

本征正交分解在变气门升程发动机缸内湍流场循环变动研究中的应用

秦文瑾¹, 解茂昭¹, 贾明¹, 王天友², 刘大明²

(1. 大连理工大学 能源与动力学院, 大连 116024;

2. 天津大学 内燃机燃烧学国家重点实验室, 天津 300072)

摘要: 本文应用本征正交分解 (POD) 方法对一台四气门直喷式汽油机 (DISI) 缸内冷态湍流场试验测量数据以及大涡模拟计算数据进行了分析, 通过 POD 四分解方法将缸内瞬态湍流场分解为平均流场、拟序流场、过渡流场以及湍流场四部分。然后研究了四个分流场各自特点、演变规律、循环变动特性等, 发现四部分流场既有自身特点相互之间又紧密联系。在发动机整个工作过程中平均流场携带着 50% 以上的流场能量, 流场能量在四部分流场之间存在级联现象; 拟序流场的循环变动要远大于其他三个分流场循环变动, 其对缸内流场整体循环变动起到决定性作用; 另外计算还发现, 通过改变最大气门升程 (MVL) 可以影响到缸内流场特性, 包括循环变动, 其中对拟序流场的影响最为显著。同时还发现在使用 POD 研究循环变动时, 若想得到正确收敛的结果, 对于平均流场而言至少需要 25 个周期, 而对于脉动流场而言至少需要 50 个周期。

关键词: 缸内流场; 湍流; 本征正交分解; 大涡模拟; 循环变动

循环变动是发动机工作过程中缸内特有的一种现象, 其和缸内湍流场紧密的耦合在一起。循环变动通常会对发动机工作的动力性、经济性和排放性有显著的影响。降低循环变动, 可在相同油耗情况下增加 10% 的动力输出^[1]。循环变动的产生可由多种因素引起, 如进排气扰动, 燃油喷射和混合以及湍流的随机脉动等, 所有这些现象在发动机工作过程中均紧密地耦合在一起, 所以研究者们一直在寻找一种合理的方法来分析循环变动以及识别其主要的影响因素。

现在高分辨率的光学诊断技术, 例如粒子图形测速技术 (PIV) 的迅猛发展, 为研究循环变动提供了强有力的技术支持。另外数值模拟计算作为实验方法的有力补充有利于深入地理解循环变动现象。大涡模拟 (LES) 方法结合了雷诺平均以及直接数值模拟各自优势, 为实现计算机模拟循环变动现象提供了可能。众多科学家, 如 Naitoh^[2], Haworth^[3-5], Adomeit^[6], and Vermorel^[7, 8] 在这方面已经开展了很多卓有成效的工作, 他们认为循环变动主要是由进气湍流场引起, 其可以显著地影响到燃烧以及火焰传播。

研究者通过多周期的实验测量或是数值计算可以获得信息丰富的流场数据库, 这些数据往往是最为直观、最为原始的, 此时需要对其进行加工以提取出人们关心的湍流脉动信息和循环变动信息, 传统的做法类似研究统计湍流, 对多周期采样数据进行相平均操作, 将流场分解为周期平均流场和周期脉动流场。此时获得的周期平均流场可提供发动机稳定工作状态下较为可信的统计信息, 同时周期脉动流场也可提供发动机工作循环变动的整体表现。但是

该方法并不能有效的区分流场湍流脉动和循环变动,同时对考察某单个周期的循环变动情况也无能为力。

而本征正交分解(POD)方法可以突破传统方法的局限性。该方法又叫 Karhunen-Loève 分解或主元分解, Lumley^[9] 在 1967 年首次将其引入湍流场分析中,随后有众多学者将该方法应用到发动机领域的研究中^[10-16]。由于该方法可对缸内矢量场(速度场),标量场(温度场、浓度场)的采样数据进行分解以及重组等多方面的加工,故其能够为人们提供更多缸内流场非直观信息,进而更有利于深入理解缸内物化现象。在研究循环变动方面,不少研究者们也已应用该方法开展了大量的工作^[17-19]。最近 Roudnitzky^[20]、Vu^[21]等人应用 Druault^[22]提出的 POD 三分解方法将缸内流场分解为平均流场、拟序流场和湍流流场,然后分别对各个分流场展开研究,最大程度上实现了湍流脉动和循环变动的分离。

本文对一台变气门升程 DISI 汽油机^[23-25]的多周期冷态流动进行了大涡数值模拟计算,并将 POD 三分解方法进行了拓展,提出 POD 四分解方法,并用该方法对 PIV 测量数据和模拟结果进行分解重构,使得缸内瞬态流场分解为平均流场、拟序流场、过渡流场和湍流流场,然后对各分流场展开研究,以探讨在不同的最大气门升程的情况下,各流场演变特点、循环变动特性以及它们对缸内整体流场的影响。

1 发动机气缸模型

天津大学针对一台 FOX350 四气门单缸汽油机进行了冷流倒拖试验,并采用 PIV 激光诊断技术研究了不同最大气门升程下缸内气体流动特性^[24-26]。根据试验,本文在该机模型同样的运行条件基础上针对三个不同的气门升程,采用大涡模拟方法连续计算了 100 个冷态工作周期,计算程序选用商用 CFD 软件 CONVERGE 程序,亚网格模型选用动态 Smagorinsky 模型^[26,27]。计算中未涉及到燃油喷雾和燃烧现象,缸体壁面温度以及进气温度固定为 300K,进气压力固定为一个标准大气压,相关几何参数及计算初始量见表 1。活塞位于下止点时,计算网格数目约为 20 万,网格及气门升程曲线见图 1。

