

反应堆中微子实验的基线优化^{*}

孙亚轩^{1;1)} 曹俊¹ 陆锦标^{1,3} 马宇倩² 王贻芳¹ 杨长根²

1 (中国科学院高能物理研究所实验物理中心 北京 100049)

2 (中国科学院高能物理研究所粒子天体物理重点实验室 北京 100049)

3 (Department of Physics, University of California at Berkeley and

Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California 94720, USA)

摘要 介绍了在 χ^2 假设检验中引入本底和系统误差的方法,并通过最大化混合角 θ_{13} 的测量敏感度对反应堆中微子实验的基线长度进行优化.考察了对基线有影响的几个因素,包括振荡效应,统计误差,系统误差,本底等.尽管实验条件可能很不相同,最优基线仍可被确定在一个较小的范围内.

关键词 中微子振荡 反应堆 混合角 χ^2 检验

1 引言

中微子振荡实验是研究中微子性质的主要途径之一.三代中微子的振荡与 6 个混合参数有关:3 个混合角 $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$, 两个质量平方差 $\Delta m_{21}^2, \Delta m_{32}^2$, 和一个 CP 相角 δ_{CP} . 其中下标 1, 2, 3 分别对应中微子的类型 e, μ, τ . 通过近年来的大气中微子^[1], 太阳中微子^[2] 和反应堆中微子实验^[3-5], 已测得振荡参数中的 $\theta_{12}, \theta_{23}, \Delta m_{21}^2$ 和 $|\Delta m_{32}^2|$, 未知的参数包括 θ_{13} , δ_{CP} 和 Δm_{32}^2 的符号. 在中微子系统内, CP 破坏量取决于 CP 相角和 θ_{13} 的大小, 因此必须首先确定 θ_{13} 的大小. 长基线加速器中微子实验 $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ ^[6,7] 将有可能测得这几个未知的混合参数, 但是这类实验测量的物理量与 θ_{13} , δ_{CP} , 以及 Δm_{32}^2 的符号 3 个参数都有关系. 这 3 个参数的简并导致很难唯一确定其中任何 1 个参数. 同时, 长基线实验中的物质效应也有较大不确定因素. 反应堆中微子实验 $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ 是测量 θ_{13} 的有效方法, 在基线较短(小于 5km)时, 可以忽略 θ_{12} 的影响, 反应堆中微子的振荡几率可以直接写为

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \approx 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E}\right), \quad (1)$$

其中 L 是基线长度, 即探测器离反应堆的距离, E 为中微子的能量. 实验测量的物理值与 δ_{CP} 和 Δm_{32}^2 的符号无关, 可以唯一确定出 θ_{13} . 利用反应堆测量 θ_{13} 不仅仅是测得基本粒子物理理论的一个重要的基本参数, 对确立三代混合模型, 以及对将来的长基线中微子实验对中微子的物质效应, CP 破坏, 中微子质量层次体系的测量有着重大的意义.

自从 1953 年 Cowan 与 Reines 利用反应堆首次发现中微子以来, 国际上共进行了数十个大大小小的反应堆中微子实验. 这些实验在目的上不尽相同, 因此选择的基线长度也各不相同, 从几米到上百公里. 通过这些实验, 在反应堆中微子流强的计算, 探测器技术, 以及本底的排除上积累了丰富的经验, 使得精密测量 θ_{13} 成为可能. 假定三代中微子大角度混合理论成立, 通过对其他中微子实验数据的综合分析, 推测 $\sin^2 2\theta_{13}$ 的值可能在 0.03 左右. 测量 θ_{13} 的实验精度直接取决于对本底与系统误差的控制. 目前最好的测量结果来自 CHOOZ, 当 $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \times$

2004-11-15 收稿

^{*} 国家杰出青年科学基金(10225524)资助

1) E-mail: sunyx@ihep.ac.cn

10^{-3}eV^2 时为 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.14$. CHOOZ 结果的总系统误差为 2.7%, 其中反 β 衰变的截面误差为 1.9%, 反应堆功率的误差为 0.7%, 每次裂变释放的能量误差为 0.6%, 探测器中的靶核数量误差为 0.8%, 探测效率的误差为 1.5%^[3]. 在将来的实验中, 可以采用完全相同的探测器进行远近的相对测量, 消除来自反应堆和探测器的所有的关联误差 (例如截面, 每次裂变释放的能量, 以及靶物质中的碳氢比), 以及绝大部分来自反应堆的非关联误差 (例如功率涨落). 同时, 根据过去反应堆中微子实验的经验改进探测器设计, 进一步减小测量效率误差, 增强对本底的防护, 可以将实验对 θ_{13} 的测量精度提高一个量级以上, 达到 0.01^[8].

