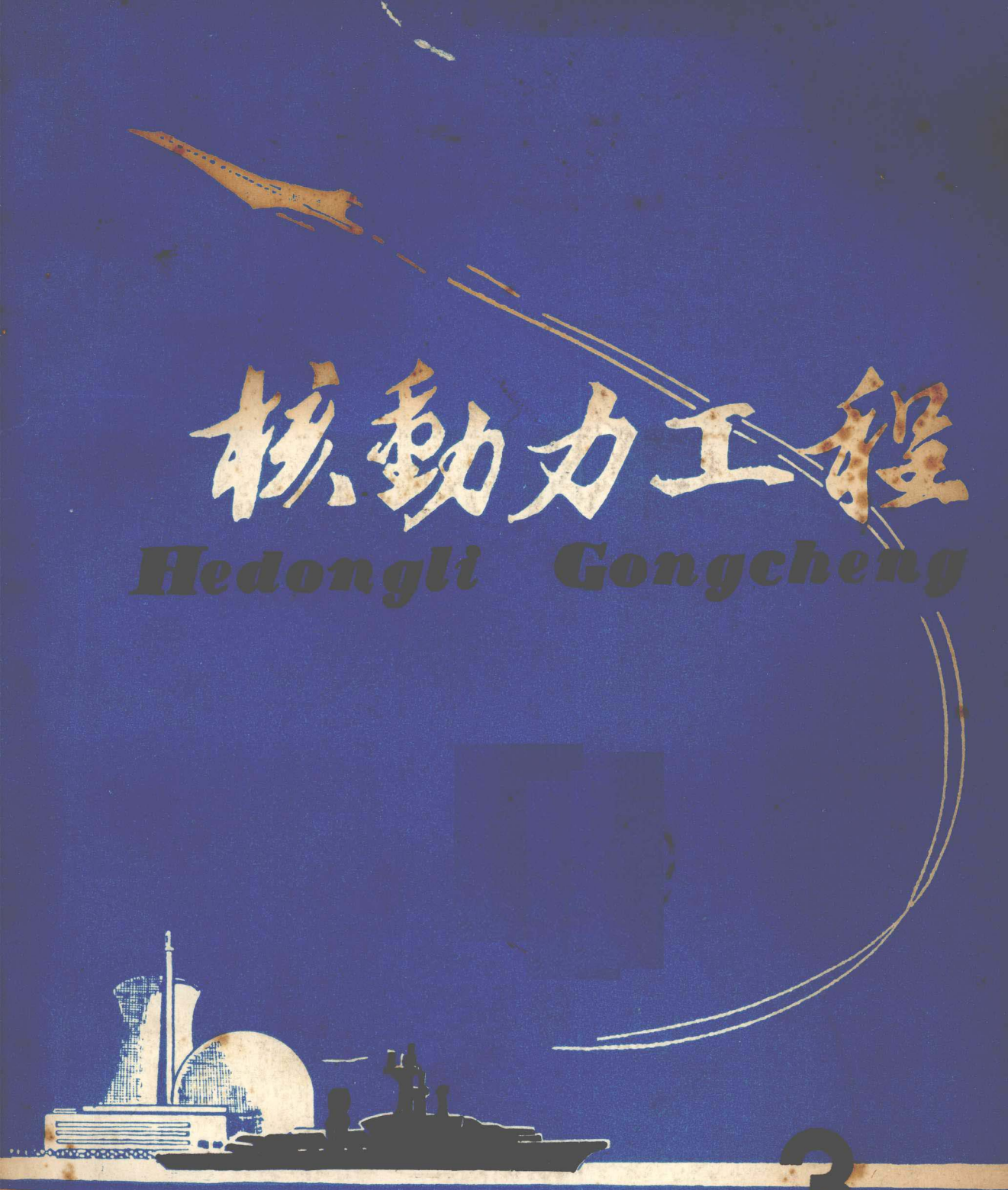




核動力工程

Hedongli Gongcheng

3

中国核学会编辑
原子能出版社出版

1980
第一卷

简 讯

美籍反应堆热工专家汤焱孙博士*来华讲学

美籍反应堆热工专家汤焱孙博士，应中国核学会理事长王淦昌的邀请，于1980年3月8日至17日在北京、上海两地进行了讲学参观。讲学期间，方毅副总理接见了汤焱孙博士，并与他进行了亲切的交谈。二机部刘伟部长宴请了汤焱孙博士。

汤博士在北京做了两次分别题为《反应堆安全及热工设计》和《水堆沸腾传热和两相流体力学》的专题学术报告。报告之后，我国有关科技工作者与他进行了两次分别题为《反应堆热工水力设计和安全分析》及《反应堆热工水力实验和安全研究》的技术座谈。在京期间，汤博士参观访问了原子能研究所、清华大学。去上海期间，他在上海交通大学做了《水堆沸腾传热和两相流体力学》的专题学术报告，并参观了上海工业展览会。

汤博士在报告中介绍了世界上压水堆热工研究的发展状况、安全研究情况，以及沸腾传热和两相流技术现状与这方面的著名学者。

我国从事反应堆热工水力研究设计工作的近200名科技工作者参加了这次学术活动，普遍反映汤博士所谈的内容对我们有启发，有借鉴，有指导，有推动。这次活动对于建立中美反应堆热工研究设计人员之间的友谊起了积极作用。

汤博士的专题学术报告和技术座谈均已录音，目前正在整理之中。

* 美国核管理委员会水堆研究办公室主任科学家和水堆安全研究部副主任。

(孙玉发供稿)

“1980年反应堆物理学术讨论会”在苏州召开

1980年6月9日至14日，中国核学会在苏州召开了“1980年反应堆物理学术讨论会”。与会代表118名，向大会提交学术论文一百多篇。二机部五局副局长刘昌同志，中国科学院原子能研究所副所长彭桓武和戴传曾同志参加了这次会议。中国核学会理事长王淦昌同志向大会写了贺信。

学术报告分“堆物理计算方法”、“超热参数与程序的数值计算”和“堆物理实验方法与技术”三个组进行。共宣读学术论文79篇(本刊将陆续选登)。学术论文宣读完后，随即转入专题讨论。这些专题是：燃料计算与燃料管理，功率分布与氙振荡的最优控制，粗网格与有限元法的三维计算，屏蔽设计的发展趋势，噪声技术与应用，反应性模拟机，以及实验数据采集与处理等等。通过讨论，代表们充分交流了经验，明确了今后努力的方向和任务。

(王承基供稿)

核 动 力 工 程 (季 刊)

一 九 八 〇 年 第 一 卷 第 三 期

编 辑 者 中 国 核 学 会

出 版 者 原 子 能 出 版 社

《核动力工程》编辑部

(北京2108信箱)

(成都291信箱31分箱)

发 行 者 新 华 书 店 北 京 发 行 所

印 刷 者 重 庆 印 制 一 厂

统一书号 15175·267 定价 0.60 元

1980年8月出版(限国内发行)

解决今后能源的新途径 ——高温气冷堆的综合利用

吕 应 中

能源问题已成为当前世界性的重大技术、经济与政治问题。各种能源形式的更替是客观历史规律。历史上一种新能源取代旧能源往往需要五十年到一百年的时间。因此，新能源的研究与发展，必须从世界范围、从长远的战略角度来考虑。本文介绍一种很有希望的新能源——可综合利用的高温气冷堆，它的高温热源，除了用以发电以外，还可以将煤转换成气态燃料、液态燃料和化工原料，将水裂解成次级燃料——氢，也可以用来直接炼钢。本文材料主要取自西德苏尔登教授 1979 年在清华大学的讲学资料。

一、世界能源前景与发展高温气冷堆的理由

目前世界人口约 40 亿，每年消费能源约 80 亿吨煤当量（不同燃料均折合成每公斤热值 7000 大卡计），其中约百分之七十为石油及天然气。预计到二十一世纪中，世界人口将增至 80—100 亿，每年消费能源约 350—400 亿吨煤当量，约为目前的 5 倍。然而，石油与天然气的产量到下世纪初即将下降，水力、太阳能与风能预计也不可能占太大的比例，煤的产量将会大幅度增加，但到下世纪中煤产量也将达到某一饱和值。当前以轻水堆为主的核能，由于只能利用天然铀的百分之一、二，耗铀量太大，故其份额增长也不容易。因此，到下世纪中，世界能源供应上将出现很大的缺口，如图 1 内打“？”号的区域所示。为此，只有发展各种

