

国外农业科技资料

(46)

农业机械化与电气化

沈阳农学院科技情报室编译

1984, 12,

目 录

自燃过程的研究.....	(1)
哥略契金理论公式系数的确定方法.....	(13)
日本波洛依卡速度控制潜水泵.....	(17)
粪泵工作的自动化.....	(38)
太阳能加热系统的微型机控制与传统固态元件控制.....	(41)
形状记忆合金及其应用.....	(52)
处理温度对S15C钢(15#钢)的离子软氮化的影响.....	(60)
飞机喷雾时影响大豆面积的机械因素.....	(67)
免耕法.....	(72)
直播法.....	(77)
水稻生产机械化的发展.....	(87)

自燃过程的研究

北野三千雄

大塚芳郎

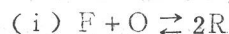
1. 前言

不仅是向高温高压的空气中喷射燃料靠混合气自燃烧的柴油机上,就连在预制混合气中靠火焰传播来燃烧的汽油机上也一样,内燃机的性能都和自燃发火特性(最低自燃温度与滞燃期)有极密切关系。这就像汽油机上末端混合气的自燃会引起爆燃一样。因此,弄清楚达到自燃发火的过程,研究对自燃发火特性产生影响的各种因素,这对改善内燃机性能来说是十分重要的。

但是,自燃是在热及物质的移动的物理过程和氧化、分解等化学过程同时进行中发生的现象。对气体流动状况复杂的实际内燃机来说,和流动状况有密切关系的热,物质的移动过程还不明确。因此,对各因素的影响,真正的从本质上了解是很困难的。特别象柴油机燃料是以一定的喷雾形状送进燃烧室的情况下,移动过程变得更为复杂,要想正确评价各种因素的影响越发困难。

因此,笔者认为,要想解释如此复杂的实际内燃机的自燃过程,首先必须弄清楚在能够明确地反映移动过程的流动场里的自燃特性。笔者还提出了在同轴平行流和对向流两个流动场中的气体燃料的自燃问题,并研究了流速,温度及浓度等对自燃特性所产生的影响。然后基于实际得到的材料又对用各种方法测定的喷雾的滞燃期进行了研究,进一步又对与汽油机爆震有关的,预制混合气温度很高的情况下的火焰传播及与自燃有关的理论进行了分析研究。

如上所述自燃是由热物质移动和化学反应同时进行中所发生的现象。本研究是把移动过程作为重点加以说明的,所以尽可能采用简化地燃前反应讨论各种现象,以便易于理解。现假定反应如下:



燃料分子F和氧分子O反应生成燃烧诱导成分R,当R的浓度一旦达到某临界值便引起发热反应,导致了热燃烧。

对于可燃混合气的自燃临界温度,如果没有达到临界温度就不能自燃,由此可见存在一个所谓最低自燃温度。按照化学反应论可做如下解释:燃前反应是由多个简单反应形成的链锁反应,在简单反应中除了链锁分支反应外还有连锁停止反应。在最低自燃温度以下,由于连锁停止反应占优势,故不引起自燃。

反应(i)是将这些简单反应群用单一可逆反应表示,通过可逆反应的化学平衡,能说明燃烧临界温度。对三章以后表示的三种流动场,假定反应(i)解析的结果始终与试验值在定性上一致,对于反应(i)是简单的,据认可以表示最小限度燃前反应变化率过程。下面用记号T、Y分别表示温度和质量分率,小字t、o、y分别表示燃料及氧燃烧的诱导成分。其它记号分别在各章加以说明。

2. 关于同轴平行流的自燃

移动过程最简单的是不含热的移动,物质移动只靠分子扩散进行。流动对燃料、空

气混合层的形成完全无关。这种条件,不但静止系统容易实现,即使是流动系统如果采用燃料和空气是等温等速平行流时也能实现。现以模型表示如图—1。

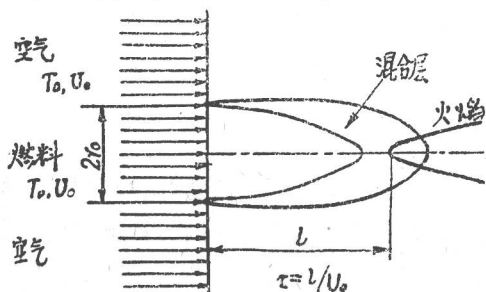


图-1 解析模型(同轴平行流)

如果流动速度很高,由于扩散可不考虑热或物质向上流的传递量,把流向坐标轴定为与时间同轴。浓度向轴下方变化同静止系统非正常变化一样。对非正常现象的自燃滞后可由流中稳定火焰的位置求出。

2.1 理论计算

基于上述燃烧模型,研究在此种情况下的燃烧过程。在燃烧管下流形成的燃料与空气的混合层是易燃烧的混合气所在区域如图—1所示,在下流扩展看。在该区域内由反应(i)生成R,因有向外层扩散损失,所以仅积聚补偿的这部分,R的浓度 y_R 越向下流越依次增大。

但是,由于混合层的长度有限,继续向下流时 y_R 就要降低。所以取 y_R 在混合层内某最高位置 y_{Rmax} , 当 y_{Rmax} 同临界值一致时就是自燃的界限,此时所给出的温度为最低自燃温度 T_{is} 。如果 y_{Rmax} 高于临界值,比该位置还高的上流同临界值一致之处开始燃烧。可以求得作为到达燃烧的持续时间的滞燃期 J ($J = l / v_0$, l 是由燃料管出口到达火焰前端的距离, v_0 为出口的流速)。计算结果表示如下: r_0 表示燃料管半径, D 表示扩散系数,下标 0 表示在燃料管出口处的值。又, $K_{Y_0}^2 / D_0$ 是以各种扩散时间 v / D_0^2 。对滞燃期 τ 用基准值表示的无量纲值。

(1) 最低自燃温度

图—2表示 T_{is} 与 $r_0 / \sqrt{D_0}$ 的关系, D_0 是随温度变化而变的,但因在图示范围内变化小,故考虑该图表示燃料管径的影响好些。如前所述 T_{is} 是由 y_{Rmax} 的大小决定的,但由于 y_{Rmax} 向混合层外扩散有损失,故即同混合层经向厚度,和对R生成积聚可利用的时间也就是混合层的长度有关。如本章所述,混合层的形成仅靠分子扩散来进行的情况,支配这些所谓厚度或长度的混合层的形状的参数为扩散时间 r_0^2 / D_0 , r_0^2 / D_0 越小混合越迅速,从而混合层在经向变厚长度缩短。故当 r_0^2 / D_0 一变小,向混合层外去的损失也减少,所以积聚加速, y_R 便急剧上升。但由于 y_R 开始低时也迅速,于是 y_{Rmax} 便随之降低(参照图—3)。因此,比提高 y_{Rmax} 到临界值加速反应更为必要。对此,如果 r_0^2 / D_0 大,混合层的发展在迟缓的上流区域层的厚度变薄,但在下流区域却大大地扩展。因此,虽然 y_R 的上升迟缓,但 y_{Rmax} 高 v_0^2 / D_0 很大时的 y_{Rmax} 却获得了最高值,也就是根据混合气的组成,在确定温度 T_0 接近化学平衡浓度的最高值附近取值。所以 r_0^2 / D_0 比值大时的 T_{is} 具有向给定最高值组成混合气的 T_{is} 靠近。