反应堆中微子实验中测量的物理量主要是中微子的计数和能谱, 基本的原理是测量中微子和物质的反 β 衰变反应 ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) 的产物经二次作用以后的伽玛射线的总能量, 由此得到发生作用的中微子的数目和能谱. 根据反应堆中的核燃料成分和反应堆的热功率, 可以比较准确地知道反应堆释放的中微子数量以及能谱, 图 1 中的曲线分别给出了中微子反 β 衰变的反应截面、反应堆中微子的产生能谱和计数率. 但是一般的对产生谱的估计精度离测量 θ_{13} 的精度要求还有一定差距, 需要扣除不准确度造成的系统误差.

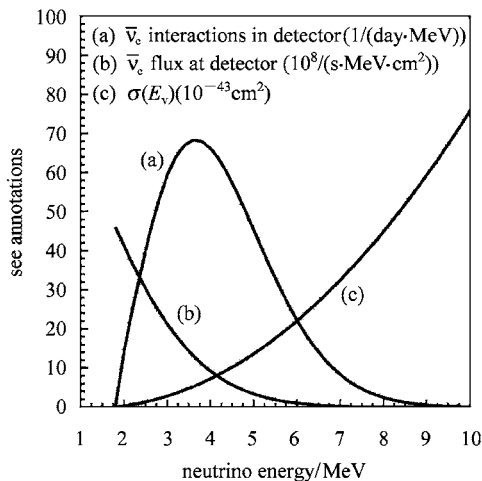


图 1 (a) 计算的反应堆中微子实验的观测能谱;
(b) 反应堆中微子的产生能谱;
(c) 反 β 衰变的反应截面

由(1)式可以知道, 振荡几率是能量和基线的函数, 观测到的中微子的总计数和能谱随着基线的变化而改变. 由于各类误差的作用, 最佳的基线并不一定位于振荡极大处^[9,10]. 以下介绍一种误差处理方

法, 并用来对探测器的基线进行优化.

2 χ^2 分析

在反应堆中微子实验中, 对系统误差的控制将直接决定实验的精度. 这里根据系统误差的不同性质, 将其自然地引入到 χ^2 函数中^[11].

假设一次实验有 N 个测量值 M_i , T_i 是相应的真实值, σ_i 是各次测量的非关联误差. 如果各测量值之间是有关联的, 共有 K 类关联误差, 用 β_{ij} 来表示第 i 个测量值的第 j 类关联误差. r_i 和 r'_j 是各自独立的随机变量, 可以假定其满足平均值为 0, 宽度为 1 的高斯分布. 第 i 次测量值可以写成

$$M_i = T_i + \sigma_i r_i + \sum_j \beta_{ij} r'_j, \quad (2)$$

实验的几率分布为

$$dP = \int \prod_{i=1, N} p(r_i) dr_i \prod_{j=1, K} p(r'_j) dr'_j \times \prod_{i=1, N} \delta(M_i - T_i - \sigma_i r_i - \sum_{j=1, K} \beta_{ij} r'_j) d^N M, \quad (3)$$

对 r_i 积分消去 δ 函数得到

$$dP = \int \prod_{j=1, K} dr'_j C \exp(-\chi^2/2) d^N M, \quad (4)$$

其中 C 是归一化常数,

$$\chi^2 = \sum_{i=1, N} \left(\frac{M_i - T_i - \sum_{j=1, K} \beta_{ij} r'_j}{\sigma_i} \right)^2 + \sum_{j=1, K} r_j'^2. \quad (5)$$

由于上述 χ^2 函数是随机变量的二次多项式, 对 r'_j 的积分可以解析地进行, 最后得到的 χ^2 为常见的由误差关联矩阵构成的协变形式. 也可以通过数值计算直接对随机变量 r'_j 最小化. 对 r'_j 的积分与最小化是完全等价的.