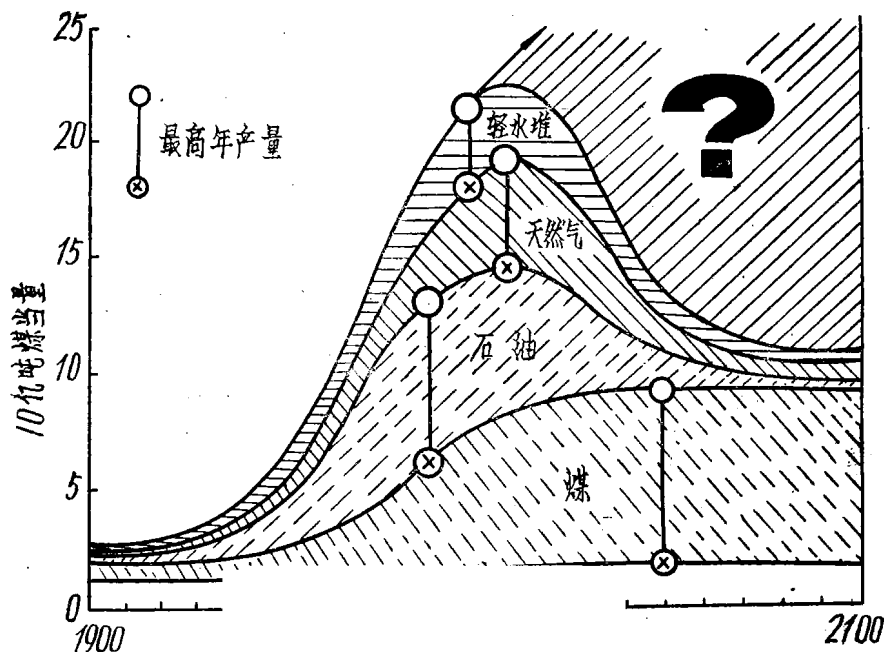


图 1 世界初级能源结构的变化

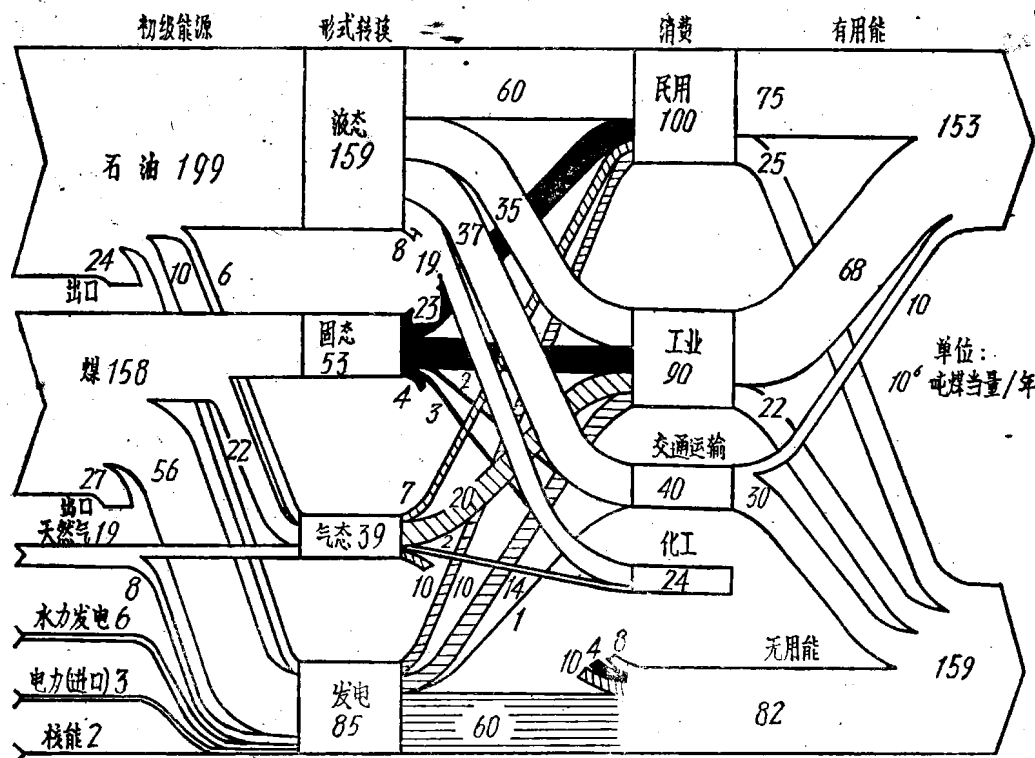


图2 西德能源的使用形式

形式的核能（增殖堆、高温气冷堆、聚变堆等），才有希望填补这一空缺。

要想用核能填补如此巨大的空缺，就需要研究以何种形式才能满足使用的要求。目前世界上使用能源的各种形式中，用于电力的初级能源只占全部能源的百分之二十到三十，其余大部分能源用于供热与交通运输，其中石油与天然气又占主要地位，如图2所示。

目前发展的大部分核反应堆，都以发电为主要目的，其温度参数较低，发电效率也较低，难以满足更广泛的能源要求，因此不可能在更大程度上取代石油与天然气。要达到后一目的，只有使反应堆能提供更高温度的热能，使煤气化或液化，或使水分解为氢，然后将这些燃料用于整个使用能源的领域。这就是西德、美国、日本等国发展高温气冷堆的主要原因。目前，世界上已建成的高温气冷试验及模式堆有英国的“龙堆”（热功率为2万千瓦，已退役），美国的“桃花谷”（电功率4万千瓦，已退役）、“圣符仑堡”（原设计电功率33万千瓦，现达到23万千瓦，已开始商业运行）和西德的AVR（电功率1.5万千瓦，已运行10年）。正在建造的有西德的高温钍堆（THTR，电功率30万千瓦，预计1981年运行）。计划建造的有西德60万千瓦电功率的供煤气化厂用堆，50万千瓦热功率的高温工艺供热堆，60万千瓦电功率的氮气轮机直接循环堆，以及日本5万千瓦热功率的直接炼钢用高温气冷堆。据最近报道，苏联亦有发展高温气冷堆的计划。实践表明，高温气冷堆是很有潜力的。

二、高温气冷堆的优点

目前世界上只有高温气冷堆能提供 900°C 以上的高温热源，而轻水堆一般只有 300°C 左右，即使是钠冷快堆也只能达到 550°C 左右。因此，高温气冷堆与第一代的压水堆、重水堆及第二代的钠冷快堆相比，不仅用途广泛，而且具有安全性好和更为经济等优点。大型高温气冷堆的构造如图3所示。

