. In quenching experiment, we get $\omega_0 \pm 116\text{MHz}$. In the measurement with samples irradiated under room temperature, we haven't seen any sharp frequency whether using large dose rate or low dose rate.

A fitting method of multiple-exponential function model in the analysis of positron annihilation lifetime spectrum

Xue Jiayu

(Institute of High-Energy Physics, Academia Sinica)

In this paper, the usability of multiple-exponential function model in fitting the

positron annihilation lifetime spectrum is demonstrated. In preparation for the on-line analysis of positron annihilation lifetime measurement, we composed a versatile computer program (EXPFIT) which can be run on the micro-computer (PDP11/04). It has been preliminarily verified being efficient and convenient in practice. In the program, three kinds of nonlinear least-squares fitting methods were supplied for processing the complex positron lifetime spectrum.

Meanwhile, some discussions, such as errors of the fitting procedure and how to choose the estimate values of parameters and the starting point of fitting etc., are also concerned.

A preliminary study of the beam-foil excitation mechanism

Liu Hanpeng Wang Huaying Wang Wenxun

(Beijing Normal University)

Both C^+ and He^+ beam-foil spectra have been obtained by using 200keV ion implanter and single-photon counter. The quantum efficiency of used optics system has been determined. Then the population of excited states of carbon has been found and compared with that predicted by theory.

Radiation effects in nickel and stainless steel by 72.5MeV carbon ions

Chen Keqin Cheng Jie Jin Yunfan Hou Mingdong
Li Changlin Luo Baoping Yao Yuying Wu Meizhen

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica)

Tong Zhichen Hou Yaoyong Li Li

(Lanzhou University)

Cao Chuan

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

In this paper, the experiment of radiation damage of nickel and stainless steel by ^{12}C -ions bombardment is described. ^{12}C -ions are accelerated to 72.5MeV by 1.5m cyclotron. Irradiation dose of each sample is in the range of 0.15~0.5 dpa. The radiation effects have been studied by means of three methods: Microstructure of the sample after irradiation has been observed with transmission electron microscope. The activation volume has been measured by means of tensile test. The results of three methods show that voids occur in nickel sample but the radiation damage of stainless steel is not obvious.