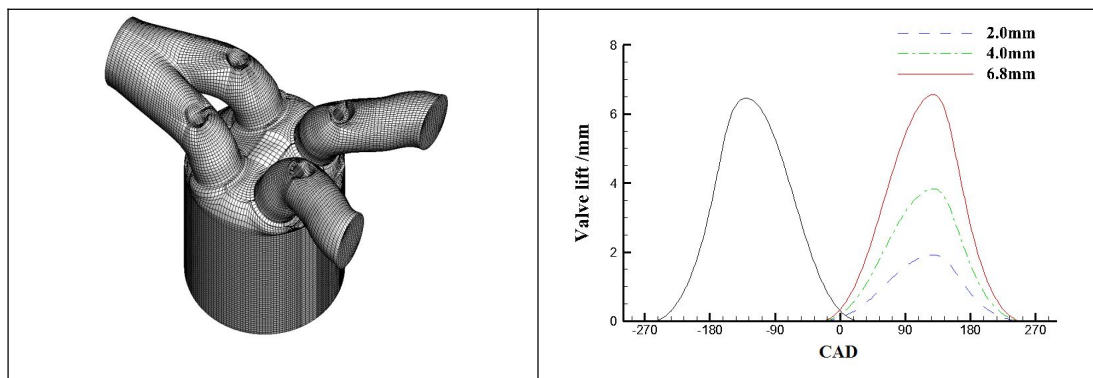


图 1. 计算网格及气门升程曲线

表 1 气缸模型几何参数及初始量说明

排气量	0.35 L
直径×冲程	78.7mm×66mm
压缩比	6.7:1
转数	800r/min
进气压力	1.0 bar
缸内初始温度	300k
计算初始时刻	90°BTDC
进气门最大升程	6.8mm
气门开闭时刻	IVO 22° BTDC IVC 68°ABDC EVO 74°BBDC EVC 26°ATDC

2 LES 计算结果

2.1 采样周期数目分析

研究发动机循环变动时,采样周期数目的选择会对统计结果产生直接影响,理论上来说采样周期数目越多,其统计结果越加可信,出于对计算成本以及统计结果可信度的综合考虑,必要的采样周期数目范围需要确定。该节采用相平均方法来对模拟结果和实验结果进行处理。公式 1 给出了采样周期数目变化带来的流场误差收敛性评估方法:

$$\varepsilon(t)_{1-n} = \frac{1}{N_x} \sum_{j=1}^{N_x} \left| \frac{\langle u(x,t) \rangle_{1-n} - \langle u(x,t) \rangle_{1-100}}{\langle u(x,t) \rangle_{1-100}} \right| \quad (1)$$

其中 $\langle \rangle_{1-n}$ 表示前 N 个周期的相平均结果, N_x 表示流场总的空间采样点数目。表 2 和表 3 分别给出了在最大气门升程为 6.8mm 时,试验结果和模拟结果的前 10、前 25、前 50、前 75 个周期的平均流场和 RMS 脉动流场的误差收敛性。由于在不同的曲轴转角时刻,缸内流场循环变动存在较大差异,使得各部分误差收敛速度存在差别,但是可以发现实验部分若想将平均流场误差控制在 5%附近至少需要 25 个周期集合,RMS 脉动流场则需要 50 个周期集合。模拟结果要比试验结果收敛快些,说明模拟结果的循环变动相比试验而言略低,若想将计算得到的平均流场误差控制在 3%附近至少需要 25 个周期集合,而 RMS 脉动流场则需要 50 个周期集合。

表 2 相平均处理后的变采样周期数目下试验数据误差收敛性

CAD after TDC	Mean velocity				RMS of velocity			
	ε_{10}	ε_{25}	ε_{50}	ε_{75}	ε_{10}	ε_{25}	ε_{50}	ε_{75}
	%	%	%	%	%	%	%	%
60	5.41	2.92	1.56	1.01	7.73	5.26	3.44	2.02
120	9.46	5.11	3.09	1.86	13.92	7.37	4.41	2.65
180	6.93	5.28	3.27	2.01	12.24	9.18	5.01	2.76
240	7.22	3.64	2.53	1.41	12.11	7.04	4.36	2.49
300	3.13	2.15	1.57	0.78	5.78	3.65	2.82	1.38

表 3 相平均处理后的变采样周期数目下模拟数据误差收敛性

CAD after TDC	Mean velocity				RMS of velocity			
	ε_{10}	ε_{25}	ε_{50}	ε_{75}	ε_{10}	ε_{25}	ε_{50}	ε_{75}
	%	%	%	%	%	%	%	%
60	0.71	0.28	0.18	0.13	3.94	2.02	1.04	0.78
120	2.81	1.46	0.92	0.54	7.45	4.12	2.42	1.41
180	5.42	2.82	1.43	0.82	9.16	5.38	3.09	1.61
240	4.54	2.72	1.65	0.65	7.49	4.15	2.17	1.27
300	2.07	1.31	0.62	0.33	2.92	1.97	0.97	0.64

2.2 流场分析

缸内所有的物理化学现象的发生都是依托于缸内湍流场,而湍流场动能主要分布在大尺度的涡团结构中,即拟序结构,其对流场湍动能的产生和维持起到关键性作用。本文使用 $Q^{[26-28]}$ 准则对其进行刻画。图 2 是在 180°CA ATDC 时刻不同最大气门升程下的三个连续周期的缸内流场分布情况。由于双进气门的布置,两道进气射流会相互干涉对方,进而使得两个进气门下方都会出现比较复杂的滚流和涡流运动形态。大尺度的拟序结构多产生于进气门下方区域,而大量的小尺度涡团则多分布在缸体中心区域。同时由于气体进行着强剪切运动,涡团在被不断的拉伸。由于部分射流会高速射向缸壁,导致在缸壁区域处也分布着一些大尺度的拟序结构。另外,改变最大气门升程将会直接影响到缸内涡团结构的分布。当最大升程减小,涡团的数量以及尺寸会显著的增加,说明由于升程的改变而带来的射流方向以及强度的变化将影响到涡团的形成情况。最大升程越小,射流强度越大,形成的涡团也越强。另外通过比较还可以发现,不同周期间流场存在显著的差异性,无论是滚流、涡流还是涡团的空间分布情况均体现出循环变动的特点,说明大涡模拟方法对识别发动机流场循环变动现象是具有独到优势的。