在测量 θ_{13} 的反应堆中微子实验中, 测量的量包括中微子的计数和能谱. 由于振荡几率是 L (距离)/ E (能量) 的函数, 振荡效应将带来计数的减少以及能谱的扭曲. 当统计量非常大时, 能谱分析更加灵敏. 同时利用计数与能谱的联合分析一般具有更高的灵敏度. 但是在能谱分析中, 由于本底的能谱很难估计, 因此处理上有较大的不确定性. 这里分别利用计数分析和谱分析讨论振荡几率, 本底, 以及误差对基线的影响.

2.1 计数分析

为了实现对 θ_{13} 的精确测量, 用多个探测器进行远近相对测量可以大大地减小系统误差. 同时, 大功率的核电厂一般由多个核反应堆组成. 实验的误差

可以分为来自反应堆的关联误差(截面、每次裂变释放的能量)和非关联误差(功率涨落、燃料成分的老化),来自探测器的关联误差(靶材料的成分、中子的俘获效率等)和非关联误差(靶材料的总质量、运行时间等),以及本底减除带来的误差和统计误差.关于计数分析的 χ^2 函数可以写成

$$\chi^2 = \sum_i \frac{\left[M_i - T_i(1 + \alpha_D + \alpha_c + \sum_r \frac{T_i^r}{T_i} \alpha_r) \right]^2}{T_i + T_i^2 \sigma_d^2 + B_i + B_i^2 \sigma_B^2} + \frac{\alpha_D^2}{\sigma_D^2} + \frac{\alpha_c^2}{\sigma_c^2} + \sum_r \frac{\alpha_r^2}{\sigma_r^2}, \quad (6)$$

其中,不同的反应堆用 r 来标记,不同的探测器用 i 来标记. M_i 表示探测器 i 测得的中微子的计数, T_i 表示探测器 i 的期望计数, T_i^r 表示 T_i 中来自反应堆 r 的贡献, B_i 表示探测器 i 中的本底计数. 误差分别为

- 1) σ_c 表示来自反应堆的关联误差,约为 2%;
- 2) σ_r 表示来自反应堆的非关联误差,约为 1%—2%;
- 3) σ_D 表示来自探测器的关联误差,约为 1.5%;
- 4) σ_d 表示来自探测器的非关联误差,约为 0.5%;
- 5) σ_B 表示本底带来的误差,由于本底存在较大不确定性,一般取为 100%.

上述误差的大小或者引用了以前各反应堆中微子实验 CHOOZ, Palo Verde 和 KamLAND 的误差,或者根据模拟计算给出. 这里 α_c , α_r , α_D 以及 α_d 是相应的随机变量,用来引入系统误差,相应于公式(5)中的 r'_j ,但是为了方便误差的表示,各个 α 不再归一化到一,而是归一化到一个标准偏差. 每个测量值的非关联误差由统计误差和系统误差两部分组成,分别是统计误差 $\sqrt{T_i}$,探测器的系统误差 $T_i \sigma_d$,本底的统计误差 $\sqrt{B_i}$ 以及本底估计的误差 $B_i \sigma_B$. 本底的大小 B_i 与探测器的岩石覆盖厚度和防护设计密切相关. σ_c 与 σ_D 对所有测量都是完全关联的,反应堆的非关联误差 σ_r 对每个探测器而言则是部分关联的,其关联系数取决于每个反应堆对各探测器的贡献. 在公式(6)中,对 χ^2 影响大的因素有振荡几率,即 M_i 与 T_i 的差,统计误差,非关联的探测器误差以及本底. 关联的误差由于远近探测器的抵消,贡献非常小.

在利用反应堆测量 θ_{13} 的中微子实验中,最重要的物理目标为确定 θ_{13} 是否大于零,然后是确定最可见的 θ_{13} 值. 因此物理发现能力取决于在一定置信水平下,实验所能测量到的最小 θ_{13} 值. 在下文中通过优化 90% 置信水平(自由度 $n = 1$ 时, $\chi^2 = 2.7$) 下实

验对 θ_{13} 的敏感程度来确定最佳的基线. 对一组包含 θ_{13} 振荡效应的测量值,假定没有振荡,然后利用 χ^2 进行假设检验. 对应于最小化后的 χ^2 值等于 2.7 的 θ_{13} 值即为可探测到的最小的 θ_{13} 值.