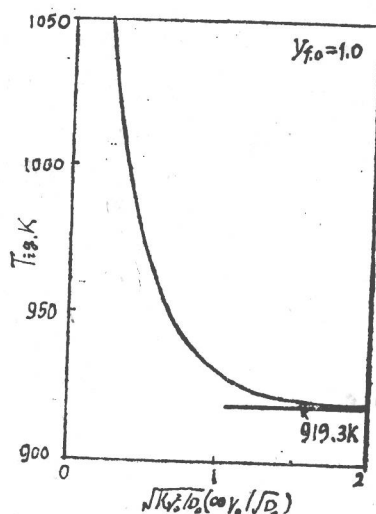


图-2 最低自燃温度的变化(燃料管径的影响)

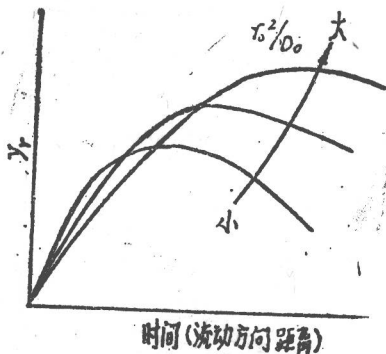


图-3 y_r 的变化

(2) 滞燃期

图-4 表示 r_0^2/D_0 的影响。在自燃界限附近由于 τ 能表现对 $y_{Y_{max}}$ 大小的影响，所以 r_0^2/D_0 比值向大的方向 ($y_{Y_{max}}$ 亦大) 达到临界值的时间短， τ 也短。一旦离开界限 y 迅速上升时，即 r_0^2/D_0 比值越小时 τ 也就越缩短，存在一个 τ 缩短的最适应的混合速度。

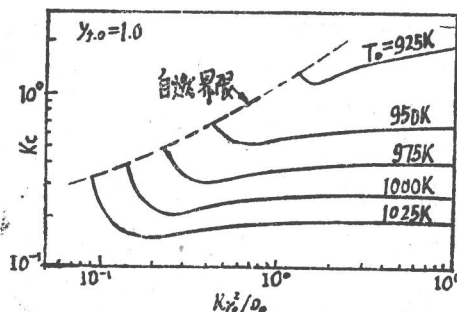


图-4 滞燃期的变化 (扩散时间的影响)

图-5 是把 r_0^2/D_0 做为一个参数，用阿雷尼厄斯 (Arrhenius) 法则表示 τ 与温度的变化关系 ($\log \tau \leftrightarrow 1/T_0$)。箭头表示自燃界限的温度即 T_{ig} 。在此附近的 τ 随温度变化大，即使 T_0 比 T_{ig} 稍微变高一点 τ 便急剧缩短。当 $T_0 \gg T_{ig}$ 时，接近于 $r_0^2/D_0 = \infty$ (对应于二维平行流时) 时的 τ 。当 $r_0^2/D_0 = \infty$ 时，模型是在燃料与空气的境界流线上，因通常以等量的燃料和空气形成混合气，所以为比较起见也可以用与此相同组成的静止混合气的 τ 表示，这时与 r_0^2/D_0

$D_0 = \infty$ 时的曲线大体上是平行的。静止混合气的滞燃期因为是化学滞后，所以由 τ 中扣除化学滞后的落后时间就是包括受燃料与空气的混合速度， R 的扩散速度支配的物理滞后时间，但当 $T_0 \gg T_{ig}$ 时，物理滞后与化学滞后之比大体上成一定值。故 τ 与 r_0^2/D_0 无关，仅仅受温度支配。

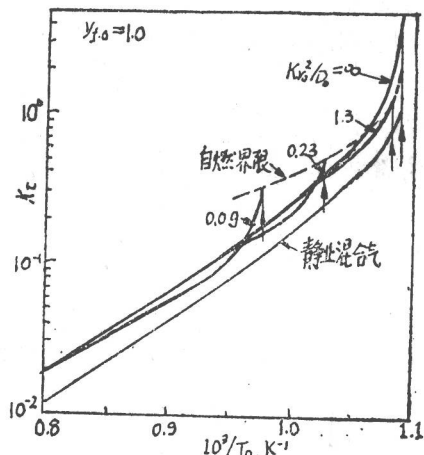


图-5 滞燃期的变化 (扩散时间 温度的影响)

图-6 表示燃料浓度 $y_{f,0}$ 的影响。由于燃料浓度 $y_{f,0}$ 低，混合层内的 y_f 亦低，从而生成 R 的速度变慢使 τ 增大。当 $T_0 \gg T_{ig}$ 时，由于生成速度与 $y_{f,0}$ 成正比例增大， τ 就变成与 $y_{f,0}$ 成反比。基于上述计算结果进行了考察，因为是极大简化了模型，所以能实验求出自燃特性，并对模型的有效性也进行了探讨。

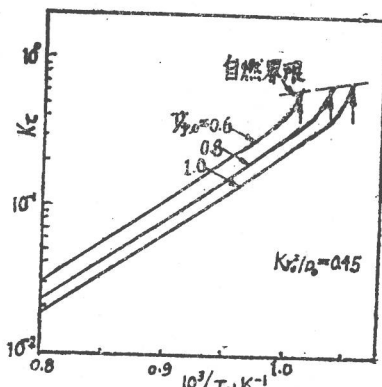


图-6 滞燃期的变化 (燃料浓度 温度的影响)

2.2 实验

(1) 实验装置的主要部分如图—7所示。喷嘴与圆管是同轴装配,其周围是采用电加热的高温空气,氢由中央圆管中喷出。燃料管的前端顶部分用螺丝预先固紧,并借更换螺丝来改变管径的大小,由于氢是由装置在空气气流路内的细长圆管内流出的,所以它可与空气保持同样的温度,另外,空气和氢的平均喷出速度也预先调整一样,流动是层流,其流速是相当高的(25~75米/秒)。测定是以不受周围大气冷却影响的温度中心部发生自燃为对象的。所以实验基本上是在接近所谓等温、等速理论模型的条件下去进行的。

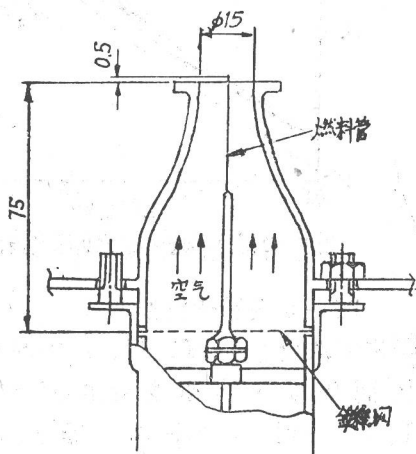


图7 实验装置(同轴平行流)

(2) 实验结果

图—8是表示 T_{ig} 和燃料管直径 d_i 的关系的,如果和图—2相比较在定性上基本一致。

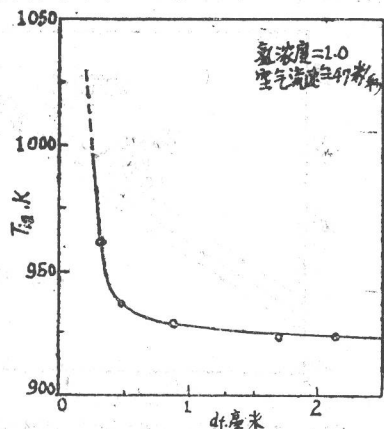


图8 最低自燃温度的变化(燃料管径的影响)

