

中国科学院
研究生毕业论文

带V形隔热膜平板集热器
自然对流换热及透过率的研究

指导教师	黄志成
	高级工程师
研究生	陈红荣
专业	热能工程

广州能源研究所

一九八六年三月
乙

摘要

带V形隔热膜平板集热器，由于自然对流受到抑制，且膜的阳光透过性很好，故具有中温集热性能比普通平板集热器优越的特点。为了更深入地了解其传热性能，本文采用理论计算和实验研究两种方法，对集热器中盖板和吸热板所组成的封闭空间内自然对流换热问题进行了研究。数值求解所得出的结论，与实验所得结论基本符合。此外，对加了V形膜后盖板透过率变化规律，采用光线追踪法进行了数值模拟。从而使我们对V形膜集热器的传热机理认识更为深刻和全面，为V形膜几何尺寸选择，提供了一定的理论依据。



N 81086

符号表

英文字母

A	换热面积	
a	导热系数	$\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$
C_p	定压比热	$\text{Kcal}/\text{kg}\cdot\text{C}$
D	全导数	
r	V形膜透过率	$r = \frac{v_v}{v_c}$
g	重力加速度	m/s^2
Gr	格拉晓夫数	$Gr = \frac{g\beta(\theta_h - \theta_c)H^3}{\nu^2}$
H	封闭空间高度, 即冷热板间距	m
H_v	V形膜高度	m
h	放热系数	$\text{W}/\text{m}^2\cdot\text{C}$
K	导热系数	$\text{W}/\text{m}\cdot\text{C}$
L	封闭空间长度	m
n	x方向网格总数; 初始光线与盖板交点的横坐标	
m	质量流率	kg/h
n	y方向网格总数 $n = n_1 + n_2$; 折射指数	
n_1	y方向间隙区内网格总数	
n_2	y方向V形膜区内网格总数	
N_u	努赛尔特准则数	$N_u = \frac{h \cdot H}{K}$

$$R_a = \frac{\beta(\theta_h - \theta_c)H^3}{a\nu} \quad \text{雷利准则数}$$

Q	热流率	W
q	单位面积热流率	W/m ²
R	热阻	m ² C/W
T	无因次温度, 按式(3-21)定义	
U	x方向有因次速度, x方向无因次速度	
V	y方向有因次速度, y方向无因次速度	
W	V形槽宽度	m
X	封闭空间长度方向, 角系数值	
Y	封闭空间高度方向	

希腊字母

α	封闭空间与水平面倾角, V形膜半开口角	
β	热膨胀系数	
γ	V形槽开口角	
Δ	拉普拉斯算子	
ψ	无因次流函数	
ψ	流函数	m/s
θ	温度°C, 入射角	
λ	超松弛参数	

ϵ	收敛判断小参数, 表面黑度
μ	动力粘度 kg/ms
ν	运动粘度 $\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$
ρ	密度 kg/m^3
τ	无因次时间; 透过率
Ω	无因次涡量
ω	涡量 $1/\text{s}$
下标	
h	热板
c	冷板; 盖板; 临界值
i	X方向节点值
j	Y方向节点值
k	τ 方向节点值
v	V形膜值

目 录

摘要.....	1
符号表.....	2
一、前言.....	7
二、前人有关封闭空间内自然对流换热研究工作综述.....	10
1、封闭空间内自然对流换热的研究方法.....	10
2、理论计算现状.....	12
3、实验研究现状.....	13
三、带V形膜封闭空间自然对流换热的数值计算.....	19
1、计算方法.....	19
2、微分方程推导.....	20
3、网格点划分.....	25
4、微分方程离散.....	28
5、边界条件处理.....	29
6、计算方法稳定性讨论.....	31
7、求解步骤.....	32
8、程序简介.....	33
9、结果与讨论.....	33
四、带V形膜封闭空间内自然对流换热实验研究.....	45
1、实验内容.....	45

2. 实验装置.....	45
3. 实验方法.....	51
4. 实验数据处理方法.....	52
5. 实验结果及分析.....	54
五、自然对流换热的数值计算和实验研究的分析比较.....	62
1. 定性比较.....	62
2. 定量比较.....	64
六、玻璃盖板与V形膜复合结构的透过率数值计算.....	66
1. 物理模型.....	66
2. 计算方法简介.....	66
3. 程序说明.....	67
4. 结果分析.....	73
七、结论.....	78
参考文献.....	80
英文摘要.....	83
附录.....	84

一、前言

七十年代，世界性的能源危机带来了太阳能研究的迅速发展，太阳能热利用已经成为一项新兴的应用科学，出现在工程技术之中。

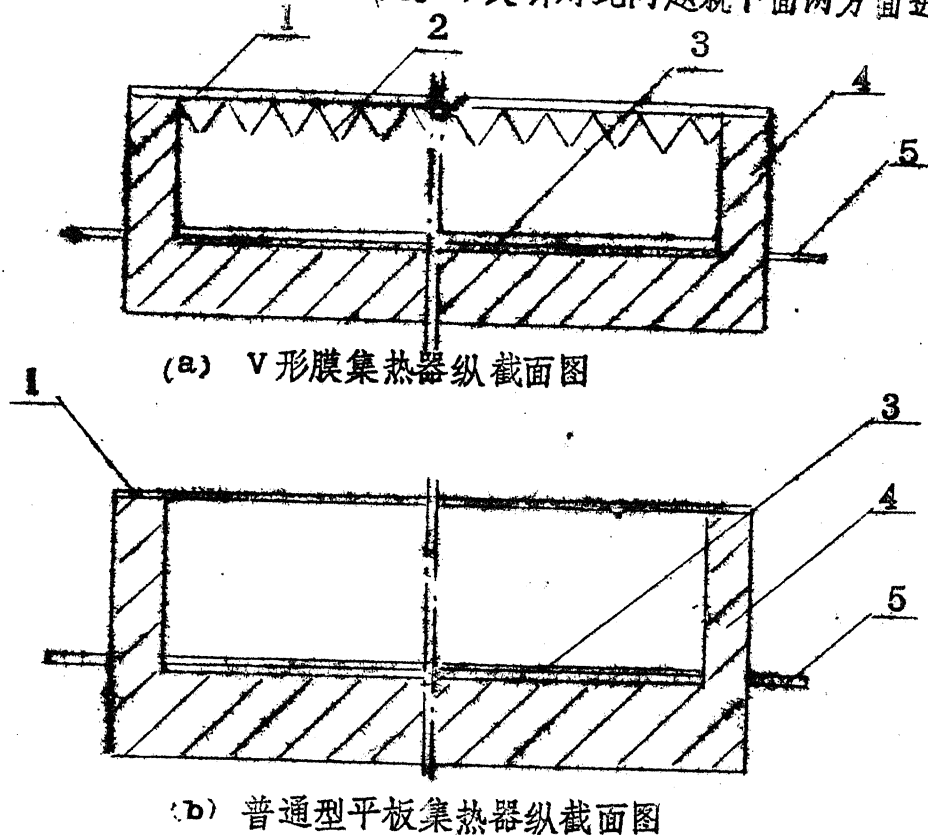
最简单而实用的太阳能热利用装置是平板型的集热器，它主要由透明盖板、吸热管板和绝缘层组成，可向用户提供 $60^{\circ}\sim 70^{\circ}\text{C}$ 以下的水。为了提高热利用装置的效率以及吸热水的温度，各种更先进的集热器应运而生，提出这些集热器的大体思路有两条：一是增加太阳光入射至吸热体表面的能量密度，聚光型集热器属于这一类型；二是减小集热器向周围环境的散热，这种散热主要以长波辐射，自然对流的形式出现。采用选择性涂层，真空绝热及蜂窝结构的集热器就属于这一类型。选择性涂层能够减小集热器的长波辐射热损失，高真空绝热可抑制自然对流和导热热损失，蜂窝结构则可以减小自然对流热损失。

自然对流在平板集热器中大部分还未被控制，它大约是涂黑集热器热损失的三分之一，大约是一个有选择性涂层集热器热损失的 45%^[1]。所以，抑制自然对流能够产生很大效益，对于选择性涂层集热器效果尤甚，真空管集热器已经证明了这点。但低成本是集热器实用化的重要指标，为了避免真空管造价昂贵之缺点，人们对各种能减小自然对流热损失而又成本较低的带各种蜂窝结构的集热器进行了研究，即利用多个透明的蜂窝结构将吸热板与玻璃盖板之间的大空间隔离成若干

个小空间，从而抑制了自然对流。这种方法简单，成本亦不高，但其制造、安装、维修仍很麻烦。在平板集热器的玻璃盖板和吸热板之间加入一V形透光膜，使波纹状V形透光膜与玻璃盖板紧贴，从而形成若干个小V形槽空间。这种结构简单、方便，与普通平板集热器相比，其制造、维修和安装并不麻烦多少，成本增加甚微，而效率却大有提高，所以这种结构是可取的。日本YAZAKI公司研制了这种型式，实验表明： $\Delta t / I > 0.02 \text{ m} \cdot \text{hr} \cdot \text{C} / \text{Kcal}$ ，其效率开始高于一般平板集热器，且随 $\Delta t / I$ 增大，效率的提高越显著，在 $\Delta t / I = 0.01 \text{ mm} \cdot \text{hr} \cdot \text{C} / \text{Kcal}$ 时，它的效率为单层盖板集热器效率的1.37倍^[2]，同样中国科学院广州能源研究所太阳能制冷组对没有采用选择性涂层的此种型式集热器研究结果，得出 $\Delta t / I = 0.01$ 时，其热效率为单层盖板

集热器的 1.13 倍。^[3] 这种集热器简称为 V 形膜集热器，它与普通型平板集热器差别仅在于盖板下多加了一层透明的 V 形波纹膜(简记为 TVI) 结构如图一所示。

虽然 YAZAKI 公司对 V 形膜集热器性能有所研究，但对 TVI 加入后，传热机理尚未作深入研究。本文针对此问题就下面两方面进行了探



图一 V 形膜集热器与普通型平板集热器结构差别示意图

- | | |
|-------------|-------------|
| 1. 玻璃盖板 | 2. V 形波纹状隔膜 |
| 3. 吸热管板 | 4. 绝热层 |
| 5. 吸热工质进出口管 | |

讨:

① V形膜加入后, 封闭空间内自然对流的特性及 V形膜几何尺寸对自然对流抑制的影响及其最佳化。

② V形膜加入对于太阳光透过率的影响。

为解决上面两方面问题, 进行了如下工作:

① 用数值计算法求解质量、动量、能量守恒微分方程, 得出加了 V形膜的自然对流换热规律和特征:

② 用实验对比了 V形膜开口角不同对换热影响的规律, 给出了具有一定实用价值的换热准则关系式;

③ 对比了自然对流换热理论计算和实验结果, 分析得出了一定的结论;

④ 用光线跟踪法进行了数值模拟, 求解了几种不同材料(即透光性能不同)的玻璃盖板和 V形膜组合, 不同 V形槽开口角时阳光透过率的变化规律。

二、前人有关封闭空间内自然对流换热研究工作综述

1. 封闭空间内自然对流换热的研究方法

封闭空间内自然对流问题, 由于描述其现象的微分方程组的复杂性, 特别由于边界条件的复杂性, 从而使采用一般分析方法, 从数学上精确求解成为不可能。尽管如此, 理论分析仍然是一个很重要的内容, 它可以为实验提供一定的指导和依据。前人大部分都将自然对流换热问题归结为用若干组无因次参数来描述, 从而使得物理概念明确, 工程应用方

对于本问题，物理模型如图二所示。封闭空间长为 L ，高为 H ，特

征比值 $A_r =$

$\frac{L}{H}$ ，V形

槽宽为 w ，高

为 H_v ，开口

角为 γ ，热板

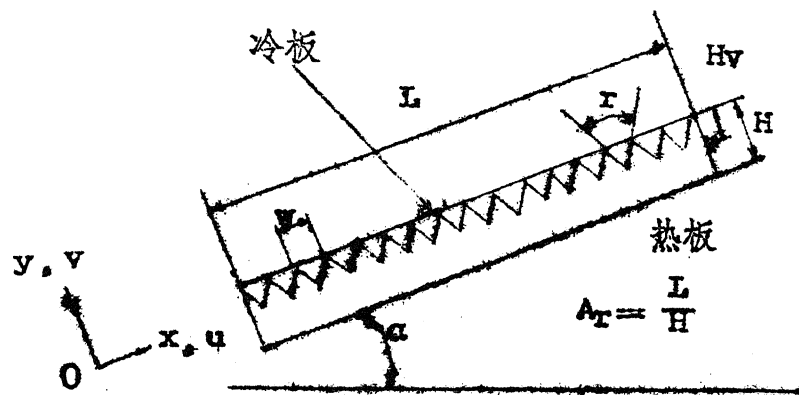
温度为 θ_h

冷板温度为

θ_0 。封闭空间

与水平面夹

角为 α 。



图二 集热器几何尺寸示意图

无V形膜时，换热规律综合为无因次关系式：

$$Nu_x = f(R_a, \alpha, A_r) \quad (2.1)$$

其中， Nu_x 为代表换热强度的无因次量，称为努赛尔特数， R_a 为代表自然对流驱动力强度的无因次量，称为雷利数。以冷热板间距 H 为定性尺寸，则定义如下：

$$Nu_x = \frac{q_x H}{k(\theta_h - \theta_0)} = \frac{h_x H}{k} \quad (2.2)$$

$$R_a = \frac{g \beta (\theta_h - \theta_0) H^3}{\alpha \cdot \nu} \quad (2.3)$$

沿整块板的平均努赛尔特数为：

$$N_{\text{m}} = \frac{q \cdot H}{k(\theta_{\text{h}} - \theta_{\text{a}})} = \frac{h \cdot H}{k} \quad (2.4)$$

应用付里叶导热定律，(2.2)式可写为：

$$N_{\text{ux}} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial T}{\partial Y} \right)_{Y=0} \quad (2.5)$$

(2.4)式可写为：

$$N_{\text{m}} = -\frac{1}{2A_{\text{r}}} \int_0^{A_{\text{r}}} \left(\frac{\partial T}{\partial Y} \right)_{Y=0} dx \quad (2.6)$$

2 理论计算现状

近二十年来，电子计算机的应用，带来了数值计算技术的蓬勃发展。数值法求解封闭空间内自然对流问题，开辟了这一领域内一个新的发展方向，前人已在这方面做了大量工作。所见到的文章有用有限差分法的，有用有限元法的 [4] [5] [6] 但所涉及的问题仍然只局限于一些简单的几何形状，如矩形，园环形，三角形，梯形等。本文要处理的问题，从总的外边界来看，可以说是矩形，但在矩形中间插入了中间不规则的V形波纹膜界面，这层界面的插入增加了问题的难度，对于这种类型的数值求解，尚未在国内外的文献中发现。与本文所要处理的二维自然对流问题最为接近的几何形状是矩形封闭空间，前人主要工作有下面两位：

① 1966年Wilkes和Churchill用有限差分法计算的二维封闭空间内的自然对流换热，Ar值为1, 2, 3, Gr数最高仅达 10^5

当 Gr 大于 2×10^5 时, 计算出现不稳定。流体为空气, $p_r = 0.733$ [4]

② 1983 年, 中国科技大学郭宽良采用一种新的计算方法, 计算了二维矩形封闭空间内的自然对流, 该方法稳定性好, 精度有所改善。其主要改进在于 a) 能量和涡量方程中的对流项均按逆风差分格式进行离散, 取代了当 Ra 数很大时会出现不真实性的中心差分格式。b) 在边界条件处理时, 壁面涡量采用了速度分量表示, 而不是用流函数表示, 该文仅计算了流动问题, 对传热问题没有讨论, 流动介质采用了水 ($p_r = 6.983$) 和空气 ($p_r = 0.733$), Gr 取为 $2 \times 10^4 \sim 10^7$ [5]

3. 实验研究现状

封闭空间内自然对流实验研究, 大致可分为三个阶段: [7]

五十年代以前为初期阶段。以 $M. A. MuxeeB$ 和 $M. Jakob$ 为代表归纳总结出仅适用于水平和竖直两种状态的换热关系式。

五十年代为第二阶段, 对倾斜空气层换热, 最佳空气层间距开始了研究, 其中最具有代表性的人物是 $De Graaf, Van der Held,$ $Hottel$ 和 $Tabor$.

六十年代至今为第三阶段, 除了经验公式范围更广, 更精确外, 对换热机理有了更清楚认识, 1976 年, $Buchberg$ 对换热公式进行了归纳和总结: 推荐了三种经验公式。

热稳定性问题是最早研究的一个问题。最早研究了两种特殊情况的稳定性。即底部加热的水平流体层和一边加热的竖直流体层的热稳定性问题, 前者为所谓 $Benard$ 问题, 当 $Ra < Ra_c$ 时, ($Ra_c = 1708$)

流体完全静止热量的传递方式与固体相同，呈纯导热形式。此时，存在所谓“顶重”情况，即上部流体比下部流体重。后者最早由 Batchelor 所研究。流体不论何种 R_a 数下都存在流动。但流动情况为所谓“基流” (base-flow) 时，传热情况仍可看作与“顶重”情况一致。这种流动是流体紧贴热壁上升，冷壁下降，在槽的两个端头才发生流动方向的改变，上升热流体和下降冷流体互不相干，热量仅能以导热方式传过流层， Ar 值越大，整个传热看作为纯导热的理由就越充分。因为端头处热对流占整个传热的比值越小。当基流被破坏，环流产生时，热传递才出现显著增加。这种不稳定性与 Benard 问题不同，它的临界状态仅与 $Gr_{crit} = 7880$ 有关。倾斜状态同时包含了水平和竖直两种不稳定性，即同时存在“顶重”和“基流”两种现象。在小倾角时，“顶重”情况占主导地位，倾角超过某一角度 α_c 时，“基流”现象占了主导地位， α_c 称为转折角。在 $\alpha < \alpha_c$ 时，稳定性判断准则定量表示为：

$$Ra_c = 1708 / \cos \alpha \quad (2.7)$$

对于空气，Hart 给出 $\alpha_c = 72^\circ$ ，Unny 给出为 78°

封闭空间的几何尺寸对换热有影响。但对此问题的看法众口不一，意见分歧。有人认为换热随 Ar 值增大而增大，有人认为换热与 Ar 值无关，有人认为换热随 Ar 增大而减小。[7, 9, 10]

封闭空间内传热机理，是不少理论和实验工作者感兴趣的问题。只有透彻了解传热机理，才能更准确地把握传热规律。到目前为止，按 Ra 数大小来划分大致将层流自然对流划分为导热机理，中间过渡机理和边界

层机理三种不同机理。[7, 8, 11]

封闭空间内自然对流研究的最终目的是获取在工程应用上有实用价值的换热关系式。发展至今，这方面的成果很多，具有代表性的适宜空气的式子，有下面一些。[12, 13, 14, 15]