2.2 谱分析

如果存在振荡,除了总计数的减少外,由于不同能量的中微子振荡几率不同,还会存在能谱的扭曲. 能谱相应于振荡几率的扭曲是存在振荡的确凿证据. 联合分析总计数的减少与能谱的扭曲,一般会提高实验的敏感度. 为了考察能谱的扭曲,将实验数据分为 N_{bin} 个能量区间,比较每个能量区间的观测值与期待值,得到如下的 χ^2 函数:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} \sum_{A=1,3} \frac{\left[M_i^A - T_i^A(1 + \alpha_D + \alpha_c + \alpha_d^A + c_i + \sum_r \frac{T_i^{rA}}{T_i^A} \alpha_r) - b^A B_i^A \right]^2}{T_i^A + T_i^{A2} \sigma_b^2 + B_i^A} + \frac{\alpha_D^2}{\sigma_D^2} + \frac{\alpha_c^2}{\sigma_c^2} + \sum_r \frac{\alpha_r^2}{\sigma_r^2} + \sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} \frac{c_i^2}{\sigma_{\text{shape}}^2} + \sum_{A=1,3} \left(\frac{\alpha_d^A}{\sigma_d^2} + \frac{b^A}{\sigma_B^2} \right), \quad (7)$$

其中用 A 标记不同的探测器, i 标记不同的能量区间. 除了在计数分析中提到的误差以外,还考虑了能谱的误差 σ_{shape} 和由本底减除带来的能量区间的非关联误差 σ_b . 能谱的误差采用 ILL 实验^[12] 的测量结果,约为 2%. 由于本底能谱的不确定性,由本底减除带来的能量区间的非关联误差 σ_b 有较大的不确定性,在计算时取不同的值 0.2%, 0.5% 和 1% 进行分析. 探测器非关联误差与本底误差在此处对于同一探测器的不同能量区间而言是关联的,对于不同的探测器而言则是非关联的,因此处理方法不同于计数分析.

3 远探测器的基线优化

大气中微子实验与长基线反应堆中微子实验给出的 Δm_{32}^2 值在 $1.3 \times 10^{-3} - 3.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ 之间(90% 的置信水平). 对反应堆中微子的能谱平均后,相应于 Δm_{32}^2 的最佳拟合值 $2.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, 振荡极大值在 2200m 左右. 图 2 显示了不同 Δm_{32}^2 的取值情况下,振荡几率随距离的关系. 振幅 $\sin^2 2\theta_{13}$ 与振荡频率无关,此处任意地取为 0.05. 振荡几率是决定基线长度的最主要的因素.

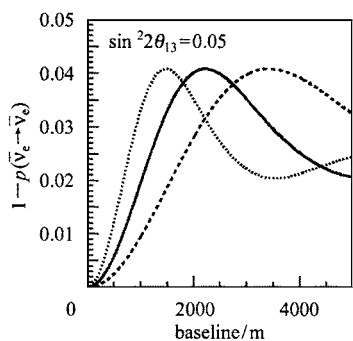


图 2 对能谱平均后的振荡几率与距离的关系
3 条曲线包含了 90% 的置信水平下 Δm_{31}^2 的范围。
—— 相应于最佳拟合值 $2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$,
..... 相应于 $1.3 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, 相应于 $3.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$.

决定基线优化的另外一个重要的因素是统计量。由于中微子与物质的反应截面非常小, 实验的统计量对一个高精度实验来说是非常关键的。反应堆释放的反中微子是各向同性的, 因此反中微子流强与距离的平方成反比。如果设定一个实验的运行时间, 那么采用较短的基线将会提高统计量, 线性地减小统计误差。假如实验的统计量较小, 系统误差相对于统计误差可以忽略, 此时相应于 $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 的最优化基线为 1500m。这是因为在 1500m 以上时, 随着基线的减小, 振荡几率的减小慢于统计误差的减小。假如实验的统计量很大, 因而统计误差相对于系统误差可以忽略, 那么最佳基线就是 2200m 的振荡极大处。实际情况总是介于两者之间。最优基线的长度与统计误差和系统误差的比值关系参见图 3。