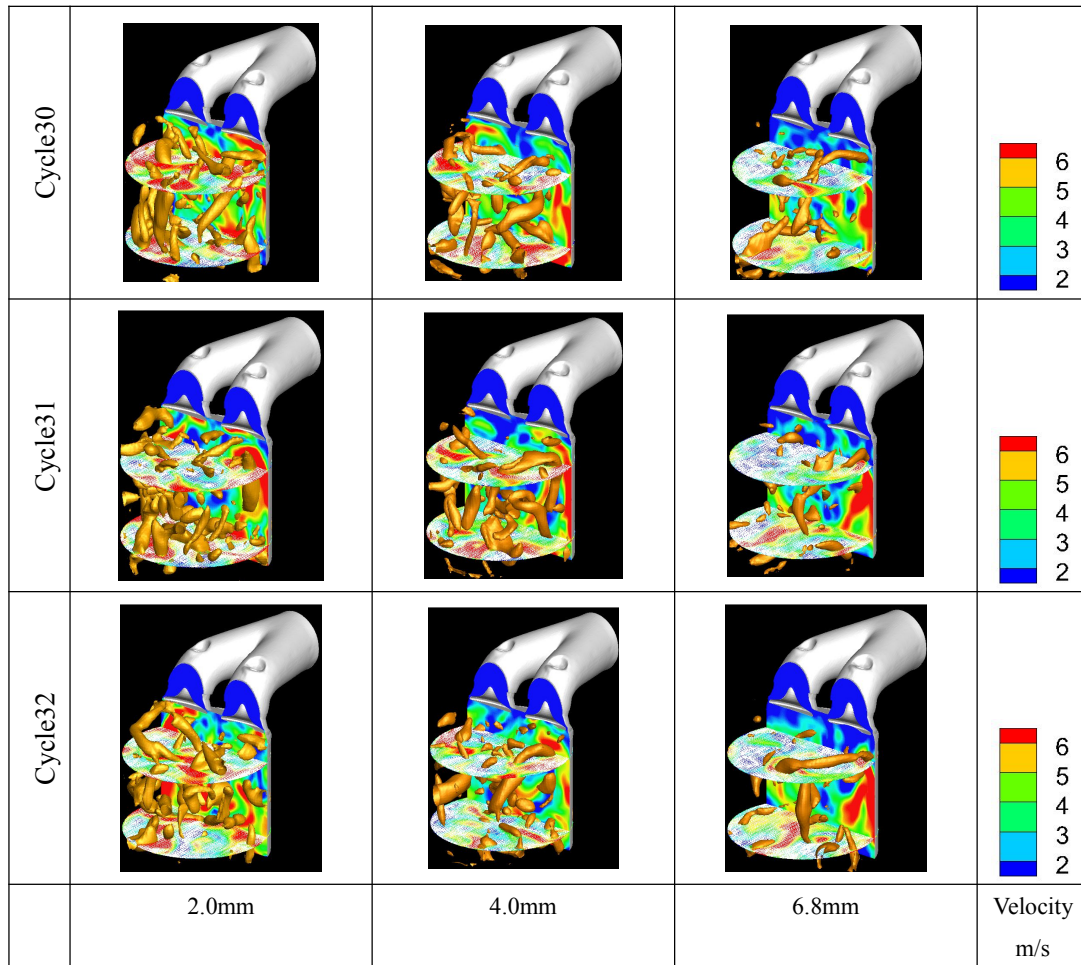


图 2 180°CA ATDC 缸内流场情况

图 3 显示了连续 100 个周期内流场涡流比和滚流比的平均值以及方差的演变情况。在早期进气冲程阶段,平均涡流比很快就在 50°ATDC 附近达到峰值,而循环变动(由方差来表示)则呈现出逐渐减弱的态势。然后涡流比开始逐渐慢慢减小直到压缩冲程结束(MVL 为 4.0mm 时, 120°ATDC 附近出现一个二次峰值),与此同时不同最大升程下的循环变动都呈现出逐渐增大的走势。另外还可以发现当最大气门升程增加时,平均涡流比和循环变动都会出现减弱的特点。对于平均滚流比而言,在 45°ATDC 附近会出现一个负的峰值,而循环变动保持在较低的水平(类似于涡流循环变动情况)。在接下来的进气冲程过程中,滚流运动出现反转,并逐渐增强,在 120°ATDC 附近出现第二个峰值。随着进气射流的减弱,滚流强度也相应的下降。但是在压缩冲程阶段,由于活塞的上行压缩作用,滚流比在 270°ATDC 附近会再次出现第三个峰值,在之后的压缩过程中,平均滚流强度将连续下降直至上止点时刻而近似消失。在大部分时刻,滚流循环变动呈现逐渐增加的态势直至第三个平均滚流比峰值处,然后出现反转直到压缩冲程结束。另外,当最大气门升程增加时,平均滚流比的第一个峰值会显著的减小,而第二和第三峰值也有略微减小(除了 MVL 为 6.8mm 的情形),滚流循环变动呈现单调减小。基于以上的观察,可以很明显的发现最大气门升程的改变会显著的影响到缸内

