

第二屆和平利用原子能國際會議文獻

# 核動力廠及反應堆工藝

3

中國科學院原子核科學委員會編輯委員會編輯

科學出版社出版

### 核动力厂及反应堆工艺 (3)

中国科学院原子核科学委员会編輯委员会編

\*

科学出版社出版 (北京朝阳門大街 117 号)

北京市书刊出版业营业許可証出字第 061 号

\*

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总經售

1960 年 9 月第一版

书号: 2256 字数: 142,000

1960 年 8 月第一次印刷

开本: 787 × 1092 1/16

(京) 0001—7,500

印张: 6

定价: 0.76 元

## 目 录

|        |                             |    |
|--------|-----------------------------|----|
| P/435  | 正常和紧急条件下的计算外包屏蔽的一个普遍方法..... | 1  |
| P/629  | 反应堆动力学的某些问题.....            | 41 |
| P/2142 | 为了获得高强度中子通量的中能中子反应堆.....    | 52 |
| P/2210 | 液态金属在管内流动时的热交换.....         | 87 |

# 正常和紧急条件下的计算外包屏蔽的一个普遍方法\*

L. 盖勒 (Geller); R. 爱普斯坦 (Epstein)

最近几年在广大的居民中心附近核设备及核动力装置有了发展。这些核设施,不论大或小,一般都用一个薄的压力密封外包容器包起来,设计这种容器是为了防止放射性核的漏出,这种放射性核在不容易发生的核事故的情况下是可能释出的。虽然这种外包容器对于限制浮存在空气中的放射性的流动颇为有效,但却不能期望它大大降低由这种放射性所发射的光子的流动。也不能依赖任何形式的局部屏蔽,象在正常设计中在活性区周围所采用的那样,因为发生事故时实在难于阻止放射性遍布于外包容器的整个内部空间。在这种情况下,降低光子通量的唯一办法是将外包容器用适当厚度的屏蔽材料包起来。对于低功率的研究设备,这种屏蔽可以是一个无盖的圆筒,即所谓阴影屏蔽。对于动力堆,顶盖一般是必需的。对于研究堆,所使用的任何冷却或辅助设备仍必须予以局部屏蔽,因为反应堆之可接近是设计的基础。而另一方面,在动力堆情况下,就有可能取消一次冷却系统周围正常所需要的广泛内屏蔽。

在本文中提出了预期来自 $\gamma$ 辐射的外部危险的计算:这种 $\gamma$ 辐射或者由正常冷却剂的活性而产生,或者是当反应堆以某种方式损坏而其猛烈程度足以使反应堆的裂变产物的可观部分释出到外包容器内时而产生的放射性所引起的。研究出来的方法可用来计算外包容器周围 $\gamma$ 屏蔽材料的非均匀分布的效应。同可用的实验数据的比较表明,预计的剂量率离开测量数值的偏差约为25%。

情况的一般几何表示在图1, a中。如所示,要求轴对称,此外还假定地平面上的剂量点是在外包容器的赤道平面上。假设此容器含有 $\gamma$ ,其空间分布依所研究的情况而定。外屏蔽包括一个上部的非均匀层和下部的大量土壤。虽然就所研究出来的方法而言,这是一种任何实际屏蔽屏或将采取的形式,不过它只是用屏蔽材料包围外包容器表面的一个特殊方式。

## 剂量率公式

几乎无必要说明,由图1, a的几何所示的严格问题的解,颇非目前可用的任何解析或计算技术所及。所以需要某些简化或理想化,用以得出一个更能立即解出的问题,而这些简化或理想化在结果的物理真实性方面又不牺牲过多。为此目的作了下列假设(见图1, b):

1. 由外包容器和外屏蔽所组成的发射 $\gamma$ 的复杂物体可用一个适当配置的非各向同性点源代替。由此点源的辐射的角分布系如此选择,使得它在大距离上同从复杂物体实际发出的辐射的角分布相符合。由此等效源的辐射要么直接达到所研究的剂量点(直接成

\* 第二届和平利用原子能国际会议文献, A/CONF/P/435 美国, 1958年6月, 原文: 英文。

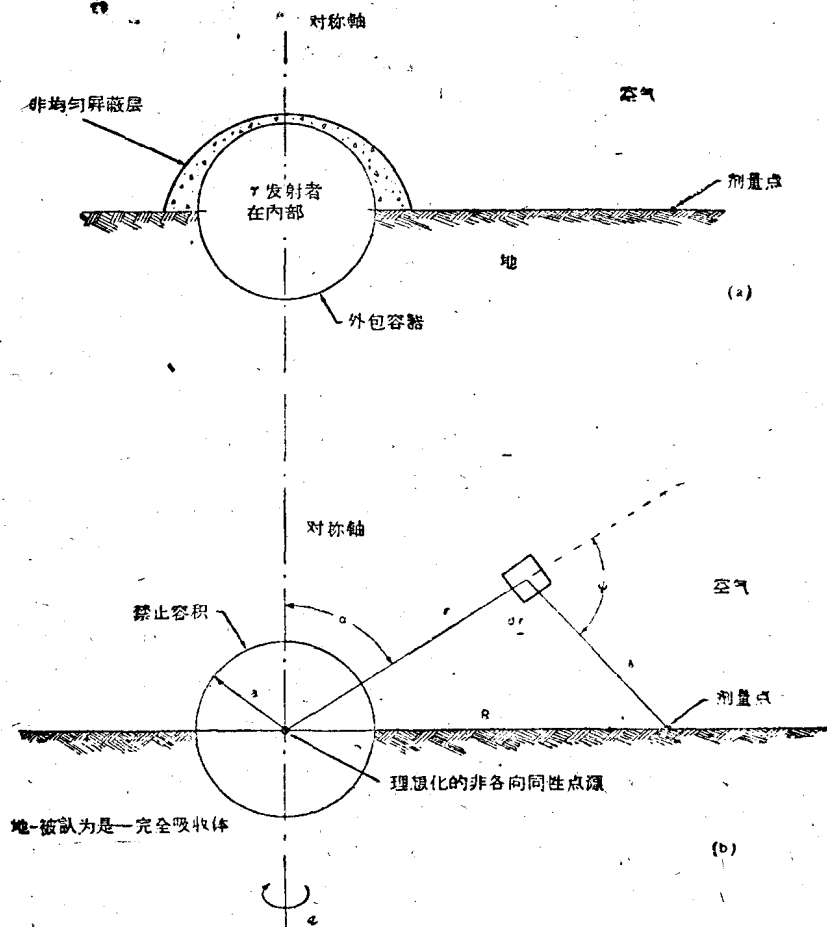


图 1 几何情况外  $\gamma$  辐射

分),要么通过在空气中的散射到达该点(天空照射)。

2. 在点源周围的某个适当规定的禁止容积内部不发生同空气的散射。

3. 某点的剂量率系由直接部分和散射部分组成: 直接部分在禁止容积以外的空气中没有受到散射碰撞, 而间接部分是由计算一次散射通量并以一适当的积累因数将其提高而得到的。