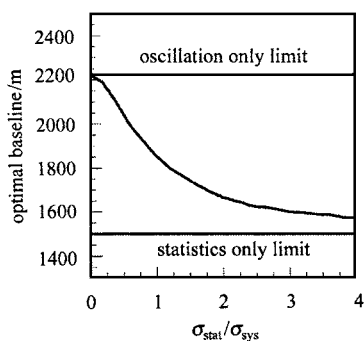


图 3 基线长度随统计误差和系统误差比值的变化的关系
 σ_{sys} 是系统误差, σ_{stat} 是统计误差。上面一条直线表示仅考虑系统误差时的最优基线, 下面一条直线表示仅考虑统计误差时的最优基线, 曲线表示基线随统计误差和系统误差比值的不同而变化。

本底的大小与探测器的岩石覆盖密切相关, 取决于具体的设计以及地理环境。对确定的本底大小,

从公式(6)中 χ^2 的形式可以看出它对基线优化的影响类似于系统误差。

统计误差的大小主要取决于反应堆的总功率, 探测器的有效质量, 以及探测器距反应堆的距离。在现有的探测器技术条件下, 总可以通过增加探测器的有效质量使得统计误差小于探测器的系统误差, 通过增加地下实验室的岩石覆盖厚度和探测器的防护能力来使本底带来的误差小于系统误差, 从而获得最佳的物理发现能力。在这种情况下, 最佳基线长一般大于 1800m。

考虑到实际的地理环境, 可能最佳基线处并不合适建造地下实验室或岩石覆盖厚度不够, 因此考察当基线偏离最佳长度时对物理探测能力的影响有着实际的意义。作为一个具体的例子, 对一定的反应堆热功率和探测器总有效质量, 固定探测器的系统误差以及本底水平, 给出了实验对 θ_{13} 的敏感程度与基线选择的关系, 如图 4 所示。当 $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, 最佳基线长在 2000m 左右, 并且变化相对缓慢, 这是因为统计误差与振荡几率相互弥补造成的。可以看出基线长度在 1800—2200m 之间时, 物理发现能力没有显著变化。

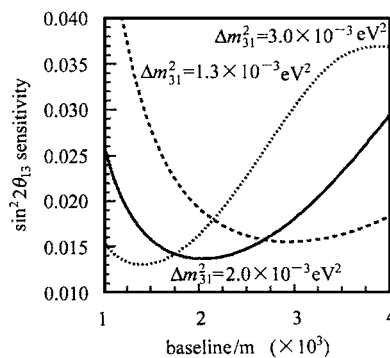


图 4 计数分析的最优化基线, $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度对基线选择的敏感程度
3 条曲线包含了在 90% 的置信水平下 Δm_{31}^2 的范围。
—— 为最佳拟合值 $2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$,
..... 为 $1.3 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, 为 $3.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$.

采用谱分析后, $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度对基线选择的敏感程度将会变化。由于本底减除的不确定, 在计算时 σ_b 分别取了不同的值 0.2%, 0.5% 和 1.0%, 图 5 中分别由 3 个图表示。对应 $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, 不同的取值 σ_b , 基线的最优在 1500—2200m 变化都很平缓。综合考虑计数分析和谱分析, 远探测器的最佳基线应该在 1800—2200m。

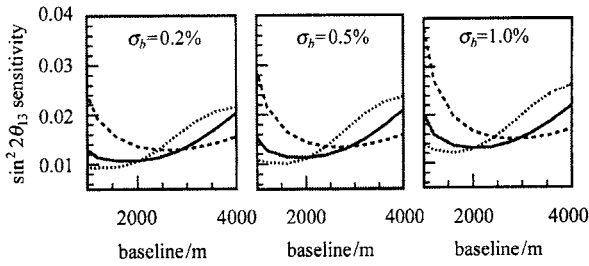


图 5 计数与能谱联合分析的最优化基线, $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度对基线选择的敏感程度
3 个图分别表示 σ_b 取 0.2%, 0.5%, 1.0%. 每个图中 3 条曲线包含了在 90% 的置信水平下 Δm_{31}^2 的范围.
—— 为最佳拟合值 $2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$,
..... 为 $1.3 \times 10^{-3} \text{eV}^2$, 为 $3.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$.

