

# 金属原子二维平面蒸发动力学过程研究

肖踞雄,王德武

(清华大学 工程物理系,北京 100084)

摘要:从由 Boltzman 方程而来的 BGK 方程出发,数值模拟长槽型坩埚二维平面蒸发动力学过程,着重对分离器中加入精料收集板、贫料收集板和热离子收集板时蒸气原子的空间物理特性进行数值模拟和分析,并对收集板的吸收率和温度以及  $Kn$  变化时,蒸气原子的空间物理特性进行了分析。

关键词:BGK 方程;速度分布;密度分布;温度分布;收集板

中图分类号:O552.2 文献标识码:A 文章编号:1000-6931(2000)03-0244-08

激光同位素分离中铀循环过程的一个重要研究内容是关于铀原子蒸发动力学过程研究,它直接关系到 AVLIS 分离器系统蒸气原子的有效利用和光电离效果。因此对长槽型坩埚原子蒸发动力学过程进行研究是十分必要的。本工作针对分离器系统的特点,进行蒸发动力学过程的数值模拟研究。

## 1 理论基础

线性电子枪加热槽型坩埚铀金属蒸发可视为无限长狭缝的二维平面蒸发,其蒸发模型与坐标选取示于图 1。考虑到蒸发过程的对称性,理论分析仅取其右半部。

### 1.1 BGK 方程

采用 BGK 方程来描述无限长狭缝的二维平面蒸发问题。考虑到定常问题,定义空间原子的分布函数为  $f(x, z, v_x, v_y, v_z)$ 。其中:  $x$  为横向坐标,  $z$  为纵向坐标,  $v_x$ 、 $v_y$ 、 $v_z$  分别为  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向的随机速度。BGK 方程<sup>[1]</sup>为:

$$v_x \frac{\partial f}{\partial x} + v_z \frac{\partial f}{\partial z} = (f_e - f) \quad (1)$$

其中:  $\nu$  为碰撞频率,  $f_e$  为麦克斯韦分布函数,即:

$$f_e = \frac{1}{(2\pi RT)^{3/2}} \exp\left[-\frac{(v_x - u_x)^2 + (v_z - u_z)^2 + v_y^2}{2RT}\right] \quad (2)$$

收稿日期:1998-10-05;修回日期:1999-01-04

作者简介:肖踞雄(1974—),男,陕西大荔人,硕士,测量专业

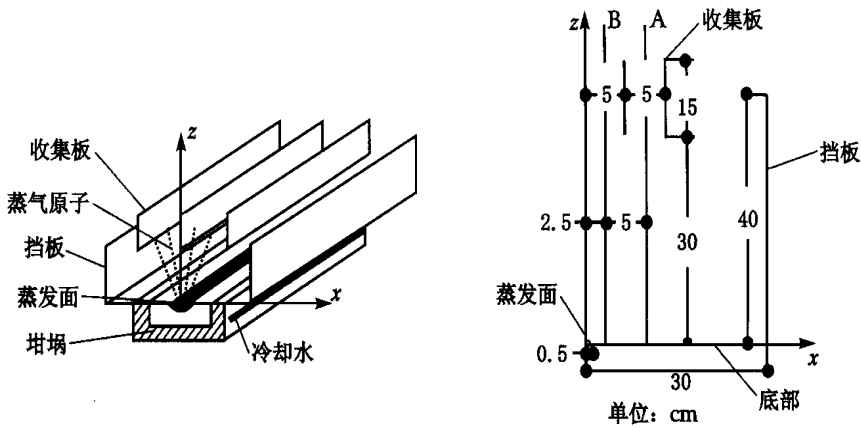


图1 加收集板时无限长槽型窄平面蒸发模型

Fig.1 The model of narrow panel with unlimited length and collecting board

其中:  $u_x$ 、 $u_z$  分别是  $x$ 、 $z$  向的宏观速度,  $n$  为空间点  $(x, y)$  的原子密度,  $T$  为空间点  $(x, y)$  处的温度,  $R$  为摩尔气体常数。所以有:

$$= \int \int \int f d_x d_y d_z \quad (3)$$

$$u_x = \frac{1}{n} \int \int \int x f d_x d_y d_z \quad (4)$$

$$u_z = \frac{1}{n} \int \int \int z f d_x d_y d_z \quad (5)$$

$$T = \frac{2}{3} \int \int \int [(x - u_x)^2 + y^2 + (z - u_z)^2] f d_x d_y d_z = \frac{1}{3} (T_x + T_y + T_z) \quad (6)$$