第一阶段关系式仅适用于水平和竖直两种状态。从现在的眼光来看过于粗糙。

第二阶段以 Tabor 的关系式最为著名：

$$Nu = 0.152 Gr^{0.281} \quad (10^4 < Gr < 10^7) \quad (28)$$

第三阶段的关系式最多，按照 Buchberg 的总结，综合为下列三类型式：

(a) 三段式：

$$Nu = 1 + 1.446 \left(1 - \frac{1708}{Ra \cdot \cos \alpha}\right)^* \quad (29)$$

$$(Ra \cdot \cos \alpha < 5900)$$

$$Nu = 0.229 (Ra \cdot \cos \alpha)^{0.252} \quad (210)$$

$$(5900 < Ra \cdot \cos \alpha < 923 \times 10^4)$$

$$Nu = 0.157 (Ra \cdot \cos \alpha)^{0.285} \quad (211)$$

$$(923 \times 10^4 < Ra \cdot \cos \alpha < 10^6)$$

式(2.9)中*号表示当括号内数值为负时，则取括号内数值为零。否则括号内数值按通常方式进行计算。

(b) 两段式：

$$Nu = 1 + 1.446 \left(1 - \frac{1708}{Ra \cdot \cos \alpha} \right) \cdot$$

$$(Ra \cos \alpha < 2500)$$

$$Nu = 0.157 (Ra \cos \alpha)^{0.285}$$

$$(2500 < Ra \cos \alpha < 10^6)$$

(c) 一段式:

$$Nu = 1 + 1.446 \left(1 - \frac{1708}{Ra \cos \alpha} \right) \cdot \left[1 - \frac{(\sin 1.8 \alpha)^{1.5} \times 1708}{Ra \cdot \cos \alpha} \right] +$$

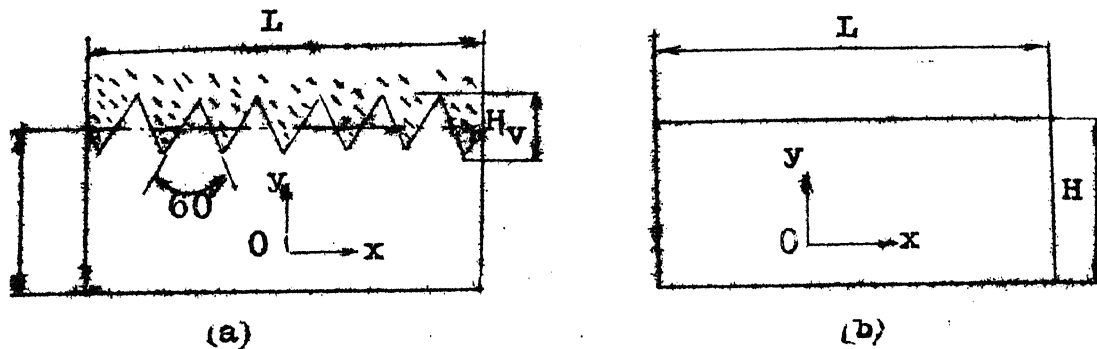
$$\left[\left(\frac{Ra \cos \alpha}{5830} \right) - 1 \right] \cdot \quad (212)$$

$$\alpha \leq 60^\circ$$

$$(Ra \cos \alpha < 10^5)$$

以上列举的研究均对矩形封闭空间而言, 即矩形四边界均为平直壁两相对壁保持不同恒温, 另两相对壁为绝热。最近 Hollands 对其中一恒温壁 V 形化, 另一恒温壁仍为平板的封闭空间进行了实验研究。[16] 这一几何结构与本文所要讨论的问题最为相似, 但仍有本质上的不同。首先, 他所研究的 V 形化表面是真正的边界, 而本文中的 V 形化表面仅是一个中间界面; 其次, 他所研究的 V 形化表面具有恒温性质, 而本文中 V 形化表面的温度分布受冷热板的温度状态制约, 处于未知状态。所以, 他的研究表明: 当冷热板间距与他所研究结构的平均间距相等时, V 形化后的封闭空间内的传热更强。这种结构所起的作用恰好与本文所要讨论的 V 形膜作用相反, (为了清楚起见, 两种于等价结构示意图三中) 本人试

对这种现象作如下解释：(a) 平板 V 形化后，暴露于换热介质（空气）中的换热表面增大，从而使换热增强，因为其换热面积是取平板的面积计算的，故换热系数及 Nu 数均有提高；(b) 由于 V 形化表面为恒温表面，在同一高度处（即同一 y 值），V 形化边界与流体必然存在温差。所以



图三 具有等价结构的矩形封闭空间与一板 V 形化的封闭空间的尺寸示意图

除了热板向冷热板的纵向导热外（ y 方向），还存在横向导热，（ x 方向）。按文献^[17]中的理论，此时的导热必然大于无横向导热时的情况，也即大于恒温板没有 V 形化的表面。

国内对封闭空间内自然对流换热研究，只是近几年由于太阳能应用的发展需要才发展起来的，主要工作如下：

①清华大学罗棣庵、韩礼钟于 1979 年所做实验，倾角为 0° ， 15° ， 30° ， 45° ， 60° 和 90° ， Ar 值为 12.7, 17.6, 21.6, 27.7, 38.8, 97 共 6 种， Ra 数取值范围为 $1.3 \times 10^4 \sim 10^6$ [7]

②科技大学陈则韶、葛新石于 1983 年所做实验，得出水平空气夹

层全区自然对流:[15]

$$Nu = 0.2 Ra^{0.26} \quad (3500 < Ra < 10^6) \quad (2.13)$$

并提出了倾角系数为 $(\cos \alpha)^{0.8} \cos \alpha$ 从而对于倾斜空气层有:

$$Nu = Nu(0) (\cos \alpha)^{0.5} \cos \alpha \quad (2.14)$$

$$(0^\circ \leq \alpha \leq 65^\circ)$$

③科技大学孙孝兰采用非稳态法做封闭空间内自然对流实验, 所得数据与前人均很接近。但该文中没有给出经验公式[18]

三、带V形膜封闭空间的自然对流换热的数值计算

1、计算方法

无因次基本微分方程含有连续性方程，动量方程，能量方程共四个方程，未知变量为 u 、 v 、 p 、 T 四个，按照方程理论，四个方程求解四个未知数，只要配齐正确的边界条件，就构成一个定解问题。但事实上，由于压力场的未知性，导致了直接求解动量方程具有很大困难。对于这种问题，一个有效而常用的方法是消去动量方程中的压力项，为此引入了涡量和流函数两个新的变量，去掉了连续性方程。由五个方程构成的新微分方程组求解 u 、 v 、 ψ 、 Ω 、 T 五个变量。这种方法称为涡量一流函数法。由于压力项不出现，而且不要处理连续性方程和两个动量方程，所以涡量一流函数法具有某些吸引人的优点。但它也有很大的缺点，即壁面漩涡度难以确定，并常常给收敛解招致麻烦。(19)

数值求解方程组时，总体上采用迭代过程。能量方程和涡量方程使用交替方向隐式格式(简称ADI)进行离散。即将时间步长分为两半：前半时间步长，在 X 方向隐式， Y 方向显式，后半时间步长，在 X 方向为显式， Y 方向为隐式。涡量与流函数相关联的Poisson方程则采用超松弛迭代法求解。速度分量最后通过差分流函数直接求得。

求解上述方程组时：先假设一个速度场和温度场分布，通过追赶法求解各半时间步长的涡量方程和能量方程，然后用超松弛迭代

求解 Poisson 方程，最后得出新的速度分布，反复进行上述步骤，直到稳定状态达到为止。

空间差分均取中心差分，时间差分均取向前差分。涡量方程中的非线性项 $\frac{\partial T}{\partial y}$ 和 u 、 v 在一个步间步长内视为常量。能量方程中非线性项 u 、 v 在一个时间步长内也视为常量。

对流项采用中心差分格式，在对流强度较小时，能较真实地反映物理本质；而在对流强度较大时，逆风差分格式更能与实际相吻合。由于 V 形槽对自然对流的抑制作用，对流效应较弱，故本计算处理对流项时，均选用中心差分格式。

本文以 Nu 数变化趋势来判断稳定是否达到，按照式 (2.5) 进行离散处理，则某时刻在热板上某点

$$Nu^{(k)} = \frac{T_{i,2,k} - T_{i,1,k}}{2\Delta y} \quad (3.1)$$

而在冷板上某点同样可得：

$$Nu^{(k)} = \frac{T_{i,n,k} - T_{i,n+1,k}}{2\Delta y} \quad (3.2)$$

沿整板的平均值可以按 Simpson 积分法进行，推导可得：

$$Nu = \frac{1}{3M} \left\{ \sum_{i=1}^M \left(2Nu(2i+1) + 4Nu(2i) \right) + Nu(1) - Nu(m+1) \right\}$$

2. 微分方程推导

对于图二所示的封闭空间，除了满足 Boussinesq 近似以外，

还有如下假设：

①热板（底板）与冷板（玻璃盖板）均为恒温表面；侧壁为绝热表面。

②垂直于纸面的深度远大于间距 H ，流动可以简化为二维问题；

③上部V形槽各分隔空间， x 方向尺寸远小于下部间隙区。由于空间越小，自然对流换热强度越小，达到一定程度后，甚至无自然对流存在。所以，两部分相比，分隔V形槽内自然对流换热强度小于下部间隙区。大致说来，这种减小的程度与空间减小的程度成正比而由于空间减小很大（通常 $L/w > 20$ ），所以，上部V形槽区内自然对流换热强度比下部间隙区小很多。为了简化计算，将上部V形槽区内的空气假定为完全被抑制，热量在这一区域内仅以导热和辐射的形式传递。当然，随 H/w 增大，这种假设的正确性会有降低（V形槽区内自然对流换热的真实变化情况，可作为另一专题研究，本文在此不做讨论）。此外，后面实验中观察到一些现象，可帮助我们了解分隔V形槽内的自然对流换热强度在整个换热强度中所占的比例。

④辐射项对V形膜上的温度和温度分布都有影响，但作为一种初期近似，在低到中温太阳能装置中可能遇到的范围，对于跨过蜂窝的辐射传热的预测，看来容许将对流和辐射传热项分开〔20〕，仿照蜂窝结构的分析，此处也认为辐射项对对流项的影响可以忽略。

⑤定性温度取冷热板的平均温度 $\theta_0 = \frac{1}{2}(\theta_h + \theta_c)$ (3.4)

有了以上假定，按图二中坐标取法，应用质量守恒，能量守恒，动量守恒三大定律，可以得出倾斜空间内粘性不可压流体流动的方程式：

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (3.5)$$

$$DU = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + g\beta \sin \alpha (\theta - \theta_0) + \nu \Delta U \quad (3.6)$$

$$DV = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + g\beta \cos \alpha (\theta - \theta_0) + \nu \Delta V \quad (3.7)$$

$$D\theta = a\Delta\theta \quad (3.8)$$

引入涡量和流函数两个变量，上述方程变为：

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (3.9) (3.10)$$

$$\omega = -\Delta \psi \quad (3.11)$$

$$D\omega = g\beta (\cos \alpha \frac{\partial \theta}{\partial x} - \sin \alpha \frac{\partial \theta}{\partial y}) + \nu \Delta \omega \quad (3.12)$$

$$D\theta = a\Delta\theta \quad (3.13)$$

方程组中不含压力项，连续性方程已经消失。

方程无量纲化为：

$$\bar{u} = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad \bar{v} = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (3.14) (3.15)$$

$$\Omega = -\Delta \psi \quad (3.16)$$

$$D\Omega = A_1 (\cos \alpha \frac{\partial \theta}{\partial x} - \sin \alpha \frac{\partial \theta}{\partial y}) + A_2 \Delta \Omega \quad (3.17)$$

$$D\theta = A_3 \Delta \theta \quad (3.18)$$

$$(\bar{X}, \bar{Y}) = (x, y) / H; \quad (\bar{U}, \bar{V}) = (u, v) / u^* \quad (3 \cdot 19)$$

$$(3 \cdot 20)$$

$$\bar{T} = \frac{\theta - \theta_0}{\theta_h - \theta_0}; \quad (3 \cdot 21)$$

$$\bar{t} = t / t^*; \quad (3 \cdot 22)$$

$$\bar{\phi} = \phi / (H u^*); \quad (3 \cdot 23)$$

$$\bar{\Omega} = H / u^*; \quad (3 \cdot 24)$$

u^* , t^* 为参考速度和参考时间, 取不同的 u^* 和 t^* , 可以得到不同的 A_1 , A_2 , A_3 , 表一列出了几种典型组合, 其中

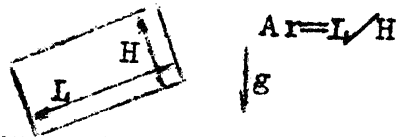
$$A_1 = \frac{g\beta(\theta_h - \theta_0)}{2} \frac{t^*}{u^*} \quad (3 \cdot 25)$$

$$A_2 = \frac{v}{H^2} t^* \quad (3 \cdot 26)$$

$$A_3 = \frac{a}{H^2} t^* \quad (3 \cdot 27)$$

除了特殊说明以外, 无因次速度和时间上的横杆将被省略, 且计算采用第二格式进行。

表一 无因次方程组中参量几种典型选择

格式		A_1	A_2	A_3
1	$u^* = v/H$ $t^* = \frac{2v}{g\beta(\theta_1 - \theta_2)H}$	1	$2/Gr$	$2/Gr \cdot Pr$
2	$u^* = v/H$ $t^* = H^2/v$	$Gr/2$	1	$1/Pr$
3	$u^* = v/H$ $t^* = H^2/v$	$\frac{Gr \cdot Pr}{2}$	Pr	1
4	$u^* = g\beta H^3(\theta_1 - \theta_2)/2vL$ $t^* = 2vL/g\beta H^2(\theta_1 - \theta_2)$	$\frac{2}{Gr \cdot Pr}$	$2/Gr$	$2/Gr \cdot Pr$

结合边界条件:

$$(U, v) \Big|_{x=0} = (u, v) \Big|_{x=Ar} = (u, v) \Big|_{y=0} = (u, v) \Big|_{y=1} = 0$$

$$\phi \Big|_{x=0} = \phi \Big|_{x=Ar} = \phi \Big|_{y=0} = \phi \Big|_{y=1} = 0$$

$$T \Big|_{y=0} = -1, T \Big|_{y=1} = 1$$

(3.28)

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=Ar} = 0$$

和中间界面条件:

$$(u, v) \left| \begin{array}{l} x=x_k = 0 \\ y=y_L \end{array} \right.$$

$$\psi \left| \begin{array}{l} x=x_k = 0 \\ y=y_L \end{array} \right.$$

(3·29)

以及初始条件:

$$(u, v, \psi, \Omega) \left| \begin{array}{l} = 0, \text{ 在 } 0 \leq x \leq A_r \text{ 域内} \\ t=0 \quad 0 \leq y \leq 1 \end{array} \right.$$

$$T \left| \begin{array}{l} t=0 = 0, \text{ 在 } 0 \leq x \leq A_r \text{ 域内} \\ 0 < y < 1 \end{array} \right.$$

$$T \left| \begin{array}{l} t=0 = -1, \text{ 在 } 0 \leq x \leq A_r \text{ 处} \\ y=1 \end{array} \right.$$

(3·30)

$$T \left| \begin{array}{l} t=0 = 1, \text{ 在 } 0 \leq x \leq A_r \text{ 处} \\ y=0 \end{array} \right.$$

定
构成一个定解问题

其中, (x_k, y_L) 为 V 形膜节点所在位置的坐标。

3. 网格点的划分问题

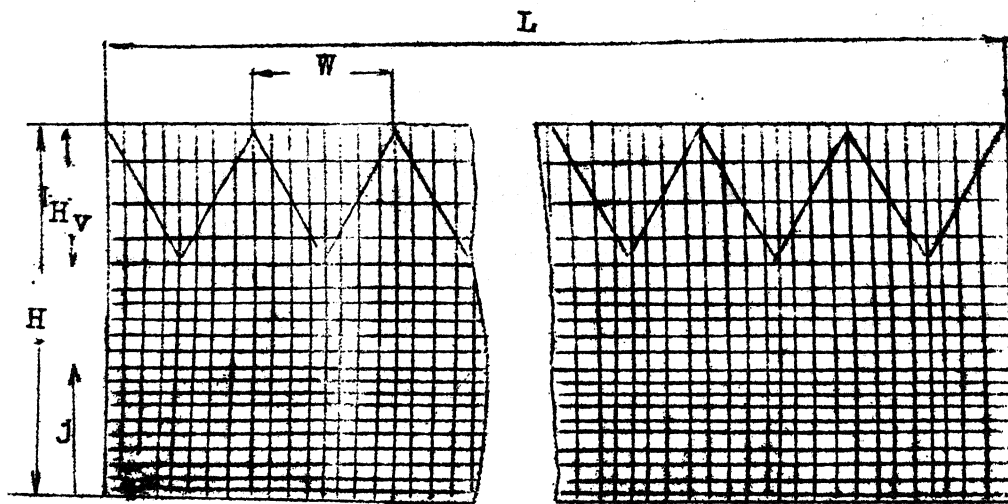
加 V 形膜后, 网格点的划分与未加 V 形膜的情况大不相同, 稍有不慎, 即导致计算发散。通常的网格划分, X 和 Y 方向是相互独立的, 这不能使计算机接受到 V 形膜上正确的边界条件信息。本文采用将 V 形斜边界与网格线的交点安排在网格节点上的方法来解决这一问题, 如图四 (a) 所示。图四 (b) 示出了网格节点没有安排在 V 形斜边与网格线交点上的情况, 从图上可知, 这种情况是

无法给出V形边界上的条件的。尽管图四(a)能够描述V形膜上边界条件,但同时导致X方向网格数与Y方向网格数具有了制约关系。为了改善这一不足,采用在Y方向上的网格划分按两个不同区域进行分别处理的方法。一个区域包含有V形膜区,共高度为 H_V ,设网格数为 n_2 。另一区域未含有V形膜,称为间隙区,其高为 $H - H_V$,设网格数为 n_1 ,则Y方向网格总数为:

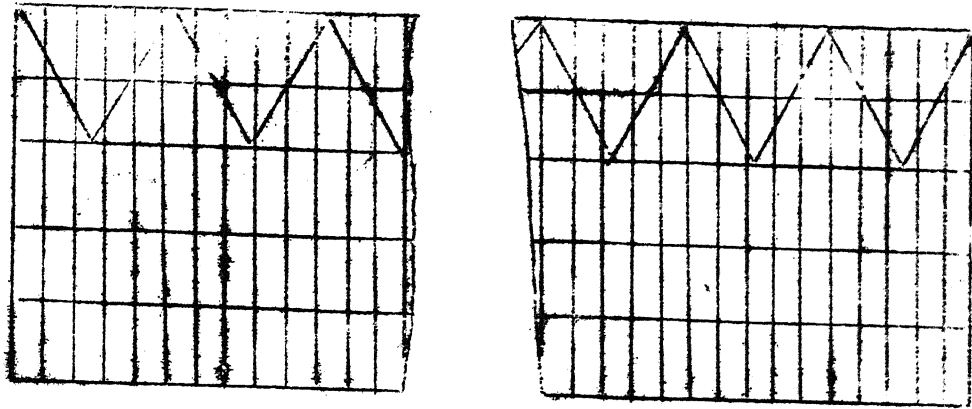
$$n = n_1 + n_2 \quad (3 \cdot 31)$$

X方向网格总数则为:

$$m = \frac{2n_2 L}{W} \quad (3 \cdot 32)$$



(a)



(b)

图四 网格划分的选择

上式给出了 x 方向网格与 y 方向上 V 形槽区网格数值相互制约的定量关系。从上式可以看到，当 $L=800\text{mm}$ ， $w=40\text{mm}$ 时，则有 $m=40n_2$ ， n_2 的增大将导致 m 的激增。计算机的容量是有限的，为了保证一定的精度，又不过份增大数组容量，将 n_1 增大， n_2 减小可以收到效果，这就是将 y 方向网格划分按两个疏密不同区域进行的原因，尽管这样会导致在微分方程离散化和程序编制中增加一些麻烦，但这种代价是值得付出的。按前人计算的经验， $\Delta x = \Delta y \leq 0.1$ 时，精度可以满足需要。若取 $Hv/H=0.5$ ，当两个区域分开时，每个变量数组空间仅为 $m \times n = 200 \times 15 = 3000$ 而两个区域用同一网格间距划分时，每个变量数组空间为 $m \times n = 800 \times 10 = 8000$ 。由此可见，将 y 方向上网格按两个不同区域内进行，大大缩减了计算所需内存容量。这种方法为本计算的特点之一，前人尚未见使用。表二列出了对各次运算时的网格