4 近探测器的位置选取

近探测器位置的选择与振荡损失、反应堆误差抵消、以及岩石覆盖厚度有关系. 决定本底水平的岩石覆盖厚度是一个重要的因素, 取决于具体的地理环境和工程设计, 在此不做讨论. 一般来说岩石覆盖在 200m 以上的水当量才有可能测量 $\sin^2 2\theta_{13}$ 到 0.01, 而太靠近反应堆时不太可能有较厚的岩石覆盖. 振荡损失的大小参见图 2, 当近探测器基线较大 ($> 500\text{m}$) 时, 已经出现了一部分振荡效应, 在与远探测器做相对测量时将损失一部分测量能力. 因此我们希望近探测器基线越小越好, 不要大于 500m. 另一方面, 反应堆的非关联误差 (功率涨落) 对各探测器来说不是完全抵消的, 抵消的程度与探测器的位置密切相关. 一般来说离反应堆较远的时候抵消较好.

反应堆误差的抵消在 χ^2 最小化时会自动实现, 因此可以通过分析不同近探测器位置的物理发现能力来确定最佳的位置. 为了更直观地理解, 根据简单的误差传播导出一般原则, 并得到与 χ^2 分析一致但明显显示出误差抵消的结果.

可以通过近探测器的观测量来预言无振荡情况下远探测器的期待值, 与远探测器的测量值相比较即可确定有无振荡发生. 假定在近探测器处观测到

M_n 个事例, 在远探测器观测到 M_f 个事例, 用 ν_r 表示单位距离上第 r 个反应堆的中微子事例数, L_{nr} 和 L_{fr} 分别表示近、远探测器到反应堆 r 的距离. 这样, 远探测器的无振荡期待值为

$$T_f = \rho M_n, \tag{8}$$

其中 $\rho = \sum_r \frac{\nu_r}{L_{fr}^2} / \sum_r \frac{\nu_r}{L_{nr}^2}$, 即通过基线及反应堆的功率来预言远近探测器事例率的比, 这样由于功率涨落带来的误差只通过比值出现, 因而可以大部分抵消. 由功率涨落带来的误差为

$$\frac{\delta T_f}{T_f} = \frac{\delta \rho}{\rho} = \sqrt{\sum_r \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \nu_r} \delta \nu_r \right]^2} = \frac{\delta \nu_r}{\nu_r} \sqrt{\sum_r [\omega_f^r - \omega_n^r]^2}, \tag{9}$$

反应堆的关联误差已经完全消去, $\delta \nu_r$ 为非关联误差, ω_f^r 与 ω_n^r 为第 r 个反应堆在远近探测器中贡献的分量. 因此应该尽量使每个反应堆在远近探测器中的贡献分量相同, 以最大程度地抵消误差. 如果只有两个反应堆, 对于固定的远探测器, 总可以得到一系列近点的位置, 使得 $\omega_f^r = \omega_n^r$, 非关联误差可以完全抵消. 对多个反应堆, 则存在一定的残余误差. 如果反应堆较多, 分散而且不对称 (例如大亚湾或日本的 Kashiwazaki), 误差不会完全抵消. 一般来说反应堆的非关联误差在 2% 的量级, 对大亚湾来说, 采用一个近探测器的情况下, 反应堆残余误差约为 0.3%, 超出了精确测量 θ_{13} 可以允许的范围. 可以采用两个近探测器, 分别对两组反应堆进行测量. 类似于对一个近探测器情况的推导, 可以算出两个近探测器情况下的误差. 当基线为 150m 时, 残余误差约为 0.14%, 基线为 500m 时约为 0.06%, 均符合误差要求.

联合考虑反应堆误差的抵消与振荡损失, 可以用 χ^2 分析固定远探测器后, 改变近探测器的位置来得到探测能力随位置的变化. 以大亚湾核电厂的反应堆位置为例, 考察两个近探测器的情况, 图 6 中不同的曲线表示不同的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度, 由内向外逐步增加. 由图看出, 对一定的基线长度, 最佳的近探测器位置大致在其相对应的反应堆群的垂直平分线附近.