无需详细讨论这些假设的含意和有效性就很明显, 引入 1 和 3 是为了适当估定远离外包容器的距离上的剂量值, 而 2 则应保证在外包容器附近有合理结果。

可以看出, 采用此方法包含了三个步骤:

- (1) 需要规定外包容器内部的真实源;
- (2) 必须找出对于每一能量的等效非各向同性点源。
- (3) 必须决定非各向同性源在所研究的点引起的剂量率。

一般说来, 下面首先处理的上述最末一个步骤是三者中最困难也是最长的一个。本文的主要结果之一, 是跨过对反应堆使用者有兴趣的能量和距离范围, 对特殊的非各向同性源的剂量率的数值计算。

直接剂量率  $D_d$  已在其他地方广泛地处理过了, 可用任何标准方法计算。为了完整

起見,在討論散射輻射之后提出了一個方法。

## 散 射 輻 射

利用上述假設,在任何點的散射劑量率  $D_s$  定義為:

$$D_s = 1.9 \times 10^{-6} \int dE \int_{r \notin V} \frac{S_E(\alpha)}{4\pi r^2} e^{-\mu r} \left( \frac{d\Sigma}{d\Omega} \right)_{E,\psi} \frac{B_{E'}(\mu'\lambda)}{\lambda^2} e^{-\mu'\lambda} dr \quad (1)$$

式中

$D_s$ ——用倫琴/時表示;

$\frac{S_E(\alpha)}{4\pi}$ ——假定的非各向同性點源對任何具有傾斜角  $\alpha$  的方向每單位能量間隔每單位立體角的強度, Mev (兆電子伏特)

$\left( \frac{d\Sigma}{d\Omega} \right)_{E,\psi}$ ——對於初始能量為  $E$ , 散射過偏離角  $\psi$  而最終具有散射能量  $E' = E/(1 + 2E(1 - \cos\psi))$  的光子, 在標準條件下空氣的宏觀微分能量散射截面;

$B_{E'}(\mu\lambda)$ ——在  $\mu'\lambda$  個平均自由程對於空氣中的散射輻射的積累函數, 散射輻射系由一發射  $E'$  能量的光子的各向同性點源所致;

$1.9 \times 10^{-6}$ ——由 Mev/秒-厘米<sup>2</sup>轉換為倫琴/時的因數;

$r \notin V$ ——表示在內積分中在禁止容積內的那些點不在積分域內;

$\mu$ ——在能量  $E$  空氣的綫性吸收係數;

$\mu'$ ——在散射能量  $E'$  空氣的綫性吸收係數。

在數值研究中考察了一個半徑 95 呎一半埋在地下的球形外包容器。進行了包含三個禁止容積的試驗計算: (1) 無禁止容積; (2) 與外包容器尺寸相同的球體; (3) 包住外包容器的正圓柱體。第一個給出了此方法對實驗的驗證; 第二個產生了主要結果; 第三個決定了對於在外包容器附近的那些點, 第二個計算的保守程度如何。如可預期的那樣, 在離外包容器一定的距離上, 計算出的劑量率基本上不依賴於所選擇的禁止容積。然而在接近反應堆的點, 使用禁止容積就得出了其數量級比起略去禁止容積時要小的劑量率, 而圓柱形禁止容積的計算比球形禁止容積的計算相差一個小於 2 的因子。

因此, 計算的主要部分系對一個球形禁止容積進行的, 其半徑  $pa$  要么是零 (對應於無禁止容積), 要么是  $a$  (等於外包球體的半徑)。對兩種情形的任何一種, 表示散射劑量率的方程 (1) 就變為

$$D_s = \frac{1.9 \times 10^{-6}}{4\pi} \int dE \int_0^{\pi/2} S_E(\alpha) \sin \alpha d\alpha \int_0^{2\pi} d\phi \times \\ \times \int_{pa}^{\infty} \frac{dr}{\lambda^2} e^{-\mu r - \mu'\lambda} B_{E'}(\lambda\mu') \left( \frac{d\Sigma}{d\Omega} \right)_{E,\psi} \quad (2)$$

如果把變量  $\phi$  變為  $\gamma$ ,  $r$  變為  $\theta$

其中

$$\sin \gamma \equiv \sin \alpha \cos \phi \\ \gamma \equiv R \sin \gamma - R \cos \gamma \tan \theta \quad (3)$$

方程 (2) 就變為

$$D_s = \frac{1.9 \times 10^{-6}}{2\pi R} \int dE \int_0^{\pi/2} S_E(\alpha) d\alpha \int_{-a}^a \frac{H_{\rho,E}(\gamma; \mu R) d\gamma}{\sqrt{1 - \left(\frac{\sin \gamma}{\sin \alpha}\right)^2}}, \quad (4)$$

其中

$$H_{\rho,E}(\gamma; \mu R) = \int_{-\pi/2}^{\tan^{-1}(\tan \gamma - \frac{\rho \alpha}{R} \sec \gamma)} d\theta \left( \frac{d\Sigma}{d\Omega} \right)_{E,\theta} B_E' \left( \mu R \cos \gamma \sec \theta \frac{\mu'}{\mu} \right) \times \\ \times e^{-\mu R} \left\{ \cos \gamma \sec \theta \frac{\mu'}{\mu} + \sin \gamma - \cos \gamma \tan \theta \right\} \quad (5)$$