划分情况。

4、微分方程的离散

对于涡量方程 (3·17) 和能量方程 (3·18)，使用 ADI 格式来离散，每次为半个时间步长，详细推导参见附录 A，现以涡量方程为例，给出推导结果：

表二 各次计算中网格的划分情况

$$L=800\text{mm}, H=80\text{mm}, \Delta J=0.001$$

序号	槽宽 W mm	槽高 HV mm	横向网格 m	n_1	n_2	Δx	Δy_1	Δy_2
1	40	40	200	10	5	0.05	0.05	0.1
2	40	40	200	10	5	0.05	0.05	0.1
3	40	40	200	10	5	0.05	0.05	0.1
4	40	40	200	10	5	0.05	0.05	0.1
5	40	40	200	10	5	0.05	0.05	0.1
6	40	40	200	10	5	0.05	0.05	0.1
7	40	40	200	10	5	0.05	0.05	0.1
8	40	40	200	10	5	0.05	0.05	0.1
9	40	40	200	10	5	0.05	0.05	0.1
10	40	40	200	10	5	0.05	0.05	0.1

a). 前半时间步长

$$A_1 \Omega_{i-1, j, k+\frac{1}{2}} + B_1 \Omega_{i, j, k+\frac{1}{2}} + C_1 \Omega_{i+1, j, k+\frac{1}{2}} = D_1 \quad (3.33)$$

其中:

$$\begin{cases} A_1 = 1 + \frac{U_{i,j,k}}{2} \Delta X \\ B_1 = -2 \left[\frac{(\Delta X)^2}{\Delta \tau} + 1 \right] \\ C_1 = 1 - \frac{U_{i,j,k}}{2} \Delta X \\ D_1 = \frac{1}{4} Gr \Delta X \left[\sin \alpha (T_{i,j+1,k+1} - T_{i,j-1,k+1}) \frac{\Delta X}{\Delta Y} - \cos \alpha (T_{i+1,j,k+1} - T_{i-1,j,k+1}) \right] - \Omega_{i,j-1,k} \frac{(\Delta X)^2}{\Delta Y} \left(\frac{1}{\Delta Y_1} + \frac{U_{i,j,k}}{2} \right) - \Omega_{i,j,k} (\Delta X)^2 \left(\frac{2}{\Delta \tau} - \frac{1}{\Delta Y \cdot \Delta Y_1} - \frac{1}{\Delta Y \cdot \Delta Y_2} \right) + \Omega_{i,j+1,k} \frac{(\Delta X)^2}{\Delta Y} \left(\frac{V_{i,j,k}}{2} - \frac{1}{\Delta Y} \right) \end{cases}$$

b). 后半时间步长

$$A_3 \Omega_{i, j-1, k+1} + B_3 \Omega_{i, j, k+1} + C_3 \Omega_{i, j+1, k+1} = D_3 \quad (3.34)$$

其中:

$$\begin{cases} A_3 = \frac{1}{\Delta Y_1} + \frac{V_{i,j,k}}{2} \\ B_3 = - \left(\frac{2\Delta Y}{\Delta \tau} + \frac{1}{\Delta Y_1} + \frac{1}{\Delta Y_2} \right) \\ C_3 = \frac{1}{\Delta Y_2} - \frac{V_{i,j,k}}{2} \\ D_3 = \frac{1}{4} Gr \left[\sin \alpha (T_{i,j+1,k+1} - T_{i,j-1,k+1}) - \cos \alpha (T_{i+1,j,k+1} - T_{i-1,j,k+1}) \frac{\Delta Y}{\Delta X} \right] - \frac{\Delta Y}{(\Delta X)^2} \left(\Omega_{i+1,j,k+\frac{1}{2}} - 2\Omega_{i,j,k+\frac{1}{2}} + \Omega_{i-1,j,k+\frac{1}{2}} \right) - \frac{2\Delta Y}{\Delta \tau} \Omega_{i,j,k+\frac{1}{2}} + \frac{U_{i,j,k} \cdot \Delta Y}{2\Delta X} \left(\Omega_{i+1,j,k+\frac{1}{2}} - \Omega_{i-1,j,k+\frac{1}{2}} \right) \end{cases}$$

上面两式在时间和空间上具有两阶精度，离散后系数矩阵为三对角形式，很容易用追赶法（或称TDMA）求解。又由于该格式是隐式的，故对线性问题无条件稳定。

对于泊松型方程（3·16），可离散成超松弛迭代格式（简记为SOR），具体推导见附录B，结果如下：

$$\psi_{i,j}^{(m+1)} = \lambda \left\{ \frac{\Delta y_1 \cdot \Delta y_2 \cdot (\Delta x)^2}{2[(\Delta x)^2 + \Delta y_1 \Delta y_2]} \left[\frac{\psi_{i+1,j}^{(m)} + \psi_{i-1,j}^{(m)}}{(\Delta x)^2} + \frac{\psi_{i,j-1}^{(m)}}{\Delta y \cdot \Delta y_1} + \frac{\psi_{i,j+1}^{(m)}}{\Delta y \cdot \Delta y_2} + \Omega_{i,j}^{(m)} \right] - \psi_{i,j}^{(m)} \right\} + \psi_{i,j}^{(m)} \quad (3.31)$$

有关，参照前人取法，本计算取 $\lambda = 1.5$ 。

5. 边界条件处理

边界条件的处理是本计算的难点之一，与其它计算不同，加了V形膜后，边界条件显得较为复杂，特别是涡量值的边界条件。程序调试中，曾出现发散，都由于边界条件处理时精度不够所致。下面对边界条件的离散化一一说明。

11	32	64	400	4	8	0.025	0.05	0.1
12	16	32	400	12	4	0.025	0.05	0.1
13	任意	0	100	10	0	0.10	0.1	0.1
14	20	32	320	12	4	0.031	0.05	0.1
15	64	32	100	12	4	0.10	0.15	0.1
16	80	32	100	12	5	0.10	0.15	0.08

5.1 能量方程的边界条件

由于V形膜较薄，且比空气导热性能好，所以在求解能量方程时，忽略V形膜的存在，写成离散化形式，式(3.28)中温度边界条件则为：

$$\begin{cases}
 T(1, 1) = 1 \\
 T(1, n+1) = -1 & i = 1, 2, \dots, m+1 \quad (3.36) \\
 T(0, j) = T(2, j) & j = 1, 2, \dots, n+1 \\
 T(m-1, j) = T(m+1, j)
 \end{cases}$$

5.2 涡量方程的边界条件

V形膜插入，空气层被分成两个流动互不相干的部分。靠近冷板的上部V形槽内的空气，由于流动空间远小于下部间隙区，流动效应相对也小许多。为处理问题方便，近似假设上部V形槽区空气静止，这一假设为实验所间接证明。

按照传统的观点，涡量值的边界条件处理有两个表述方法。一

是用流函数来表示涡量，一是用速度分量来表示涡量，两种方法的推导详见附录 C，所得结果如下：

①用流函数表示的涡量边界值

$$\text{左绝热边界: } \Omega_{1,j} = (\psi_{3,j} - 8\psi_{2,j}) / 2(\Delta x)^2 \quad (3.37)$$

$$\text{右绝热边界: } \Omega_{m+1,j} = (\psi_{m-1,j} - 8\psi_{m,j}) / 2(\Delta y)^2 \quad (3.38)$$

$$\text{热板: } \Omega_{1,1} = (\psi_{1,3} - 8\psi_{1,2}) / 2(\Delta y)^2$$

$$\text{V形膜: } \Omega_{k,L} = (\psi_{k,L-2} - 8\psi_{k,L-1}) / 2(\Delta y)^2$$

$$+ (\psi_{k+2,L} - 8\psi_{k+1,L}) / 2(\Delta x)^2$$

(边界为流域左面)

$$+ (\psi_{k,L-2} - 8\psi_{k,L-1}) / 2(\Delta y)^2$$

$$+ (\psi_{k-2,L} - 8\psi_{k-1,L}) / 2(\Delta x)^2$$

(边界为流域右面)

从上面各式可以看到，绝热边界和热板等平直壁面的壁面边界条件比较简单，形式相似，V形膜上的边界由于与网格斜交条件的表示略显复杂。

②用速度分量表示的涡量边界值

$$\text{左绝热边界: } \Omega_{1,j} = (4v_{2,j} - v_{3,j}) / (2\Delta x) \quad (3.41)$$

$$\text{右绝热边界: } \Omega_{m+1,j} = (v_{m+1,j} - 4v_{m,j}) / (2\Delta x) \quad (3.42)$$

$$\text{热板: } \Omega_{1,1} = (u_{1,3} - 4u_{1,2}) / (2\Delta y) \quad (3.43)$$

V形膜:

$$\Omega_{kL} = \begin{cases} 4v_{k+1,L} - v_{k+2,L} / (2\Delta x) + (4u_{kL-1} - u_{kL-2}) / (2\Delta y) & (\text{边界为流域左面}) \\ (v_{k-2,L} - 4v_{k-1,L}) / (2\Delta x) + (4u_{kL-1} - u_{kL-2}) / (2\Delta y) & (\text{边界为流域右面}) \end{cases}$$

第二种表达比第一种表达精度更高，在计算中可以明显地起到加快收敛的作用。V形膜的位置用 (k, L) 表示，在程序中通过循环变量和判断语句确定。这是本计算的另一特点。

5. 3 流函数和速度边界条件

流函数和速度边界条件十分简单，式(3.28)和(3.29)为固体壁面无滑动条件，写成离散化形式，则有：

$$\begin{cases} \phi_{1,1} = \phi_{1,j} = \phi_{m+1,j} = \phi_{k,L=0}; & (3.45) \\ u_{1,1} = u_{1,j} = u_{m+1,j} = u_{k,L=0}; \\ v_{1,1} = v_{1,j} = v_{m+1,j} = v_{k,L=0}; \end{cases}$$

6. 计算方程稳定性讨论

为确保物理上真实性的解存在，离散化应遵循若干规则。[19]
 3.33
 方程(4.7)中的系数 A_1 、 C_1 必须与 B_1 符号相反，就是这样一条规则。因为 $B_1 < 0$ ，所以必须有 $A_1, C_1 > 0$ (3.46)

$$\begin{cases} 1 + \frac{u_{1,j,k}}{2} \Delta x > 0 \\ 1 - \frac{u_{1,j,k}}{2} \Delta x > 0 \end{cases}$$

解之可得稳定性的条件：
$$|v_{i,j,k}| < \frac{2}{\Delta x} \quad (3.47)$$

同理，从能量方程中可以得到：
$$|v_{i,j,k}| < \frac{2}{Pr \Delta x} \quad (3.48)$$

在计算中， $Pr < 1$ (空气)，故 (3.47) (3.48) 式可统一写为：

$$|v_{i,j,k}| < \frac{2}{\Delta x} \quad (3.49)$$

这个稳定性准则可以解释为什么 Wilkes 和 Churchill 在用此格式计算时，只能求解到 $Gr < 2 \times 10^5$ 。因为随 Gr 增大，流动增快，当 Gr 数达到某一数值时，(3.49) 式不再满足，物理上不真实的解以发散形式出现。

7. 求解步骤

a) 以 $u_{i,j,k}, v_{i,j,k}$ 为已知值，求解能量方程式，得温度 $T_{i,j,k+1}$ ；

b) 以 $u_{i,j,k}, v_{i,j,k}, T_{i,j,k+1}$ 为已知值，求解涡量方程式中 $\Omega_{i,j,k+1}$ ；

c) 由 (3.35) 式迭代求解 $\psi_{i,j,k+1}$ 。迭代精度用一小常数 ϵ_1 控制，迭代误差最大值小于此值，则告迭代结束。用数学式表示为：

$$\max |\psi_{i,j}^{(m+1)} - \psi_{i,j}^{(m)}| \leq \epsilon_1 \quad (3.50)$$

本计算取 $\epsilon_1 = 10^{-3}$

d) 通过 (3·14) (3·15) 两式的中心差分, 求解 $U_{1j, k+1}$ 和 $V_{1, j, k+1}$;

e) 由温度场分布按式 (3·1, 3·2, 3·3) 分别求冷热板的平均 N_u 值;

f) 以 ϵ_2 为稳定过程的判断小常数, 则若

$$\frac{N_u(k+1) - N_u(k)}{N_u(k+1)} < \epsilon_2 \quad (3.51)$$

认为稳态已经达到, 本计算取 $\epsilon_2 = 2 \times 10^{-4}$

g) 若判断准则 (3·51) 不满足, 重复 a → f.

8. 程序简介

FORTRAN 77

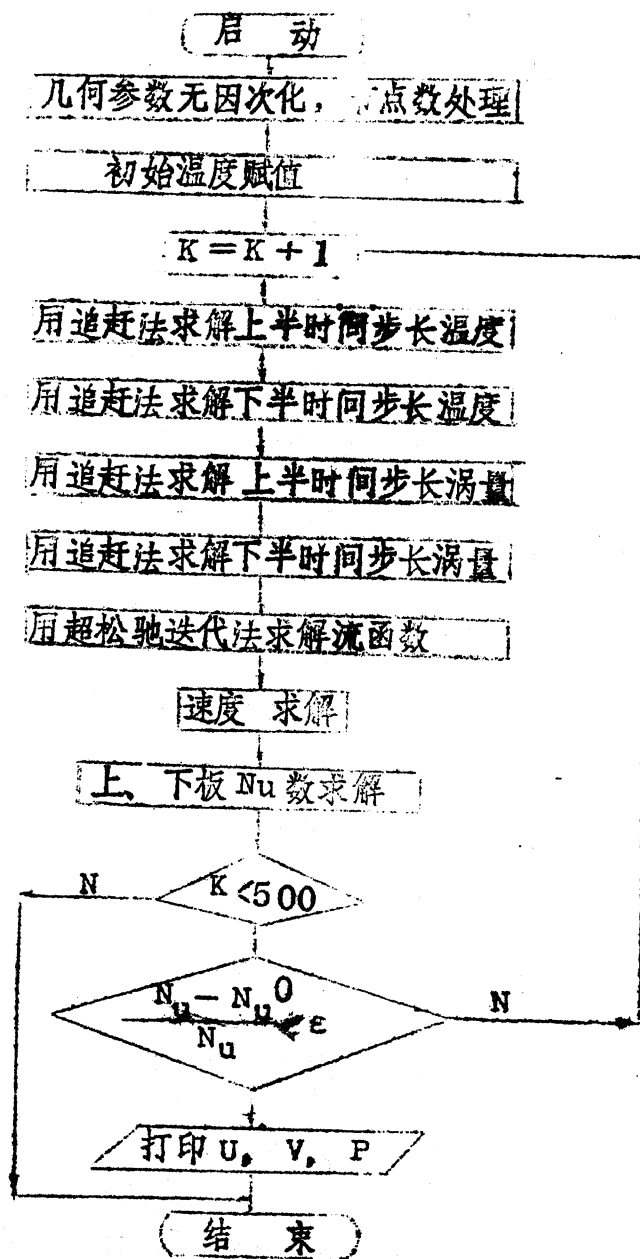
本程序用 FORTRAN 77 语言编制, 共五百多行, 运行时占用最大内存达 240K 字。调试和运行均在华南工学院计算中心 HOLLEYWELL 公司提供的 DPS8/49 中型机上进行, 运算速度为一百万次/秒, 最高高达三百万次/秒。最大内存为 245K 字。一次计算约花费 CPU 时间两小时。

程序主框图见图五

9. 结果与讨论

计算结果汇总于表三, 1~5 次计算显示了 N_u 随倾角的变化关系, 6~10 次显示了 N_u 数随 G_r 数变化规律, 11~13 次反映了 N_u 数随 H_v 的变化趋势, 14~16 显示了 N_u 数开口角 τ 的变化

关系。所有计算的 Pr 均为 0.733, Ar 均为 10。



框
图五 程序主框图

表三 各次计算几何参数及结果汇总

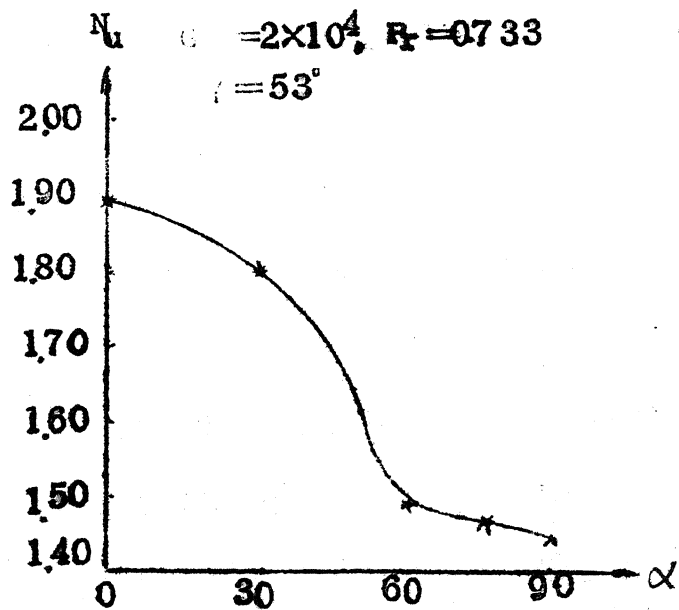
$L=800\text{mm}$, $H=80\text{mm}$, $\Delta\tau=0.001$, $Pr=0.733$

序号	开口角 $\gamma(^{\circ})$	间隙比 H_v/H	倾角 α	G_r	稳定所需 迭代次数	Nu
1	53	0.5	0	2×10^5	267	1.891
2	53	0.5	30	2×10^5	277	1.901
3	53	0.5	60	2×10^5	266	1.492
4	53	0.5	75	2×10^5	261	1.475
5	53	0.5	90	2×10^5	256	1.452
6	53	0.5	30	2×10^4	203	1.052
7	53	0.5	30	8×10^4	476	1.283
8	53	0.5	30	1×10^5	289	1.639
9	53	0.5	30	2×10^5	236	1.801
10	53	0.5	30	8×10^5	不稳定	~
11	28	0.8	30	2×10^5	220	1.243
12	28	0.4	30	2×10^5	61	1.412
13	~	0	30	2×10^5	71	3.596
14	85	0.4	30	2×10^5	268	1.354
15	90	0.4	30	2×10^5	197	2.471
16	103	0.4	30	2×10^5	191	2.426

从表三中第一到第五次计算可以发现：所有几何尺寸不改变， G_r 数相同时，随倾角增加， N_u 数从 $\alpha = 0^\circ$ 的最大值不断减弱，直到 $\alpha = 90^\circ$ 时的 N_u 数最小值。这一规律与微观机理分析所得结论是一致的。从传热机理的角度来看，封闭空间内换热强度大小主要与其中所形成的环流及环流数有关，环流数越多，换热越强。水平夹层和竖直夹层内环流的形成机理有所不同。在水平夹层内，流体受热板加热的浮升力驱动，当它足够大时就会驱使气流脱离加热面上升，跨过夹层流向冷板。同样原因，流体受冷板冷却后，达到一定程度又会在重力作用下脱离冷板，跨过夹层重新流回加热面，从而形成一个环状流动。沿着水平方向，这种环流有若干个。有人曾经拍摄到这样照片，并称这种流动结构为“蜂窝状”流动结构。在竖直夹层空间内，浮升力与加热壁面方向一致，难以驱使流体脱离表面。沿加热板向上流动的气流边界层逐渐增厚，当它与夹层厚度相等时，这股向上流动的热气流就会与另一股沿冷板向下流动的冷气流相遇而滞止。由于滞止压力作用，使热气流沿冷板向下回流，冷气流沿热板向上回流形成环流。