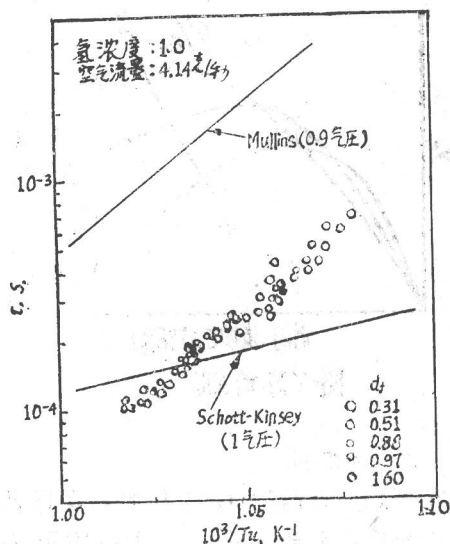


图9 滞燃期的变化(燃料管径, 温度的影响)

图—9是将 d_i 作为参数表示 τ 与温度 T_v (T_v 是喷嘴在出口处的空气温度)的关系的。图中同时也表示出了Mullins及Scholt-Kinsey的实验结果,前者是向使用燃烧空气过剩混合气得到的高温燃烧气体的一维乱流中喷射氢。同本实验一样,作为达到驻焰的滞燃时间来求滞燃期。后者则是使用冲击波压缩氢,空气静止混合气来求出 τ 的,(但就后者从他们求出的实验式是笔者等对理论混合气计算的结果)。如与图—5比较,在高温区域的 τ 是不受管径影响而呈现的一根曲线,在低温区域 τ 偏离该曲线,温度的升高同管径越细越高是一致的。其次,就与静止混合气的滞燃期的关系,本实验的 τ 和Scholt-Kinsey的结果加以比较,由于他们的滞燃期曲线是依据混合气组成而上下变化的,所以不能就 τ 的绝对值来考察。但在自燃界限附近的低温区, τ 表现了对温度有极大敏感性,而在高温区就变得极小。在静止混合气时可以说将具有相近的敏感性。

在Mullins的场合,因流动是乱流,由于乱流扩散阻碍发火诱导成分的积聚,所以 τ 比本实验值长将近一位数。因为是乱流,

不能同层流单纯的加以比较,它混合快如图—5所示,考虑到扩散时间变得极短的状态,将有比本实验高的 T_{ig} ,在比较高的温度下可以认为接近Scholt-Kinsey的静止混合气的值。

图—10是改变燃料浓度研究温度对 τ 的影响的。浓度低的同时 τ 变长,呈现出几乎平行的情况,如与图—6比较在定性的一致性较近。从这些计算结果与实验结果作一下比较,可清楚表明了第二章引入的燃烧模型是能够定性地说明确自燃特性的。

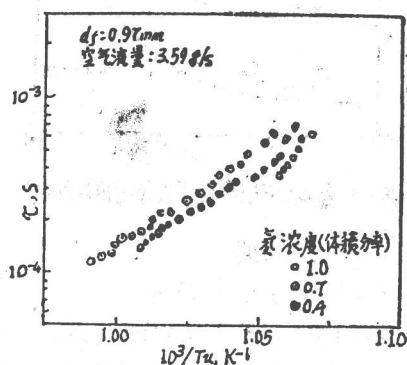


图-10 滞燃期的变化(氧浓度,温度的影响)

3. 关于对向流的自燃

作为移动过程最简单的流动在前章里处理的流动是平行流,它是没有速度梯度的流动。然而在实际燃烧室里燃料与空气等速流动几乎是不存在的,一般喷出燃料的速度要比喷出空气的速度高的多。从而,燃烧是在有速度梯度的燃料、空气混合层中发生的。因为这样的流动形成了延长流的缘故。为了把现象解释清楚,有必要研究有关延长流及其作用。

这里所用的对向流产生一维性的温度场、浓度场,因为它不包含旋传运动,仅仅是伸长运动的流动场,故作为对向流是合拍的。其次,因为伸长运动也是乱流的基本运动之一,从这里可以得到了解有关乱流燃烧机构方面的线索。

3.1 理论计算

如图—11所示,从一个方向的圆管内流出空气,另一个方向圆管内流出燃料使之在相互冲击得到对向流。这种流动是使其向半径方向伸长(半径方向速度有在半径方向的正向梯度),其伸长程度也就是伸长率与圆管流出速度成比例。如图:用第二章的燃烧模型来试关于对向流的自燃特性,达到燃烧的过程如以下所述:当时刻 $t = 0$,使燃料与空气开始接触,在冲突面附近形成混合层,在该层内反应(i)引起燃前反应生成R。随着时间的延续R积聚增加,浓度 y_r 变高,一旦混合层内 y_r 的最高值达到临界值时,便引起燃烧。从开始接触到开始燃烧的时间叫做滞燃期 t_{ig} 。

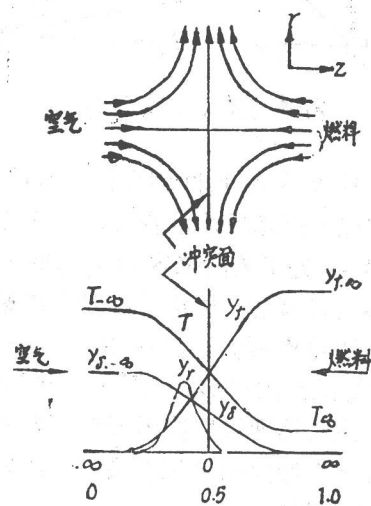


图-11 解析模型(对向流)

计算结果表示如下,标号 $-\infty, \infty$ 分别表示空气侧境界和燃料侧境界有关值(参照图—11)。而 Ka^- 、 $Ktig$ 分别表示伸长率和滞燃期的基准值即无量纲的值。 T 是在物理面轴向座标从 $-\infty$ 到 ∞ 的温度分布,也包含伸长率的影响从0缩小到1的无量纲座标,当 $F = 0.5$ 时和冲突面对应。

(1) R浓度的正常和异常分布

图—12表示经过充分的时间趋于正常的温度和浓度的分布。 y_r^* 表示对应临界值

y_Y 的比例, 对应 F 的 T 、 y_1 、 y_0 的分布, 尽管不受 Ka^- 的影响但对 y_Y 的影响却是明显的, 随着 Ka^- 即伸长率的增大抑制减少。由此可知正常流使燃烧诱导成分 R 积聚, 从而具有抑制燃烧的作用。

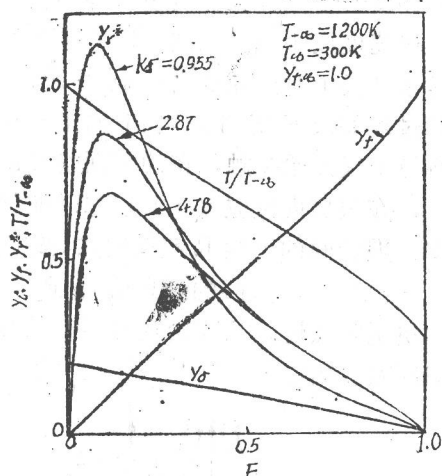


图-12 浓度及温度的正常分布

图-13表示 y_Y 时间的变化。所用模型是最大生成速度组成的混合气, 它产生于冲突面, 当 y_Y 处于最高位置 随着时间的增加由冲突面向高温空气侧移动, 对生成速度的影响温度比浓度要大。图-13是当 $y \rightarrow \infty > T_\infty$ (非等温) 的情形, 当 $T \rightarrow \infty = T_\infty$ (等温) 时, 生成速度仅取决于混合层内的温度分布。由于在冲突面上浓度最大, 所以在冲突面上引起燃烧。