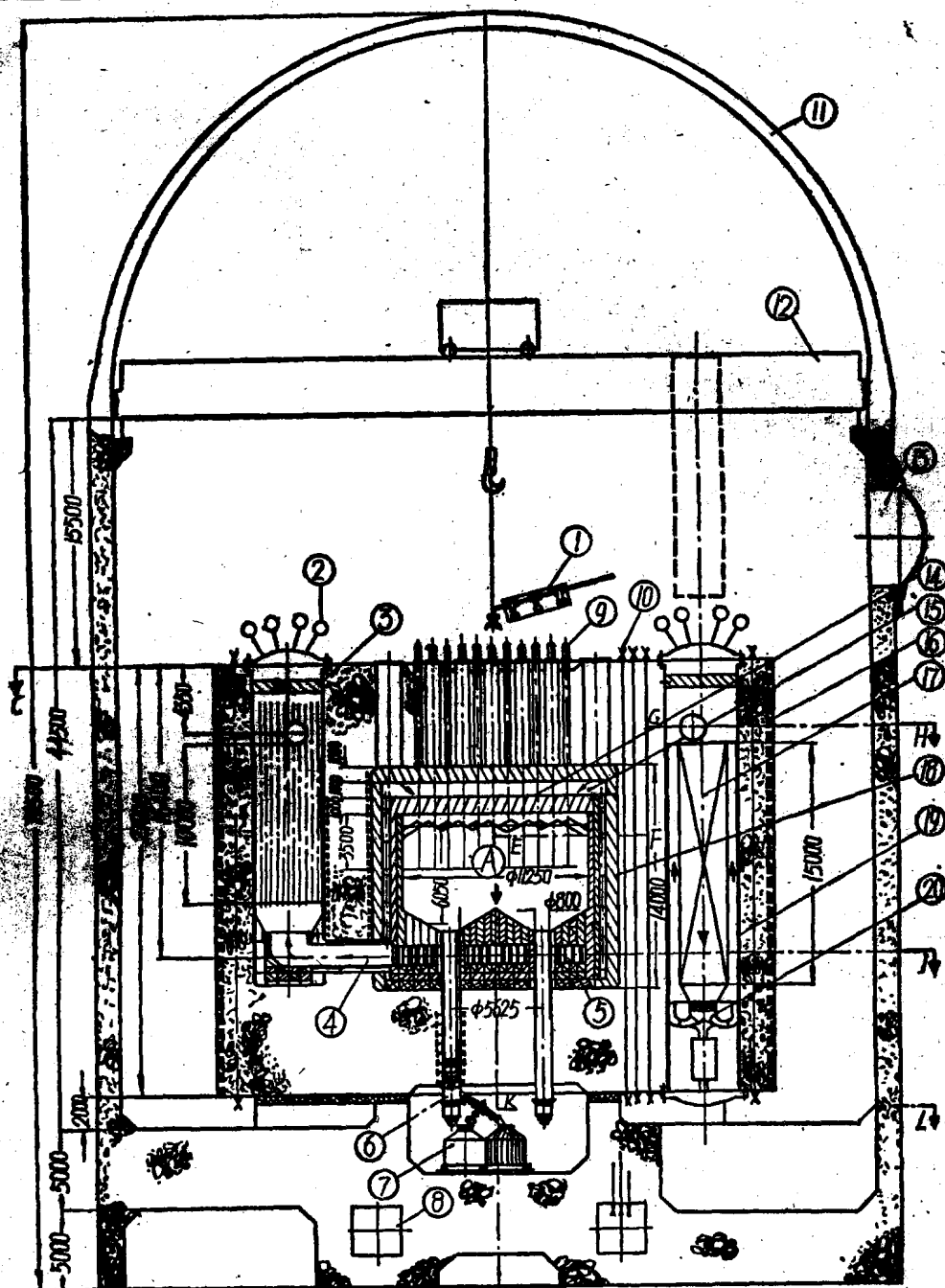


图 3 大型高温气冷堆示意图

- | | |
|--------------|------------|
| ①——加球管; | ②——工艺气体管; |
| ③——蒸汽重整器; | ④——高温氦气管道; |
| ⑤——底部支撑结构; | ⑥——卸料管; |
| ⑦——储球罐; | ⑧——预应力锚头室; |
| ⑨——控制棒机构; | ⑩——预应力锚头; |
| ⑪——安全壳; | ⑫——吊车; |
| ⑬——设备孔 (气密); | ⑭——上反射层; |
| ⑮——氦气腔; | ⑯——预应力壳; |
| ⑰——蒸汽发生器; | ⑱——隔热层; |
| ⑲——钢衬; | ⑳——氦风机; |
| A——含核燃料石墨球床。 | |

1. 高温气冷堆的多用途

高温气冷堆所供应的高温热能，不仅可以直接供应需要高温的用户，而且可以通过在高温下进行的多种化学反应，将核能转化为化学能，生产次级燃料（汽油、天然气、氢气等），以便间接供应各种分散的用户和运输部门使用。将核能转化为化学能，在技术上有如下三个途径：

(1) 核能-煤转换 将煤作为原料，用核能将其转换为气态燃料（甲烷、氢气或氢气与一氧化碳的混合气）、液态燃料（汽油或燃料油）或化工原料（甲醇、乙烯、氢等）。其典型流程如图4和图5所示。图4(a)是煤的加氢气化流程图，来自高温气冷堆1的温度为950℃的氦气，进入蒸汽重整器2，将一部分热量传给甲烷与蒸汽的混合气体，使之变为氢气与一氧化碳，然后在转换器4内再使一氧化碳与蒸汽作用，转换成二氧化碳与氢，在分离器5内将甲烷与氢分离，将氢送入煤的加氢气化器6内使煤变为甲烷，在净化装置7内去除二氧化碳与硫化氢，再在分离器9内将甲烷与氢分离，由此可以取出一半的甲烷作产品（即合成