一般认为，在同样 Ar 值夹层厚度和 Ra 数时，水平夹层内的环流数总多于竖直夹层。而倾斜夹层介于这两者之间。所以，水平夹层的换热高于竖直夹层的换热，且随角度增大，换热强度减小。图六直观给出了这一变化规律，曲线在 $\alpha = 0^\circ \sim 60^\circ$ 这一区域段变化较为

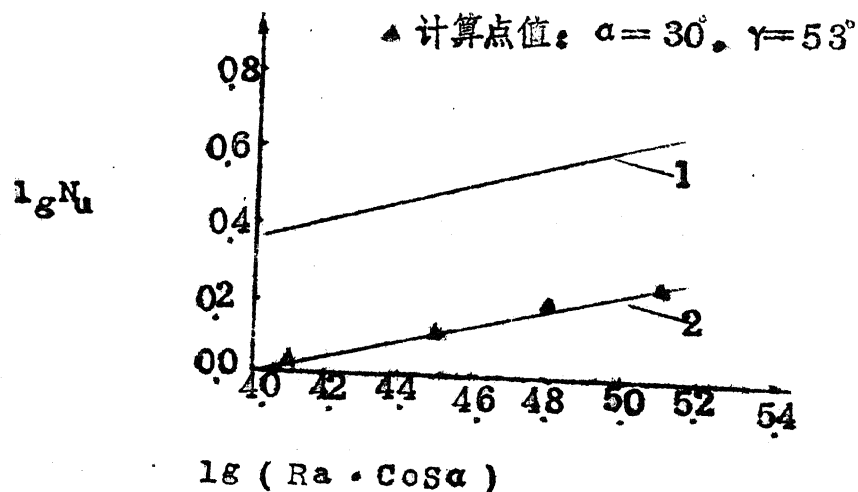
激烈表明倾角小于 60° 时， Nu 的变化比倾角大于 60° 时对换热影响大。而太阳能平板集热器一般都工作在倾角小于 60° 的范围内。所以，在满足辐射条件下，倾角大一点对减小热损失有利。从而对提高集热器的效益有利。



图六 换热与封闭空间倾角的变化关系

表三中第六到第十次计算了 Gr 从 2×10^4 到 8×10^5 的 Nu 值，其它参数均不改变，V形槽开口角为 53° ，间隙比 $Hv/H = 0.5$ ，倾角 $\alpha = 30^\circ$ 。可以看到，与无V形膜时的变化规律相仿， Nu 数随 Gr 数增大而增大。由图七可见，V形膜对自然对流的抑制十分明显。在计算的范围内，无V形膜所具有的 Nu 数会比相同条件下有V形膜（开口角为 53° ）的 Nu 数大约高 2.3 倍左右。此外，加V形膜后，临界 Ra 数也大有提高，可以看到，有V形膜时 $Ra_0 \cos 30^\circ = 10^4$ 所以 $Ra_0 = 11547$ 而没有V形膜时， $Ra_0 \cos 30^\circ = 1708$ ， $Ra_0 = 1972$ 。临界 Ra 数越大，表明自

然对流换热的发生越困难。



图七 加V形膜后计算点与未加V形膜实验点的 $Nu \sim Ra$ 关系式比较

1. 未加V形膜: $Nu = 0.157(Ra \cos \alpha)^{0.285}$

2. 加V形膜: $Nu = 0.116 / (Ra \cos \alpha)^{0.234}$

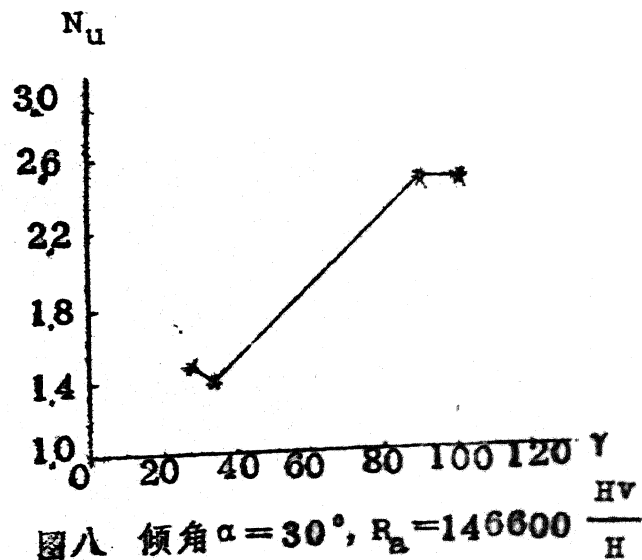
表三中11~13次计算反映了 Nu 随 $\frac{H}{h}$ 的变化关系。由于数据点较少，对整个范围真实的变化规律未能充分反映。另一方面，V形槽区内不存在自然对流的假定在 $\frac{H}{h}$ 较大时，可能与实际情况偏离得较大。但是，我们仍然可以得到这样一些结论，即 $\frac{H}{h}$ 参数对换热的影响是显著的。影响的总趋势是，随 $\frac{H}{h}$ 增大， Nu 减小。也就是说，间隙区所占比例越小，自然对流被抑制越强。

表三中14~16次计算，另加第12次计算结果，显示了一个

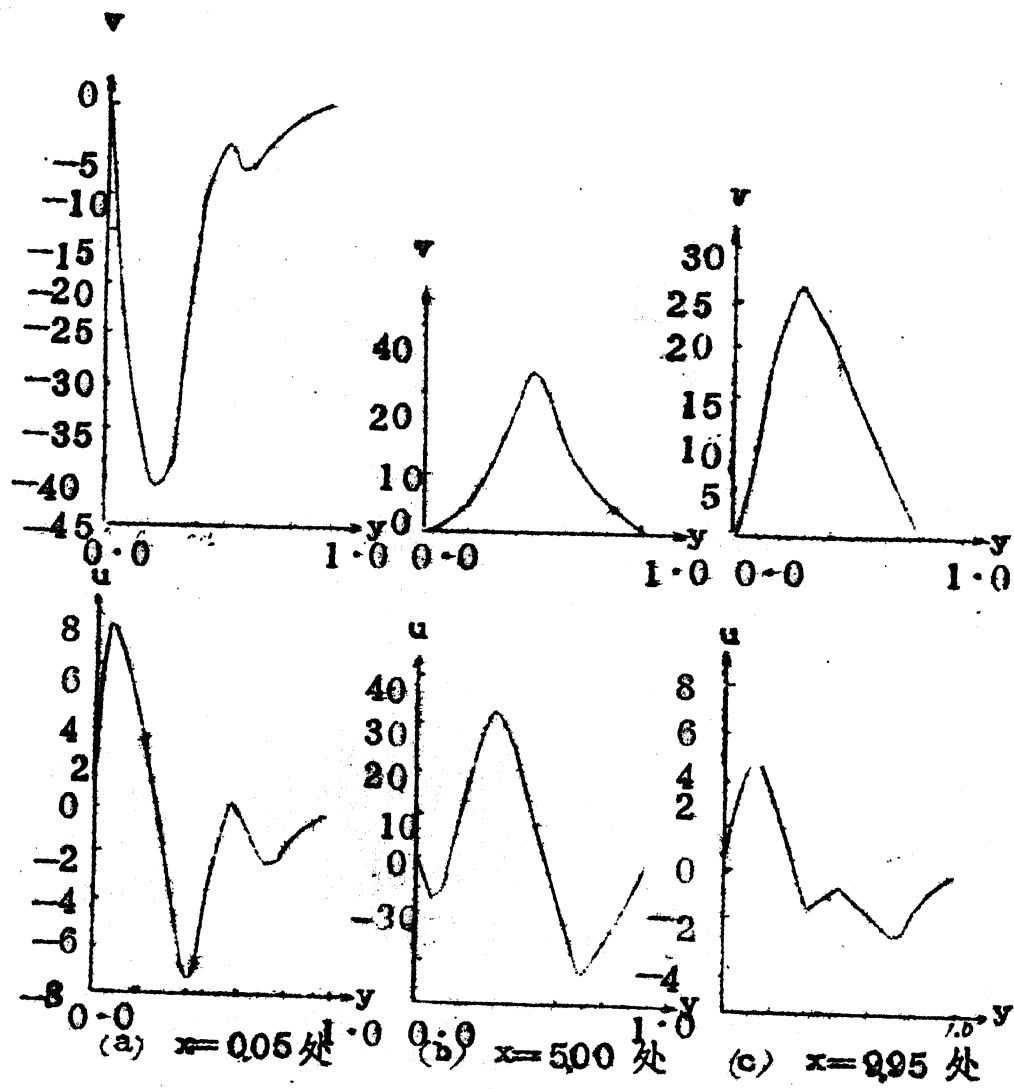
值得注意的问题。

即 V 形膜开口角 γ 对换热的影响。尽管所得数据点不多，但仍可看出一些规律。V 形膜开口角大小对换热有明显的影响，开口角越小，对自然对流抑制作用越大。按此规律第 12 次计算 Nu 值应比第 14 次为小，第 16 次计算 Nu 值应比第 15 次为大。由于下面两种原因造成了数量上的微小偏离：①在 V 形膜开口角较大时，V 形槽内空气静止的假设与实际相差较大；②在 V 形膜开口角较小时，网格点划分对精度的影响增大，按式 (46)， $m = \frac{2L \cdot n_2}{W}$ ，开口角越小，则 L/W 越大所以，同样 n_2 时，将有不同的 m 。反过来，同样 m 时，亦有不同 n_2 与之对应，由于 Δx 或 Δy_2 不同，从而造成计算精度不一。 L/W 越大，这种影响越明显。 $Nu \sim \gamma$ 的变化情况示于图八。

图九示出了倾角为 30° ，V 形槽开口角为 53° ， $G_r = 2 \times 10^5$ 时的流场特征。左边绝热层是倾斜封闭空间的底部，其附近流场如图九 (a) 所示流速分量 U 在整个 γ 范围内均为负值，表明流

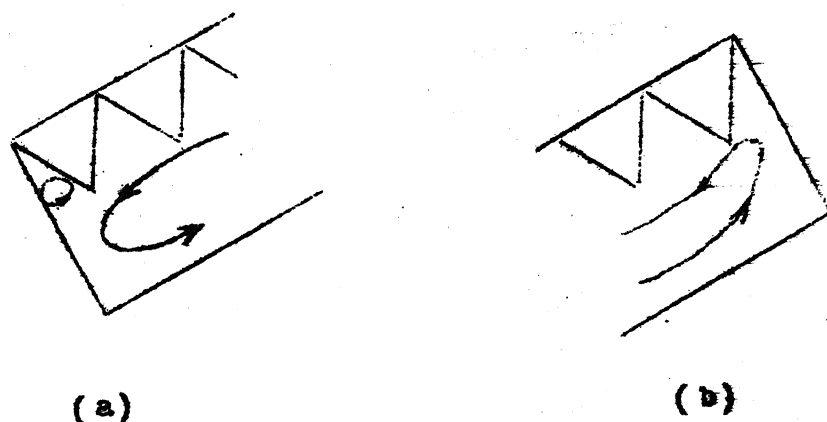


图八 倾角 $\alpha = 30^\circ$ ， $R_a = 146600 \frac{Hv}{H}$
 $= 0.4$ 时，换热随 V 形膜开口角变化的计算规律



图九 几个特殊截面的流速分布图 ($\alpha=30^\circ$ $\beta=53^\circ$ $Gr=2 \times 10^5$)

体在此截面上 ($x=0.05$) 是由冷板流向热板的。研究流速 u 的分布图可知, 流体在冷板附近从上往下流动, 在热板附近从下往上流动。由于 V 形膜的存在, 此区域共有两个漩涡, 且漩涡方向均为逆时针。流动形状可形象化表示在图十 (a) 中。右边绝热壁为顶部, 其附近流场如图九 (o) 所示。流速 v 在整个 y 范围内总是正值, 表



图十 特殊截面处流场特征示意图

$$(\alpha = 30^\circ, \beta = 53^\circ, H_V/H = 0.4)$$

明流体在此截面上 ($\bar{x} = 9.95$) 是由热板流向冷板的。研究流速的分布图可知: 流体在冷板附近从上往下流动, 在热板附近从下往上流动。图 (a) 和图 (o) 表明了速度 u 的分布规律在截面 $\bar{x} = 0.05$ 和 $\bar{x} = 9.95$ 处是基本相似的, 只是底部的流速 ($\bar{x} = 0.05$) 大于顶部的流速 ($\bar{x} = 9.95$), 由速度 u 的分布规律, 可见其流动方向恰好相反, 底部 ($\bar{x} = 0.05$) 时 u 为负值,

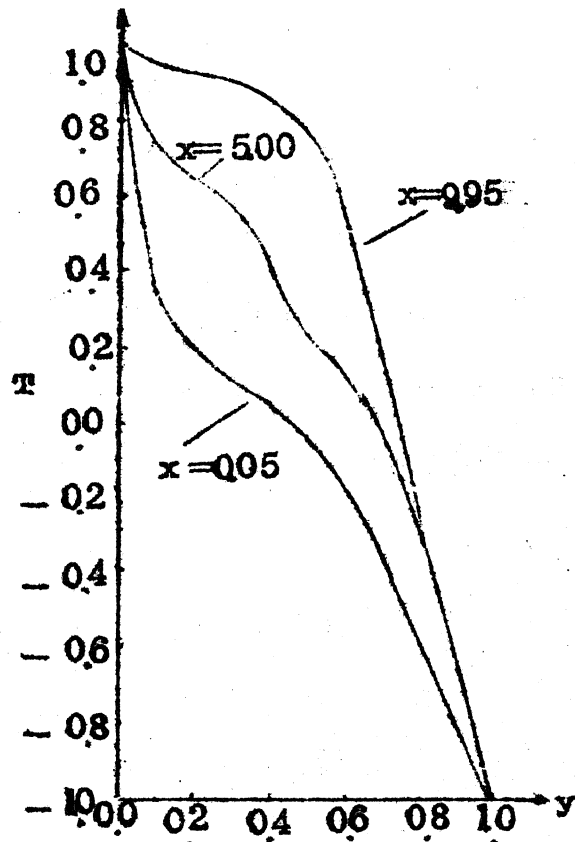
流体从冷板流向热板，顶部时 ($x = 9.95$)， U 为正值，流体从热板流向冷板。且底部流速绝对值大于顶部流速绝对值，这表明流体在顶部附近的流速小于底部附近，从而可知底部的换热比顶部的换热强，由下面所列出的几个截面的温度场分布也能说明这一点。

图十一示出了倾角为 30° ，V形膜开口角为 53° 的温度场的若干特征。由 $x = 0.05$ ， $x = 5.00$ ， $x = 9.95$ 的曲线对比可以看出，在热板附近的温度梯度，沿板面由下到上逐渐降低，这种特性与无 V形膜时一样。这是由于温度边界层不断增厚，从而热阻不断增大，温度梯度降低，热量传递也相应不断减弱。在冷板附近情况与热板恰好相反，边界层由上到下不断增厚，温度梯度由上到下不断减小，热量传递由上到下不断减弱。另外，图中以点划线示出了纯导热时的温度分布（线性分布）。与绝导热相比，可以看到：在冷板 ($y = 1$) 附近，流动带来的流体温度比不流动流体所具有的温度高，从而流动提高了冷板附近的温度和温度梯度，特别在上部区域。流体由于冷板的冷却作用，温度逐渐降低，到了中下部区，流动对温度的效应减弱，温度梯度逐渐下降向纯导热规律靠拢。热板附近，($y = 0$) 情况与冷板不一样，在下部，由于来自冷板的冷流体比不流动时的流体所具有的温度更低，故温度梯度高于纯导热时情况，即图上曲线斜率更大，更陡。流体从下往上流动温度不断上升，温度梯度逐渐减小，即流体与热板的热交换亦不断

减小，过了一定部位，流体温度高于静止时流体所具有的温度，从而出现温度梯度比纯导热时更小的现象。图中温度分布曲线在上部区时比纯导热更平坦，证实了这一分析。

由以上分析可以知道，流动在底部速度比顶部剧烈，且沿热板从下往上，传热由大变小，最后甚至小于导热情况；沿冷板从上往下，传热由大变小，但总大于纯导热情况。这就是对流场和温度场分析的结论。由于V形槽的存在，流动在中间部分显得有些混乱，

从V形膜斜壁冲下来冷流体可达热板，造成在热板附近的速度分布，



图十一 温度场变化规律

($\alpha=30^\circ$, $\beta=53^\circ$, $q_1=2 \times 10^5$)

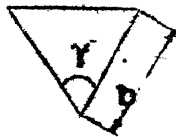
每隔一定 x ，出现 u 为负值的情况，如图九 (b) 所示。这种情况在整个 x 方向并非主流，故 V 形膜对自然对流抑制效果仍然很好，下面的实验也证明了这一点。

四、带V形膜封闭空间内自然对流换热的实验研究

1. 实验内容

为了与前人实验进行对比,确定本实验方法的正确性,对水平状态(热板在下,冷板在上)时无V形膜的换热情况进行了实验研究。然后,加了三种不同型式的V形膜,尺寸见表四,对倾角为零时和倾角为 30° 时的换热情况进行了实验测定。通过数据处理,得出了若干经验公式,如表六所示。

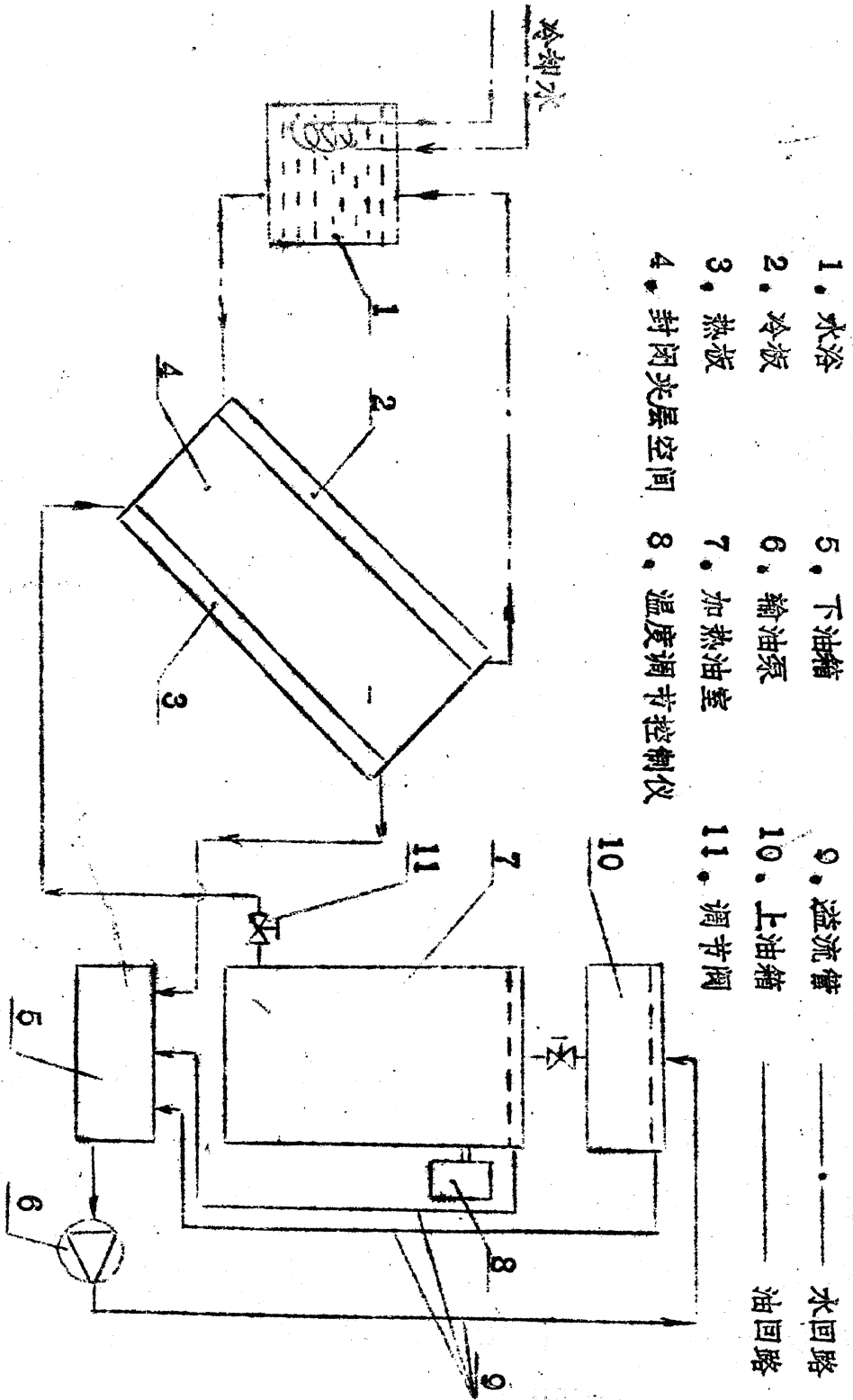
表四 实验中所用V形膜几何尺寸

几何尺寸 型号	开口角 γ	边长 D (mm)	尺寸简图
1	45°	20	
2	60°	20	
3	90°	20	

2. 实验装置

2.1 系统介绍

整个系统由恒温油浴、恒温水浴和封闭空气层换热装置三大主要部分组成。三个部分由两个循环回路联系起来。一个循环回路中流动介质为机油,联系着恒温油浴和封闭空气层换热装置中的热板;另一个循环回路中流动的介质为水,联系着恒温水浴和封闭空气层换热