函数  $H_{\rho,E}(\gamma; \mu R)$  已用数值积分 (辛普森法——Simpson's rule) 对选定的  $\rho$ 、 $E$ 、 $\gamma$  和  $\mu R$  值计算出来了。对于  $\mu R$  的较大数值, 已作了根据最陡下降法<sup>1)</sup> 的单独计算, 并且在所有的情形下都与数字数值 (用数值积分求出的数值——译者) 相当符合。在实际计算  $H_{\rho,E}(\gamma; \mu R)$  中还引入了一个补充简化。同处在散射能量  $E'$  的源发出的散射辐射相对应的积累因数  $B_E'(b)$  被同处在初始能量  $E$  的源发出的散射辐射相对应的积累因数  $B_E(b)$  所代替。这大大减轻了数值工作, 但它也多少减小了一些积分的数值。然而对于在这里有关重要的数值而言, 这种减小是在更充分地考虑到地 (假设为—完全的吸收体) 的存在的正确方向上, 因为在离反应堆较大的距离上, 它趋于把积分数值低估二倍 (即低估为应有数值的 1/2——译者)。

所用的积累因数系根据“反应堆屏蔽设计手册” (Reactor Shielding Design Manual<sup>[1])</sup> 第一版第 423 页的数据算出的。

在处理正常和紧急条件中, 有两种主要的活性源要考虑。第一种, 适用于正常运转, 是在一冷却剂中感生的活性。这种活性的能量决定于冷却剂的性质。第二种源, 它在紧急情况时有重要性, 包括裂变产物的活性, 这时假定事故采取裂变产物释出到外包容器的形式。在后一情况下比较普通也比较方便的, 是把释出的  $\gamma$  组成间断的能量组, 而这种资料是可立即获得的。因此对于从被屏蔽的外包容器出来的辐射, 也决定保持同样的能量分组。这样, 最外边的跨能量的积分就被求和代替, 而方程 (4) 就简化为:

$$D_s = \frac{1.9 \times 10^{-6}}{2\pi R} \sum_E \int_0^{\pi/2} S_E(\alpha) d\alpha \int_{-a}^a \frac{H_{\rho,E}(\gamma; \mu R) d\gamma}{\sqrt{1 - \left(\frac{\sin \gamma}{\sin \alpha}\right)^2}} \quad (6)$$

求和中所用的能量系选择为包括了裂变产物  $\gamma$  的范围和冷却剂活性; 已经完成了包括 2.5 Mev 在内的平均能量的数值工作, 并且正在拟制一套补充的对于 6.1 Mev 的曲线, 以便计及用水作—冷却剂的地方来自  $N^{16}$  活性的高能  $\gamma$ 。

对于  $\rho = 0$ , 把内积分作为  $\alpha$  的函数对各种  $E$  和  $\mu R$  数值计算出来较为便利。用此法, 一旦  $S_E(\alpha)$  在数值上被规定, 计算  $D_s$  就简单了。照此办法, 函数  $h_E(\alpha; \mu R)$  已用

$$h_E(\alpha; \mu R) \equiv \int_{-a}^a \frac{H_{0,E}(\gamma, \mu R) d\gamma}{\sqrt{1 - \left(\frac{\sin \gamma}{\sin \alpha}\right)^2}} \quad (7)$$

公式计算出来并在图 2a — 2c 中绘出。另一方面, 为了便于考查, 不论  $\rho = 0$  或  $\rho = 1$ , 解

1) Method of Steepest Descent, 参考: Alston S. Householder “Principles of Numerical Analysis” McGraw-Hill, 1953, 页 81—页 82 Edwin F. Beckenbach “Modern Mathematics for the Engineer” McGraw-Hill, 1956, 页 448—页 478——译者。