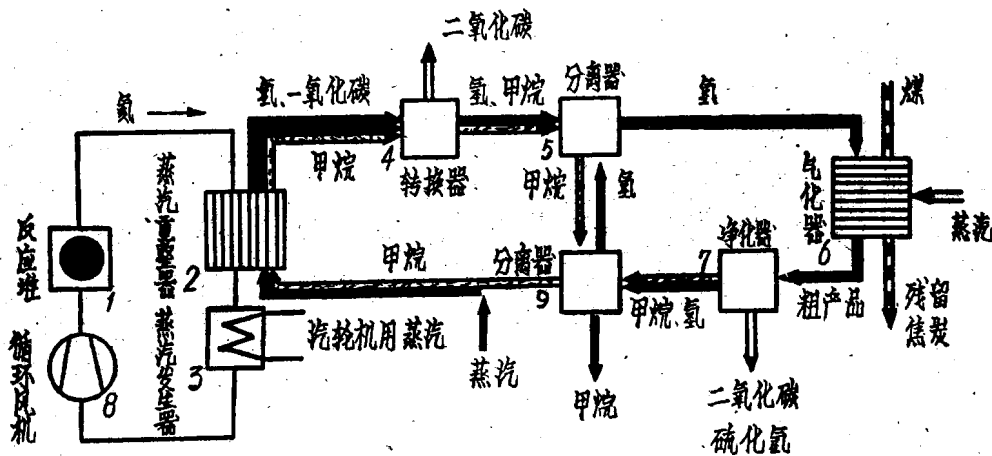


图4(a) 煤的加氢气化流程图

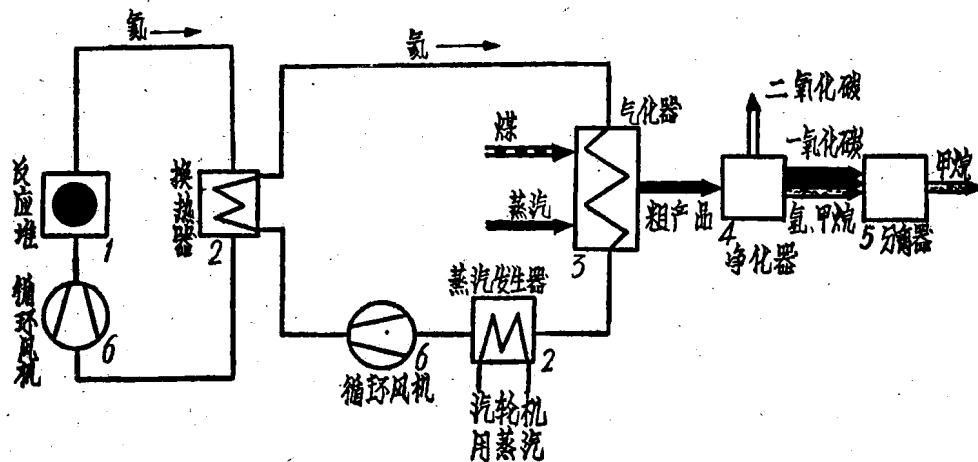


图4(b) 煤的蒸汽气化流程图

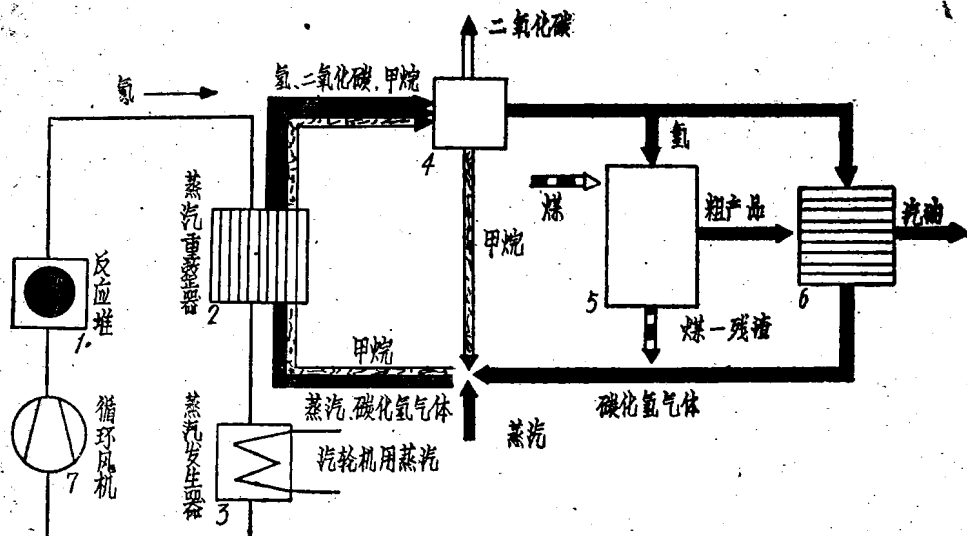


图 5(a) 煤的加氢气化流程图

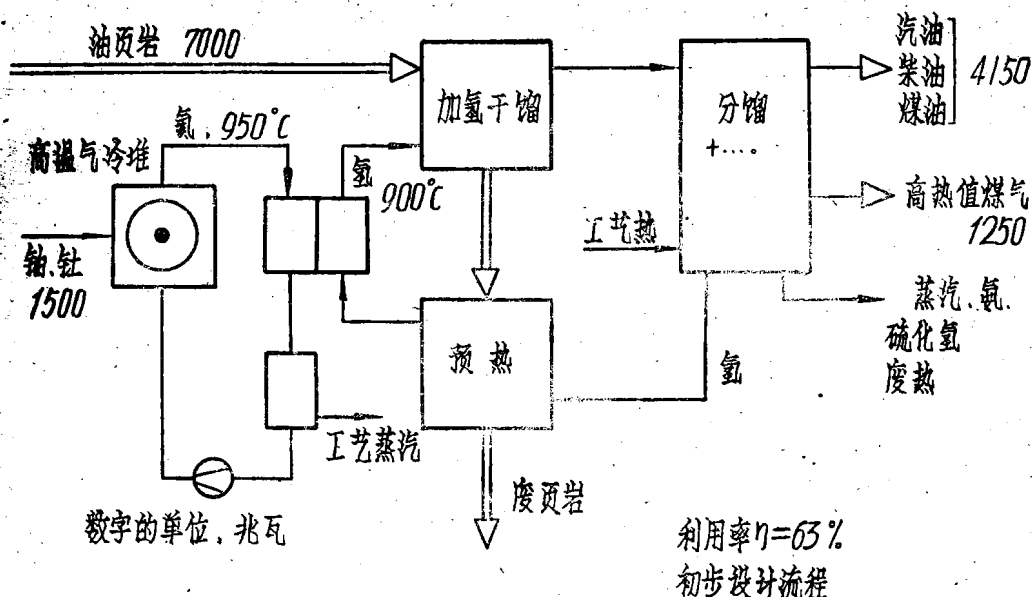


图 5(b) 用核能自油页岩炼油

天然气)，另一半送回蒸汽重整器 2 循环使用。由 2 流出的氢温度尚有 750—800℃，送入蒸汽发生器 3，将热传给水，产生高温高压蒸汽以供发电及其他工艺流程使用。

图 4(b) 为另一种气化方法。图 5(a) 为煤液化的一种方法（说明从略）。图 5(b) 为用核能自油页岩中提炼石油，总的能量回收率可达 63%。一座热功率为 300 万千瓦的高温气冷堆，每年可气化褐煤 1800 万吨或硬煤 700 万吨，生产甲烷约 30 亿立方米；或每年可液化煤 1000 万吨，生产汽油 450 万吨。

近年美国发明了一种由甲醇合成汽油的新方法，可以合成辛烷值很高的优质汽油，回收

率很高。因此，在利用高温气冷堆使煤气化后，可使所生成的甲烷首先合成甲醇，然后再合成汽油。

核能-煤转换工艺与常规的使煤气化或液化的工艺相比，由于煤本身不燃烧，等量的煤所得甲烷或汽油的产量均可提高近一倍。从生产成本看，在煤价较贵的西德（140马克/吨），用核能由煤生产汽油的价格已与1979年天然石油产品的价格相近，而用常规工艺则较贵（图6）。如煤价较低（例如70马克/吨），则核能与常规工艺的产品两者的价格均低于天然石油产品的价格。

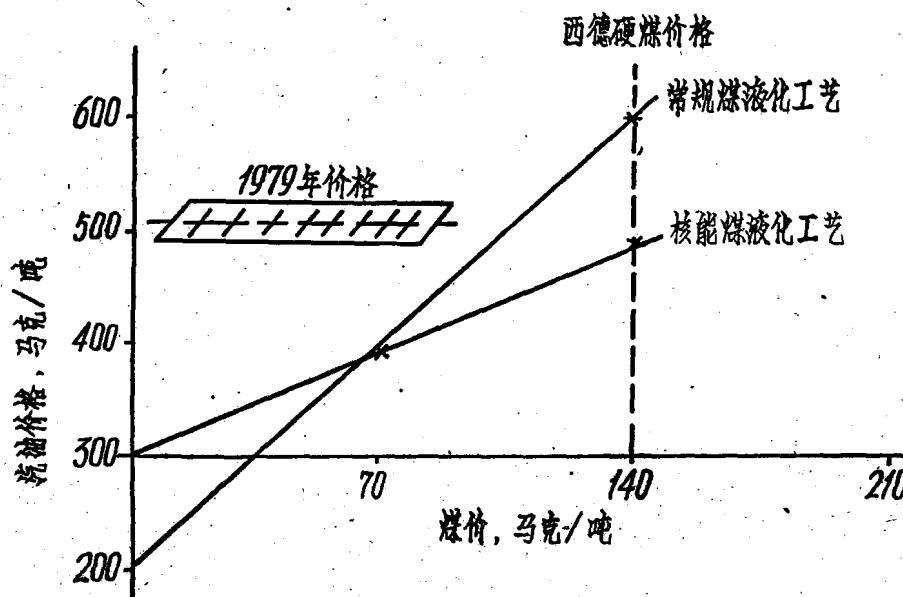


图6 西德的汽油价格比较

(2)核能-化学热管 此流程中不用煤，而用核能将气体介质甲烷和蒸汽转换为二氧化碳和氢（此时吸收了热量），将此混合气体冷却后，通过管道送到100—150公里范围内的中小用户处，再用催化剂使二氧化碳和氢的混合气体变回为甲烷和水，此反应中将原来所吸收的热量放出，使气体温度上升至600℃，可用于发电和供热，其流程如图7所示。此种输热方式可以供大片地区使用，对环境几乎无污染，核能利用的总效率可高达65—80%，而其供热成本则低于石油，如图8所示。据美国通用电气公司分析，在美国采用此技术后，到下个世纪每年可节省石油约2亿吨。