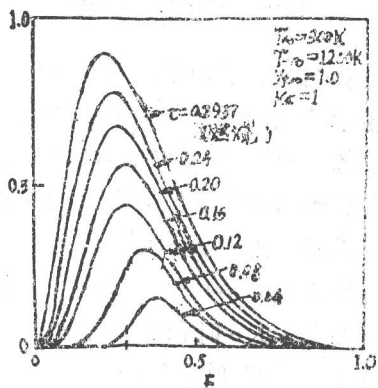


图-13 y_Y 分布时间的变化 (非等温时)

(2) 最低自燃温度

如果境界温度低, y_Y 的最高值不在临界值以上, 为了能燃烧需要一个最低的自燃温度 T_{ig} 。对于 T_∞ 等于一定时, 这时用 $T - \infty$ 表示最低自燃温度 T_{ig} , 以 T_∞ 作为参数表示 T_{ig} 和 Ka^- 的关系如图-14 所示。由于伸长阻止了 R 的积聚, 所以伸长率越大燃烧越困难, T_{ig} 就则上升。

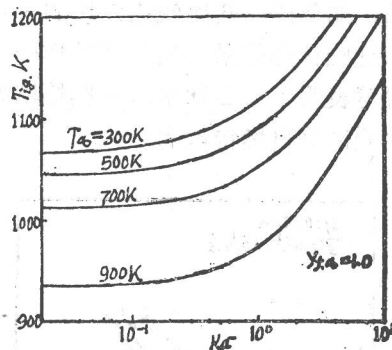


图-14 最低自燃温度的变化 (伸长率的影响)

(3) 滞燃期

(a) 伸长率的影响

图-15表示 Ka^- 和它的关系。

如果伸长率变大和 T_{ig} 的升高, 同样理由 t_{ig} 就要变长。用纵向箭头表示 Ka^- (极限延伸率) 将成无限大。如果 Ka^- 进一步增大就不能燃烧。在界限附近 t_{ig} 伸长率变化极大, 但因向低伸长率侧偏离, 从而受伸长率影响迅速削弱, 当 $Ka^- = 0$ 逐渐靠近不伸长时的 t_{ig} 。(横箭头)

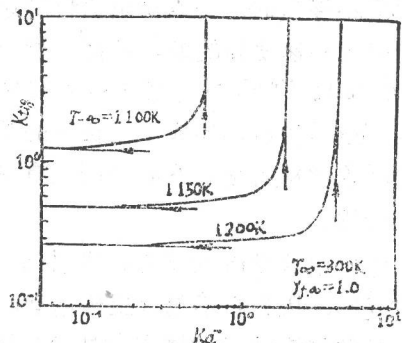


图-15 滞燃期的变化 (伸长率的影响)

(b) 温度的影响

图-16就等温的情况下, 阿雷尼厄斯表

示的 t_{ig} 变化。静止混合气的 t_{ig} 同图—5表示的一样,箭头表示当 $T-\infty$ 无限大时 $T-\infty$ 的也就是 T_{ig} 。如果 $T-\infty$ 比 T_{ig} 高, t_{ig} 就急剧缩短。当 $T-\infty \gg T_{ig}$ 时趋近于与静止混合气 t_{ig} 平行的 $K_a^- = 0$ 不伸长情况下的 t_{ig} 。换句话说在高温区域的 t_{ig} 同伸长率无关,仅仅取决于温度。这种变化和同轴平行流情况(图—5)完全相同,可以做如下设想: R 的积聚速度,因为要扣除因反应生成速度和所谓 r_0^2/D 。以及与 K_a^- 因素有关的向周围扩散损失速度。所以在生成速度迟缓的低温区域往积聚速度上的损失速度影响很大。从而, T_{ig} 给予 r_0^2/D , K_a^- 很大影响,但在生成速度很快的高温区域却几乎不表现影响。所以,当远远超过 T_{ig} 的高温下,可以说积聚速度就是生成速度,在滞燃期时与 r_0^2/D , K_a^- 无关,完全由支配生成速度的温度决定。

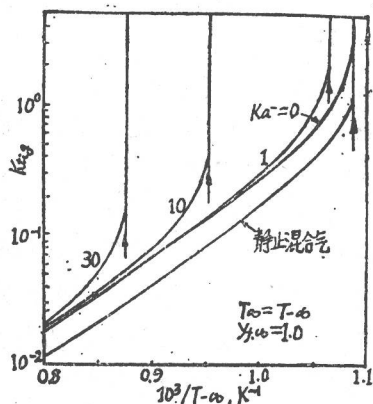


图16 滞燃期的变化(伸长率,温度的影响)

在非等温时,虽然对同一个 K_a^- , $T-\infty$ 的 t_{ig} 变得相当长,但变化的类型和等温时相同。当 $T_\infty = 300K$ 时 $K_a^- = 0.1$,对于1, $T_{ig}(=T-\infty)$,分别是1072K,1119K。在该状态 T_∞ 或 $T-\infty$ 无论哪一方保持一定,如让另一方温度上升时(其温度上升量用 ΔT_∞ , $\Delta T-\infty$ 表示) t_{ig} 的变化如图—17所示。即使温度上升量相同,在高温侧(空气侧)使其上升及在低温侧(燃料侧)使其上升时,对 t_{ig} 的影响却有很大差

别。从缩短 t_{ig} 的观点来作的话,前者是有效的。这一点在图—13也表示过,因为 R 的生成主要是在高温侧进行,在高温侧温度上升情况下其影响能够直接表现出来。即使低温侧的温度上升高温侧的温度下降也较缓慢,因为其生成速度不象前者那样直接受到影响。

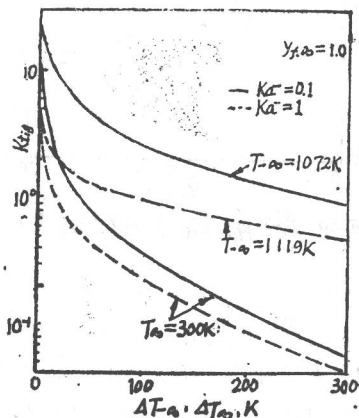


图17 滞燃期的变化(由于温度上升量的影响)

(c) 燃料浓度的影响

图—18是在燃料侧添加氮及空气,变换 $y_{f,\infty}$ 时探讨其影响的。添加空气比添加氮气时 t_{ig} 有些缩短,不过不管添加那种气体如果 $y_{f,\infty}$ 降低 t_{ig} 就变长。添加空气时在燃料侧形成可燃混合气, t_{ig} 随着添加量的增多而单调的增长,像在燃烧器内均质混合气自燃时那样,在某混合比例之处具有一个极小值的说法是不存在的。如前所述生成速度是受温度支配的,且集中于高温的空气侧。从而由于作为混合气的组成,在空气相当过剩之处才具有生成速度最高点,向燃料侧添加空气,则这里的组成使空气过剩越发变大,因而使其生成速度降低。

(d) 使 R 保持初期浓度的情况下

在柴油机上如果由吸气管吸入少量的微小燃料喷雾或在氢柴油机主喷射之前先喷射少量的氢,则可使滞燃期缩短。前者被称为增浓作用(ヒューミゲーション)。这些燃烧促进法是在 R 保持初期浓度下,达到临界值的时间,所以可以说是缩短滞燃的