流场运动，包括整体运动强度以及循环变动水平。增加最大气门升程会同时减弱这两者 (MVL 为 6.8mm 时的平均滚流比除外，其原因需进一步发现)。

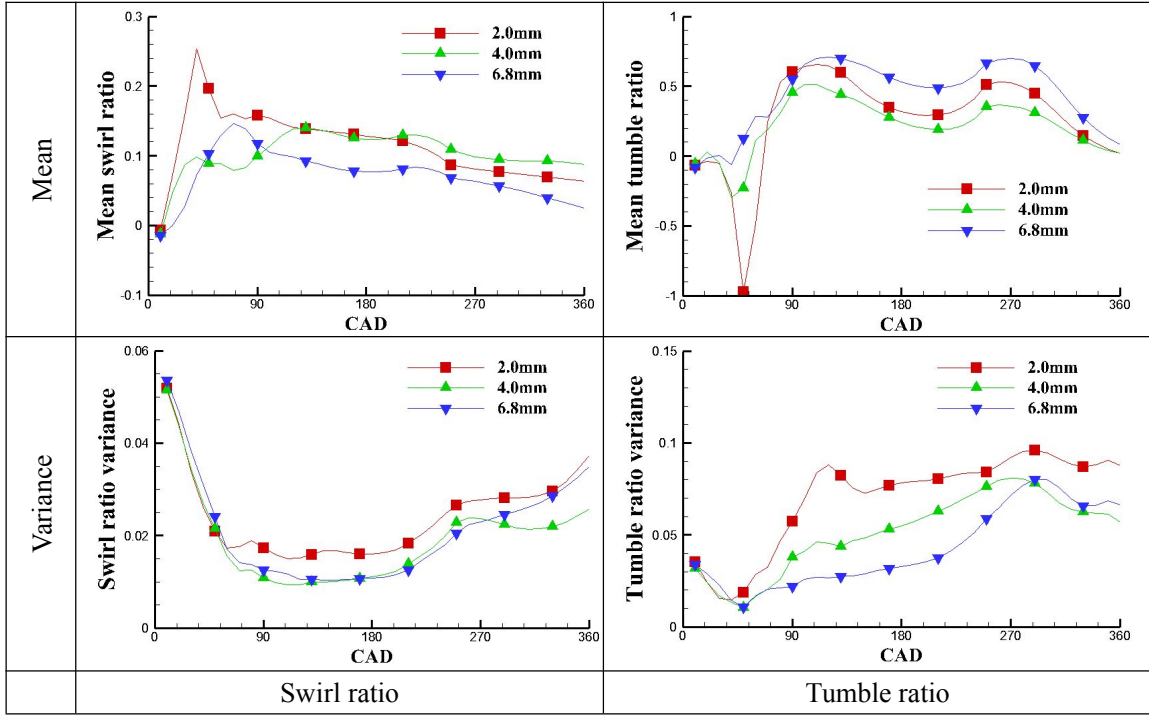


图 3 涡流比及滚流比

3 本征正交分解

3.1 数学方法

POD 分解基本思想是将湍流场速度分解为一组空间基函数(POD 模态)和与之相对应的时间系数乘积的线性组合。不同模态之间相互正交，且用较少数目的模态即可将原始瞬态流场大部分能量捕获。应用经典 POD 方法时需要计算流场的空间相关矩阵，这对于包含大量空间采样点的 PIV 测量或者 LES 模拟数据而言，计算成本过高，在这种情形下可选用 Sirovich[28]提出的“快照”方法，其与原经典方法等效但却可以大大提高计算效率[29, 30]。在“快照”方法中相关矩阵的计算成为了相同空间采样上不同时间采样的内积，即不同时间快照之间的相关矩阵，其定义如下：

$$R(u^{(i)}, u^{(j)}) = \sum_{n=1}^{N_t} \left[\sum_{d=1}^D (u_d^{(i)}(x_n) u_d^{(j)}(x_n)) \right] = N_{mode} \cdot C_{ij} \quad (2)$$

其中 D 为空间维数，Nx 为空间采样点总数，Nmode 为时间采样点总数，i, j 分别表示不同的时间采样。POD 模态可以表示为矩阵 R 的特征向量分量与原流场乘积的线性组合：

$$\psi_d^{(k)}(x_n) = \sum_{m=1}^{N_{\text{mode}}} (A_m^{(k)} u_d^{(m)}(x_n)) \quad (3)$$

每个 POD 模态均与相关矩阵的特征值或特征向量一一对应。POD 分解得到的特征值为非负，其总和是流场动能的两倍，因而可以用特征值的分布情况来反映流场能量在不同正交基上的分布。另外时间系数也相互无关，可通过将瞬态流场向正交基上投影的方式获得。然后原瞬态流场可以通过以下方式进行重构：

$$u(x, t) = \sum_{k=1}^{N_{\text{mode}}} (a^{(k)}(t) \psi^{(k)}(x)) \quad (4)$$

其中 Nmode 是总的模态数目， $a^{(k)}(t)$ 是对应的的时间系数。

在用 POD 分析缸内湍流场时有两种方法分别是“相依赖 POD”和“相不变 POD” [13, 14, 31]，在本文的计算中选用了前者。

3.2 缸内应用

如前所述，不同 POD 模态上的能量分布可以通过特征值的分布来体现。当特征值按照递减的方式进行排序时，首模态携带着流场大部分的能量，其他模态所携带着的能量依次递减。为了研究发动机在连续工作状态下特征值的演变情况，本文对连续 100 个周期内以 30°CA 为间隔的 PIV 测量数据以及模拟结果进行 POD 处理。

图 4 显示了三组气门升程下的缸内流场前五个最大的特征值(能量)随曲轴转角的演变情况，以反映在发动机整个过程中缸内流场能量在不同正交基上分布的演变。通过对比可以发现，升程的改变对各模态所携带能量比重以及演变走势影响不大，均体现在首模态维持最高比重，其走势由进气初期逐渐增大到进气末期开始减小直至压缩冲程后期出现反转。剩下的四组模态能量则维持在低位，数值相差不大且走势相同，即在进气冲程早期迅速减小，在 30°ATDC 附近达到极小值，随后开始逐渐回升直至压缩冲程结束。由于首模态对应着流场整体流动形态，气门开启后，产生的强进气射流引发出缸内较为一致的整体流动，但之后伴随着射流强度的下降，以及大尺度拟序结构的削弱和破裂，能量向局部小尺度涡团进行传递，流场整体运动形态减弱，而局部湍流脉动强度增加，故首模态在进气冲程阶段呈现出先增大后减小的特点，其他模态能量比重则不断的增加。压缩冲程阶段，由于活塞的压缩做功，首模态的特征值出现相反走势，说明流场整体流动得到一定程度的增强。

为了检验模拟计算结果的可信度，本文还用发动机 CFD 软件 KIVA3V 在同样的运行条

件下对该模型发动机进行了连续 12 个周期的冷态流动计算。图 5 是两个程序计算结果的比较。通过对各自 12 个连续的周期模拟数据进行 POD 处理,可以发现特征值大小以及演变走势非常相似。所以本文采用 CONVERGE 程序计算得到的连续 100 个周期的数据可被视为有效。