为了简化差分求解,需要对上述方程进行归一化处理。定义:

$$Kn = \lambda_w / D, \quad n^* = n / n_w, \quad T^* = T / T_w, \quad x^* = x / D, \quad z^* = z / D, \quad v_i^* = v_i / V_w (i = x, y, z)$$

其中:  $Kn$  为克努森数,  $\lambda_w$  为液面处分子自由程,  $D$  为蒸发液面宽度,  $n_w$  为液面处的原子密度,  $T_w$  为液面处的原子温度,  $V_w = \sqrt{2RT_w}$  为最可几速率。考虑  $y$  方向无限长的对称性,引入参量:

$$g = \int \int f d_y, \quad h = \int \int y^2 f d_y$$

将式(1)~(6)转化为关于  $g$ 、 $h$  的函数:

$$x \frac{\partial g}{\partial x} + z \frac{\partial g}{\partial z} = \frac{2}{\sqrt{Kn}} (G - g) \quad (7)$$

$$x \frac{\partial h}{\partial x} + z \frac{\partial h}{\partial z} = \frac{2}{\sqrt{Kn}} (H - h) \quad (8)$$

$$= \int \int g d_x d_z \quad (9)$$

$$u_x = \frac{1}{n} \int \int x g d_x d_z \quad (10)$$

$$u_z = \frac{1}{3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} z g d_x d_z \quad (11)$$

$$T = \frac{2}{3} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [(x - u_x)^2 + (z - u_z)^2] g d_x d_z + \int_{-\infty}^{+\infty} h d_x d_z \right\} \quad (12)$$

$$\text{其中: } G = \frac{1}{T} \exp \left[ - \frac{(x - u_x)^2 + (z - u_z)^2}{T} \right] \quad (13)$$

$$H = GT/2 \quad (14)$$

## 1.2 蒸发问题的边界条件

蒸发液面处,当  $z > 0$  时:

$$g = \frac{1}{2} \exp(-\frac{x^2}{T_b} - \frac{z^2}{T_b}), \quad h = g/2 \quad (15)$$

收集板、挡板和蒸发狭缝侧面底部被统称为“壁”。壁上的原子分布为:

$$g = \frac{1}{T_b} \exp(-\frac{x^2 + z^2}{T_b}), \quad h = g T_b / 2 \quad (16)$$

$$b = -2(1 - \alpha) \left(\frac{1}{T_b}\right)^{1/2} \iint_0^{\infty} (i_{i,n}) g d_x d_z \quad (17)$$

其中:  $b$  为壁上的原子密度,  $T_b$  为壁上的温度,  $i_{i,n}$  为壁指向蒸气的法线方向原子速度,  $\alpha$  为壁的吸收率,则  $1 - \alpha$  为由壁反回蒸气空间的原子百分比。

在无穷远处,蒸气原子的运动被视为分子流状态,宏观量将不再发生变化,因此,不存在蒸气原子返回蒸发空间的可能。所以,  $i_i > 0 (i = x, z)$ 。

$$g(x, z, x, y, z) = h(x, z, x, y, z) = 0 \quad (18)$$

## 2 蒸发的计算结果与分析

### 2.1 加入不同温度收集板时原子蒸气的空间物理图像

在轴循环过程中,往往需要对收集板加上不同温度,使精料和尾料达到循环收集。为此,本工作计算分析收集板的吸收率为 0.8 时,不同温度收集板的蒸气原子空间蒸发特性。当收集板温度为 500 K 时,蒸气原子的空间密度、温度、 $x$  方向速度、 $z$  方向速度示于图 2。

由于挡板和收集板的存在,蒸气原子的密度、速度及温度的空间分布与文献[2]相比发生了明显的变化。收集板中间的原子密度相对增大,速度相对减小,温度明显升高。这些变化都与原子运动状态的变化有关。

为了了解收集板上温度对蒸气原子空间分布的影响,分别讨论距离  $z$  轴 7.5 cm 和 2.5 cm 处,即图 1 中两个收集板中间与  $z$  轴平行的轴线 A 和 B 上的原子蒸气的密度、温度和速度变化(图 3)。