图 2a

$h_{0.4}(\alpha; \mu R)$  函数图

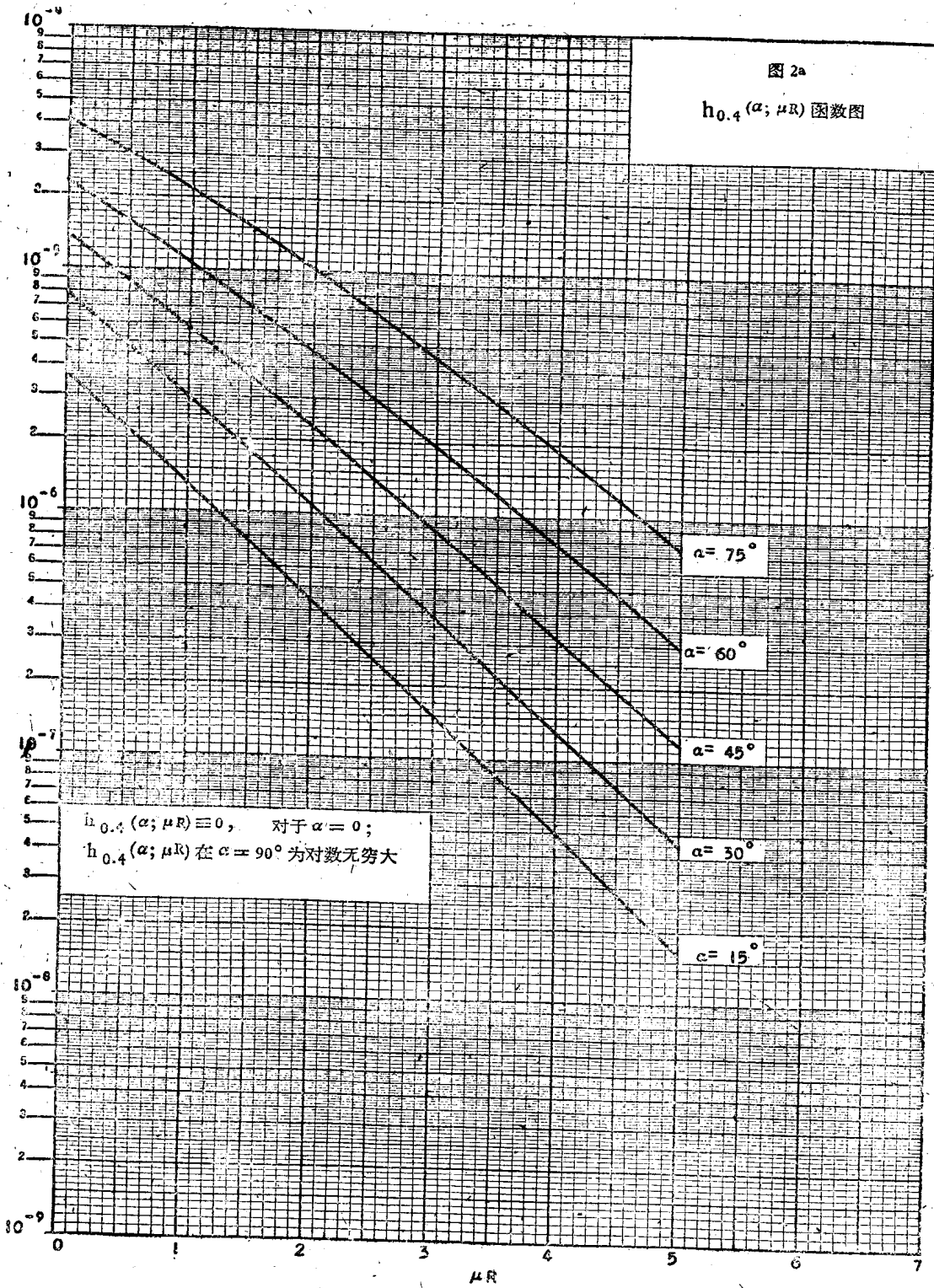
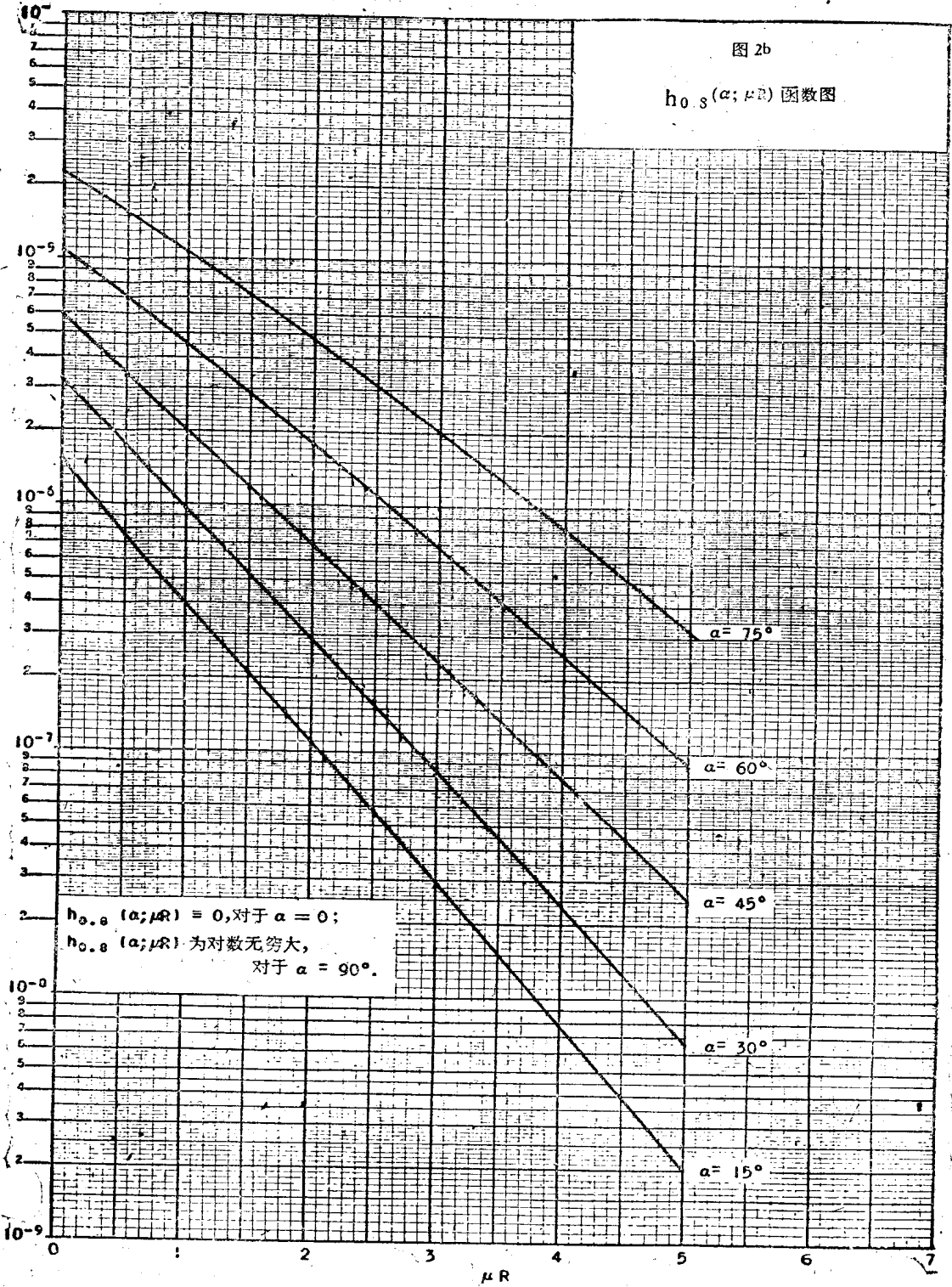