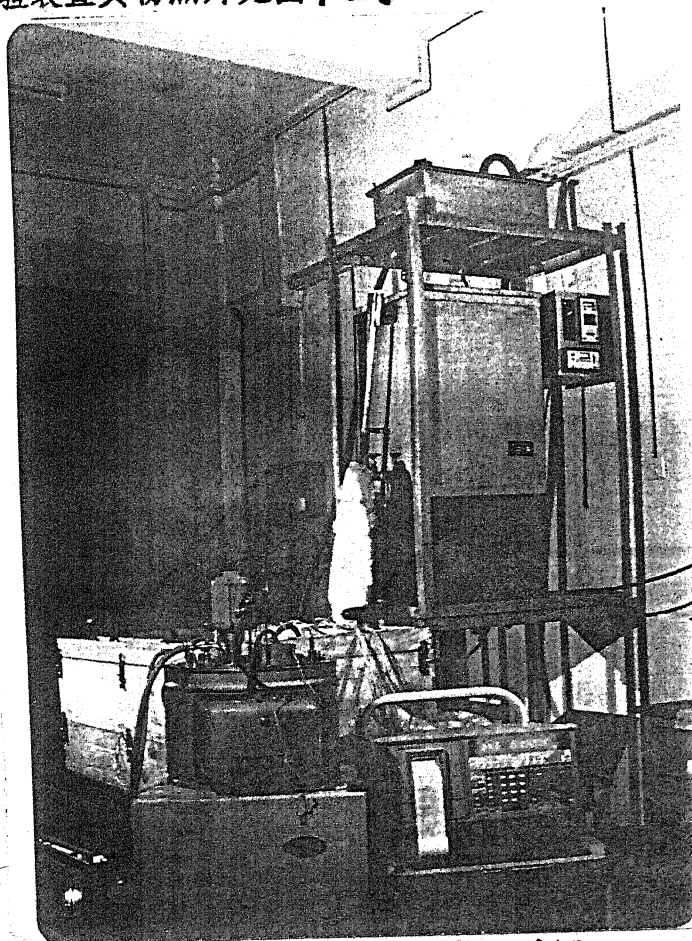


图十二 实验装置示意图

装置中的冷板。机油为热板提供恒温，水为冷板提供恒温。整个装置流程示意图见图十二，实验装置实物照片见图十三。

机油流程为：

恒温油浴加热室→
封闭空气层换热装置中热板→下油箱
→油泵→上油箱→
恒温油浴加热室，
形成一个循环。上
油箱和恒温油浴加
热室均有溢流管路。
流量由恒温油浴加
热室出口处阀门调
节。



图十三 实验装置实物照片图

水的流程为：

恒温水浴→封闭空气层换热装置中冷板→恒温水浴。整个循环为闭式循环，流量恒定不变。

2.2 试验设备介绍

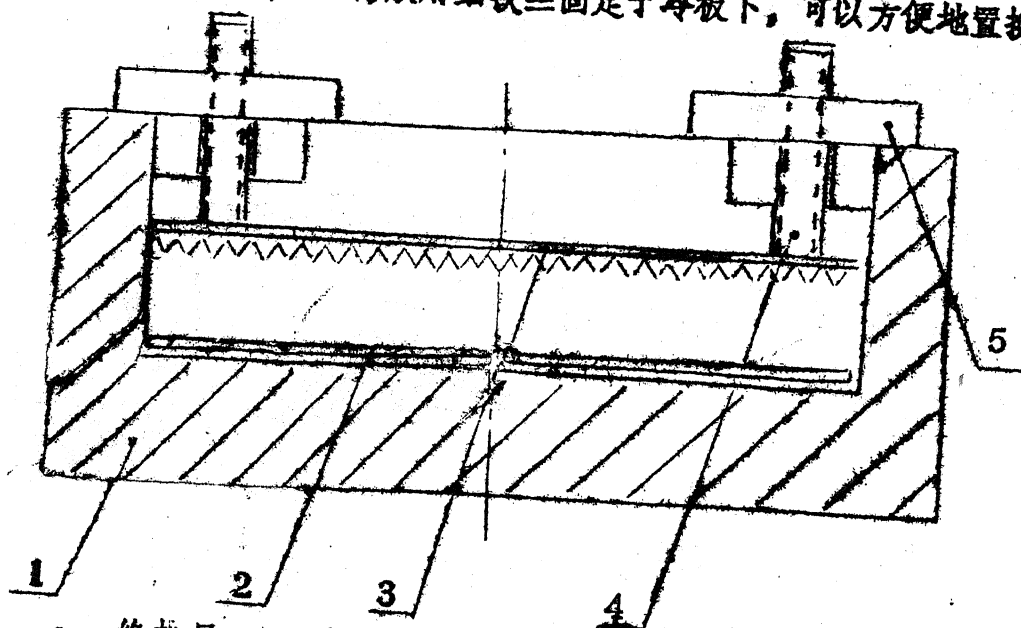
封闭空气层换热装置中热板由高温机油恒温，加热机油的热源为CS-603精密恒温油浴，恒温波动度 $\pm 0.04^{\circ}\text{C}$ ，加热功率由可

控硅控制，最大的功率为4W。配有一台可控硅电压调整器，可在90°—300°之间对加热室温度进行控制。

封闭空间空气层换热装置中冷板由低温水冷却，水的恒温采用CS-501型超级精密恒温器，其中配有加热和冷却两套装置，控温范围为常温至95°之间，温度波动度小于0.1°C。

图十四为封闭空气层换热装置截面图。整个装置底部和侧壁均用超细玻璃纤维材料绝热，绝热层厚度底部为150mm，侧壁为100mm。

热板和冷板均用紫铜制作，换热面积为930mm×465mm。内部通道如图十五所示。流体在其内呈“之”字形流动，从而使板温分布更加均匀。V形膜用细铁丝固定于冷板下，可以方便地置换。



1、绝热层 2、热板 3、冷板及V形膜 4调距螺杆 5调距转盘

图十四 换热空间示意图

实验选用了三种形状的V形膜，尺寸如表四所示，实物照片见图十六

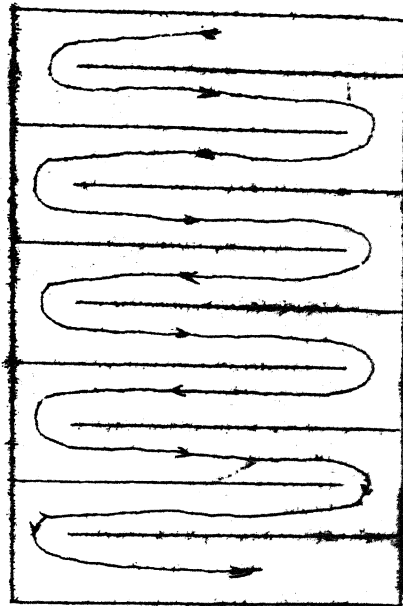
V形波纹膜材料为碳酸酯塑料，厚度仅为0.12~0.13mm。热板位置固定，冷热板间距改变通过螺杆，转盘调节机构升降冷板而实现。螺杆的螺距为2mm，测量螺杆露出高度后换算可得冷热板间距。冷板上共焊有四根螺杆，间距调节十分方便、准确。间距调节范围为15mm~135mm。

整个封闭空间换热装置放在一个可调倾角的支架上，从而可做倾角不同的实验。

2. 3 测量设备

需要测量的参数有：①机油流量；②机油在热板进出口处温度；③热板上平均温度；④冷板上平均温度。下面一一介绍其测量方法和设备。

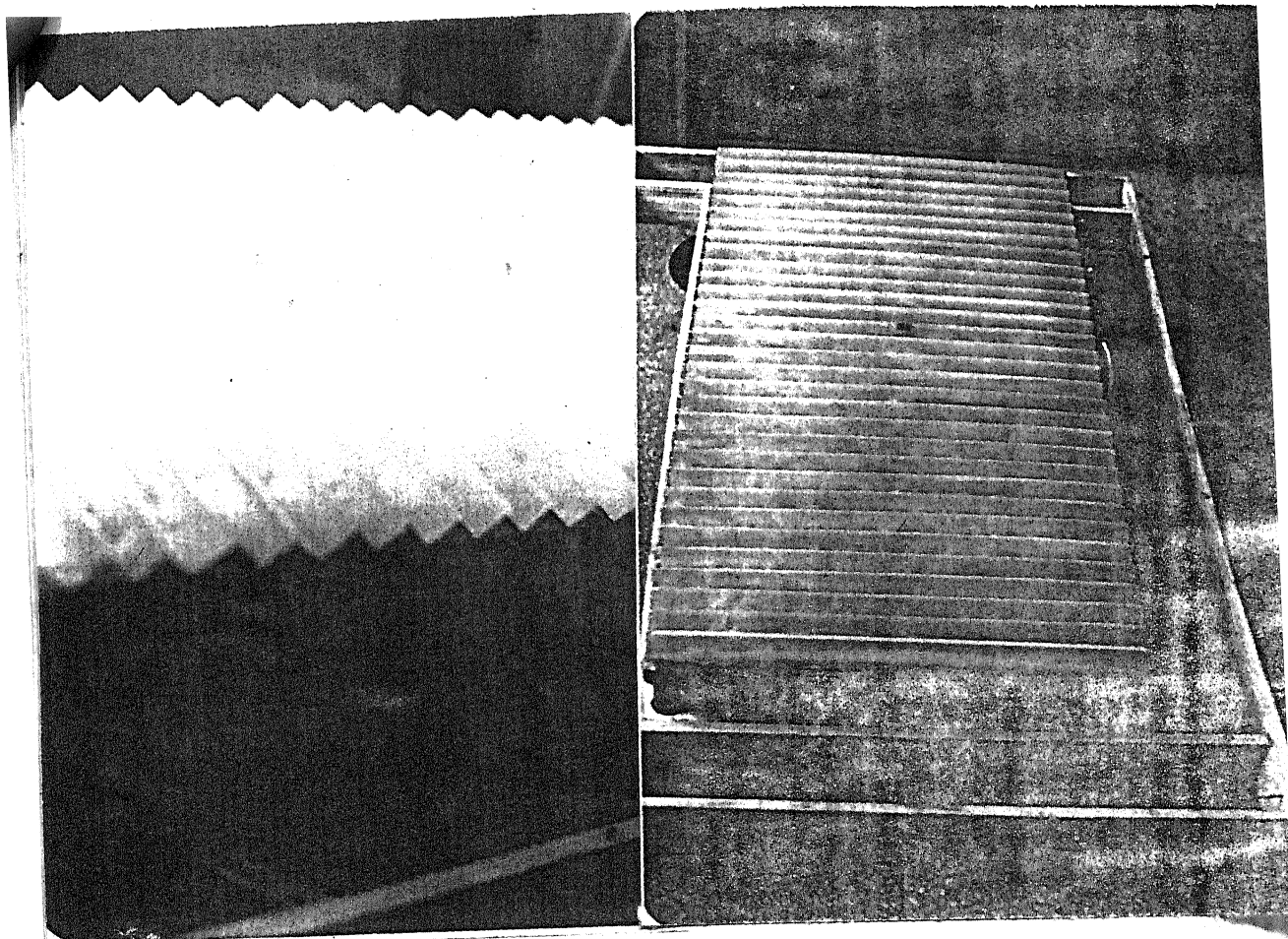
流量测定采用称重法。读秒误差为0.05秒，称重误差为1克。故流量测定误差极小，本实验仅为 0.003 Kg/h 左右。



图十五 冷热板内部通道示意图

温度测量共有二十五个测点。在冷、热板上各布置有十对热电偶，布位如图十七，以便测定冷热板上的平均温度。V形槽尖顶处布有一

个温度测点，热板的机油进出口处各布置有两个热电偶，还安置了一个由六对热电偶组成的热电堆来监测机油进出口温差的变化情况。热电偶和热电堆均采用铜-康铜配对材料，二次仪表选用美国 FLUKE 公司生产的 2240C 数字记录仪，此仪表功能齐全，精确度较高，是比较先进的仪表，其中包括对若干测量值进行平均的功能，故热、冷板平均温度值可直接从仪表上读取。其测量误差仅为 $0-1^{\circ}\text{C}$ 。



(a) 侧面局部

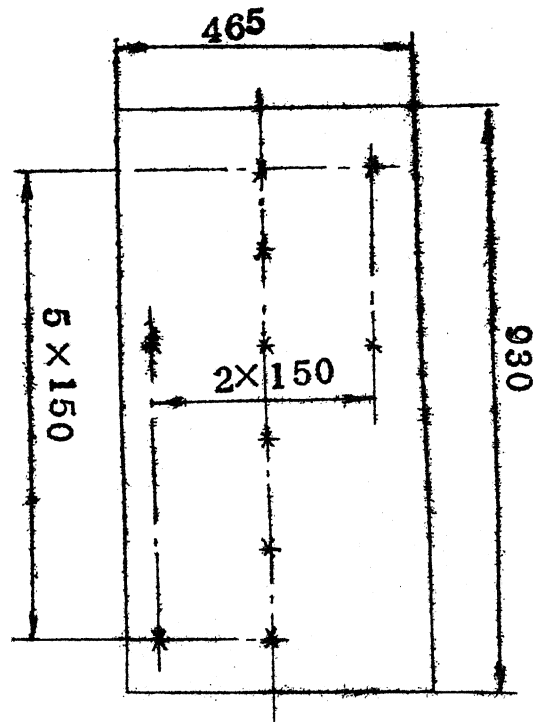
(b) 俯视

图十六 V形波纹膜实物照片

3. 实验方法

冷热板温差在整个实验阶段基本维持不变，通过改变冷热间距获得不同的 R_a 数，是本实验的特点之一。此方法具有简便，容易调节的优点，但 R_a 、 A_r 和 $\frac{H_v}{H}$ 因素会同时变化，从而难于分辨到底是何因素引起传热发生改变。但是，从前人的实验经验中得知在高 A_r 值和小 $\frac{H_v}{H}$ 值的情况下， A_r 值和 $\frac{H_v}{H}$ 对传热的影响不大。本实验大部分处于这一状况。所以，此方法虽然不够精确，也还具有一定的实际意义。

封闭空间底部和侧壁绝热，热量仅能从热板向冷板传递，所以，在稳定状态下，认为冷热板的传热大小等于热板内机油的热损失。通过机油在热板进出口处的温度值及其流量，就可求得传热量 Q 。



图十七冷热板温度测点分布示意图

但这项传热量不仅包含自然对流和导热所引起的传热，而且包含辐射和其它原因引起的热损失。为扣除这些热损失，采用倒置法（热板在上，冷板在下），这时自然对流完全消失，综合处理两种情况的实验数据，即可得出由于自然对流所引起的换热。

当冷热板温度变化在半小时内均不超过 0.1°C ，或者当板温随时间波动值小于 0.5°C 时，认为稳态已经达到。

4. 实验数据处理的方法

假定空气为理想气体，则其热膨胀系数 $\beta = \frac{1}{(\theta_m + 273.16)}$

其它物性参数均以平均温度 $\theta_m = \frac{1}{2}(\theta_h + \theta_c)$ 为定性温度，由 [21] 中物性表内求得。 R_a 数按 (2.3) 式求得。

机油的热损失通过下式计算：

$$Q = \dot{m} \int_{\theta_1}^{\theta_2} c_p d\theta \quad (4.1)$$

由于机油的定压比热值为温度的函数，所以必须知道这一函数关系，实验测定后用回归分析法拟合可得经验式 [22]：

$$c_p = 0.4554 + 7.062 \times 10^{-4} \theta + 1.193 \times 10^{-8} \theta^2 \quad (4.2)$$

将 (4.2) 式代入 (4.1) 积分可得：

$$Q = \dot{m} (0.4554\theta + 3.531 \times 10^{-4} \theta^2 + 3.977 \times 10^{-9} \theta^3) \Big|_{\theta_1}^{\theta_2}$$

其中， θ_1 为出口温度， θ_2 为进口温度， \dot{m} 为质量流率，知道

这些参数，由上式即可求得封闭空间内总传热量 Q ，单位为
Kcal/h。

$$\text{这一热量可分解为: } Q = Q_r + Q_h + Q_o \quad (4.3)$$

$$\text{倒置时, } Q_{\text{倒}} = Q_r + Q_c + Q_o \quad (4.4)$$

$$\text{其中, 热辐射量 } Q_r = \frac{A X_{n_1} c_0 (\theta_n - \theta_c)}{1 + X_{n_1} c (\frac{2}{\epsilon_n} - 2)} \quad (4.5)$$

$$\text{热传导量 } Q_c = \frac{A \lambda (\theta_n - \theta_c)}{H} \quad (4.6)$$

$$\text{热对流量 } Q_h = hA (\theta_n - \theta_c) \quad (4.7)$$

Q_o 为除上面三项外的其它传热

$$(4.3) - (4.4) \text{ 得: } Q - Q_{\text{倒}} = Q_h - Q_o$$

$$\text{所以, } Q_h = Q - (Q_{\text{倒}} - Q_o) \quad (4.8)$$

$$h = \frac{Q - (Q_{\text{倒}} - Q_o)}{A (\theta_n - \theta_c)} \quad (4.9)$$

$$\text{由 (4.4) 式, } Q_{\text{倒}} - Q_c = Q_r + Q_o$$

查 [21] 中角系数表, 知道在本实验范围内, H 的变化引起 $X_{n_1} c$ 的变化甚小, 而 Q_o 亦与 H 关系不大, 故可近似认为 $Q_{\text{倒}} - Q_c$ 的大小不随间距 H 而改变, 这一近似假定省略了在做倒置实验时的实验量。只要倒置时温差保持与不倒置时一致, 就可使用式 (4.9) 求换热系数。