由图 3 可知:随着收集板温度升高,原子密度变大,但原子运动的宏观速度减少,温度升高。其原因在于,随着温度升高,没有被收集板吸收的  $(1 - \alpha)$  原子将以收集板的温度散射到空间,并与其他原子发生碰撞使蒸气温度升高。由于收集板上的原子以宏观速度为零向周围散射,因而阻碍了原子流的宏观漂移。所以,整个原子流的宏观速度减小,原子密度增加。B 轴上蒸气原子各物理量的变化趋势与 A 轴上相似,不同的是其值不一样。B 轴更靠近蒸发面中心轴线,其原子密度高于 A 轴处,原子速度相对变大,温度相对偏低。

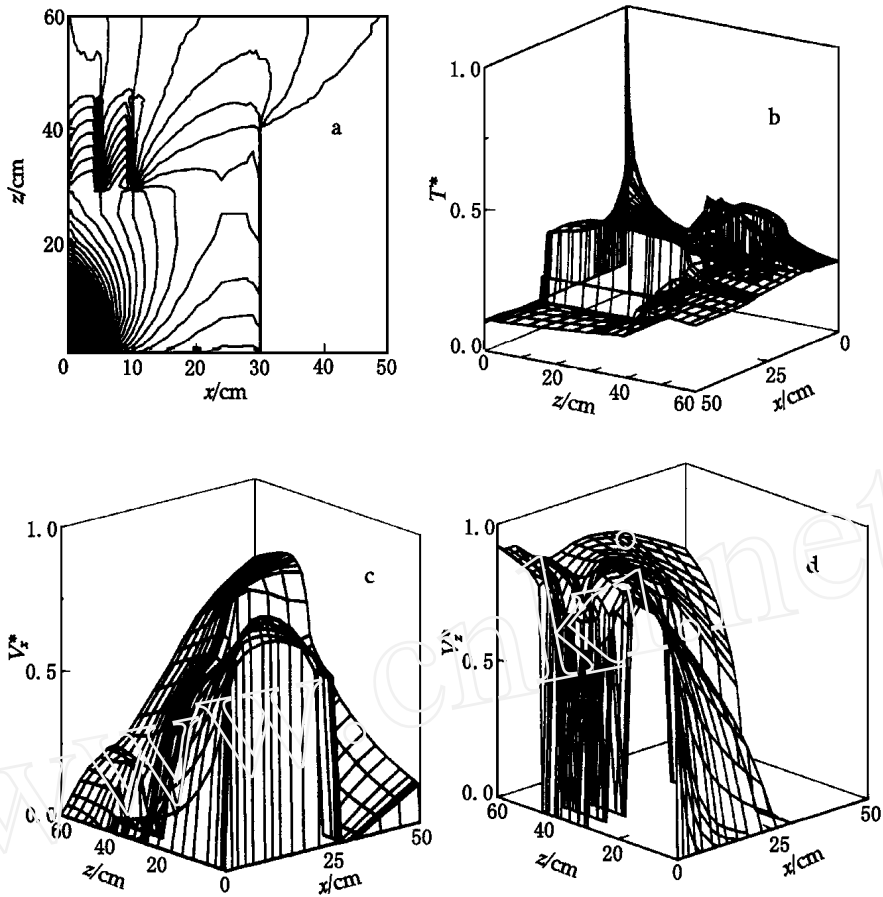


图2 收集板温度为 500 K 时蒸气原子密度分布(a)、温度分布(b)、 $x$  向速度分布(c)和  $z$  向速度分布(d)

Fig. 2 The distributions of density(a), temperature(b), velocity(c,d) of the atoms at absorbing board temperature of 500 K

### 2.2 $Kn$ 变化时原子蒸气空间物理特性比较

改变蒸气原子的密度,蒸发空间的分子自由程将发生变化。这时,  $Kn$  也需相应改变。不同  $Kn$  时,  $A$  轴上的原子蒸气密度、速度及温度的变化关系示于图 4。

由图 4 可见:随  $Kn$  减小,原子蒸气密度增加得越来越大,但其分布规律相似; $z$  向速度和  $x$  向速度同样是在增加,但在收集板中间的  $x$  向速度变化不同,出现两个交点,即  $Kn$  越小,下降得越快,速度相对越小,离开收集板则迅速增大,其分布规律与未进入收集板时相同;温度与前者变化规律相反,  $Kn$  越小,温度越低,其原因是  $Kn$  越小,原子蒸气密度越高,原子间的碰撞频率增加,原子的速度相对增加,由于能量转化而使原子蒸气的温度降低。