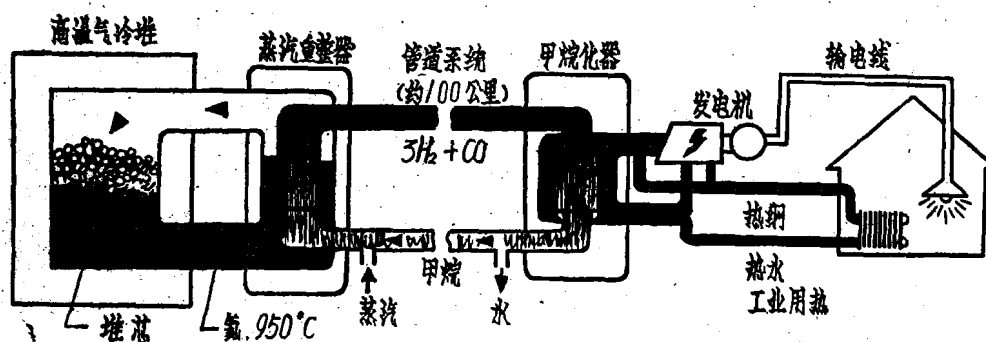


图7 核能的远程输送：化学热管示意图

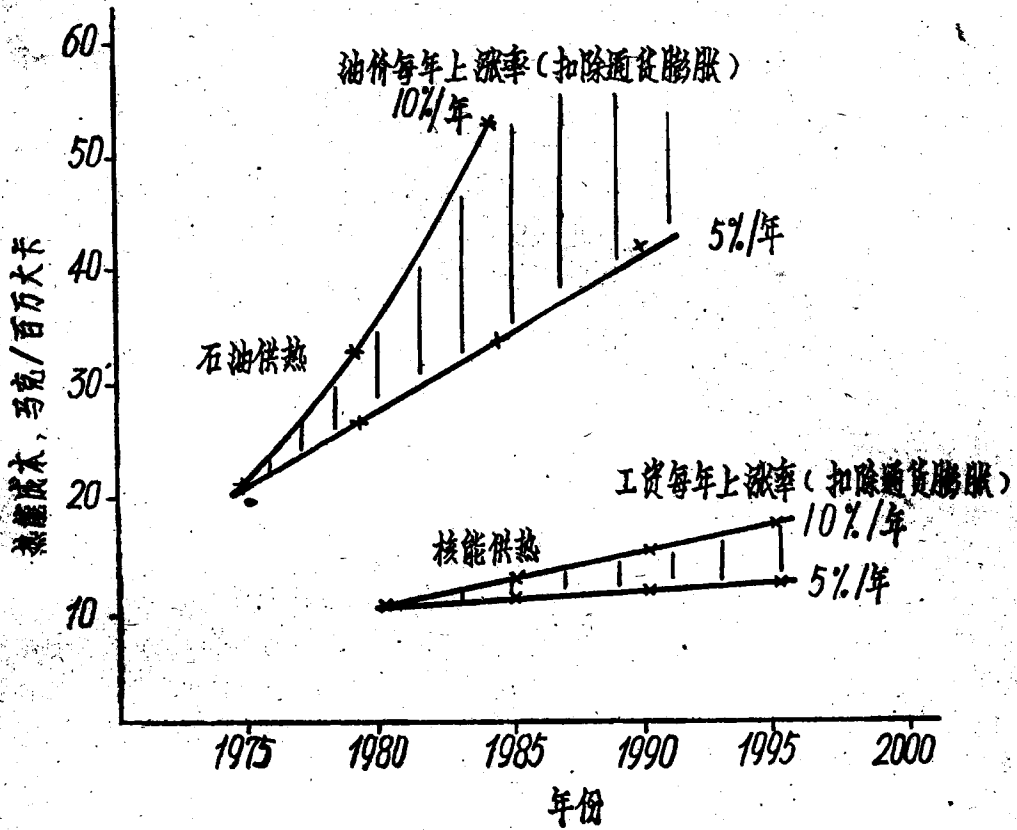


图 8 供热成本的比较 (西德数据)

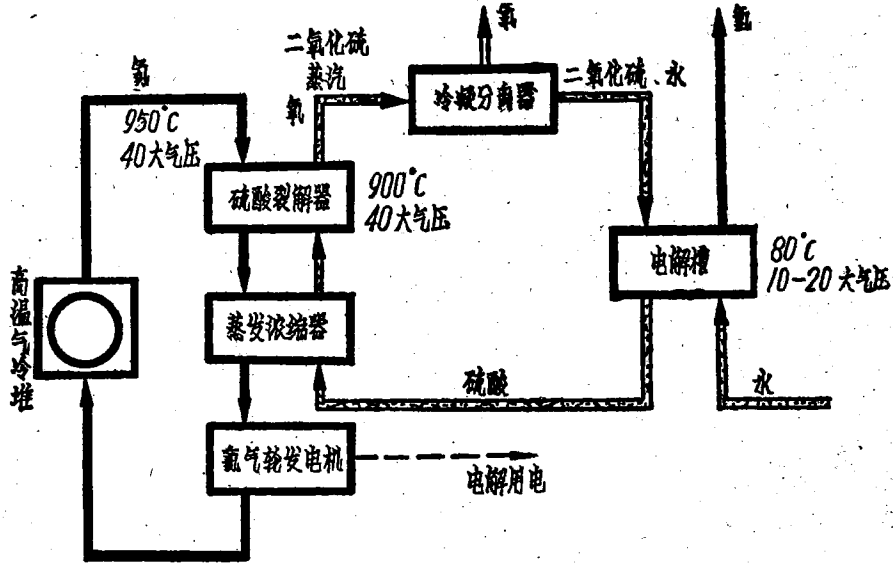


图 9 核能裂解水生产氢气的流程图

(3) 核能-水裂解制氢 化学热管适用于一定的传输范围, 但不能供运输部门使用。如使水裂解制氢, 氢是很好的次级燃料, 几乎可满足所有部门对能源的需要。这种工艺

不需要煤,是无资源国家最终解决能源问题的一个途径。利用核能产生的高温裂解水有很多流程,实验表明,纯化学流程过于复杂,而纯电解流程则成本太高,均不够理想。目前倾向于综合两者的混合工艺,其一例如图9所示。由高温气冷堆出口的950℃热氦气,使900℃下的硫酸裂解变为二氧化硫与氧气,然后在冷凝分离器内将氧与二氧化硫分开,将二氧化硫通入电解槽内的阳极区进行电解(所需电能不到纯电解法的一半),再生成硫酸与氢,然后将此稀硫酸浓缩,送入裂解器。重复此循环,就可以无限制地将水分解为氢与氧,其总热效率可达40—45%。西德研究了类似的效率更高的硝酸钠热裂解与亚硝酸钠-氢氧化钠熔盐-蒸汽电解法,及氯化钠热裂解与钠-氢氧化钠熔盐-蒸汽电解法,其总热效率均可达50%左右,而所需的热裂解温度由硫酸法的900℃降为600℃。估计此法生产氢的成本,比用核能-煤转换生产的氢贵20—30%。但它将使能源最终进入基本上不依靠任何化石燃料的新时期。

2. 高温气冷堆的安全性

确保核能的安全性是大规模发展核能的前提。在美国发生的三里岛核电站事故,虽然实际上所造成的危害并不大,但却加深了近年来资本主义各国公众对核电站发生事故的“概率”分析所发生的疑虑(大部份人是受到了反核势力渲染的影响)。目前核电站发生重大事故的“概率”是很低的(例如,按设计数据,约为10万堆年发生一次),但究竟何时何处发生,其机会则纯属偶然。如能找到一种方案,使反应堆对任何客观上可能发生的事故,都能依靠众所周知的自然规律(如重力、热导、热辐射等),保证放射性不致大量散布到周围环境中去危害居民,这样就可更使公众放心,从而使这种堆型发展的阻力更小一些。高温气冷堆是具备此种“确保安全”条件的堆型之一,它的安全性主要由以下几个因素来保证:

(1)堆芯结构全部由耐高温的陶瓷材料组成 特别是起第一道密封作用的燃料颗粒包壳,经实验证明能耐2500℃的高温而不致破坏,而运行中它的温度仅在1100℃左右,距破坏温度尚有相当裕度。故只要事故后堆芯温度不上升到2500℃以上,就不会有大量放射性外泄,也不会发生堆芯熔化事故。

(2)堆芯热容量大 堆芯的石墨体积大,重量大,热容量也大,因此事故后堆芯温度上升很慢,上升到2500℃需要几十个小时,而不象有些堆型在几分钟或更短的时间内,堆芯温度就上升到危险的程度。实验表明,在高温气冷堆这样缓慢的升温过程中,由于到1000℃以上时石墨的热辐射率上升很快(正比于绝对温度的四次方),即使氦气完全失去对流散热能力,只要堆芯设计合理,堆芯剩余热量也能及时散出,使其温度自动保持在2500℃以下。

(3)预应力混凝土壳热容量更大 反应堆的堆芯及其有关设备整个都安装在直径为三、四十米的巨大预应力混凝土壳内,壳外没有回路系统,这个压力壳重达几万吨,其热容量就更大。壳内有几套相互独立的冷却系统,在事故时,即使用普通的低压消防用自来水就足以使它冷却,这样可以保证堆芯的余热在任何情况下都能散发出去,而不致使混凝土壳体的温度超过安全极限。

因此,高温气冷堆的安全性可以采用“决定论”的分析方法,即不论发生何种事故,对周围环境都肯定是安全的。这种分析,公众是更容易理解和接受的。至于在平时正常运行情况下,高温气冷堆的一回路氦气的总放射性很低,因此,即使一座大型高温气冷堆一回路的氦气在一瞬间全部漏出安全壳外,对环境的污染也可保持在安全允许剂量范围以内。