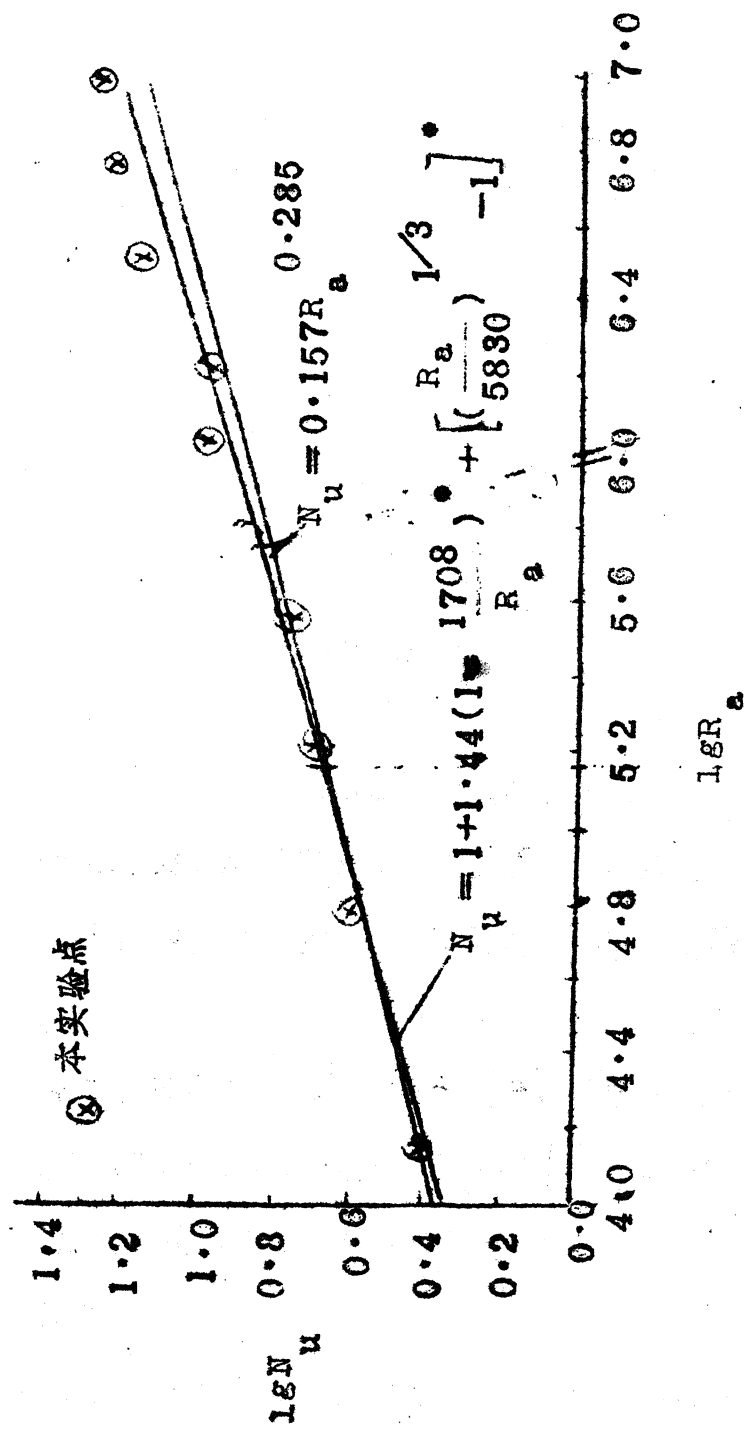
系数 n 。实验中通常不能保持倒置时和不倒置时温差一致，故倒置时要做两个不同温差，然后内插求出所需^的 q_c 。

(4.9) 式中 q_c 和 $q_{\text{倒}}$ 均为实验所测得，而 q_c 是 (4.6) 式计算所得， N_u 数用式 (2.4) 计算

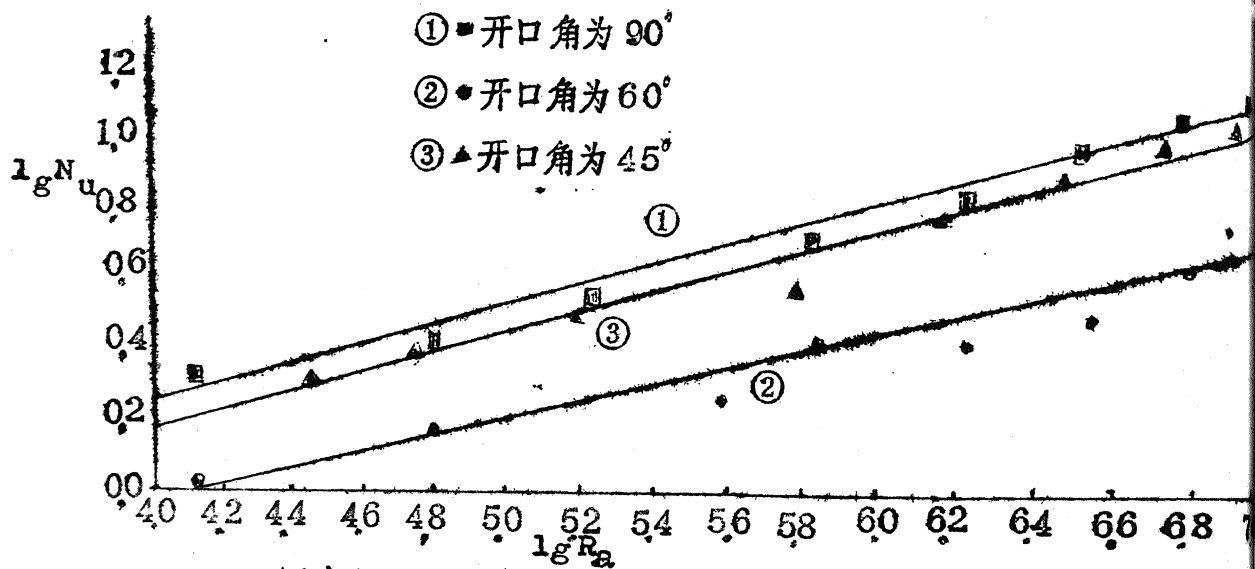
5、实验结果及分析

原始数据见附录 F，表五列出的是整理后的数据结果。图十八绘出了水平状态下无 V 形膜的封闭空间内自然对流换热实验数据。与 $N_u = 0.157R_a^{0.235}$ 相比，约高 11.3%，与 Hollands 一段式相比，约高 23.6%。实验点偏高大多发生在 R_a 数较高时，这种系统偏高，可能由于板温不能为恒温之缘故。按文献 [17] 介绍的理论，尽管两块非恒温平板的平均温度与两块恒温平板的温度相等，因为非恒温平板造成了横向导热，所以两非恒温平板间导热高于两块恒温板间的导热。从而自然对流换热也相应增大。除了这一因素影响实验的准确性外，还有环境温度、绝热层绝热性能等因素也对实验的准确产生影响。

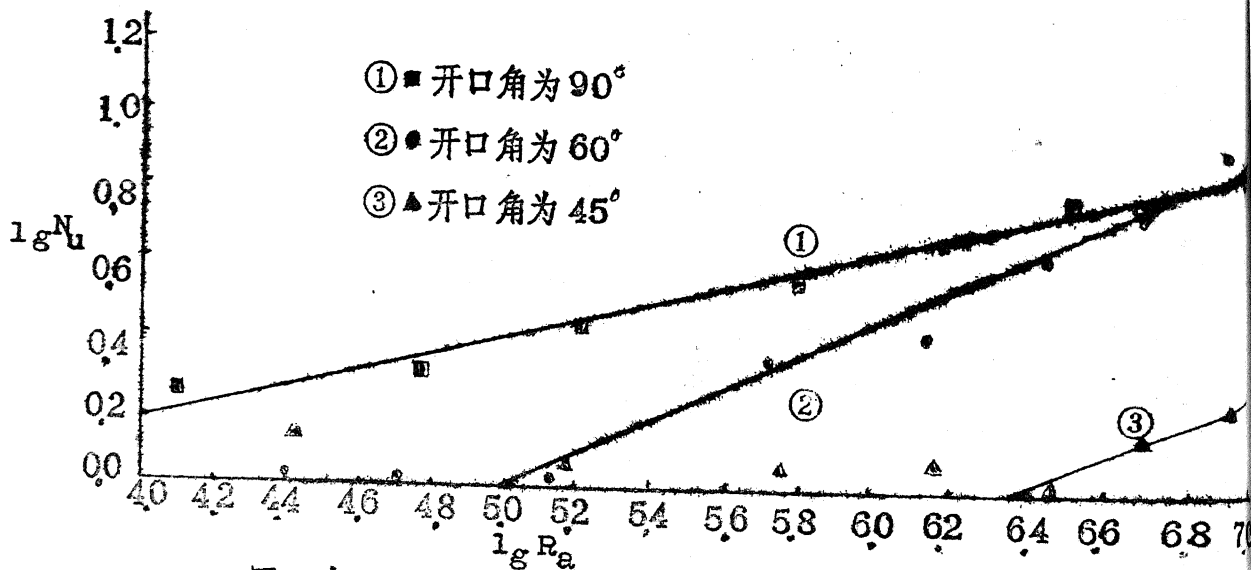
图十九、二十分别显示了倾角为 0° 和 30° V 形膜开口角为 45° 、 60° 、 90° 时的 $N_u \sim R_a$ 的变化关系。由图十九可见如下规律，即水平状态下，开口角为 60° 时，自然对流抑制效果最好，图二十则显示了在倾角为 30° 时（与大部分太阳能平板集热器工作状态接近），开口角小对自然对流抑制效果较佳。对比图十九和二十可见，V 形膜开口角大小对换热有明显影响，但在水平状态和倾斜角为 30° 状态



图十八 水平状态下本实验与前人实验式比较 (无V形膜)



图十九 倾角为 0° 时, $Nu \sim Re$ 关系图



图二十 倾角为 30° 时, $Nu \sim Re$ 关系图

表五 实验数据整理结果汇总

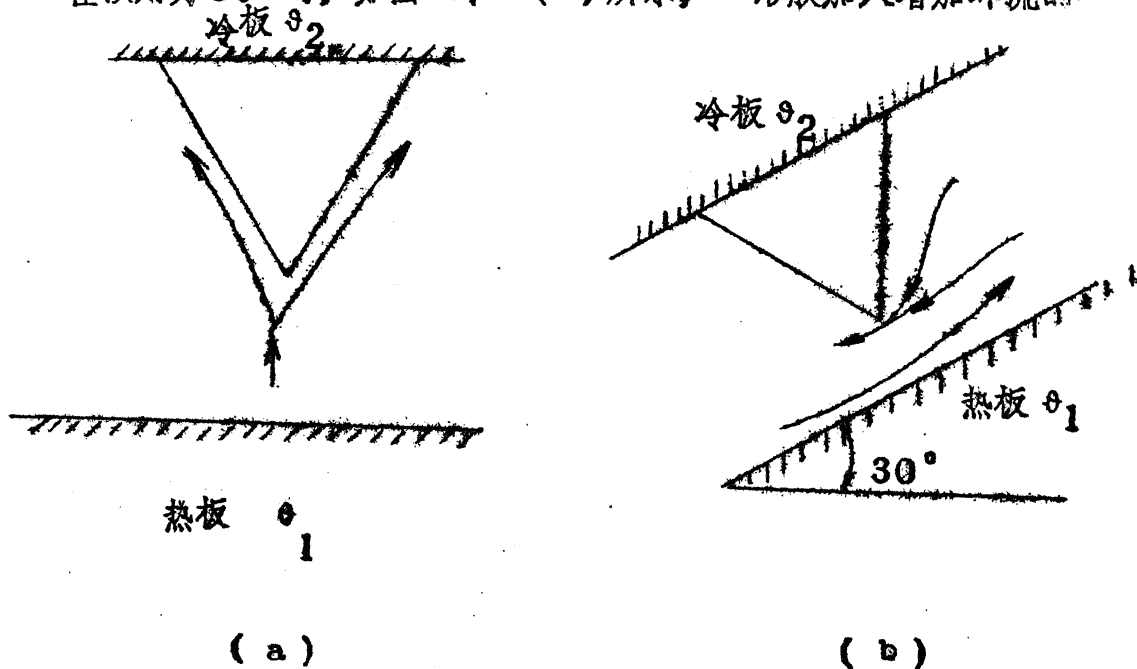
板型	倾角 $\alpha = 0^\circ$		倾角 $\alpha = 30^\circ$	
	Re	Nu	Re	Nu
45° 开口角	2.84×10^4	2.048	2.75×10^4	1.40
	5.58×10^4	2.415	5.31×10^4	1.00
	1.58×10^5	3.002	1.47×10^5	1.13
	6.20×10^5	3.608	5.87×10^5	1.19
	1.51×10^6	5.389	1.46×10^6	1.25
	3.07×10^6	7.065	2.94×10^6	1.12
	5.44×10^6	8.427	5.23×10^6	1.49
	8.77×10^6	9.611	8.44×10^6	1.74
60° 开口角	1.33×10^4	1.08	2.56×10^4	1.05
	6.19×10^4	1.51	5.18×10^4	0.87
	3.76×10^5	1.80	1.41×10^5	1.14
	6.92×10^5	2.62	5.53×10^5	2.29
	1.73×10^6	2.62	1.40×10^6	2.64
	3.53×10^6	2.99	4.83×10^6	4.22
	6.30×10^6	3.98	5.03×10^6	5.58
	8.11×10^6	5.24	8.10×10^6	8.16

90° 开 口 角	1.34×10^4	2.09	1.28×10^4	1.75
	6.32×10^4	2.55	6.03×10^4	2.02
	1.73×10^5	3.87	1.67×10^5	2.64
	6.73×10^5	4.97	6.49×10^5	3.71
	1.71×10^6	6.24	1.64×10^6	4.83
	3.44×10^6	8.22	3.32×10^6	6.12
	6.09×10^6	9.83	5.89×10^6	6.33
	9.32×10^6	11.23	9.50×10^6	7.06

续表五 实验数据整理结果汇总 (无V形槽, $\alpha = 0^\circ$)

R_a	131×10^4	604×10^4	168×10^5	366×10^5	110×10^6	171×10^6
N_u	2.44	3.82	4.77	5.56	9.20	8.91
R_a	344×10^6	609×10^6	998×10^6			
N_u	13.86	16.06	17.78			

影响规律是不相同的。这种情况可作如下解释：如图二十一（a）所示，水平状态下，由于V形膜加入，上升气流在V形膜尖顶处，会被分为左右两股，沿着V形膜壁上升。这时V形膜的插入起到了两种作用，一方面使环流数增加，另一方面增大了换热面积。这两种作用都促进换热增强。当开口角越小，则单位长度上的V形槽个数增加，所以，环流数和换热面积均增强。则此两因素所起作用越强。但另一方面，开口角越小，则V形槽高度越大（本实验中V形膜等腰边长固定不变，通过调节V形膜开口宽度来改变角度），因而，在同样H时， Hv/H 变大，间隙区内流体流动区域变小。这一因素使得自然对流换热减弱。由于，随开口角变化，有促进和削弱换热两种因素在作用，故出现了 $\gamma = 60^\circ$ 时换热最弱的实验现象。在倾角为 30° 时，如图二十一（b）所示，V形膜加入增加环流的



因素已经消失。因此，随开口角减小，间隙区内流域减小，换热变差。所以，在倾斜状态下，V形膜的开口角在 $45^\circ \sim 90^\circ$ 范围内越小，对自然对流的抑制效果越好。

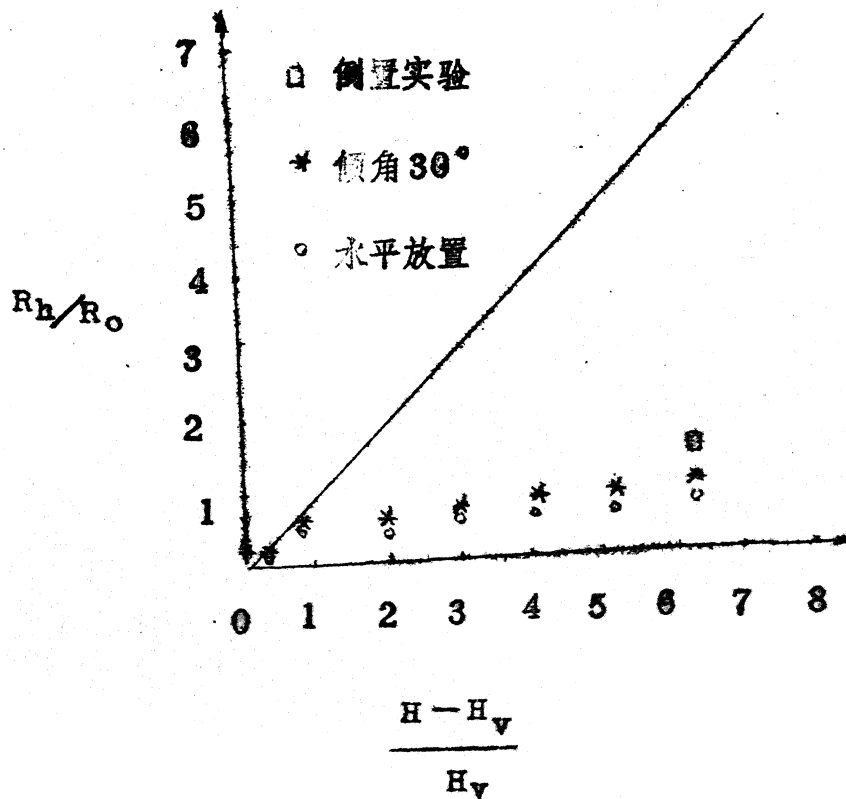
表六绘出了实验所得有V形膜的几个换热关系式，并且给出了拟合这些经验关系式时的相关系数。临界 R_a 数的大约值也列于表中

表六 实验数据的拟合曲线关系式

α	0°	30°
45°	相关系数 $r=0.964$ $Nu = 0.119 R_a^{0.27}$ $R_{ac} \approx 2654$	$r=0.993$ $Nu = 2.12 \times 10^{-3} R_a^{0.42}$ $R_{ac} = 2.32 \times 10^6$
60°	$r=0.964$ $Nu = 0.128 R_a^{0.22}$ $R_{ac} = 11432$	$r=0.986$ $Nu = 4.6 \times 10^{-3} R_a^{0.46}$ $R_{ac} \approx 1.20 \times 10^5$
90°	$r=0.992$ $Nu = 0.145 R_a^{0.27}$ $R_{ac} \approx 1276$	$r=0.991$ $Nu = 0.178 R_a^{0.23}$ $R_{ac} \approx 1816$
不同开口角 $45^\circ < \alpha < 90^\circ$	$r=0.842$ $Nu = 0.037 R_a^{0.249} \gamma^{0.313}$	$r=0.883$ $Nu = 2.28 \times 10^{-5} R_a^{0.272} \gamma^{1.89}$

供参考。从图十九、二十和表六所列公式均可看出，倾角为 30° 时，对

流换热对开口角的影响性大于倾角为 0° ，这表明，V形膜开口角的影响，在倾斜状态下显得更加明显。此外， R_{ac} 的值在倾斜状态比水平状态大，这表明对于同样的V形膜，倾斜状态比水平状态更难以发生自然对流换热。由于只对水平状态和倾角为 30° 状态进行了实验，故难以提出一个换热随倾角改变的定量关系式，但定性上仍可得知，倾角越大，自然对流换热越小，这一规律为前面理论计算所得，此处对 $\alpha=0^\circ$ 和 $\alpha=30^\circ$ 两种情况的对比也能看出。