### 2.3 带有热离子收集板和尾料收集板时原子蒸气空间物理图像

在 AVLIS 工程中,分离器系统需有精料收集板、贫料收集板,还要考虑加入热离子收集板(图 5)。这时,原子蒸气空间物理图像将发生明显变化。收集板温度为 1 400 K 时,收集板中

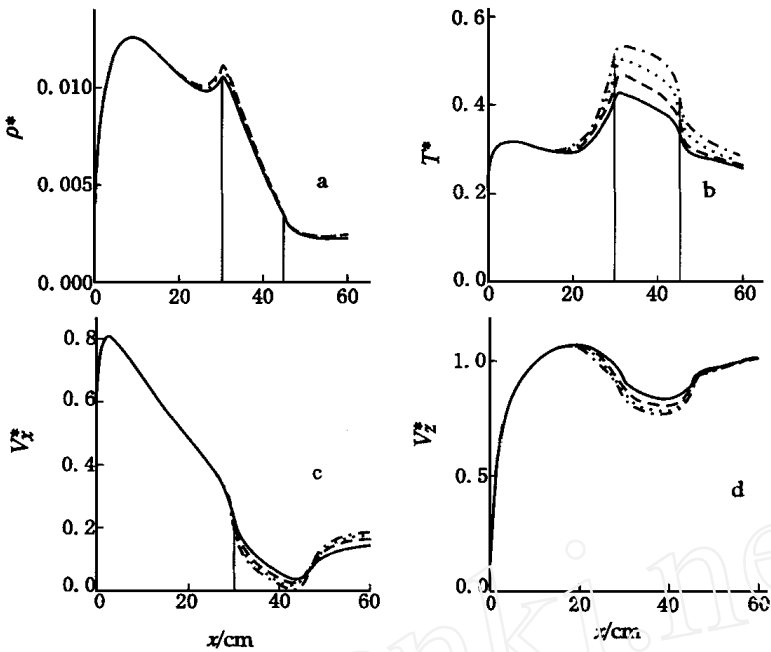


图3 不同收集板温度下的A轴原子密度分布(a)、温度分布(b)、x向速度分布(c)和z向速度分布(d)

Fig. 3 The distributions of density(a), temperature(b) and velocity(c,d) of the atoms with the different temperature of the absorbing board  
 实线——500 K;虚线——100 K;长虚线——800 K;点划线——1400 K

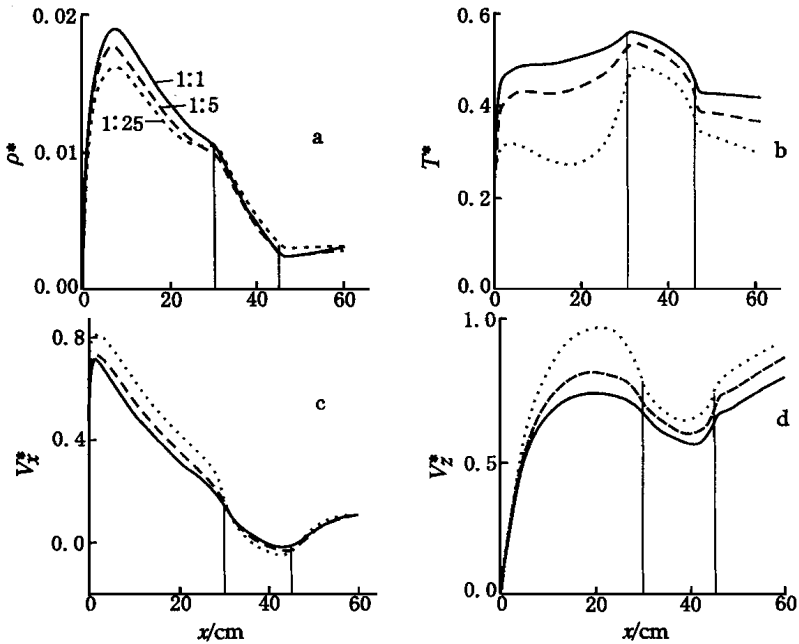


图4 不同Kn时A轴上的原子密度分布(a)、温度分布(b)、x向速度分布(c)和z向速度分布(d)  
 fig.4 The distributions of density(a), temperature(b) and velocity(c,d) of the atoms with the different Kn