表1内的数字表示高温气冷堆在正常运行情况下各部分的温度与最高安全极限温度的比

较,可以看出,它们的安全系数都是很大的。有意思的是:压水堆的一回路冷却剂(水)的可利用最高温度虽然很低(约300℃左右),但其燃料元件中氧化铀核心的最高温度却达2500℃左右;反之,高温气冷堆可利用的氦气温度虽高达950℃,比压水堆高600℃以上,但其燃料颗粒温度却仅为1100℃左右,反比压水堆低1000余度。因此就安全性而言,高温气冷堆可谓是一种“低温燃料”堆,其安全裕度更大。

表1 高温气冷堆运行温度的安全余量

高温气冷堆部件种类	运行温度,℃	安全上限温度,℃
石 墨	800—1000	3600
氧化铀燃料核	1100	2800
包 覆 颗 粒	1100	2500
控 制 棒 包 壳	600	1350
控制棒芯块(碳化硼)	600	2400
隔 热 层	340	800
钢 衬 里	50	950

3. 高温气冷堆的经济性

高温气冷堆能否进入市场,成为长远的主要能源形式之一,除了要具备广泛的用途以及安全性的保证之外,还必须具有明显的经济潜力,足以偿付其所需的巨额研究发展费用而有余。高温气冷堆的经济性,一方面要能与其它堆型(第一代水堆与第二代快中子堆)竞争,另一方面又要能与煤、石油等能源竞争。

(1)两种核能体系的比较——高温气冷堆(高转化比及钍增殖高温气冷堆)与压水堆-快堆体系比较 首先考虑两种体系的天然铀需要量。高温气冷堆按目前技术已可能做到转化比在0.9左右,将来可能做成钍增殖堆,其增殖比约为1.0,即正好增殖出自身所消耗的燃料,只要开始装料一次,以后即可由化学后处理厂源源不断地供料,只消耗钍而不再消耗天然铀资源。对于压水堆-快堆体系而言,由于压水堆最终要耗尽天然铀,所以必须与快堆结合。虽然快堆本身增殖核燃料的本领很大(增殖比约1.4左右),但它必须用大量钚作初装料(每百万千瓦电功率的快堆连同堆外积压约需钚5—6吨),这些钚在初期却需由压水堆提供:将天然铀内的铀-235分裂并使铀-238转化为钚。如果要满足一座100万千瓦(电)的快堆初装料,大约需要100万千瓦(电)压水堆一座安全满功率运行30年或30座堆安全满功率运行1年所生成的钚才能提供。压水堆总的转化效率比高温气冷堆利用钍时要低2—2.5倍。图10表示一个典型核能体系(相当于西德未来的规模,其功率在0—50年间由0上升到2亿千瓦后保持稳定)所需的天然铀量。由图可见,压水堆所需的天然铀量直线上升,大约30年后将廉价天然铀(此例为40万吨)用尽,其进一步发展受到天然铀资源的限制;压水堆与快堆的组合,同样也受到限制,需采用更高价格的天然铀方能满足要求。而高温气冷堆(高转化比)需铀量上升较缓,在前70年左右可以依靠廉价铀运行,反而比压水堆-快堆方案更节省铀。这是因为快堆初装核燃料甚多,增殖的相对速度慢(约30年才能增殖一倍的核燃料),其优越性要在50年以后才能显示出来。

其次,比较两种核能体系的总投资额。在西德条件下,两种核能体系所消耗的天然铀相差不多,三分之一,用高温气冷堆体系可节省20万吨天然铀,约400亿马克。另外,西德估计,

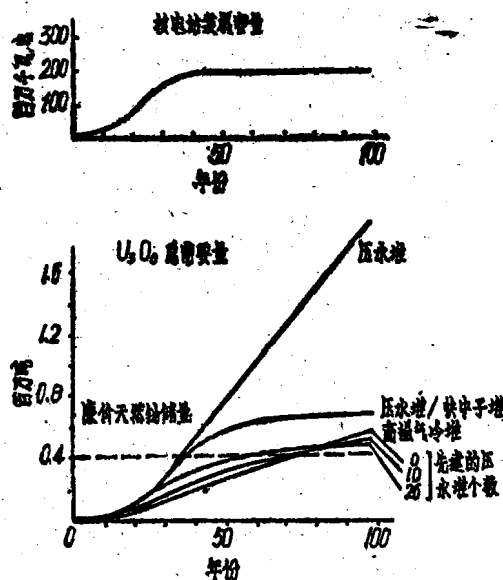


图10 典型核能体系内所需天然铀总消耗量

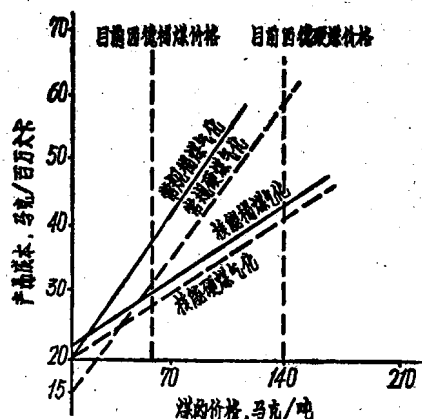


图11 核能煤气化与常规煤气化成本比较

钠冷快堆的造价比同功率高温气冷堆约贵50%，即每100万千瓦电功率的核电站的造价分别为30及20亿马克。如拥有200座核电站的两种核能体系（压水堆最终均将由快堆取代），其总投资相差约2000亿马克，此即为每40年电站寿命期间的节省数字。两种体系的燃料再循环费用目前尚无确定数据可资比较，但这笔成本只占总发电成本的20%左右，即使钚循环比铀循环贵100%，高温气冷堆体系也仅贵400亿马克，大体相当于在此期间所节省的天然铀成本。因此，采用高温气冷堆体系，从长远观点看，其经济指标也是优于压水堆-快堆体系的。

(2) 核能-煤转换与常规煤转换比较 图11表示用核能方法使煤气化与常规方法使煤气化的产品成本比较，计算中采用西德一座每年气化煤4.5百万吨的气化厂的数据，投资的利息为每年7%（不计通货膨胀）。由图可见，由于核能气化可节省约50%的煤，故煤价越高，常规方法的成本越贵，而核能的经济性愈好，而且不致引起环境的污染，也节省了社会投资。

总之，无论是两种核能体系比较还是与常规煤气化方法比较，高温气冷堆的经济性均是比较好的。

三、发展中存在的问题及展望

高温气冷堆发展才15年左右，尚处于幼年时期，达到商业化推广阶段估计还需20年左右。由于西德、美、英等国的努力，目前蒸汽循环的高温气冷堆（出口温度750℃），已不存在重大的技术障碍，主要是需要取得商业化的大型堆及其部件的研制、考验与实际运行的经验。西德准备在30万千瓦（电）的高温气冷钚堆建成运行后，计划建造一座更大的60万千瓦（电）的蒸汽循环高温气冷堆，作为将来商业化的样机，为每年转换3百万吨煤的气化厂提供蒸汽和电力。

高温气冷堆要进一步发展到能高温供热（出口温度950℃），还有不少技术问题有待解决，其中的关键问题包括：高温下裂变碎片（特别是银、铯、锶）的扩散、阻留和沉积；高温管道的热绝缘材料与结构；高温下金属材料（如氦气换热器及蒸汽重整器管子材料）的长期性

能; 氦在高温下向二回路的穿透; 甲烷重整及甲烷化的催化剂的选择与运行中的更新; 事故下球床的传热问题等。此外, 如采用钍转化为铀的燃料循环, 还有含钍燃料后处理和放射性铀-232的燃料再制造等技术问题; 如采用氦气轮机, 还有叶片材料及检修前去污等问题。目前, 西德于利希核研究中心与高温气冷堆公司、布朗-玻伐利制造公司等都在积极研究以上各项关键技术, 每年的研究经费约在二亿五千万马克以上。许多大型的试验装置均已建成并陆续运行, 例如, 两座每小时处理200公斤煤的气化试验厂已成功运行数年, 取得了设计大型核能-煤气化厂的必要数据; 一座能考验高温部件实物的大型高温氦气回路已在调试; 一套功率2万千瓦的大型化学热管试验厂已在安装调试, 准备将来向于利希核研究中心的热网供热。到目前为止, 尚未发现有克服不了的技术难关, 故原订的建造50万千瓦热功率的高温工艺供热模式堆的计划正按原日程进行, 只有氦气轮机直接循环的计划让位于蒸汽循环而推迟执行。