图二十二 热阻比值随间距比值的变化规律

表七列出了开口角为 45° ，倾角为 0° 和 30° ，V形槽高 $H_v = 18.5\text{mm}$ 时隙区与V形槽区热阻之比的实验结果。若整个封闭空间流体无流动，辐射传热可以忽略，则 $R_h = (H - H_v) / H_v$ 。图二十二列出了纯导热时和实验时 $R_h / R_c \sim (H - H_v) / H_v$ 的变化规律。表七和图二十二表明， $R_h / R_c \ll (H - H_v) / H_v$ ，且 R_h / R_c 随 $(H - H_v) / H_v$ 的变化很少。这说明间隙区内换热程度远大于V形槽区域。所以，假设上部V形槽内空气静止是比较合理的。这就是理论计算中的一个近似假设，实验得到了一定证明。此外，相同条件下，但倾角不同时，

$(R_h / R_c)_{\alpha = 30^\circ} > (R_h / R_c)_{\alpha = 0^\circ}$ ，说明 $(R_h)_{\alpha = 30^\circ} > (R_h)_{\alpha = 0^\circ}$ （因为 R_c 主要由导热产生，与倾角无关），这表明倾斜状态下，自然对流抑制比水平状态强。倒置时自然对流不存在，故 R_h / R_c 最大。由于受辐射换热影响， (R_h / R_c) 值仍低于纯导热时情况。

五、自然对流换热的数值计算和实验研究的分析比较

数值计算和实验研究的结果及其分析前面都已经给出，下面从定性和定量两个方面进行比较

1. 定性比较

理论计算和实验研究结果在定性方面的特征是相同的。①随 Re 数增大， Nu 数皆呈增大的趋势。理论计算值可见表三，实验值可见表五。②加V形膜后比不加V形膜时， Nu 大为减小。理论计算得出：

表七 开口角45°，V形槽高Hv=18.5mm各段热阻变化规律

倾角	间距 mm	热板温度 θ_h (°C)	槽尖温度 θ_t (°C)	冷板温度 θ_c (°C)	R _h /R _c	$\frac{H-H_v}{H_v}$
0°	135	87.5	63.5	28.4	0.684	6.300
	115	87.5	64.0	28.4	0.660	5.216
	95	87.7	64.4	28.4	0.647	4.135
	75	87.5	59.8	28.3	0.879	3.054
	55	91.7	73.4	28.3	0.408	1.973
	35	90.9	69.2	28.7	0.536	0.892
	25	90.4	83.4	30.0	0.131	0.351
	20	89.9	85.4	30.0	0.081	0.081
30°	135	88.2	60.3	30.6	0.938	6.300
	115	88.2	61.0	30.5	0.890	5.216
	95	88.3	61.5	30.6	0.866	4.135
	75	88.9	65.0	30.5	0.695	3.054
	55	89.2	65.6	30.6	0.675	1.973
	35	89.4	68.0	31.4	0.584	0.892
	25	89.2	79.5	31.5	0.202	0.351
	20	88.8	81.0	30.8	0.155	0.081
180°	135	85.4	52.4	31.0	1.545	6.300

在 $\alpha = 30^\circ$ 时, $\gamma = 53^\circ$, $\frac{Hv}{H} = 0.5$ 的 V 形槽比无 V 形槽时 Nu 数小 2.3 倍左右。实验得出: 在 $\alpha = 0^\circ$ 时, 具有 $\gamma = 60^\circ$ 的 V 形槽比无 V 形槽时 Nu 值小 4.4 倍左右。③理论计算表明, 随倾角增大, 自然对流换热强度减弱, 如图六所示。由于只对水平状态和在太阳能应用中较常遇到的 30° 倾角状态进行了实验测定, 故实验只能看出大致趋势, 结果与计算基本符合。④实验证明, 非水平状态时, V 形膜开口角越小, 自然对流换热越弱。理论计算除了边界两点有异常外, 中间范围基本也符合这一规律, 见图八。

2. 定量比较

表八列出了 $\alpha = 30^\circ$, $\gamma = 53^\circ$ 时, Nu 若干数值的比较。由表中可见, 实验值高于理论计算值。由于本身值较小, 误差绝对值虽然不大, 但误差相对值较大。此外, 由于实验所得 Nu 值是在变 $\frac{Hv}{H}$ 之下获得, 结果是间接通过经验公式推得, 而理论计算时, 条件为 $\frac{Hv}{H} = 0.5$, Nu 为直接求得值, 数值求解时一些假设可能与实验时情况有出入。这些原因都导致了两者间存在误差。除了表八的对比在 $\alpha = 30^\circ$, $Gr = 2 \times 10^5$, $\gamma = 90^\circ$ 时, 实验得出 $Nu = 2.862$ 理论计算为 $Nu = 2.471$, 其相对误差仅为 15.8%, 亦可看出理论与实验的吻合。

表八 $\alpha = 30^\circ$, $\beta = 53^\circ$ 时理论计算与实验结果比较

Ra	Nu		误差	
	实验结果	理论计算	绝对误差	相对误差 %
14660	1.39	1.05	0.34	32.1
36650	1.75	1.28	0.47	36.4
73300	2.08	1.64	0.44	26.9
146600	2.47	1.80	0.67	37.1
平均	1.923	1.44	0.48	33.2

六. 玻璃盖板与 V 形膜复合结构的透射率数值计算

1. 物理模型

定义 $\tau = \tau_v / \tau_0$ 为 V 形膜对阳光的透射率, 其中 τ_v 为 V 形膜与盖板组合结构对阳光的透射率, τ_0 为盖板对阳光的透射率. τ 参数消除了 τ_v 由于 τ_0 不同而不同的缺陷, 它直接描述了 V 形膜的透射率. 但是, τ 不同于一般的透射率, 它不仅是材料物性的函数, 而且还是 V 形膜开口角这一几何尺寸的函数. 为了弄清这一变化规律, 采用光线追迹法用计算机进行了模拟研究. 为此, 先作如下一些假定:

- ① 入射光线与集热器盖板法线所组成的平面垂直于 V 形膜的长度方向; 实际的三维问题转化为较简单的二维问题;
- ② V 形膜对光线没有吸收能力;
- ③ V 形膜对任何波长的光线, 反射率均相等;
- ④ 吸热板为完全黑体, 透过 V 形膜的光线不再反射回 V 形膜, 从而可只对一个 V 形槽内光线跟踪.

2. 计算方法

在 V 形槽内建立直角坐标, 用数学方程描述入射光线位置, 确定反射点坐标, 按照反射规律, 确定反射线方程. 然后, 将反射线当作入射线, 重复上述过程, 直到被追迹光线能量消失为止. 光线入射总能量减去在此过程中由盖板再射回天空的能量即为 V 形膜与盖板组合结构的透射总能量, 依此值可以确定 τ_v 和 τ . 整个数学推导附录 D. 光线的每次反射率可按文献 [25] 求得. 设入射角为 θ_1 , 反射角为 θ_2 , 则:

$$\theta_2 = \arcsin\left(\frac{\sin\theta_1}{n}\right) \quad (6.1)$$

其中, n 为 V 形膜的折射指数。按 Fresnel 的推导:

$$r_{\perp} = \frac{\sin^2(\theta_2 - \theta_1)}{\sin^2(\theta_2 + \theta_1)} \quad (6.2)$$

$$r_{\parallel} = \frac{\text{tg}^2(\theta_2 - \theta_1)}{\text{tg}^2(\theta_2 + \theta_1)} \quad (6.3)$$

透过率:
$$\tau_{\parallel} = \frac{1 - r_{\parallel}}{1 + r_{\parallel}} \quad (6.4)$$

$$\tau_{\perp} = \frac{1 - r_{\perp}}{1 + r_{\perp}} \quad (6.5)$$

$$\tau = \frac{1}{2} (\tau_{\perp} + \tau_{\parallel}) \quad (6.6)$$

当光线垂直入射时, 上面各式简化为:

$$r = r_{\perp} = r_{\parallel} = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2 \quad (6.7)$$

$$\tau = \frac{1-r}{1+r} \quad (6.8)$$

反射率:
$$\rho = 1 - \tau \quad (6.9)$$

3. 程序说明

假设入射光密度为 I_0 , 分解为 n 束, 则每束能量为 $\frac{W}{n}$ 。通过玻璃盖板之后, 每束能量仅为 $E = \frac{\tau_0 W}{n}$ 。设每次反射率为 ρ , 光线能量按 $E_{i+1} = E_i \rho_i$ (i 为反射次数) 逐次递减。经若干次反射: $E_i/E < \epsilon$, ϵ 为任意给定的小正常数, 本计算中取 $\epsilon = 10^{-5}$, 则认为此束光线能量为零, 开始下一束光线的计算。按同样方法, 直到 n 束光线计算完毕为止。

这就是本程序运行的概况。

每束光线由盖板射入天空的能量累计后，得由于加V形膜所得导致的光线总能量损失S。而透过V形膜的总能量则为 $\tau_0 \cdot W - S$ 所以，

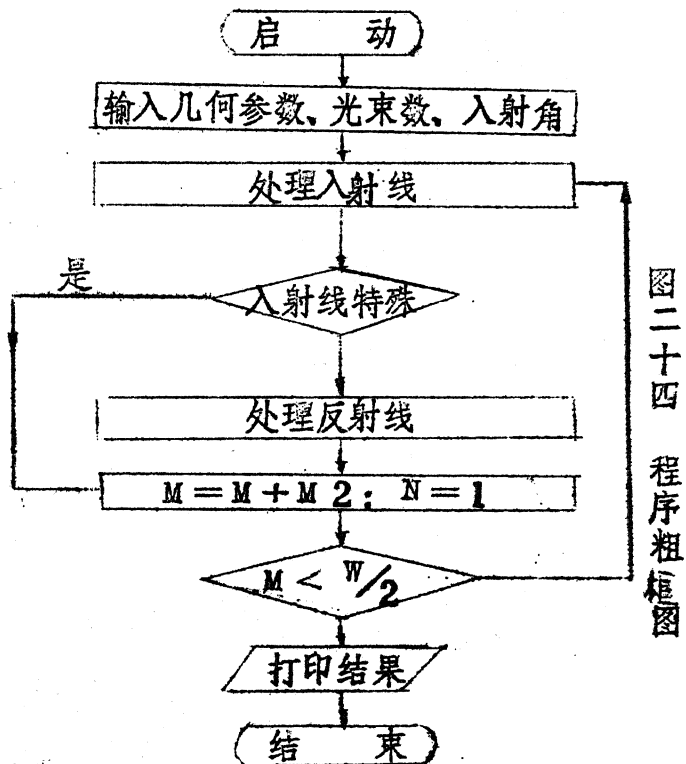
$$r = 1 - S / (\tau_0 \cdot W) \quad (6.10)$$

程序的框图见图二十四，程序和结果列于附录E

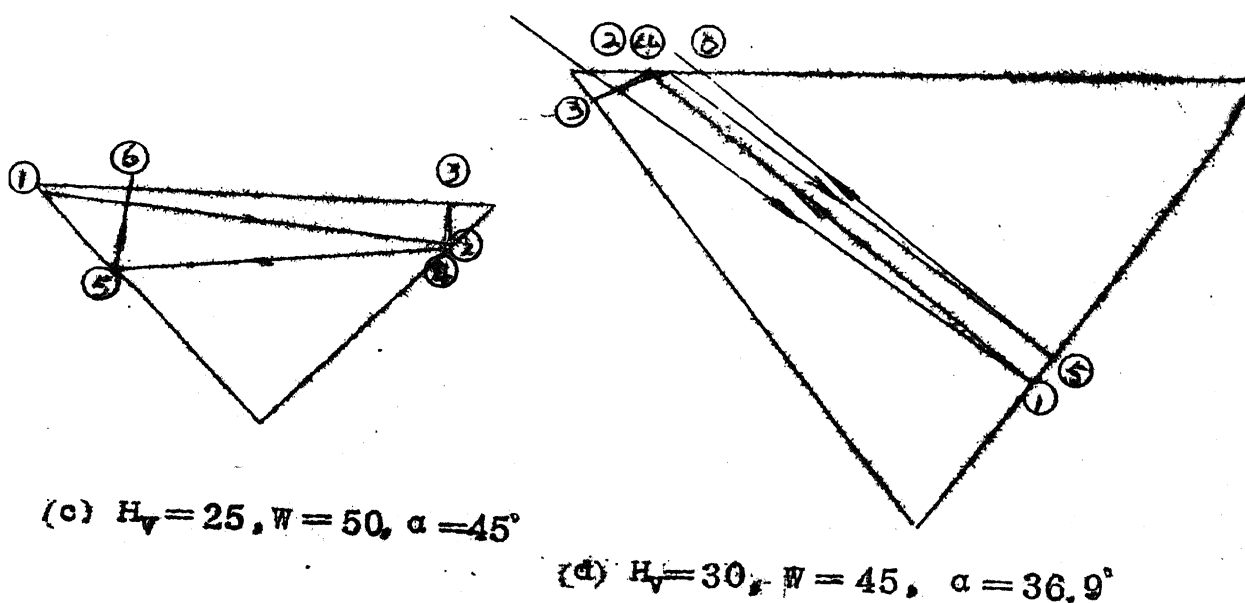
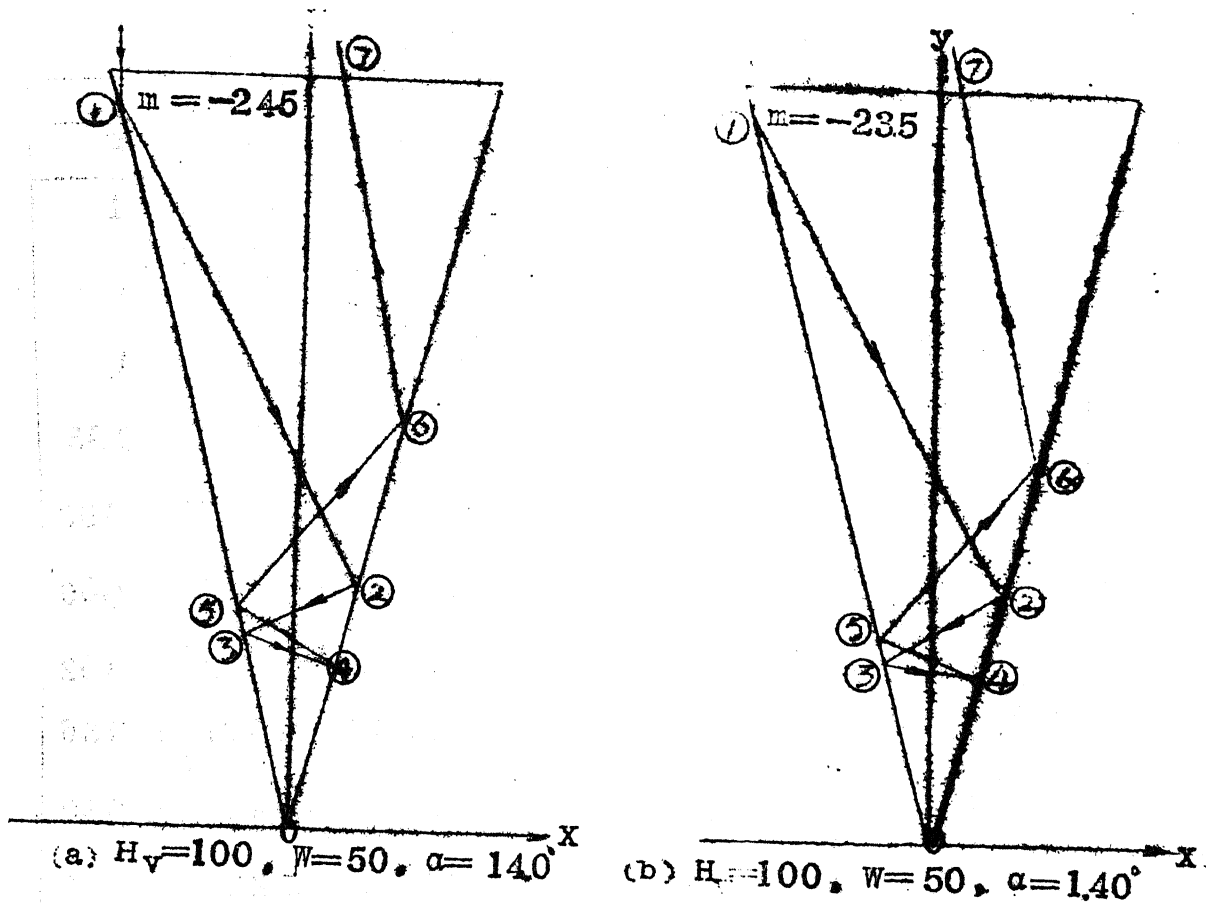
本程序采用BASIC语言编制，在APPLEII微机上运行。计算时间取决于所分光束数n和 ϵ 。n值越大，计算愈精确。但所需计算时间相应增长，为缩短计算时间，同时又确保一定精确度，用不同n值进行了试算最后决定取 $n = 50$ ，此时计算一点约需4分钟。

程序的正确性，采用如下手段检验：

①观察反射点，按计算所得各反射点的坐标标绘于图二十三，发现光线行走路径完全符合反射规律。由图中所给出的四种情况，可以归纳出对于所有情况，光线路径都正确的结论。由(a)(d)两种情况可以得出，V形膜几何尺寸改变光线入射角改变，不会使光线路径的正确性受破坏；由(a)(b)两种情况可以得出，同一



图二十四 程序框图



图二十三 几种情况下的反射点与反射路径
(图中数字代表反射点的次序)

表九 V形膜透射率计算 ($n_0 = 1.520$, $n_v = 1.600$)

$\alpha = 5.7^\circ$				$\alpha = 140^\circ$			
θ (度)	τ_0	τ_v	r	θ (度)	τ_0	τ_v	r
0	0.917	0.917	1	0	0.917	0.917	1
20	0.916	0.916	1	20	0.916	0.916	1
40	0.908	0.908	1	40	0.908	0.908	1
60	0.842	0.842	1	60	0.842	0.836	0.993
70	0.724	0.724	1	65	0.796	0.788	0.990
75	0.614	0.613	0.998	70	0.724	0.695	0.960
80	0.455	0.452	0.994	73	0.663	0.638	0.962
82	0.377	0.372	0.988	77	0.557	0.521	0.936
84	0.291	0.283	0.973	80	0.455	0.423	0.930
86	0.198	0.191	0.964	85	0.245	0.226	0.922

续表九

θ (度)	$\alpha = 26.6^\circ$			$\alpha = 36.9^\circ$		
	τ_0	τ_v	r	τ_0	τ_v	r
0	0.917	0.915	0.998	0.917	0.910	0.987
10	0.917	0.915	0.998	0.917	0.900	0.987
20	0.916	0.911	0.995	0.916	0.900	0.987
30	0.915	0.908	0.992	0.915	0.890	0.973
40	0.908	0.898	0.989	0.908	0.863	0.950
50	0.890	0.865	0.972	0.890	0.819	0.920
55	0.871	0.833	0.956	0.871	0.792	0.909
60	0.842	0.787	0.935	0.842	0.765	0.908

65	0.796	0.728	0.915	0.796	0.723	0.906
70	0.724	0.660	0.912	0.724	0.657	0.908
75	0.614	0.559	0.910	0.614	0.557	0.907
80	0.455	0.414	0.909	0.455	0.412	0.907
85	0.245	0.222	0.908	0.245	0.222	0.907