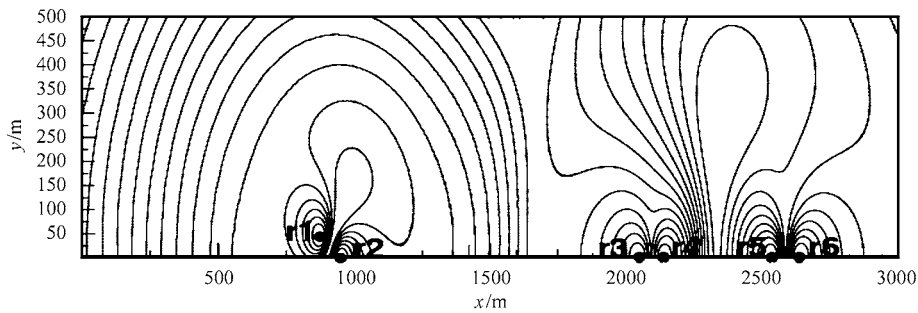


图 6 近探测器位置的选择

r_1 — r_6 表示反应堆,不同的曲线表示不同的 $\sin^2 2\theta_{13}$ 灵敏度,由内到外逐渐增加.

5 结论

基线的选取与振荡几率,系统误差,统计误差,以及本底水平有关.在现有探测器条件下,要达到最佳的物理发现能力,远探测器的最佳基线应在

1800—2200m 之间.在这个范围内实验的灵敏度对基线长度不敏感.为了最大限度地抵消反应堆功率涨落带来的误差,近探测器的位置取决于反应堆群的分布,需要具体优化,一般来说大致在相应反应堆群的垂直平分线附近.

参考文献 (References)

- 1 Fukuda Y et al. Phys. Lett., 1998, **B433**: 9; Phys. Rev. Lett., 1998, **81**: 1562; 1999, **82**: 2644; Phys. Lett., 1999, **B467**: 185
- 2 Fukuda Y et al. Phys. Rev. Lett., 1999, **82**: 1810 and 2430; 2001, **86**: 5651; Phys. Lett., 2002, **B539**: 179; Ahmad Q R et al. Phys. Rev. Lett., 2001, **87**: 071301; 2002, **89**: 011301
- 3 Apollonio M et al. Phys. Lett., 1998, **B420**: 397; Phys. Lett., 1999, **B466**: 415; Eur. Phys. J., 2003, **C27**: 331
- 4 Eguchi K et al. Phys. Rev. Lett., 2003, **90**: 021802
- 5 Boehm F et al. Phys. Rev. Lett., 2000, **84**: 3764
- 6 CHEN H S et al. VLBL Study Group H2B-1 [hep-ph/0104266];
- 7 WANG Y F, Whisnant K, Young B L. Phys. Rev., 2002, **D65**: 073006
- 8 Aoki M, Hagiwara K, Hayato Y et al. Phys. Rev., 2003, **D67**: 093004
- 9 White Paper Report on Using Nuclear Reactors to Search for a Value of θ_{13} , [hep-ex/0402041]
- 10 Minakata H, Sugiyama H, Yasuda O et al. Phys. Rev., 2003, **D68**: 033017; Phys. Lett., 2004, **B580**: 216
- 11 Huber P, Lindner M, Schwetz T et al. Nucl. Phys., 2003, **B665**: 487; Nucl. Phys., 2002, **B645**: 3
- 12 Stump D, Pumpin J, Brock R et al. Phys. Rev., 2001, **D65**: 014012
- 13 Schreckenbach K et al. Phys. Lett., 1985, **B160**: 325; Hahn A A et al. Phys. Lett., 1989, **B218**: 365

Baseline Optimization of Reactor Neutrino Experiments*

SUN Ya-Xuan^{1;1)} CAO Jun¹ LUK Kam-Biu^{1,3} MA Yu-Qian² WANG Yi-Fang¹ YANG Chang-Geng²

¹ (Experimental Center, Institute of High Energy Physics, Beijing 100049, China)

² (Key Laboratory of Particle Astrophysics, Institute of High Energy Physics, Beijing 100049, China)

³ (Department of Physics, University of California at Berkeley and Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California 94720, USA)

Abstract We have applied the χ^2 -minimization technique that takes backgrounds and systematic uncertainties into account to optimize the baseline of the reactor neutrino experiments designed for determining the mixing angle θ_{13} of neutrino. The effect of oscillation, systematic errors, statistic errors and backgrounds in the optimization are investigated. Although the experimental conditions may be very different, the optimal baseline is constrained in a narrow range.

Key words neutrino oscillation, reactor, mixing angle, χ^2 function

Received 15 November 2004

* Supported by National Natural Science Funds for Distinguished Young Scholar(10225524)

1)E-mail: sunyx@ihep.ac.cn