我国研究这种堆型也有一定的有利条件: 我国钍资源丰富, 核纯钍已提炼成功; 主要堆芯材料——高密度高纯度高强度的石墨, 已进行了大量的试验工作; 涂覆颗粒燃料元件、预应力混凝土压力壳、钍的后处理工艺也都开始进行了一定的研究工作。而且国民经济部门为实现四化又非常需要这种高温热源, 例如, 有些多金属共生铁矿可以利用这种高温热源直接还原法炼铁, 有利于钒、钛等金属的回收; 尤其是我国煤炭储量丰富, 若用高温气冷堆将褐煤或硬煤气化, 变成合成天然气, 可解决远程运输问题, 增产化工原料与供应城市燃料; 如用核能使煤液化, 则可增产大量石油产品; 高温气冷堆还可供给稠油油田热采, 煤油厂及石油化工厂的热能与电能, 节约大量自耗石油。所以, 高温气冷堆不仅可供发电, 还可满足以上各种消费能源部门的迫切需要。总之, 有计划地研究与发展高温气冷堆, 将使核能在发电以外的更广大能源领域内也获得应用, 这对我国实现四个现代化是具有重要意义的。

(上接31页) 情况。实验证实, 主要引起微球破裂的是含水量高的湿凝胶球的干燥。只要铀凝胶球干燥过程不破裂, 以后的干法处理基本不会破裂。这很可能是因为湿铀凝胶球干燥时, 体积收缩最大, 导致微球形成内应力, 当升、降温速度太快, 微球表面与内部温差变大, 使内应力不均, 导致破裂。解决办法是缓慢、低温干燥, 防止急热急冷。

还原为 UO_2 时的温度及烧结时的温度对密度影响最大。曾在 1400°C 下 H_2 还原烧结2小时, 这时最终 UO_2 的密度仅有64.8% TD, $\text{O}/\text{U}=2.002$ 。600 $^\circ\text{C}$ 以前 H_2 还原并在1300—1400 $^\circ\text{C}$ 范围内保温2小时能重复性得到96—98.5% TD的高密度, 这比用干法制备高密度 UO_2 微球的温度要低300—400 $^\circ\text{C}$ 。这可能是因为内胶凝法制备的凝胶球是由微小结晶物(1000—2000 $\text{\AA}$)组成的缘故。它的比表面积高达30—50 $\text{米}^2/\text{克}$ 。烧结过程微球线收缩系数为1.5—2.0。

本工作曾得到从事于化工、分析、粉末性能、烧结、金相等研究工作的有关同志的帮助; 本稿又承戴受惠同志审核, 并提出了宝贵意见, 在此一并致谢。

参 考 文 献

- [1] F. W. V. D. Braglyen, et al., CONF-700502. p253, GATLINBURG (1970).
- [2] R. Forthman, et al., GERHTR-44 (1970).
- [3] Vaciav Urbanek, et al., *Jaderna Eenergie*, 21(2), 51(1975).
- [4] M. H. Liloyd, et al., *J. Inorg., Nucl. Chem.*, 38, 1141(1976).

广义G-G近似与氢致慢化的严格计算

王 承 基

从中子迁移方程出发,扼要地推导了一维平几何的 P_N 、 B_N 近似方程。利用两个递推公式,可方便地实现 P_N 和 B_N 近似之间的转换。

简要地推导了弹性散射在质心系为各向异性的普遍化的散射核,定义了广义的慢化密度。将散射碰撞密度展开成泰勒级数,得出散射积分与广义慢化密度的级数形式。忽略二阶以上导数项,导出适用于非氢核的广义G-G近似及G-G参数的普遍化表达式。

将勒让德多项式表示成幂级数,推导出广义G-G近似G-G参数普遍化的解析结果,以及氢致慢化普遍化的慢化密度方程及参数。因此,对任意阶 P_N 或 B_N 近似方程所包含的慢化密度方程及G-G参数,都可直接写出。最后,将普遍化的结果简化到弹性散射质心系各向同性情形,得到通常的G-G近似及氢核慢化的结果。

一、前 言

在增殖系统的介质中,中子因连续地与原子核发生弹性或非弹性散射碰撞,使中子减速或慢化。关于弹性散射慢化,已发展了一系列近似理论。例如年龄理论,氢致慢化的严格计算,S-G近似,G-G近似,一致 P_1 近似,计算弹性散射转移截面群常数等。大多数理论都假定了弹性散射在质心系的角分布为各向同性。

广义G-G近似是以弹性散射在质心系的角分布各向异性的普遍化散射核为基础,不考虑吸收影响,定义广义的慢化密度,导出广义慢化密度与散射积分的关系和G-G参数。将勒让德多项式表示成幂级数,则所有G-G参数都可得出解析结果,使G-G参数的群常数计算大为简化。

著名的P3MGI程序报告^[1]附录I中,给出氢核慢化密度方程的推导,假定弹性散射在质心系为各向同性,经过繁琐的推导和定义,才得出 $n=0, 1, 2, 3$ 阶的慢化密度方程和系数。本文使G-G近似理论完整化和系统化。对任意阶 P_N 或 B_N 近似方程中所包含的慢化密度方程和系数,无论对氢核或非氢核,都可直接写出。这一普遍化结果的正确性是不难验证的,只要使其简化到弹性散射在质心系各向同性的情形即可。

二、迁 移 方 程 的 P_N 和 B_N 近 似

1. 一维平几何 P_N 近似方程

为简单起见,以一维平几何为例。一维平几何的中子迁移方程为

$$\mu \frac{d}{dx} \phi(x, u, \mu) + \Sigma_t(u) \phi(x, u, \mu) = \frac{1}{2\pi} \sum_i \int_{\bar{\Omega}'} d\Omega' \int_{u-t_i}^u du' \sum_s (u' \rightarrow u, \mu_0) \phi(x, u', \bar{\Omega}') + S(x, u, \mu) \quad (1)$$

其中, $\mu = \cos\theta$ 为中子运动方向与 x 轴夹角的余弦; $\mu_0 = \bar{\Omega}' \cdot \bar{\Omega}$ 为中子在碰撞前、后运动方向间夹角的余弦; Σ_t 为介质的宏观总截面, $\Sigma_t = \sum_i N_i \sigma_t^i$, N_i 为 i 物质在单位体积内的

子数, σ_i 为 i 物质的微观总截面, $\sum_i (u' \rightarrow u, \mu_0) = \sum_i N_i \sigma_i (u' \rightarrow u, \mu_0)$, $\sigma_i (u' \rightarrow u, \mu_0)$ 为 i 核的微分散射截面, t_i 为中子被 i 核散射后的最大勒增量, $t_i = -\ln \alpha_i$, $\alpha_i = \left(\frac{M_i - 1}{M_i + 1} \right)^2$, M_i 为 i 核的原子量; $S(x, u, \mu)$ 表示由非弹性散射和核裂变产生的各向同性源。

将 $\phi(x, u, \mu)$, $S(x, u, \mu)$ 和 $\sum_i (u' \rightarrow u, \mu_0)$ 展开为勒让德多项式级数

$$\left. \begin{aligned} \phi(x, u, \mu) &= \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} \phi_l(x, u) P_l(\mu) \\ S(x, u, \mu) &= \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} S_l(x, u) P_l(\mu) \\ \sum_i (u' \rightarrow u, \mu_0) &= \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} \sum_i s_l(u' \rightarrow u) P_l(\mu_0) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

将(2)式代入(1)式, 方程两边乘以 $P_n(\mu)$, 对 μ 从 -1 到 +1 积分。利用勒让德多项式的正交性、递推公式和加法定理, 容易导出下述 P_N 近似方程

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dx} \phi_1(x, u) + \sum_t t(u) \phi_0(x, u) &= \sum_i J_0^i(x, u) + S_0(x, u) \\ \frac{n+1}{2n+1} \frac{d}{dx} \phi_{n+1}(x, u) + \frac{n}{2n+1} \frac{d}{dx} \phi_{n-1}(x, u) + \sum_t t(u) \phi_n(x, u) \\ &= \sum_i J_n^i(x, u) \quad n=1, 2, \dots, N-1 \\ \frac{N}{2N+1} \frac{d}{dx} \phi_{N-1}(x, u) + \sum_t t(u) \phi_N(x, u) &= \sum_i J_N^i(x, u) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