实线——Kn=5.0;虚线——Kn=0.2;长虚线——Kn=1.0

间 A 轴上蒸气原子的空间密度、温度、 $x$  向速度和  $z$  向速度分布示于图 6。

由图 6 可见,在收集板温度相同(1 400 K)、而收集板吸收率不同时,原子蒸气物理参数的空间分布明显不同。收集板吸收率越小,由收集板散射到空间的原子越多,空间的密度分布越大,因而,在收集板前出现一峰值,这是由于热离子吸收板散射返回空间的原子发生碰撞堆积而成。在收集板中间沿 A 轴的原子密度相对减小得快。

$x$  向和  $z$  向速度分量与前者相反,吸收率越大,速度越高,当  $\alpha = 1$  时,与无收集板时相似。其原因同样是由于收集板散射的原子少,对速度的影响则小。但进入收集板前后  $z$  向

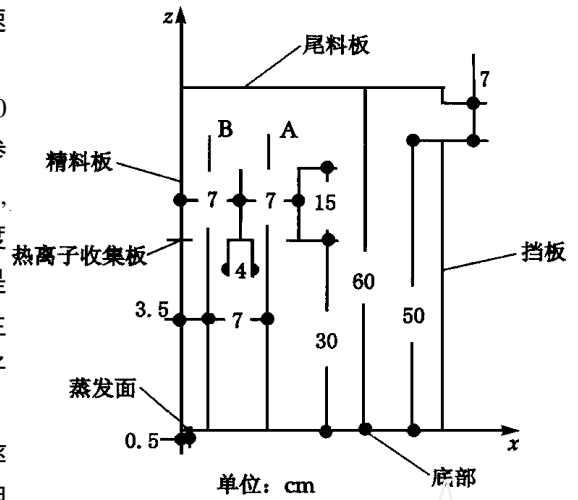


图 5 加尾料板及精料板示意图

Fig. 5 The model with two styles of absorbing boards

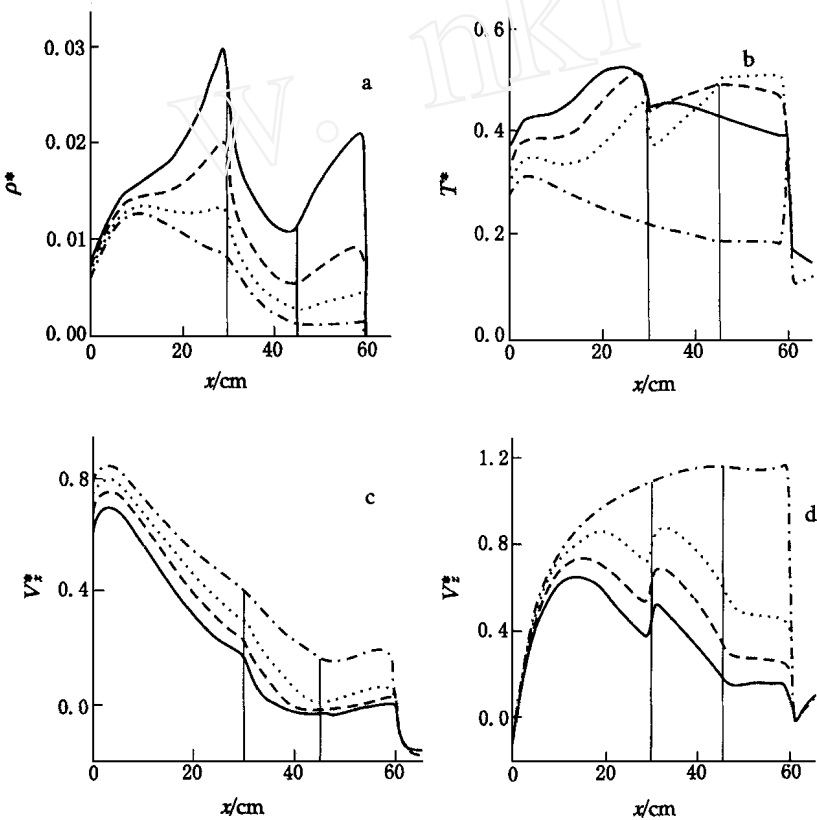


图 6 收集板吸收率不同时原子密度分布(a)、温度分布(b)、 $x$  向速度分布(c)和  $z$  向速度分布(d)