续表九

δ (度)	$\alpha = 45$			$\alpha = 56.3$		
	τ_0	τ_V	τ	τ_0	τ_V	τ
0	0.917	0.906	0.987	0.917	0.848	0.925
10	0.917	0.897	0.979	0.917	0.852	0.929
20	0.916	0.879	0.959	0.916	0.856	0.934
30	0.915	0.855	0.934	0.915	0.849	0.928
40	0.908	0.828	0.912	0.908	0.835	0.919
50	0.890	0.808	0.907	0.890	0.809	0.909
60	0.842	0.764	0.907	0.842	0.762	0.906
65	0.796	0.722	0.907	0.796	0.720	0.904
70	0.724	0.656	0.906	0.724	0.653	0.901
75	0.614	0.556	0.905	0.614	0.551	0.897
80	0.455	0.411	0.903	0.455	0.405	0.890
85	0.245	0.226	0.899	0.245	0.215	0.878

续表九

θ (度)	$\alpha = 68.2^\circ$			$\alpha = 78.7^\circ$		
	τ_c	τ_v	r	τ_c	τ_v	r
0	0.917	0.832	0.907	0.917	0.831	0.907
10	0.917	0.832	0.907	0.917	0.831	0.906
20	0.916	0.831	0.907	0.916	0.830	0.906
30	0.915	0.830	0.908	0.915	0.827	0.904
40	0.908	0.830	0.914	0.908	0.815	0.898
50	0.890	0.813	0.913	0.890	0.789	0.887
60	0.842	0.760	0.903	0.842	0.732	0.869
65	0.796	0.713	0.895	0.796	0.680	0.854
70	0.724	0.642	0.886	0.724	0.606	0.837
75	0.614	0.536	0.873	0.614	0.499	0.812
80	0.455	0.387	0.851	0.455	0.348	0.766
85	0.245	0.200	0.817	0.245	0.170	0.693

V形膜几何尺寸，同一光线入射角，光束位置的差异不会影响光线路径的正确。(o) 示出了一种特殊几何结构，由于其正确性无法由其它情况归纳得出，故需单独验证。

②观察不同光束的初始能量对于同一入射角是否相同，对于不同入射角是否不同；

③观察光束初始位置是否正确；

④在同样V形膜几何尺寸和光线入射角时， r 值是否不随 H_v ， W 值改变。

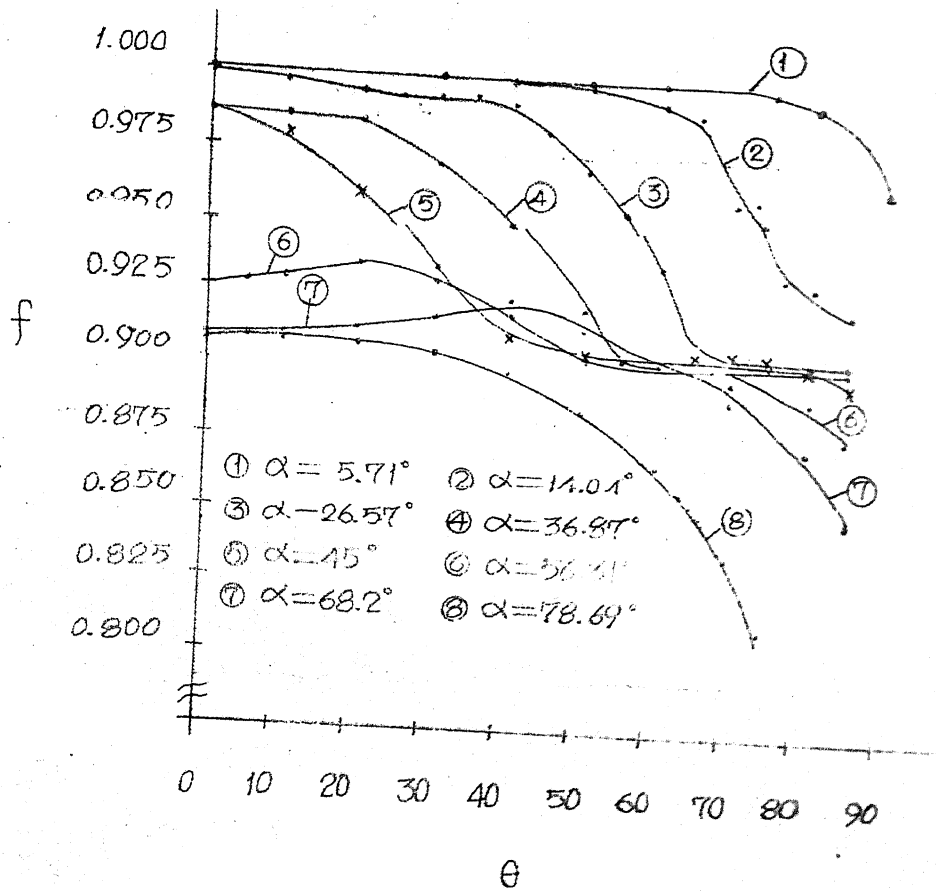
4. 结果及分析

表九列出了材料光学性能相同，但光线入射角和V形槽开口角改变时的V形膜透过率计算值。图二十五绘出了 $\tau \sim \theta$ 的关系曲线。由图二十五可见，随入射角增加，不同开口角的V形膜透过率略有不同，但大体趋势相同，均下降。在半开口角小于 56° 时，（大约值），即图中①②③④⑤曲线所代表的情况，随入射角增加，V形膜透过率单调减小。在半开口角大于 68° 时，即图中⑧曲线代表的情况，同样也具有这种单调性。而在半开口角介于 $56^\circ \sim 68^\circ$ 之间， τ 在整个入射角范围内变化不具有单调性。 $\alpha = 56^\circ$ 时，从表九和图二十五都可以看到，入射角从 0° 增至 20° ，V形膜透过率递增，这在多层盖板系统中绝不会发生。

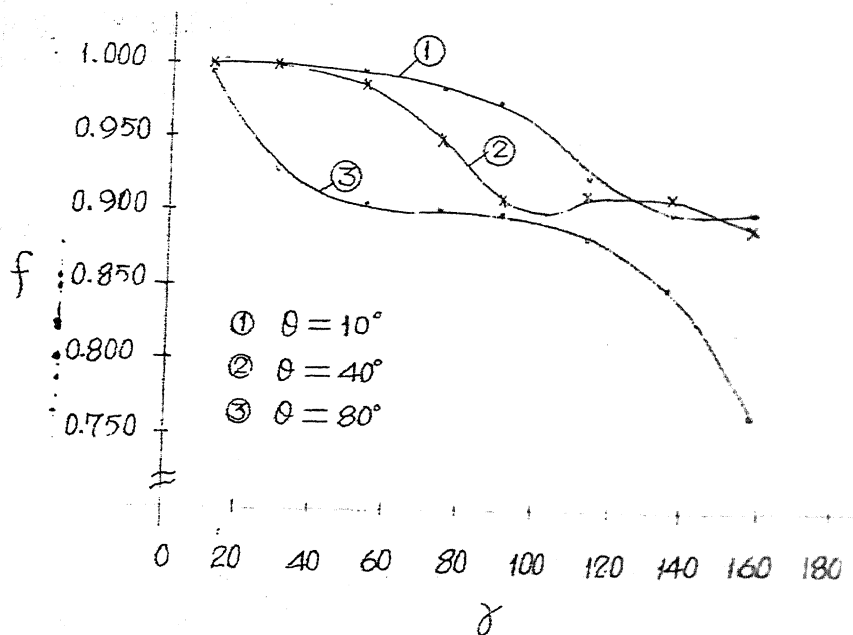
根据表九所列的计算数据，还绘出了 $\tau \sim \gamma$ 的变化关系曲线，如图二十六所示。由图中曲线①和③可见，随开口角增大，V形膜透过率越小。但在阳光入射角为 40° 时，曲线②表明：V形膜透过率并不总是随开口角增大而减小，中间略有反常。在开口角为 $100^\circ \sim 120^\circ$ 范围内，随开口角增大，透过率略有增高，但影响不显著。

这种反常现象从物理意义上可这样来解释：由于V形膜壁与盖板总存在一夹角。当入射角增大时，光线对V形膜壁的入射角不一定是增大，所以，光线相对于玻璃盖层的透过率减小时，相对于V形槽壁可能总的透过率必须综合盖板和V形槽各边透过率，才能得出。故V形膜与盖板组合结构的透过率最大值不一定发生在阳光垂直入射于玻璃盖板时的状态。

在小开口角时，光线大部分在V形槽内来回反射，很少射回盖板。



图二十五 不同开口角度下V形槽对阳光阻挡与阳光入射角的关系的比较



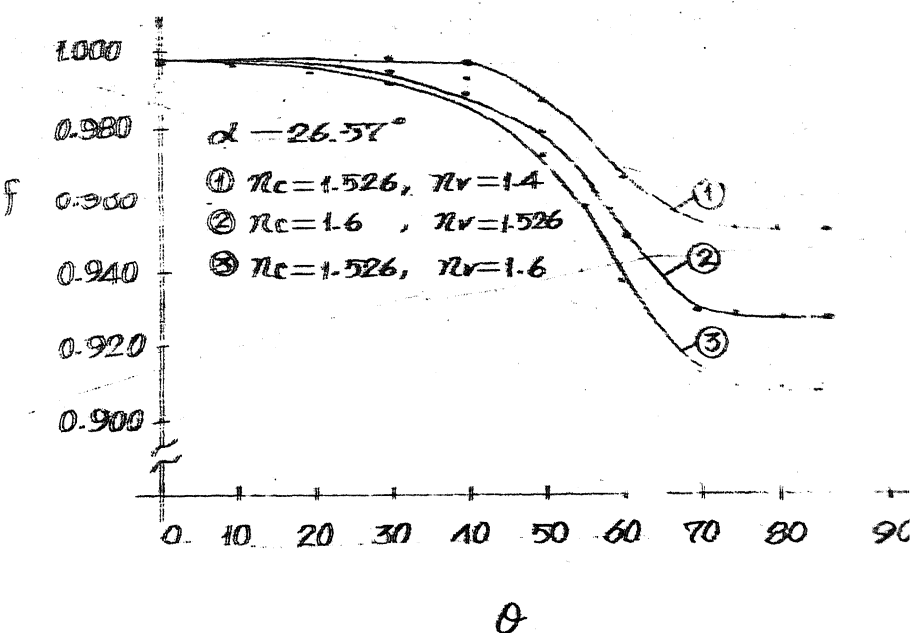
图二十六 透过性质与V形槽开口角的关系

此时无论V形膜透明度如何，阳光经若干多次反射后总会全部为吸热所吸收。从而在小开口角时，阳光透过率随入射角不同的变化规律与单层盖板极为相似。在入射角接近90°时差别较大一些，加V形槽后的透过率低于未加V形槽的透过率。

在大开口角时，如半开口角接近于90°，由于入射阳光大部分只在V形槽一边与盖板之间进行，阳光很少在V形槽两边来回反射，故透过率随角度变化规律已经接近于双层盖板的情况。

由表十所列的计算值，可以绘出图二十七。由图二十七可见，材

不同对V形膜透过率有影响。对比曲线①和③可知，V形膜折射指数越低，透明度越高，则组合结构透过率越高。



图二十七 不同材料透过性质比较

特别在大入

射角时，这种差别越甚。对比曲线②和③，可以看到，若有两种不同光学透过性材料，选透过率较好的材料作为V形膜比用透过率较好的材料做盖板更为有利，即总透过率较大。从三条曲线趋势来看，材料不同

不同材料时的透过率比较

(度)	$n_o=1.526 n_v=1.6$		$n_o=1.526 n_v=14$		$n_o=16 n_v=1526$	
	τ_v	r	τ_v	r	τ_v	r
0	0.915	0.998	0.917	0.999	0.898	0.999
10	0.915	0.998	0.916	0.999	0.898	0.999
20	0.911	0.995	0.915	0.999	0.895	0.997
30	0.908	0.992	0.913	0.998	0.892	0.995
40	0.898	0.989	0.905	0.997	0.883	0.993
50	0.865	0.972	0.878	0.987	0.853	0.978
60	0.787	0.935	0.813	0.966	0.783	0.948
70	0.660	0.912	0.690	0.953	0.661	0.929
75	0.559	0.910	0.585	0.952	0.560	0.928
80	0.414	0.909	0.433	0.951	0.416	0.927
85	0.222	0.908	0.233	0.951	0.224	0.926

表十一 同样开口角时的透过率

序号	几何条件		τ_v	r
	H_v	W		
1	30	30	0.908	0.992
2	45	45	0.908	0.992
3	50	50	0.908	0.992
4	60	60	0.908	0.992
5	70	70	0.908	0.992

产生的差异在大入射角时更为明显。小入射角度时，($\theta < 30^\circ$)，透过率几乎与材料的不同无关。由于瞬时效率都是在小入射角情况下测定的，长期运行时的入射角在 $0^\circ \sim 90^\circ$ 范围内变化。故考虑集热器瞬时效率时，盖板和V形膜材料的选择不同不会产生显著的差异，而长期运行时，这种差异就能较明显地暴露出来。

计算表明，只要开口角一定，V形槽深度与宽度的具体数值改变不会改变V形膜透过率 τ 。计算结果列于表十一。

七. 讨论

通过对带V形隔热膜平板集热器对流换热理论和实验研究以及透过率特性的探讨, 可得如下结论:

一>本文所采用的涡量一流函数法求解二维封闭空间内带有V形隔热膜的自然对流换热是可取的, 计算结果与实验相比基本吻合。

二>理论计算表明, V形膜开口角大小和 $\frac{H_V}{H}$ 值对换热有明显影响; 带有V形膜的平板集热器盖板与吸热板之间封闭空间内自然对流换热比未带V形膜封闭空间内自然对流换热有明显降低。

三>实验表明: V形膜开口角大小对换热有显著影响, 但在水平状态和倾斜状态时, 这种影响规律不同, 给出的经验关系式为:

$$N_u = 0.037 R_a^{0.249} \gamma^{0.313} \quad (\text{水平})$$

$$N_u = 2.28 \times 10^5 R_a^{0.272} \gamma^{1.89} \quad (\text{倾角为 } 30^\circ)$$

四>在V形槽小开口角($\gamma < 40^\circ$), 光线小入射角($\alpha < 20^\circ$)时, V形膜的加入对透过率影响较小, V形膜材料折射指数在一定范围内变化, 对透过率影响的差异也不显著, 但随V形槽开口角增大, 光线入射角增大, V形膜加入对透过率影响逐渐增大, 最后接近于双层盖板时的情况。

五>计算表明: 当V形膜开口角固定时, V形膜透过率不受V形槽开口宽度和深度的变化影响。

六>本文理论计算和实验结果均表明: 在平板型太阳能集热器玻璃盖板与吸热面之间空间内增加一透明的V形隔热膜, 一方面在降低对流热损方面有显著作用, 另一方面其光学性能又优于双层盖板结构, 从而可

大大提高集热器在中温工区的热性能。

本文得到黄志成、郑培两位老师的精心指导，其它有关同志也给予了积极协助，谨此致谢！

参考文献

1. K. I. Gauthrie, W. W. S. Charters, "An Evaluation of a Transverse Slated Flat Plate Collector", 1981, 8.
2. Hamanetsu—Shi, Shizuoka, "Improved Flat Plate Solar Collector with V—Corrugated Transparent Insulator", 1980
3. 郑振宏, 潘志成等, 《V形隔热膜平板型集热器的研究》, 中国科学院广州能源研究所太阳能中温集热器鉴定材料之三, 1985, 12
4. J. O. Wilkes and S. W. Churchill, "The Finite—Difference computation of Natural Convection in a Rectangular Enclosure", A. I. Ch. E. Journal Vol12, No. 1, PP161~166, January, 1966
5. 郭宽良, 吴式灿, "一种二维自然对流问题的迭代计算方法", 《工程热物理学报》, 第4卷第4期, 1983. 11
6. HiroYuki Ozoe, Tsuyoshi Hatao, and Hayatoshi Sayama, "Use of The Finite—Element Method for Natural Convection in a Horizontally Confined Infinite Layer of Fluid", Numerical Heat Transfer, vol6, PP55~66, 1983
7. 罗棣庵, 韩礼钟, "夹层内空气自由运动换热研究", 《太阳能学报》, vol1, NO1, 1980年7月。
8. K. G. T. Hollands and L. Konicek, "Experimental Study of the Stability of Differentially Heated Inclined Air Layers", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol16, PP1467~1476, 1973
9. J. N. Arnold, I. Catton and D. K. Edwards, "Experimental Investigation of Natural Convection in Inclined Rectangular Regions of Differencing Aspect Ratios", J. Heat transfer

10. K. R. Randall, J. W. Mitchell and M. M. El-Wakil,
"Natural Convection Heat Transfer Characteristics of Flat Plate Enclosure",
J. of Heat Transfer, 1979
11. A. Bejan, C. L. Tian, "Laminar Natural Convection Heat Transfer in a Horizontal Cavity with Different End Temperatures", J. Heat Transfer Vol 100, November, 1978
12. K. G. T. Hollands, G. D. Raithby and I. Konicek,
"Correlation Equations for Free Convection Heat Transfer in Horizontal Layers of Air and Water", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol 18, PP 879 ~ 884, 1975
13. K. G. T. Hollands, T. E. Unny, G. D. Raithby and I. Konicek, "Free Convection Heat Transfer Across Inclined Air Layers", J. Heat Transfer Vol 98, PP 189 ~ 193, 1976
14. H. Buchberg, I. Catton and D. K. Edwards, "Natural Convection in Enclosed Spaces—Reviews of Application to Solar Energy Collection", J. Heat Transfer, Vol 98, PP 182 ~ 188, 1976
15. 陈则韶, 葛新石, "具有最小对流热损的太阳能平板集热器的间距", 中国太阳能学会第三届年会学术报告论文, 1983. 10
16. K. G. T. Hollands, S. M. Elsherbini, G. D. Raithby,

- "Free Convection Across Inclined Air Layers with One Surface V-Corrugated", Heat Transfer in Solar Energy, 1981
17. H. G. Elro, "Two Simple Theorems for Establishing Bounds on the Total Heat Flow in Steady-State Heat-Conduction Problems with Convective Boundary Conditions", J. Heat Transfer, Vol 96, PP 65 ~ 70, 1974
 18. 孙孝兰, 葛新石等, "用非稳态法研究有限空间的自然对流传热" 《中国科技大学学报》, 第13卷第4期, 1983, 12
 19. S. V. 帕坦卡著, 郭宽良译, 《传热和流体流动的数值方法》, 安徽科学技术出版社, 1984, 2
 20. A. A. M. 赛义夫编, 徐任学, 刘鉴民等译, 《太阳能工程》, 科学出版社, 1984
 21. 杨世铭著, 《传热学》, 人民教育出版社, 1980. 4
 22. 郑振法, 黄志成等, "真空集热管性能的研究", 中国太阳能学会1983年(武汉)年会论文。
 23. John A. Duffie and William A. Beckman, "Solar Engineering of Thermal Processes". 1980

Abstract

Because the natural convection is suppressed and the film has high transmittance, the Flat-Plate solar collector with V-Corrugated transparent film has a high performance over the Flat-Plate collector without V-Corrugated film in the medium temperature range. In order to understand the heat transfer mechanism, the numerical calculation and experiment investigation have been used to study the natural convection heat transfer problem in the enclosed space between the glass cover and the absorber plate in this kind of solar collector. The numerical results compare well with the experimental results. In addition, the ray-tracing method has been used to study the transmittance of the cover combined with a V-Corrugated transparent film. This paper provides a profound and wild knowledge about the heat transfer mechanism in the V-Corrugated collector and gives some consideration for choosing sizes of the V-Corrugated film.