其中已令

$$\left. \begin{aligned} J_n^i(x, u) &= \int_{u-t_i}^u du' N_i \sigma_{sn}^i(u' \rightarrow u) \phi_n(x, u') \\ \phi_n(x, u) &= 0 \quad \text{当 } n > N \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

实际上, 弹性散射慢化问题, 只考虑能谱方程就够了。假定空间和能量变数可以分离, 引入下述变换

$$\phi_n(x, u) = i^n e^{-iBx} \varphi_n(u) \quad (5)$$

将(5)式代入(3)式, 得到 P_N 近似的能谱方程

$$\left. \begin{aligned} (n+1)B\varphi_{n+1}(u) - nB\varphi_{n-1}(u) + (2n+1) \sum_t t(u) \varphi_n(u) \\ = (2n+1) \left[\sum_i J_n^i(u) + S_0(u) \delta_{n0} \right] \\ n=0, 1, 2, \dots, N-1 \\ (2N+1) \sum_t t(u) \varphi_N(u) - NB\varphi_{N-1}(u) = (2N+1) \sum_i J_N^i(u) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

2. B_N 近似方程

对中子角通量作富立叶变换

$$\varphi(B, u, \mu) = \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x, u, \mu) e^{iBx} dx \quad (7)$$

或

$$\phi(x, u, \mu) = i^n e^{-iBx} \varphi(u, \mu) \quad (8)$$

利用(1)、(2)、(7)或(8)式, 不难导出原始形式的 B_N 近似方程

$$\sum_t (u) \varphi_n(u) = \sum_{l=0}^N (2l+1) \left[\sum_i J_i^l(u) + S_0(u) \delta_{n0} \delta_{l0} \right] \cdot A_{n,l}(y) \quad (9)$$

$$n=0, 1, 2, \dots, N$$

其中已令

$$\varphi_n(B, u) = i^n \varphi_n(u) \quad (10)$$

$$y = \frac{B}{\sum_t (u)} \quad (11)$$

$$A_{n,l}(y) = \frac{i^{l-n}}{2} \int_{-1}^1 \frac{P_n(\mu) P_l(\mu)}{1 - i y \mu} d\mu \quad (12)$$

3. P_N 与 B_N 近似的转换

利用下面给出的两个递推公式(推导见附录1), 可以很容易地实现 P_N 和 B_N 近似之间的转换

$$(2n+1)A_{n,l} + (n+1)yA_{n+1,l} - nyA_{n-1,l} = \delta_{n,l} \quad (13)$$

$$(2l+1)A_{n,l} - (l+1)yA_{n,l+1} + lyA_{n,l-1} = \delta_{n,l} \quad (14)$$

由(9)式, 利用(13)式, 很容易导出

$$\left. \begin{aligned} (n+1)B\varphi_{n+1}(u) - nB\varphi_{n-1}(u) + (2n+1)\sum_t(u)\varphi_n(u) \\ = (2n+1)\left[\sum_i J_i^n(u) + S_0(u)\delta_{n0}\right] \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

$$n=0, 1, 2, \dots, N$$

(15)式等价于(9)式的 B_N 近似方程。若令 $\varphi_{N+1}(u)=0$, 则得 P_N 近似方程的(6)式。

从(9)式 $n=0$ 的方程出发^[2], 利用(9)、(14)、(15)式, 导出下述方程

$$\left. \begin{aligned} (2N+1)\gamma_N \sum_t(u)\varphi_N(u) - NB\varphi_{N-1}(u) &= (2N+1)\sum_i J_i^N(u) \\ \gamma_N &= -\frac{Ny}{2N+1} \frac{A_{0,N-1}}{A_{0,N}} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

用(16)式代替(15)式中 $n=N$ 的方程, 就得另一形式的 B_N 近似方程。取 $\gamma_N=1$, 就变成 P_N 近似方程。

三、普遍化的散射核

由上述看出, 材料 i 因弹性散射使中子慢化的计算, 最后归结为计算散射积分 $J_i^n(u)$ 。

$$J_i^n(u) = N_i \int_{u'}^u du' \sigma_{s,i}^n(u' \rightarrow u) \varphi_n(u') \quad (17)$$

其中 N_i 代表非氢材料 i 在系统中单位体积内的核子数, 氢核将单独用 H 表示。当前, 首先需要导出散射核 $\sigma_{s,i}^n(u' \rightarrow u)$ 的普遍化表达式。

上面推导的方程和所有量都是在实验室坐标系(L 系)中, 而方程(1)中的散射核

$u' \rightarrow u, \mu_0$), 在质心坐标系 (C 系) 中作球谐展开然后再转换到 L 系中是更方便的。为起见。用角标“o”代表在 L 系中; 用角标“c”代表在 C 系中。下述关系成立^[3]

$$\sigma_s^{o,i}(u' \rightarrow u, \mu_0) d\mu_0 = \sigma_s^{c,i}(u' \rightarrow u, \mu_c) d\mu_c \quad (18)$$

$$\sigma_s^{o,i}(u' \rightarrow u, \mu_0) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{2} \sigma_{sn}^{o,i}(u' \rightarrow u) P_n(\mu_0) \quad (19)$$

$$\sigma_s^{c,i}(u' \rightarrow u, \mu_c) = \sum_{n'=0}^{\infty} \frac{2n'+1}{2} \sigma_{sn'}^{c,i}(u' \rightarrow u) P_{n'}(\mu_c) \quad (20)$$

$$\sigma_{sn}^{o,i}(u' \rightarrow u) = \int_{-1}^1 d\mu_0 \sigma_s^{o,i}(u' \rightarrow u, \mu_0) P_n(\mu_0) \quad (21)$$

$$\sigma_{sn'}^{c,i}(u' \rightarrow u) = \int_{-1}^1 d\mu_c \sigma_s^{c,i}(u' \rightarrow u, \mu_c) P_{n'}(\mu_c) \quad (22)$$

另方面, 中子与核的弹性散射碰撞, 由动量和能量守恒, 很容易导出

$$\mu_0(U) = \frac{1+r_i}{2r_i} e^{-\frac{1}{2}U} - \frac{1-r_i}{2r_i} e^{\frac{1}{2}U} \quad (23)$$

$$\mu_c(U) = \frac{(1+r_i)^2}{2r_i} e^{-U} - \frac{1+r_i^2}{2r_i} \quad (24)$$

其中 $r_i = \frac{1}{M_i}$, $U = u_0 - u_0' = u_c - u_c' = u - u'$ 。(23)和(24)式表明, 无论在 L 系或在 C 系中, 转角的余弦 $\mu_0(U)$ 或 $\mu_c(U)$ 都是关于 U 的单调相关的函数。因此,

$$\sigma_s^{o,i}(u' \rightarrow u, \mu_0) = \sigma_s^{o,i}(u', \mu_0) C \delta(\mu_0 - \mu_0(U)) \quad (25)$$

其中 $C = -\frac{d\mu_0(U)}{dU}$, 所以

$$\sigma_{sn}^{o,i}(u' \rightarrow u) = \sigma_s^{o,i}(u', \mu_0(U)) \left[-\frac{d\mu_0(U)}{dU} \right] P_n(\mu_0(U)) \quad (26)$$

将 (18) 式对 u 积分, 结果为

$$\sigma_s^{o,i}(u', \mu_0) d\mu_0 = \sigma_s^{c,i}(u', \mu_c) d\mu_c \quad (27)$$

而

$$\sigma_s^{c,i}(u', \mu_c) = \sum_{n'=0}^{\infty} \frac{2n'+1}{2} \sigma_{sn'}^{c,i}(u') P_{n'}(\mu_c) \quad (28)$$

(27) 和 (28) 式, (26) 式变为

$$\sigma_{sn}^{o,i}(u' \rightarrow u) = \sum_{n'=0}^{\infty} \left\{ \frac{2n'+1}{2} P_n(\mu_0(U)) P_{n'}(\mu_c(U)) \left[-\frac{d\mu_c(U)}{dU} \right] \sigma_{sn'}^{c,i}(u') \right\} \quad (29)$$

实验测量结果通常是给出弹性散射截面 $\sigma_s^{o,i}(u) = \sigma_s^{c,i}(u) = \sigma_s^i(u)$ 和角分布在 C 系展