方法。

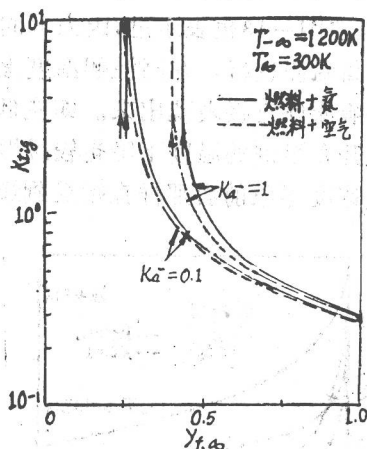


图-18 滞燃期的变化(燃料浓度的影响)

图—19就是表示研究这种影响的。用 δ 表示初期浓度临界值的比例。实线和虚线分别是向空气侧和燃料侧添加R的情况。在向燃料侧添加时清楚看出有相当明显的效果。产生如此差别的效果其原因和在图—17所述理由是相同的。向R浓度上升的高温空气侧的添加有直接影响，而向燃料侧的添加由于扩散，只不过被运到空气侧的极少量的R有增加浓度的作用。

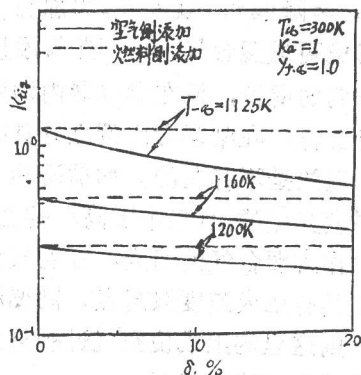


图-19 滞燃期的变化(燃料浓度时的影响)

由此看出，如果在低温侧添加燃烧促进剂时，并且该添加剂又具有迅速地大量地向高温侧传递燃烧诱导成分的性质，必定对促进燃烧产生很大效果。

如在高温侧添加时，燃烧效果因 $T - \infty$ 而不同， $T - \infty$ 越接近 T_0 （图—19的情况

下 T_0 是1119K）效果越好，但 $T - \infty$ 增高R生成速度加快，相对的由于初期浓度的作用降低，因而效果变差。

3.2 实验

笔者等也作了用喷嘴吹管喷流氢的滞燃期测定。在这里将结果从略，但测定已经表明在流速（伸长率）和温度的影响方面，在自燃界限附近的变化，与图—15及图—16在定性上是一致的。

4. 喷雾的自燃

从在同轴平行流和对向流中气体燃料的自燃研究来看其结果，如图—20所示，具有如下共同特点：滞燃期的阿雷尼厄斯（Arrhenius）曲线在受伸长率或扩散时间影响的最低自燃温度时是很大的或是无限大的，然而当温度上升时该曲线迅速缩短。在比最低自燃温度远远高的温度时，与静止混合气的滞燃期曲线或与其平行的曲线渐近，滞燃期则仅由温度决定。

在喷雾情况下，因为燃烧时对先头喷出的燃料液滴进行了加热蒸发，当然与此同时热和物质的移动对燃烧也有很大关系。由于燃烧产生气相反应，所以用上述有关气体燃料自燃知识理解喷雾燃烧过程是很必要的。本章从这一观点出发，笔者等主要测定了空气喷射喷雾的滞燃期，当然也包括考察了用其它各种方法测定的喷雾滞燃期。

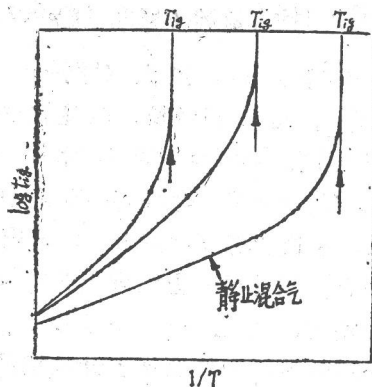


图-20 受燃烧控制时的阿雷尼厄斯曲线的典型的变化(气体燃料)

(1) 实验装置

测定喷雾滞燃期到目前为止所使用的方法很多,但其多数是以无气(压力)喷射喷雾为对象。笔者采用如图-21所示的装置测定了空气喷射喷雾的滞燃期。它是使用电加热的一次空气,二次空气在燃烧筒内同轴流动,向高速的一次空气流中使液体燃料(正庚烷,十六烷)突然流出。因而产生间隔状非正常预混合喷雾,并以此测定滞燃期 τ 。

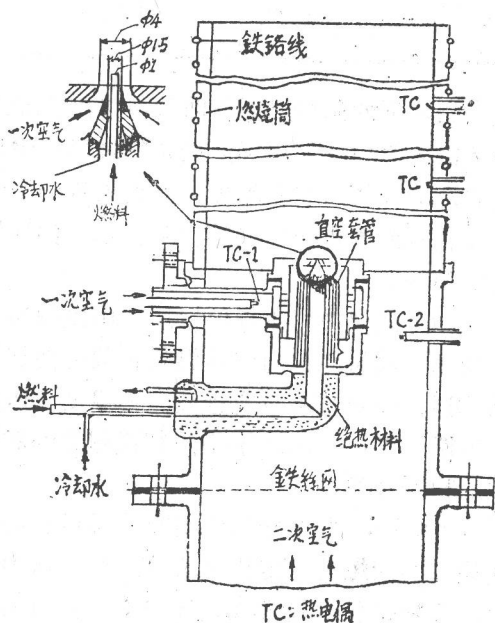


图-21 实验装置(空气喷射喷雾)

(2) 燃烧模型

考虑到装置的形状,空气流速等时燃烧筒内流动的情况用模型表示如图-22所示。根据观察,在低温情况下,能够在燃烧筒壁附近产生再循环区域内(以下简称RZ)的燃烧,但因为喷雾基本上在上流已经蒸发完,所以在RZ的燃烧可认为发生在近似均质混合气的状态。如果温度上升,在RZ的燃烧之前超前边的二次空气可能被诱引在喷雾流外缘部燃烧。然而,本实验在温度上升后展示了两种燃烧模型,从低温的RZ内燃烧往高温的预制混合气喷雾流燃烧移动。

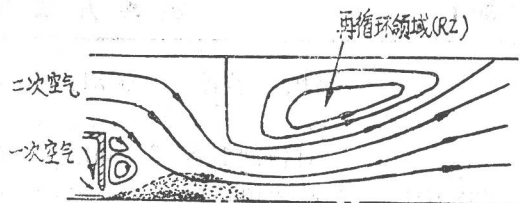


图-22 燃烧筒内的流动形态

(3) 当量比的影响

图-23表示了当量比的影响。一次当量比 ϕ_1 中只是对一次空气,全当量比 ϕ_{12} 是把一次空气和二次空气加在一起所算的全空气的当量比。 τ 的变化非常长,当 $T=705^\circ\text{C}$ (T 是比喷嘴面稍后的下流,当燃烧筒内温度分布一样时的空气温度)时 $\phi_{12} \cong 1$ 。 τ 变化微小可视为接近二次空气完全被诱引后的均质混合气的燃烧。另外在 835°C 的情况下通过观察不是喷雾流燃烧,但因为是靠近喷雾流附近之处的燃烧, ϕ_1 的影响很大, $\phi_1=1$ 附近的 τ 比 $\phi_{12}=1$ 附近的 τ 短,当量比的影响也完全不同于 705°C 情形的在RZ内的均质混合气的燃烧。在 765°C 时出现这两种情况的迁移变化。