图 2b

$h_{0.8}(\alpha; \mu R)$  函数图



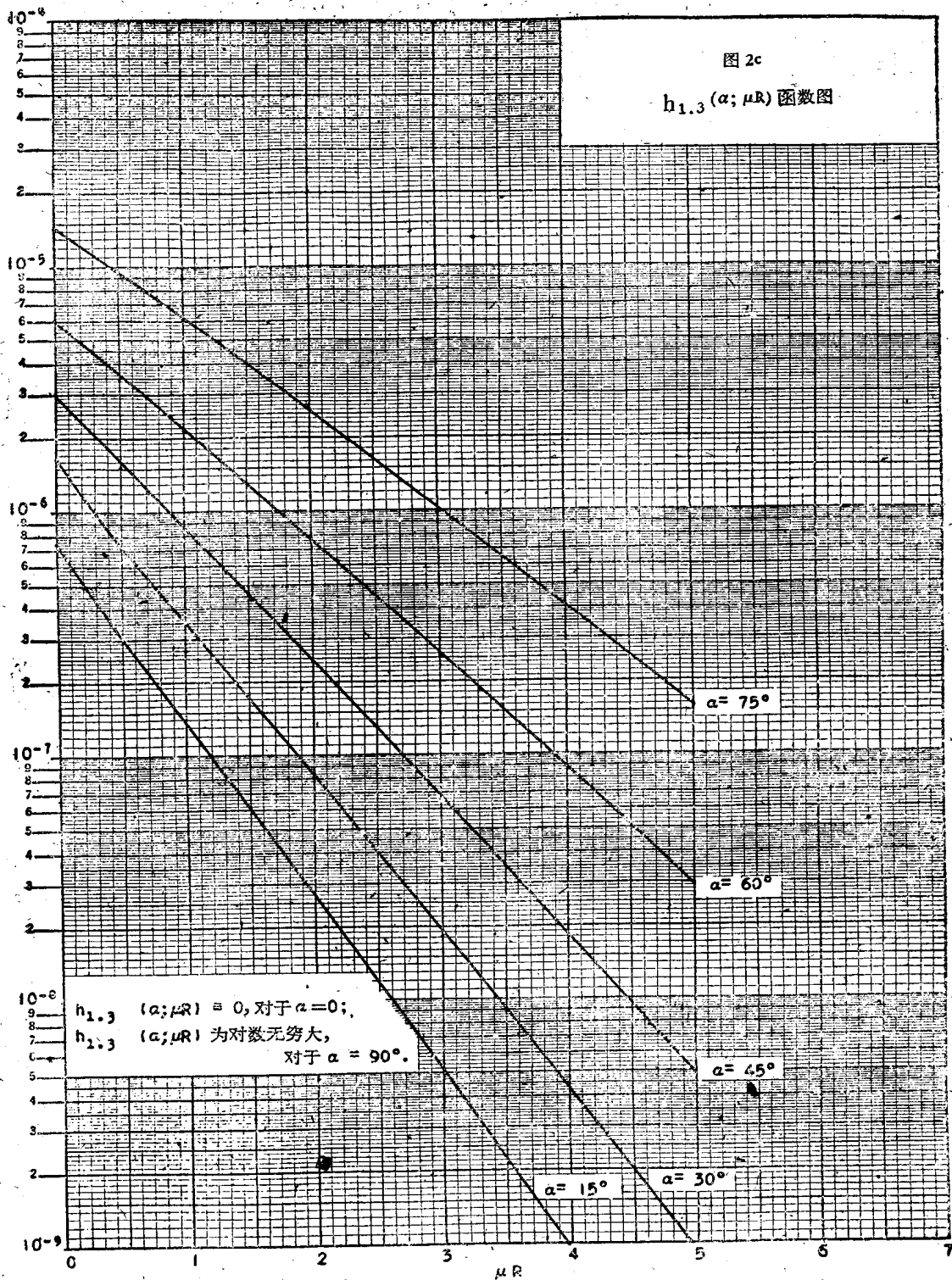
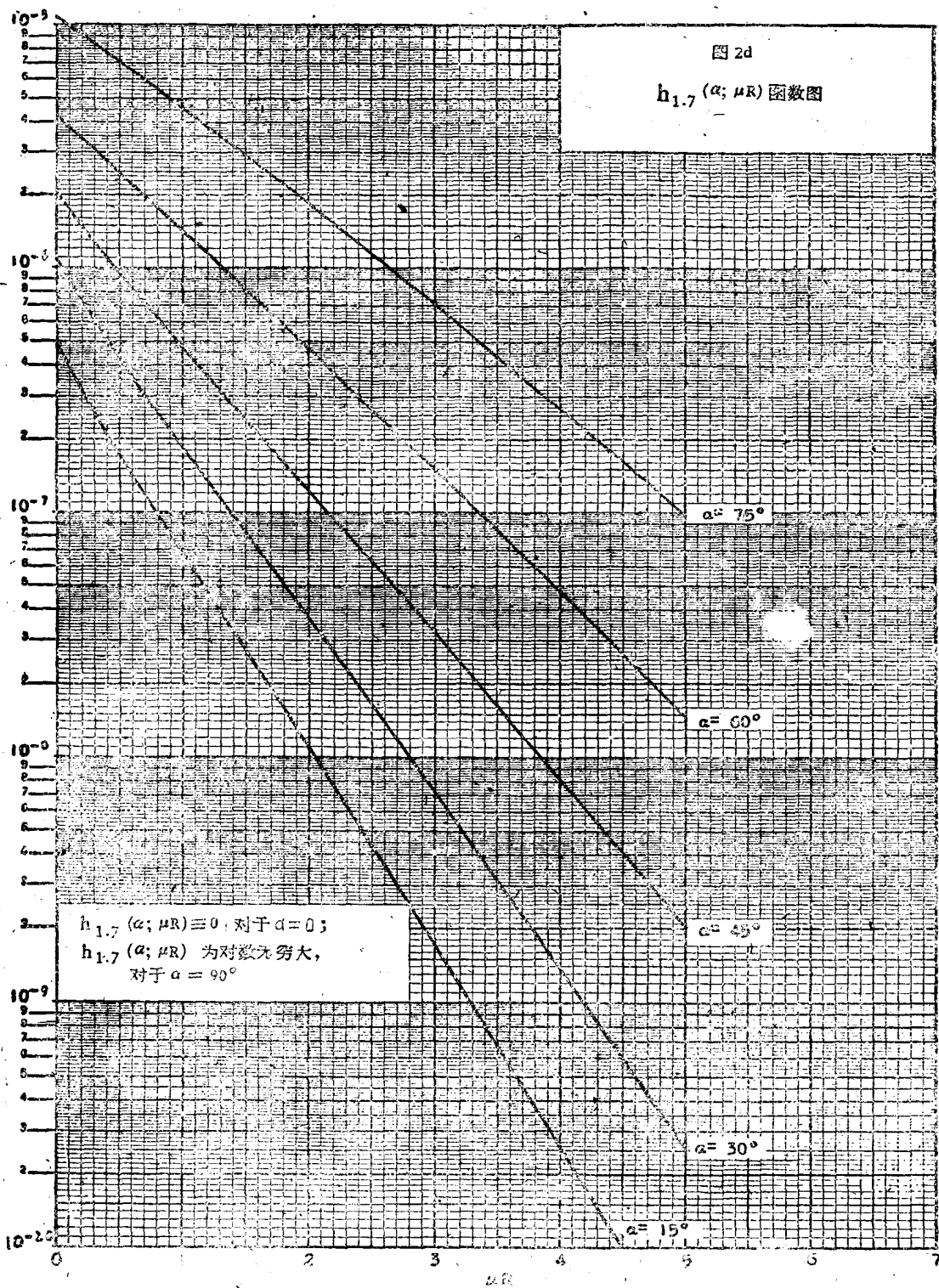
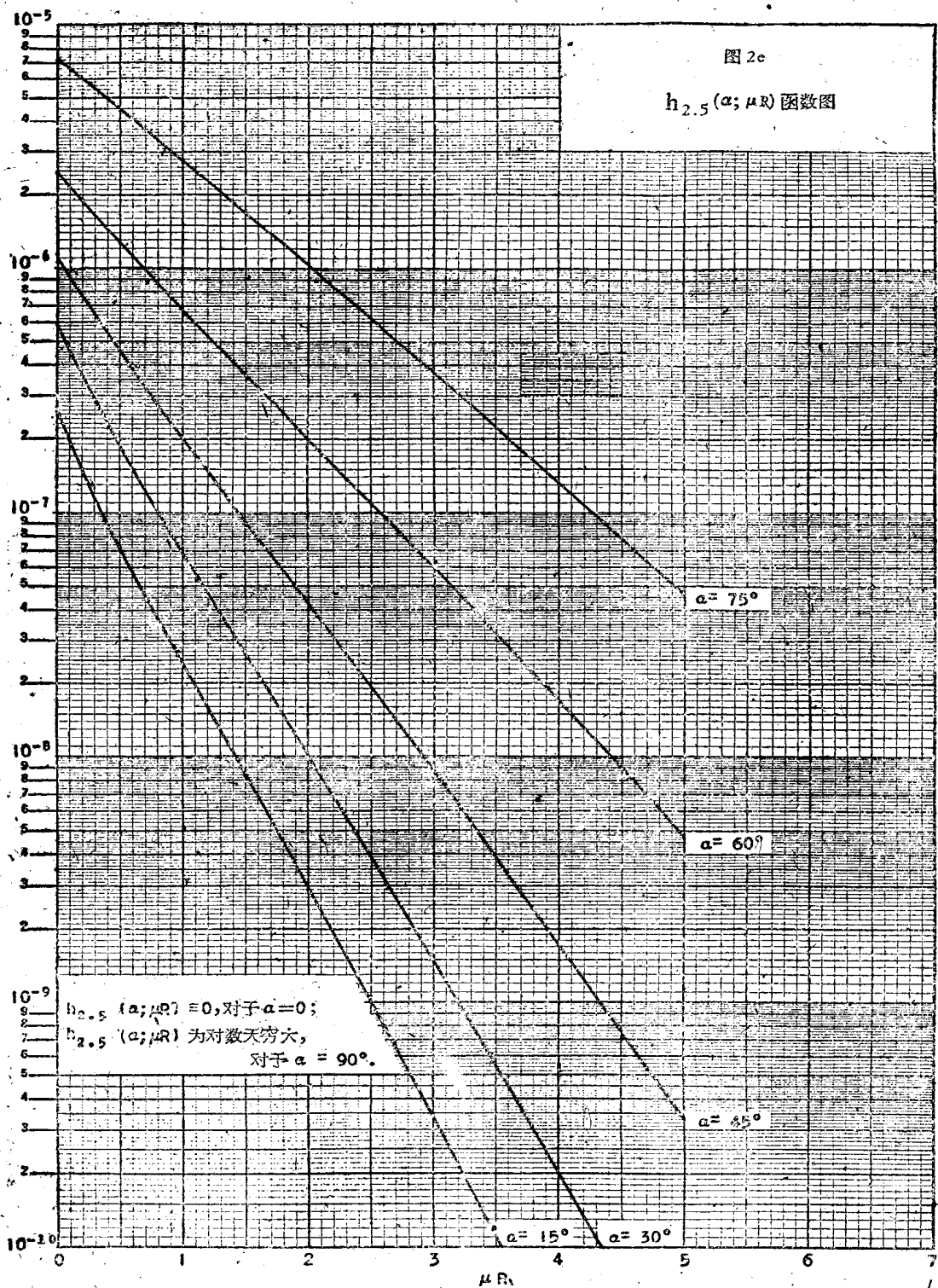