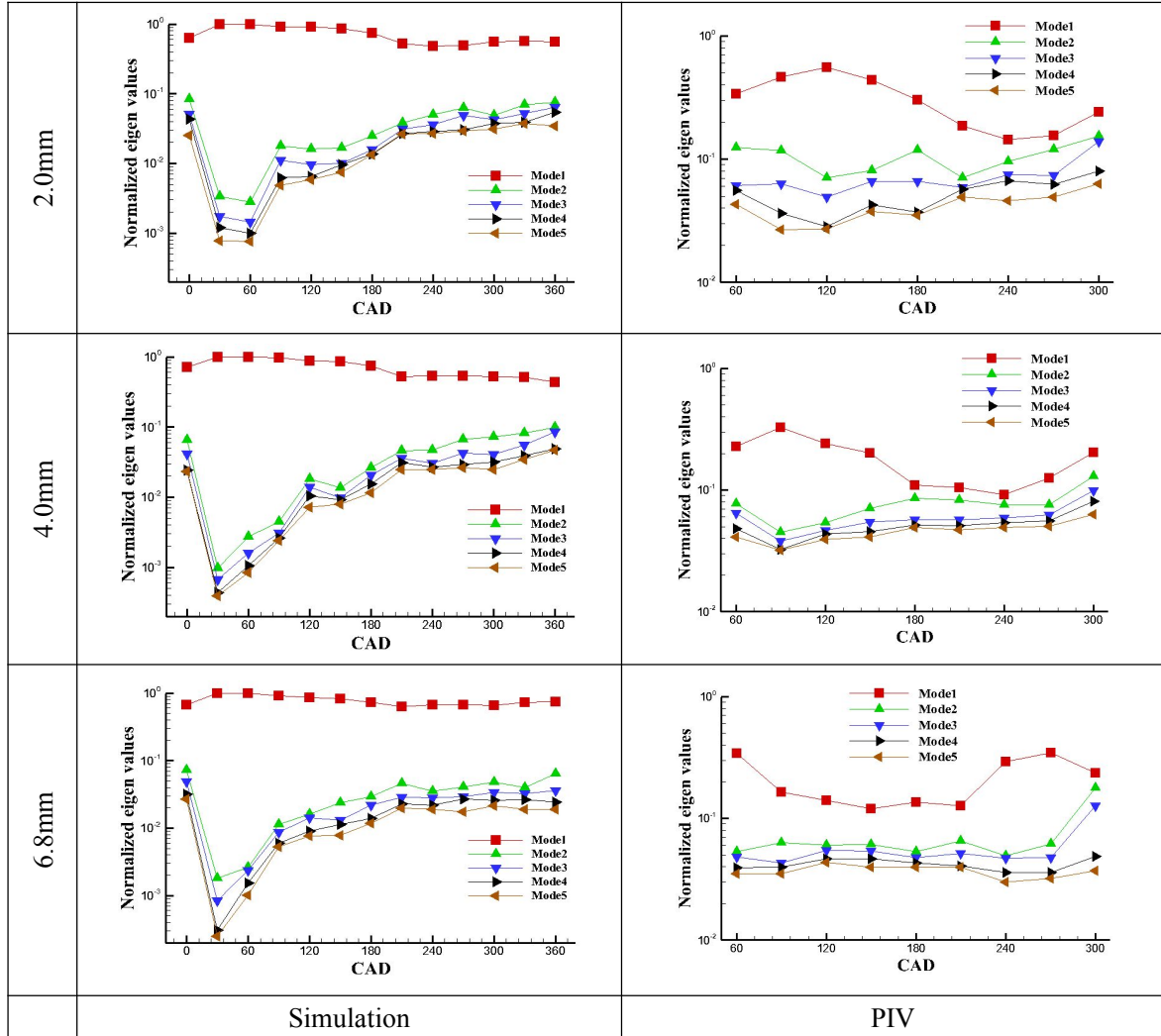


图 4 滚流平面 POD 模态特征值(能量)演变

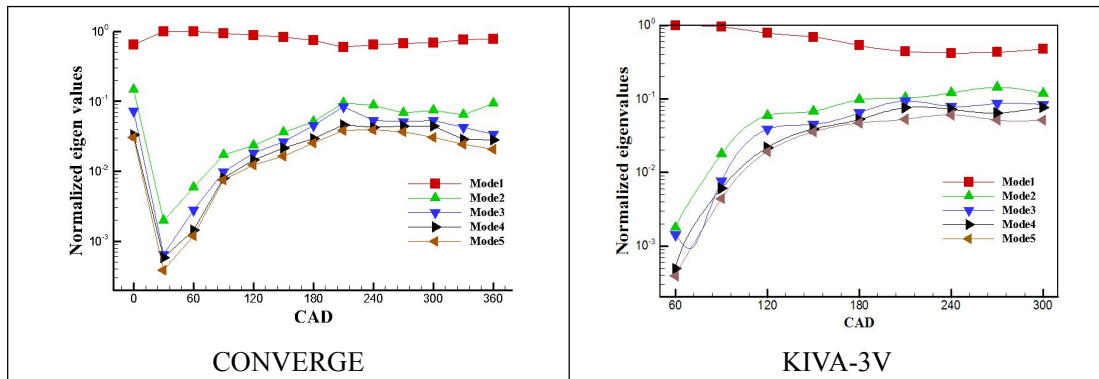


图 5 CONVERGE 和 KIVA-3V 计算结果比较

4 POD 流场四分解

在传统的发动机研究中，缸内瞬态流场常常被分解为相平均流场(周期平均流场)和脉动流场两部分，而在 POD 分析中，瞬态流场的分解可以进一步得到拓展，从而有助于研究者深入理解缸内湍流现象。如前所述，Roudnitsky 等人^[20]、Vu 等人^[21]以及 Druault 等人^[22]使用 POD 三分解方法实现了瞬态流场的过滤分解，然后将流场循环变动的研究在三个分流场上独立展开，进而获得了大量重要信息。本文尝试将该方法进行拓展，提出了 POD 四分解方法，基本思路是将瞬时流场过滤成四部分：平均流场、拟序流场、过渡流场以及湍流流场，见公式 5。其中拟序流场、过渡流场和湍流流场又可共同构成脉动流场。平均流场代表着流场整体运动形态并携带着流场绝大部分动能，由于该流场依然包含时间成分，故亦可称之为瞬时平均流场。拟序流场携带着流场大部分能量，对应着流场大尺度的拟序结构部分。流场携带的能量最少，代表着小尺度的流场涡团结构。拟序流场和湍流流场之间的部分构成过渡流场。

$$u(x, t) = u^{mean}(x, t) + u^{fluctuation}(x, t) = u^{mean}(x, t) + u^{coherent}(x, t) + u^{transition}(x, t) + u^{turbulent}(x, t) \quad (5)$$