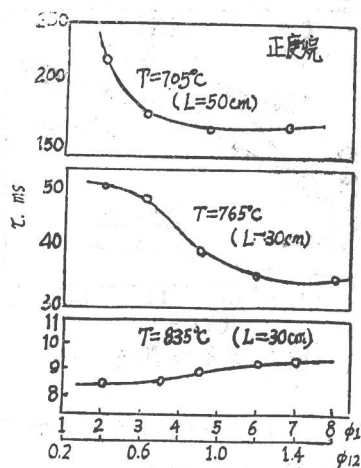


图-23 当量比的影响

(4) 温度的影响

图-24表示了 T 的影响。为比较也转载了其它研究者的模型。其实验方法和测定条件如表1所示。

表 1

实验方法及测定条件

	宫阪、水谷	饭沼、山崎	居 仓 等	Mullins	本 实 验
实验方法	对预制混合气喷雾用反射冲击波燃烧	向电炉内静止高温空气中喷射燃料	向电炉内静止高温空气中喷射燃料	向高温燃烧气体流中喷射燃料	向高温空气流中喷射燃料
雾化方法	超 音 波	压力喷射 (轴销式喷嘴)	压力喷射 (单孔孔式喷嘴)	压力喷射 (涡流喷嘴)	空气喷射
压 力	2.5—3 公斤/厘米 ²	大 气 压	大 气 压	大 气 压	大气压

由图看出仅宫阪、水谷的实验是在比大气压高的压力时得出的结果，因为我们认为实验对压力的依存很小，所以把它当做大气压下的滞燃期也是可以的。如图所示那样，滞燃期及其温度依存性，因实验者的不同差异也很大。从研究各实验的燃料喷射量（喷射率）的影响结果看，全当量比的不同，而是同雾化方法及伴随产生的气体流动状态不同有关。

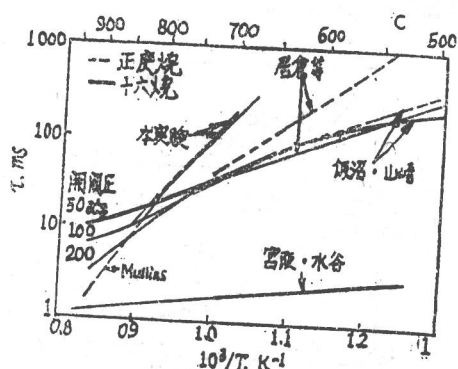


图24 温度的影响

气体燃料下的阿雷尼厄斯曲线类似，即滞燃期是由燃烧控制作用强度决定的最低自燃温度周围的大值，随着温度上升有接近相当于气体燃料的静止混合气的宫阪、水谷的滞燃期的趋势。

如果注视类似这样的性质，由发生雾化时的流动的特点和与气体燃料相关的燃烧控制作用，便可推断没有被测定的温度范围的滞燃期变化，或论述用不同装置测定的滞燃期的相互关系。

Mullins 的实验是同前已述及的相同方法测定的滞燃期。雾化方式是依靠压力喷射，使用的是涡流喷嘴，比电炉法或笔者等所用喷雾形喷雾分散角宽，故能大平面化的形成喷雾流，能得到比较均质的喷雾。作为喷雾来说近似宫阪、水谷的喷雾。由于是紊流受燃烧控制作用，所以具有高的最低自燃温度，一旦温度变高就迅速地接近静止预混合喷雾的滞燃期。

笔者的实验是在 850°C 以下进行的，燃烧模型仅是 RZ 燃烧的一种。在 RZ 燃烧的情况下因为燃烧控制作用不强，所以成为给予比较低的最低燃烧温度的曲线。但如果变成高温喷雾流燃烧模型，因为有微粒化空气喷雾流大的速度梯度，受有强控制作用，所以滞燃期曲线将可能表示出极高的最低自燃温度。从而可以认为由于两模型间的迁移，曲

宫阪、水谷的实验用超音波喷雾器使之产生粒子直径相同的预混合喷雾柱，并用反射冲击波把它压缩并使其燃烧。因为燃烧相当于静止喷雾的各独立粒子引起的燃烧状态，所以它相当于气体燃料静止混合气的燃烧。其它的实验是伴随着乱流和断流，按其强度受到燃烧控制作用。从该图上看会发现与

线将具有不同的倾向。

饭沼、山崎、君仓等的实验虽然与笔者等的实验同样地考虑了两种燃烧模型，但是从测定温度范围很广的饭沼、山崎的结果看，滞燃期曲线并不单调，而且会使人们仔细观察这两种燃烧模型的存在。在无开阀压影响的低温区域有RZ燃烧，但要比笔者等的RZ燃烧最低自燃温度低， τ 也短。这是因为用电炉法时流动不流畅，燃烧诱引成分的积聚速度比流动束的速度变快的缘故。据认为出现开阀压影响是在750°C左右移动喷雾燃烧，但在此温度下对于笔者等的喷雾流的速度梯度大，喷雾流燃烧受到控制的缘故。当喷雾流燃烧移行后，滞燃期的温度变化小，能够看出比Mullins或笔者等的RZ燃烧有变长的倾向。因为速度梯度小而伸长，燃烧控制作用减弱，这可能是由于喷雾状态所造成的原因。

在Mullins及笔者的喷雾中，在粒子分散的瞬时能够得到局部当量比低的喷雾。在压力喷射时由于在粒子密集局部当量比极高的地区，形成了云状分布的喷雾，靠该粒子云的蒸发气体冷却很强，故可认为是燃烧控制强的缘故。如果开阀压上升，那么随着和粒子被微细化的同时，粒子云的稀薄化，冷却作用减弱，所以燃期缩短。但是，能够表现开阀压力效果的仅限于喷雾流燃烧。对在液粒蒸发完毕混合气的均质化已非常充分的状态下所发生的RZ燃烧没有影响。

5. 高温预制混合气中的火焰传播

关于所谓燃烧速度，可燃界限等燃烧特性的研究进行了很多，但几乎都是用所接近常温温度的混合气。至于混合气温度超过自燃温度时的高温情况下的火焰传播，和自燃有关连的解析研究却未曾看到。该问题如引起末端混合气的自燃，就与汽油机的爆燃有

关，所以研究高温预制混合气燃烧特性的意义就在与此。

至此所处理的自燃非正常现象，能够和燃烧后引起的现象作完全无关的解析。

但是火焰传播是由于在燃烧后产生的热或活性基等的上流传递而维持所以对此进行分析，就有必要重新导入燃烧后的反应。为此，假定下述发热与反应

(i) 同时发生。

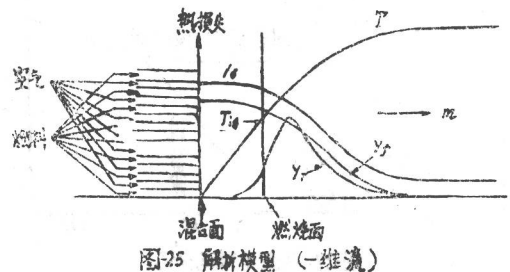
(ii) $R + F \rightleftharpoons R' + P + (\text{发热})$

(iii) $R' + O \rightleftharpoons R + P + (\text{发热})$

在这里， R' 与 R 是不同的活性分子， P 是最终生成物。

(1) 解析模型

如图—25表示了该模型。将燃料与空气不在非常窄的间隙内混合，而是以等质量流束 m 流动在混合面上瞬间混合。由所形成的混合气与反应(i)从下流高温部的扩散提高 R 的浓度，在燃烧面达到临界值而燃烧。在燃烧面下流部分除反应(i)之外，还发生(ii)(iii)的发热反应。使混合面在系统内成为唯一的热损失面。下面用记号 $T - \infty$ 表示混合气的初期温度， T_{ig} 表示燃烧面上的温度， T_{ig}^* 表示混合气的最低自燃温度， L 表示在混合面上无量纲热损失， $\bar{m}$ 表示质量燃烧速度， $\bar{m}$ 表示 m 的基准值， ϕ 表示混合气的当量比。