Fig. 6 The distributions of density(a), temperature(b) and velocity(c,d) of the atoms with the different absorbing rate boards  
实线 ——  $\alpha = 0.7$ ; 虚线 ——  $\alpha = 0.9$ ; 长虚线 ——  $\alpha = 0.8$ ; 点划线 ——  $\alpha = 1.0$

速度则明显不同,当  $\alpha < 1$  时,进入收集板前由于散射原子的碰撞,原子速度减小,而后迅速增加再减小。

温度分布与速度分布相反,吸收率小,反射原子多,其热运动剧烈,温度因此升高。但在精料收集板中间的变化规律有所不同,原子蒸气进入收集板口时温度迅速下降,而后由于吸收率的不同,则其分布规律有所不同。离开收集板后温度分布规律与进入收集板前相反。

### 3 结论

1) 加入精料收集板时,蒸气原子各物理量的变化与文献[1]明显不同,各物理量的变化不再是一条平滑的曲线,进入分子流状态的蒸气原子不再是处于“冻结”状态(如图3所示)。收集板“延缓”了各物理量的变化过程。在激光同位素分离过程中,由于过流量和离子溅射总会有一定量(1 - )的原子从收集板上散射出来,由于它的存在改变了蒸气原子的空间分布特性。

2) 即使吸收系数相同,但由于收集板温度不同也对蒸气原子的物理特性产生影响。收集板的温度越高,由收集板散射到空间的原子所具有的能量越高,使收集板中间的原子温度相对升高, $z$  向速度变小,密度增大。

3) 一个完整的分离器系统需有尾料收集板,有时还要加上热离子收集板。它们的引入,特别是热离子收集板的加入对蒸气原子运动起阻碍作用,对空间分布特性产生较大的影响。将图6中  $\alpha = 0.8$  曲线与图3比较可知:原子密度最大值不是在离液面约8 cm附近,而是移到热离子收集板之前。

4) 收集板材料和表面物理性质不同,对原子和离子的吸收率则不同。由图6可知:吸收率越小,由吸收板散射到空间的原子数越多,故在热离子收集板前的原子密度的峰值越高。当吸收率  $\alpha = 1$  时,各物理量变化规律与无收集板的真空蒸发<sup>[1]</sup>相似,但有所区别。这说明收集板的存在对蒸气原子空间物理量的变化是有影响的,它减缓了其变化趋势。

### 参考文献:

- [1] Karol Waichman. Kinetic Study of the Effects of Boundary Geometry on Rarefied Vapor Flow [J]. Phys Fluids, 1996, 8(5): 1321 ~ 1328.
- [2] 肖踞雄,王德武. 金属原子二维平面蒸发动力学过程的数值模拟[J]. 清华大学学报(自然科学版), 1999, 39(10): 52 ~ 55.

## Research on Metal Atom Evaporation With 2-D Steady Flows

XIAO Ju-xiong, WANG De-wu

(Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

**Abstract** :Study of the evaporation is one of crucial technology in AVLIS (atomic vapor laser isotopic separation). The research work on physical parameters of atomic vapor in separation region such as the 2-D distributions of velocity, density and temperature provides some important scientific data for designing separator in AVLIS engineering. In the paper, the distribution of density, velocity and temperature is presented and some related interpretations for them are also given on the basis of BGK equation, when many absorbing boards are considered.

**Key words** :BGK equation; temperature distribution; velocity distribution; density distribution

## 研究堆铝乏燃料

### Research Reactor Aluminum Spent Fuel

著者: Milton Levenson 等。1998 年 National Academy 出版社出版。

世界上研究堆产生的铝乏燃料,其数量在能源部(DOE)和商用乏燃料总量中仅占很小的一部分:不及前者的 10%,后者的 1%。然而,因其含有的高浓缩铀使它成了废物处置的难题。出于政治考虑,为了能最终处置铝乏燃料,DOE 正在寻求新的常规后处理方案。

DOE 指派下属的 The Savannah River Office 对各种可行的处理方案进行审查,并提出建议,同时请国家研究委员会(National Research Council)评审其研究堆铝乏燃料的处置计划。本报告即是这次评审的结果。

报告有以下几方面的内容:1) 背景与任务;2) 铝乏燃料的处理方案;3) 废物包装执行标准;4) 成本一览表;5) 结论。

摘自中国原子能科学研究院《科技信息》