图 2d

$h_{1.7}(\alpha; \mu R)$  函数图





$10^{-10}$   $10^{-9}$   $10^{-8}$   $10^{-7}$   $10^{-6}$   $10^{-5}$

析地表达出  $S_E(\alpha)$  是更为方便的。更确切地说,将  $S_E(\alpha)$  表达为

$$S_E(\alpha) = \sum_{k=0}^4 C_k(E)(\cos\alpha)^k \quad (8)$$

的形式较为方便。在此情况下

$$\begin{aligned} D_s &= \frac{1.9 \times 10^{-6}}{2\pi R} \sum_E \int_0^{\pi/2} d\alpha \sum_{k=0}^4 C_k(E)(\cos\alpha)^k \int_{-\alpha}^{\alpha} \frac{H_{\rho,E}(\gamma;\mu R) d\gamma}{\sqrt{1 - \left(\frac{\sin\gamma}{\sin\alpha}\right)^2}} = \\ &= \frac{1.9 \times 10^{-6}}{2\pi R} \sum_E \sum_k C_k(E) \int_{-\pi/2}^{\pi/2} H_{\rho,E}(\gamma;\mu R) d\gamma \int_{|\gamma|}^{\pi/2} \frac{(\cos\alpha)^k d\alpha}{\sqrt{1 - \left(\frac{\sin\gamma}{\sin\alpha}\right)^2}} = \\ &= \frac{1.9 \times 10^{-6}}{2\pi R} \sum_E \sum_k C_k(E) \frac{\sqrt{\pi} \Gamma\left(k + \frac{1}{2}\right)}{2 \Gamma\left(\frac{k}{2} + 1\right)} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\gamma (\cos\gamma)^k H_{\rho,E}(\gamma;\mu R). \quad (9) \end{aligned}$$

于是,利用

$$I_k(\rho)(E;\mu R) \equiv \frac{\sqrt{\pi} \Gamma\left(k + \frac{1}{2}\right)}{2 \Gamma\left(\frac{k}{2} + 1\right)} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\gamma \cos^k \gamma H_{\rho,E}(\gamma;\mu R), \quad (10)$$

计算了  $I_k(\rho)(E;\mu R)$  函数并将其绘在图 3a - 3j 中。用这些辅助函数表示,对于无禁止容积,散射剂量率就是

$$D_s = \begin{cases} \frac{1.9 \times 10^{-6}}{2\pi R} \sum_E \int_0^{\pi/2} S_E(\alpha) h_E(\alpha;\mu R) d\alpha & (11) \\ \frac{1.9 \times 10^{-6}}{2\pi R} \sum_E \sum_k C_k(E) I_k^{(0)}(E;\mu R) & (12) \end{cases}$$

而对于同外包容积相等的禁止容积

$$D_s = \frac{1.9 \times 10^{-6}}{2\pi R} \sum_E \sum_k C_k(E) I_k^{(1)}(E;\mu R). \quad (13)$$