(2) 计算结果

图—26是把 L 作为变数，表示 $T - \infty$ 和 m 的关系的。在粗实线的内部形成稳定的火焰。如果热损失变小 m 增大，在 $L = 0$ 的绝热条件时变成最大。这个最大值随 $T - \infty$ 的

上升而增大, 但当 $T - \infty = T_{ig}$ 时突然变成无限大。因为是忽略了高速时的压力变化, 运动的解析, 当 $m = \infty$ 值时也有问题。混合气温度比最低温度高, 而接近绝热条件下的 m , 至少表示在常温混合气下得不到的特大值, 形成如爆燃时的火焰速度级。在这种领域所表现的可认为是在自燃温度以上的混合气中的火焰的特征。

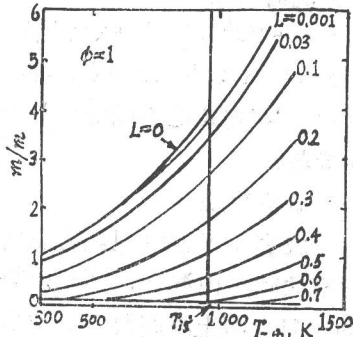


图-26 火焰速度级

图-27表示 $T - \infty$ 和可燃界限的关系。随着 $T - \infty$ 的上升可燃界限变宽。在图中也表示出静止混合气的自燃界限, 但 $T - \infty$ 接近到 950K 时, 在流动场中可燃范围比该范围宽, 弄清了由下流来的热或燃烧诱引成分的扩散对混合气燃烧有很大影响。如果 $T - \infty$ 再变高则可燃界限同自燃的界限变为一致。

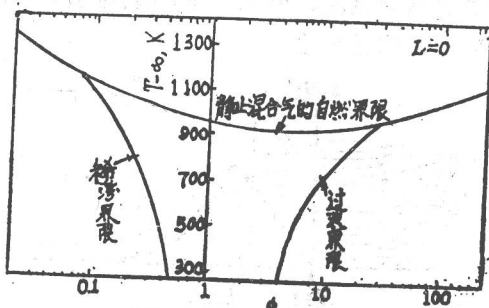


图-27 可燃界限的变化

图-28是研究由于改变反应 (i) 的逆反应和正反应的频率因子之比 $B_{b,i}/B_{f,i}$, 由逆反应速度的变化给予 T_{ig} , T_{is} , m 的影响。 T_{ig} 是由反应 (i) 在平衡状态时 R 的浓度来决定的, 对逆反应速度的变化

敏感, $B_{b,i}/B_{f,i}$ 变大, 逆反应速度一变快, 因为 R 的平衡浓度降低使 T_{ig} 上升。与此相反 T_{is} , m 在 $B_{b,i}/B_{f,i}$ 在小的范围下几乎不变化。理由如下述。

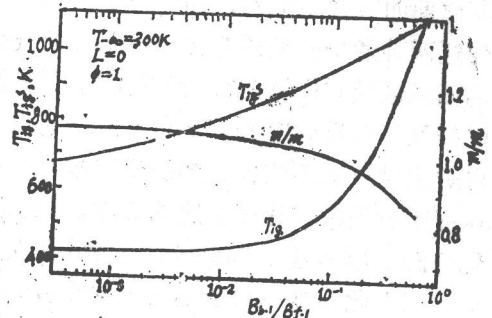


图-28 改变反应 (i) 的逆反应速度的影响

对于在燃烧位置的 R 浓度的增大是因为在上流低温部反应 (i) 的生成和下流高温部的扩散。对在燃烧位置的 R 浓度的增大是有作用的。但因为大部分是来源于后者, T_{is} 对高温部的 R 的浓度分布给予很大影响。另外, m 也支配高温部的发热速度, 因为在高温部作为消耗 R 的反应的反应 (i) 的逆反应同反应 (ii) 的正反应和反应 (iii) 的逆反应存有纠缠在一起的关系, 所以当 $B_{b,i}/B_{f,i}$ 小的场合, 其变化对 R 的浓度分布 R 发热速度分布影响不大。但是 $B_{b,i}/B_{f,i}$ 一变大, 则为在高温部 R 的生成处于被抑制, 由扩散起的作用也减少, 如果没有比较高的温度就不能燃烧。另外, 由于 R 浓度降低, 因而由反应 (ii), (iii) 造成的发热速度变低, m 开始减少。为防止爆燃所使用的抗爆剂虽可抑制自燃, 但它不影响燃烧速度。如果认为添加抗爆剂是对反应 (i) 的逆反应速度的增加, 那么根据上述的研究能够定性说明它的这种作用。

结 束 语

为了获得在复杂地流动状态下对实际内燃机自燃过程的基础知识, 从理论与实践两方面研究了在移动过程中流动 (下转16页)

哥略契金理论公式系数的确定方法

阿 佛 宁 等

哥略契金理论公式是反映犁的牵引阻力与其工作条件、状态关系的经验公式。它可以用来解决各种课题的数学模型的修正,以及行走机组参数的预测。但是,实现这种可能性,需要制定简单而可靠的方法,把哥略契金公式的未知参数同时确定出来。

在农业技术的研究实际中,广泛采用的是个别地单独确定哥略契金公式参数的方法,需要布置专门的试验,无论在进行的时间与地点上,或是使用的测量装置都不能保持一致。这种条件下得到的系数,使最终结果极为分散。因此,实际上使用的不是哥略契金公式本身,而是它的各种等值变换方案。

本文论述的方法,可以依据典型实地试验的结果,同时确定出哥略契金公式全部三个系数的若干值。

$$R = fG + kab + \varepsilon abv^2 \quad (1)$$

这里 R ——犁的牵引阻力; f ——犁与沟的总摩擦系数; G ——犁重; k ——垡片变形系数(地壤的单位阻力); a ——耕深; b ——犁的耕幅; ε ——比例系数; v ——行走机组运动速度。

把(1)式两端用 ab 除,并引入补充符号: $y = (ab)^{-1}R$, $x_1 = G(ab)^{-1}$, $x_2 = v^2$, $\beta_0 = k$, $\beta_1 = f$, $\beta_2 = \varepsilon$, 则得一个线性方程,如考虑干扰量有下列形式:

$$y = \beta_0 + \beta_1 x_1 + \beta_2 x_2 + \xi \quad (2)$$

包括在原始表达式中的分量 ξ ,能够反映测量误差以及另外的,(1)中未能明显纳入的已知的和未知的因素对牵引阻力值的

总的影响。

一般情况下,影响因素的数目,不考虑(2)式的情形,可以是任意多的;不过,如多数试验结果所表明的那样,它们中间没有明显加以区分的必要。

因此,对于干扰量可以认为具有0数学期望、方差为 $D[\xi] = \sigma^2$ 的正态分布,即是

$$\xi \sim N(0, \sigma^2)$$

为了确定未知系数 β_0 、 β_1 、 β_2 和在具有(3)式性质的干扰环境中进行统计分析,曾拟定了各种特殊的分析方法,有方差的、回归的、随机的和其他形式的分析方法。