4.1 分解方法

经过“快照”POD 分解后，可以获得 N_{mode} 个模态。通过选取不同的模态集合，可以实现不同能量级别的分流场重构。在下文中，使用公式 6 定义的重构流场之间的相关系数来作为流场分解的准则：

$$R = \overline{R(u(k_1, k_2, cycle_i), u(k_3, k_4, cycle_j))} = \frac{\overline{u^{(k_1, k_2)}(x, t, cycle_i) \cdot u^{(k_3, k_4)}(x, t, cycle_j)}}{\left| \overline{u^{(k_1, k_2)}(x, t, cycle_i)} \right| \cdot \left| \overline{u^{(k_3, k_4)}(x, t, cycle_j)} \right|} \quad (6)$$

其中 $u^{(k_1, k_2)}(x, t, cycle_i)$ 表示由 k_1 到 k_2 之间的 POD 模态进行重构而获得的第 i 个周期的流场。即：

$$u^{(k_1, k_2)}(x, t, cycle_i) = \sum_{k=k_1}^{k_2} (a^{(k)}(t, cycle_i) \psi^{(k)}(x)) \quad (7)$$

平均流场代表着缸内整体流动形态，其携带着流场绝大部分的动能，这意味着不同周期的平均流场相互之间应该具有较高的相关性。此时采用固定模态 K_2 和 K_4 为终模态 N_{mode} ，模态 K_3 等于 K_1 ，且不断变化的方式来考察周期相关性的变化趋势：

$$R_1 = \overline{R((k_1, N_{mode}, cycle_i), (k_1, N_{mode}, cycle_j))} \quad (8)$$

为了有效的识别拟序结构并重构出原湍流场，该部分采用正向和负向两个方向的重构操

作。正向重构操作从平均流场和拟序流场的截断边界 M 模态开始，固定模态 K_1 和 K_3 为模态 $M+1$ ，模态 K_4 等于 K_2+1 ，且数值不断增大，此时的相关系数反映了由相邻数目的模态集合重构得到的两个流场的相关性：

$$R_2 = \overline{R((M+1, k_2, cycle_i), (M+1, k_2+1, cycle_i))} \quad (9)$$

负向重构时，将模态 K_4 和 K_2 固定为终模态 N_{mode} ，模态 K_3 等于 K_1-1 ，且数值不断减小，此时的相关系数为：

$$R_3 = \overline{R((k_1, N_{mode}, cycle_i), (k_1-1, N_{mode}, cycle_i))} \quad (10)$$

图 6 显示了以 30° 为间隔，模拟数据从 0°CA ATDC 到 360°CA ATDC ，PIV 测量数据从 60°CA ATDC 到 300°CA ATDC ，多个曲轴转角下的重构流场相关系数变化走势。在确定平均流场时，当 k_1 取零时，重构流场即为原始瞬态流场。从图中可以发现去掉模态 1 后，相关系数会出现显著下降，即周期差异性显著增强，通过比较可以发现模拟部分模态 1 对流场周期相关性的贡献最大，实验部分模态 1 和模态 2 对流场周期相关性贡献最大。故对于模拟部分，平均流场和脉动流场的分界点 M 取值为 1，实验部分的 M 取值为 2。在正向重构确定拟序流场时，发现随着模态数 K_2 的增加，相关系数迅速的提升。在模拟部分中，模态 2 到模态 8 构建的流场与模态 2 到模态 9 构建的流场之间的相关系数达到了 95% 左右，此后随着模态数目的增加，相邻流场之间的相关系数增长率已然显著下降，其数值仅有小幅增长。说明选用从模态 2 到模态 8 即可将脉动流场信息基本捕获，而脉动流场中绝大部分能量是包含在拟序结构中，则此时可认为使用模态 2 到模态 8 进行重构的流场可近似地反映拟序结构，截断数 C 为 8。实验部分中，如果将截断数选为 12 亦可使重构流场之间的相关系数达到 95%。在负向重构确定湍流流场时，相关系数的演变具有同样的特点。在模拟部分中，模态 85 到模态 100 构建的流场

与模态 86 到模态 100 构建的流场之间的相关系数可达到 95% 左右，说明这部分模态捕获的脉动流场信息很少。由于脉动流场中的湍流流场被认为接近各项同性且所含能量较少，其整体流场的影响最小，故使用模态 86 到模态 100 重构得到的流场可近似认为是湍流流场，截断数 T 为 86。实验部分中，选用同样方法构造的湍流流场所使用的模态数目和模拟部分是一致的。另外通过观察在不同的最大气门升程下的正负双向重构流场相关性局部放大情况，可以发现改变最大气门升程对重构流场相关性影响不大，即可以选用相同的截断数来实现流场的重构。表 4 是最终确定的各分流场重构模态数目分布情况。