绘在图 3f - 3j 的  $I_k^{(1)}(E;\mu R)$  函数系对应于 95 呎的禁止半径。在任何实际问题中,真正的外包半径会与此数值不同。因此,某种外推到其他禁止半径的方法是有用的。这种外推可用简单的几何推理近似求出。结果是

$$I_n^{(1)}(E, \mu R, a') = I_n^{(1)}\left(E, \mu R \frac{a}{a'}, a\right) e^{\mu R \left(\frac{a}{a'} - 1\right)} \quad (14)$$

式中

$a'$  = 要求对其求  $I$  函数的禁止半径。

$a$  = 已对其列出  $I$  函数的数值表的禁止半径,  $a = 95$

### 直接辐射

除了散射通量之外,还必须计算到达剂量点的直接通量。对于正常条件,活性源是局部化的,直接剂量率可立即算出。

发生事故时,源是散开的,而问题可以处理如下。

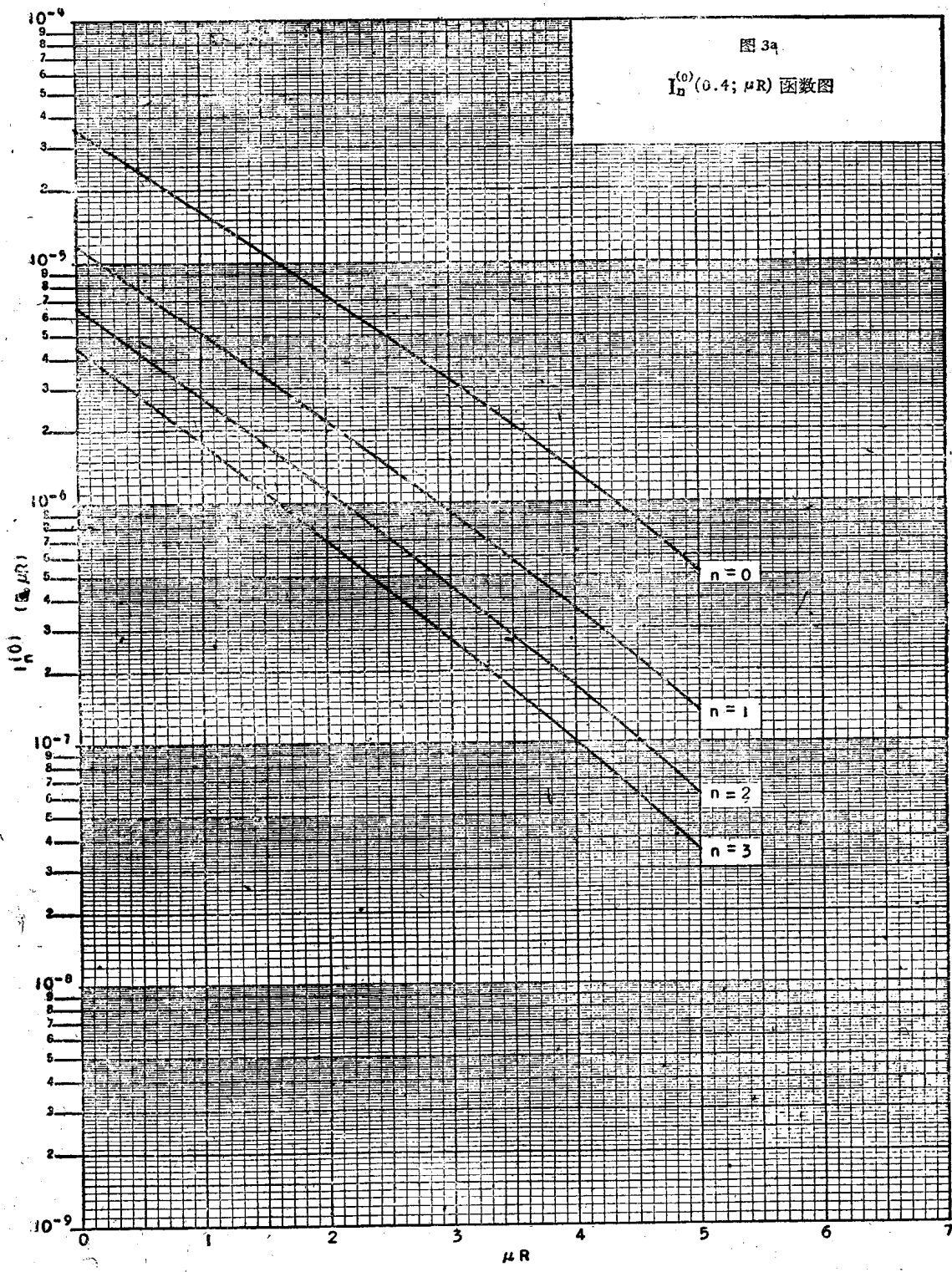


图 3b

$I_n^{(0)}(0.8; \mu R)$  函数图

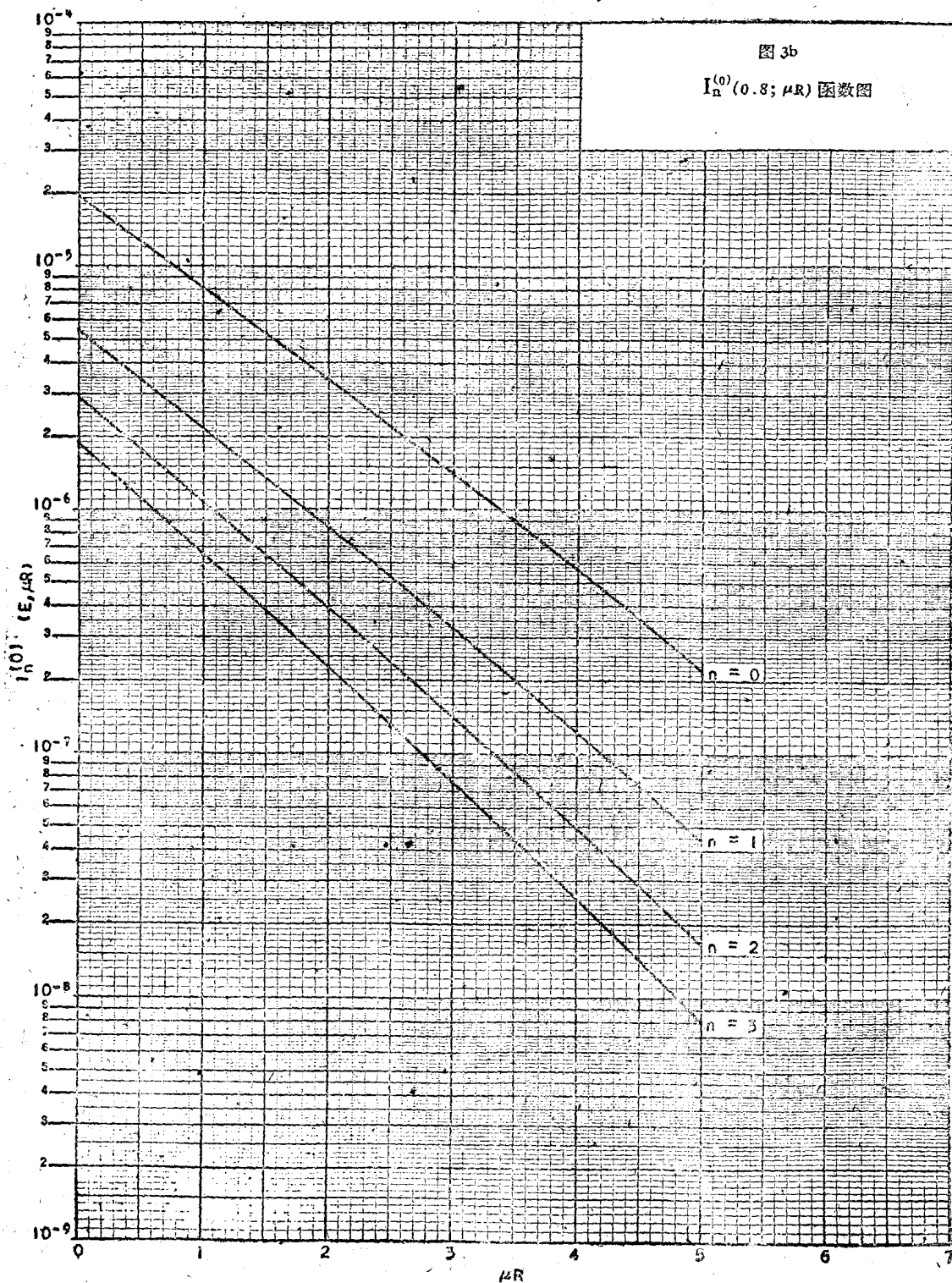


图 3c

$I_n^{(0)}(1.3; \mu R)$  函数图

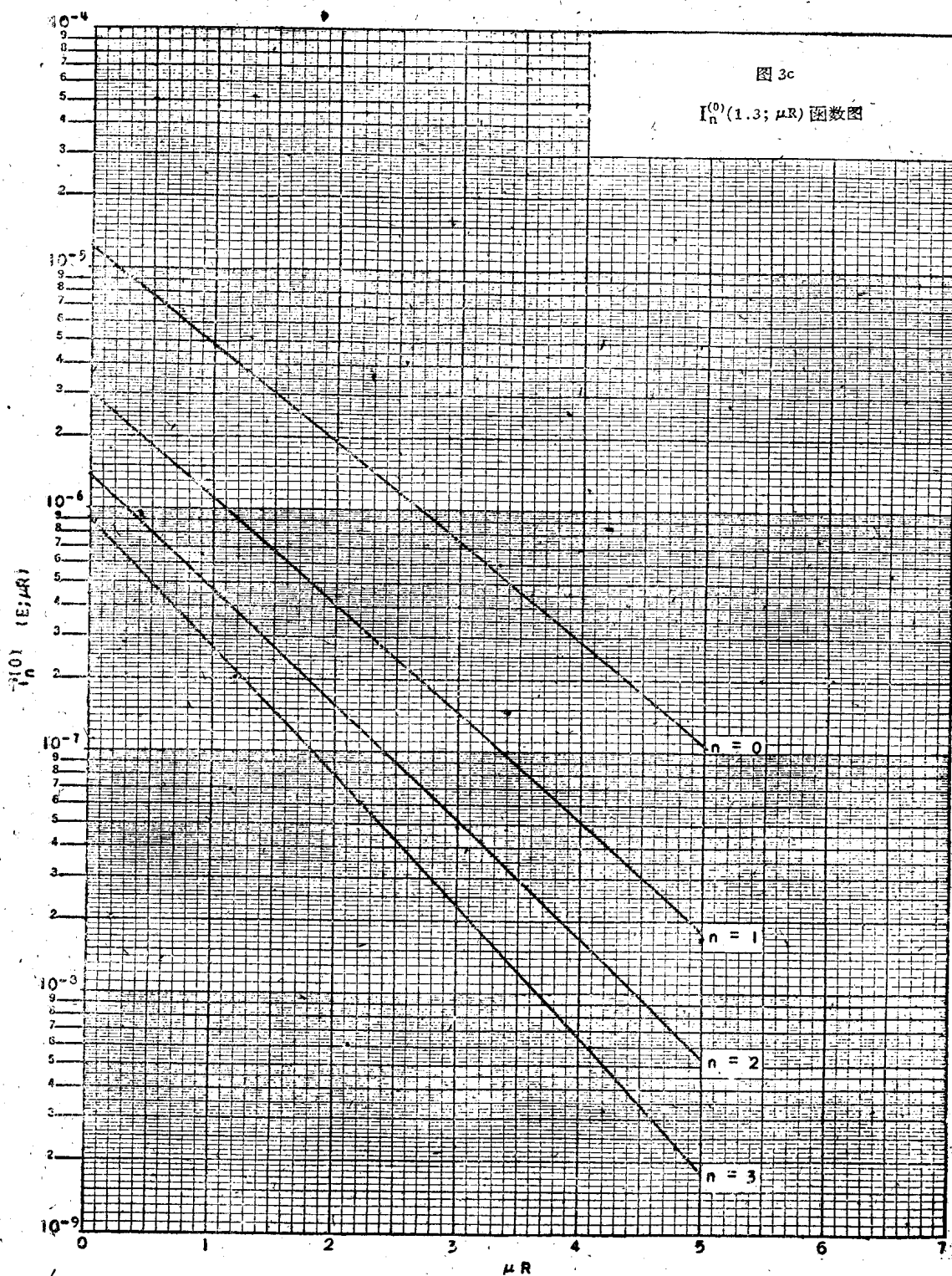


图 3d

$I_n^{(0)}(1.7; \mu R)$  函数图