本文采用的为回归分析方法,因为这种方法的原始假设条件和本课题的条件,在很大的程度上是一致的。

如被研究的对象以(2)表示,而且在这种条件下能够同时测量输入与输出变量多个数值,则得到的结果可以列出线性方程组:

$$\begin{aligned} y_1 &= \beta_0 + \beta_1 x_{11} + \beta_2 x_{12} + \xi \\ y_2 &= \beta_0 + \beta_1 x_{21} + \beta_2 x_{22} + \xi \\ &\dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

$$y_n = \beta_0 + \beta_1 x_{n1} + \beta_2 x_{n2} + \xi$$

这里 n ——被测对象的状态数。

每个变量在两个限值内变化,在充分选择未知变量的全部组合条件下,解决本题的被测对象状态数取下限是足够的,即是 2^p ,这里 p ——变量数。就所讨论的问题, $p=2$,而 $n=4$,这远远小于典型方法的下限数。

利用最小二乘法,由(4)得出标准方

程式〔5〕

$$\hat{\beta}_1 \sum_{i=1}^n (x_{i1} - \bar{x}_1)^2 + \hat{\beta}_2 \sum_{i=1}^n (x_{i1} - \bar{x}_1)(x_{i2} - \bar{x}_2) = \sum_{i=1}^n (x_{i1} - \bar{x}_1)(y_i - \bar{y})$$

$$\hat{\beta}_1 \sum_{i=1}^n (x_{i2} - \bar{x}_2)(x_{i1} - \bar{x}_1) + \hat{\beta}_2 \sum_{i=1}^n (x_{i2} - \bar{x}_2)^2 = \sum_{i=1}^n (x_{i2} - \bar{x}_2)(y_i - \bar{y}) \quad (5)$$

其中符号“ $\wedge$ ”表示估计值； $\bar{x}_1$ ， $\bar{x}_2$ ， $\bar{y}$ 表示相应变量的平均值，即

$$\bar{x}_1 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_{i1};$$

$$\bar{x}_2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_{i2}$$

$$\bar{y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n y_i$$

如用补充符号，

$$\hat{d}_{11} = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_{i1} - \bar{x}_1)^2 = \hat{\sigma}_1^2;$$

$$\hat{d}_{12} = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_{i1} - \bar{x}_1)(x_{i2} - \bar{x}_2);$$

$$\hat{d}_{22} = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_{i2} - \bar{x}_2)^2 = \hat{\sigma}_2^2;$$

$$\hat{d}_{1y} = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_{i1} - \bar{x}_1)(y_i - \bar{y});$$

$$\hat{d}_{2y} = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_{i2} - \bar{x}_2)(y_i - \bar{y}).$$

则方程组(5)变为更简单的形式：

$$\hat{\beta}_1 \hat{d}_{11} + \hat{\beta}_2 \hat{d}_{12} = \hat{d}_{1y}$$

$$\hat{\beta}_1 \hat{d}_{12} + \hat{\beta}_2 \hat{d}_{22} = \hat{d}_{2y} \quad (6)$$

利用行列式规则，由(6)式有：

$$S^2[Z] = S^2[\xi] \{ 1 + n^{-1} + [(x_{k1} - \bar{x}_1)^2 \sum_{i=1}^n (x_{i1} - \bar{x}_1)^2$$

$$- 2(x_{k1} - \bar{x}_1)(x_{k2} - \bar{x}_2) \sum_{i=1}^n (x_{i2} - \bar{x}_1)(x_{i1} - \bar{x}_2) + (x_{k2} - \bar{x}_2)^2 \sum_{i=1}^n (x_{i1} - \bar{x}_1)^2]$$

$$\{ \sum_{i=1}^n (x_{i1} - \bar{x}_1)^2 \sum_{i=1}^n (x_{i1} - \bar{x}_1)^2 - \sum_{i=1}^n (x_{i1} - \bar{x}_1)(x_{i2} - \bar{x}_2) \}^{-1} \} \quad (9)$$

$$\hat{\beta}_1 = -\frac{\Delta_1}{\Delta}; \quad \hat{\beta}_2 = -\frac{\Delta_2}{\Delta}$$

其中：

$$\Delta_1 = \begin{vmatrix} \hat{d}_{1y} & \hat{d}_{12} \\ \hat{d}_{2y} & \hat{d}_{22} \end{vmatrix};$$

$$\Delta_2 = \begin{vmatrix} \hat{d}_{11} & \hat{d}_{1y} \\ \hat{d}_{21} & \hat{d}_{2y} \end{vmatrix};$$

$$\Delta = \begin{vmatrix} \hat{d}_{11} & \hat{d}_{12} \\ \hat{d}_{21} & \hat{d}_{22} \end{vmatrix};$$

自由项的估计：

$$\hat{\beta}_0 = \bar{y} - \sum_{j=1}^n \hat{\beta}_j \bar{x}_j \quad (7)$$

干扰方差的估计

$$S^2[\xi] = (n-2)^{-1} \sum_{i=1}^n (y_i - \hat{\beta}_0 - \hat{\beta}_1 x_{i1} - \hat{\beta}_2 x_{i2})^2 \quad (8)$$

对得到的系数的进一步分析，可按照回归分析的典型程序，把相应的项代入(2)，得：

$$\hat{y} = \hat{\beta}_0 + \hat{\beta}_1 x_1 + \hat{\beta}_2 x_2$$

但是利用(8)时，应当考虑单一预报值方差的大小和变化性质，它与扰动作用有关并取决于影响因素的空间坐标：

这里 x_k 是预报点相应变量的坐标。

单值预报的最小方差，出现在坐标为 $x_{k1} = \bar{x}_1$, $x_{k2} = \bar{x}_2$ 的点，即

$$S^2[\pi] = S^2[\xi] (1 + n^{-1})$$

因而预报的准确度在这一点最大。这个特点已作了很好的说明，可是实际工作中常常忽略了扰动的作用，这在很大程度上降低了研究结果的价值。

因此我们提出，分析结果在利用点估计的同时，也利用区间估计是最合理的，它能够在某种程度上考虑所有不稳定因素对输出变量的作用。

对于数学模型 (2)，置信区写成不等式的形式为

$$\hat{y} - t_\alpha \sqrt{S^2[Z]} \leq y \leq \hat{y} + t_\alpha \sqrt{S^2[Z]}$$

其中 t_α ——信度为 α 时的置信限（一般取 $\alpha = 1\%$ ； 5% ，或 10% ）。

采用这种方法，可以利用测量的瞬时值，也可以利用测量的平均值。利用后者非常容易实现；此外，建议采用更为有效的“盈——亏”试验计划。

以由 k ——701 拖拉机与 $\Pi Tk-9-35$ 犁组成的机组的研究结果作为计算的例子：

$$y = R / (a b) \text{ 牛/米}^2$$

$$x_1 = G / (a b) \text{ 牛/米}^2$$

$$x_2 = v^2 \text{ 米}^2/\text{秒}^2$$

35480	32310	5.4569
40920	30840	5.3499
37200	30920	5.4429
38880	36080	5.4759
45530	31740	7.3219
44420	31840	7.3769
48360	32830	7.4309
49810	33730	7.7839
49980	32600	8.4449
48990	32390	9.1569
51860	31450	8.3689
50100	32360	9.2779
42900	39050	8.0259
39720	38690	8.2139
41870	39310	8.0999
38180	37190	8.2139
75280	39090	12.2500
50880	37450	12.9499
60920	39200	10.5799
56400	39500	13.0999