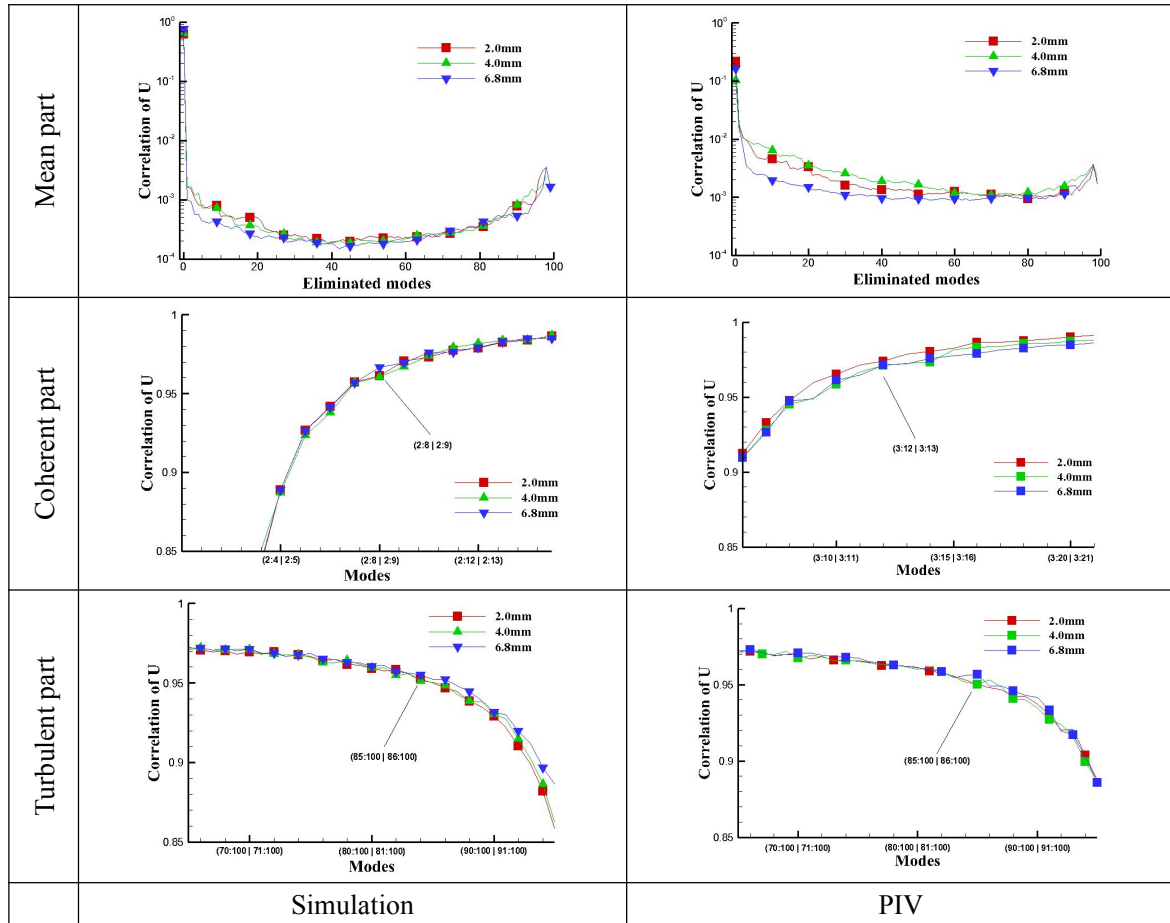


图 6 不同最大气门升程下相邻模态集合重构流场的相关性

表 4 各分流场重构模态数目分布(1-100cycle)

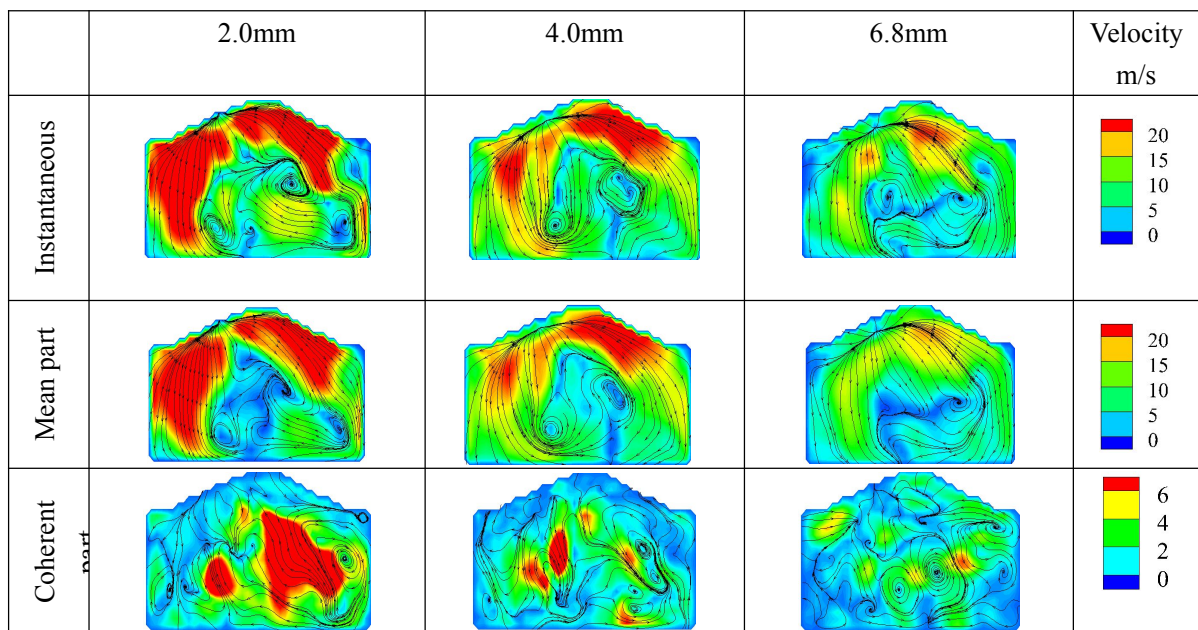
Data source	LES Simulation	PIV measurement
Mean part	mode1	mode1~mode2
Coherent part	Mode2~mode8	Mode3~mode12
Transition part	Mode9~mode85	Mode13~mode85
Turbulent part	Mode86~mode100	Mode86~mode100

4.2 流场四分解分析

本节使用 POD 四分解方法对大涡模拟计算结果进行处理,图 7 是第 3 周期 90°CA ATDC 时刻瞬时滚流流场以及分解后的各个分流场流线图。各个分流场重构模态选择按照表 4 进行。可以看到四个分流场存在着显著差异,各自的特征尺度有着明显的不同,呈现依次递减特点。平均流场无论是速度量级还是流线分布均与瞬态流场呈现高的相似度,但局部空间随机涡团现象不明显,可将其近似认为是瞬态流场的相平均场,代表着流场整体宏观流动特性,携带着整个流场绝大部分动能,并直接受到发动机运行工况、气门布置、缸体几何等因素的影响。相比平均流场,拟序流场则呈现出更多大尺度随机涡团现象,由于其来自于宏观流场的演变,如进气射流与缸内流场的剪切、壁面对气体流动的摩擦以及整体流动的分化,

故空间分布有很强的非均匀性，代表着流场大尺度拟序结构，携带着流场较多比重的能量，对产生和维持流场湍流现象起到关键作用。另一方面，由少数高阶模态重构的湍流流场呈现出了更多的随机混乱的小尺度涡团现象，空间分布上近似均匀和各项同性，并携带着很少的湍动能。而过渡流场涡团空间分布以及尺度分布都呈现出拟序流场和湍流流场之间的过渡状态。改变气门最大升程会对瞬态流场和各个分流场产生直接影响，除了影响流场速度大小外，对流场局部空间内涡团的分布也有较大影响，特别是拟序流场和过渡流场。由于平均流场受到的宏观因素影响较多，故在不同升程下相互之间差异性略小，宏观流动较为一致，均有着明显的大尺度滚流流动，只是滚流中心的位置以及局部流场速度大小有些区别，另一方面，最小尺度的湍流流场受到气门升程改变的影响也较小，小涡团仍然体现着空间均匀随机性分布特点，只是在湍动能携带上略有不同。

图 8 是四部分流场能量分布演变走势。可以看到流场能量主要分布在平均流场内，在发动机整个过程中，其携带着 50%以上的流场能量。拟序流场和过渡流场携带着流场部分能量，湍流流场能量只占极少部分。在进气冲程阶段，平均流场能量不断地向其他三个流场转移，说明缸内流场整体滚流运动在不断的衰减，拟序结构涡团以及随机小尺度涡团不断地涌现，前者构成了流场运动的主要形态。在压缩冲程阶段，随着活塞上行做功以及拟序结构的衰减和小涡团的耗散，平均流场能量不断衰减，但是其能量比重在 240°CA 时刻之后得到略微回升。另外，改变最大气门升程会对各个分流场能量分布产生较弱影响，增大气门升程后，平均流场能量峰值出现下降，但其能量比重则会上升。说明最大升程增加后，进气射流强度下降引发流场局部脉动下降，这样有利于流场流动的整体性的提升和流场循环变动的降低。



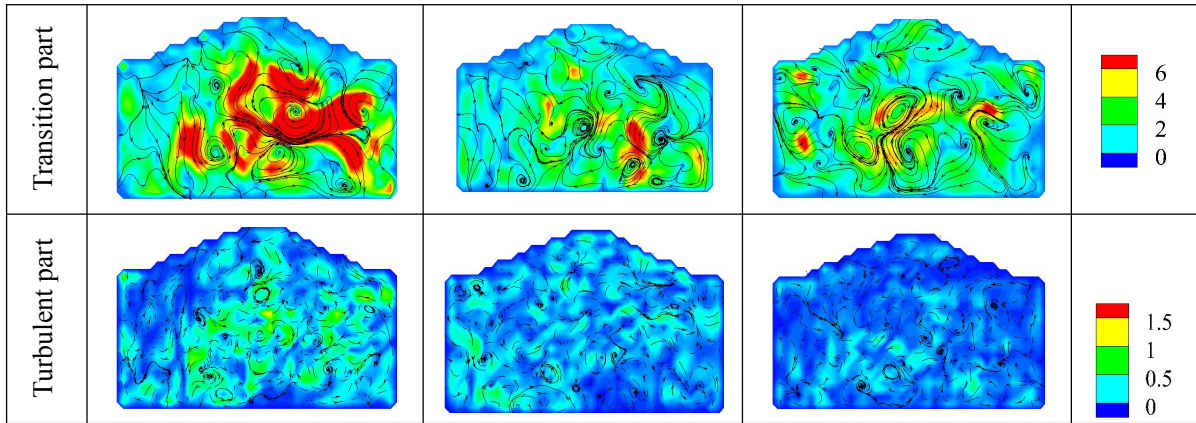


图 7 第 3 周期 90°CA ATDC 时刻瞬态流场及各分流场

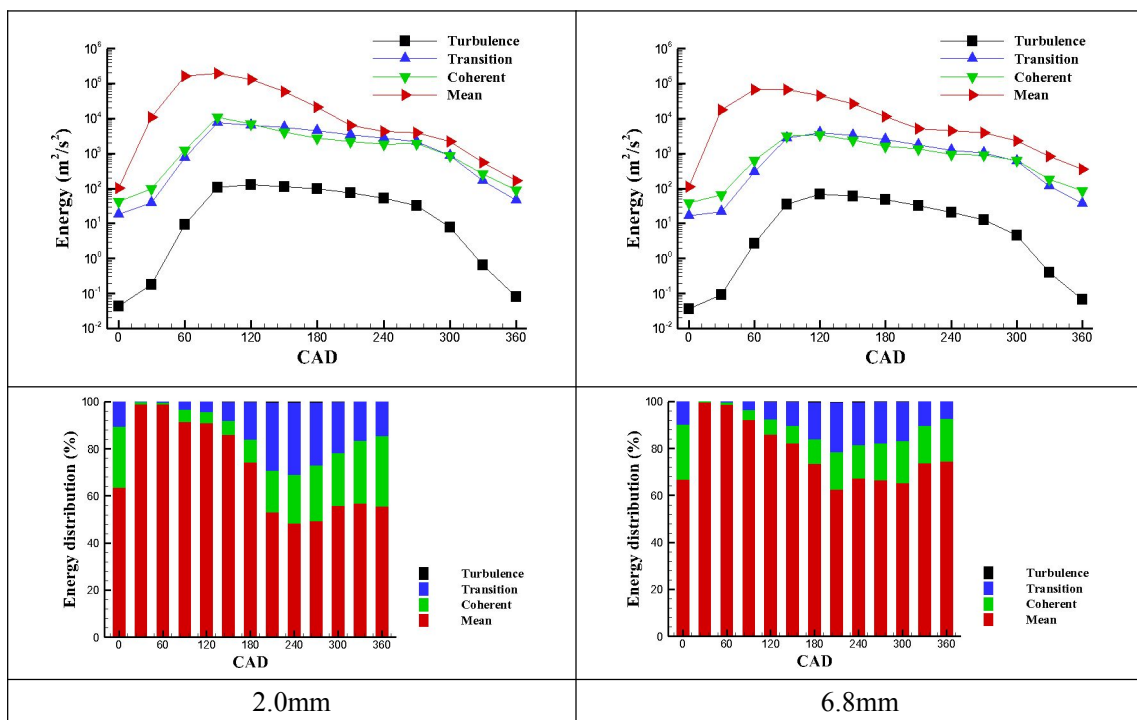


图 8 各分流场能量演变情况

表 5 是针对不同采样周期集合进行 POD 四分解处理后，各个分流场重构模态的分布情况。图 9 是按照表 5 进行重构的第 3 个周期内滚流场在 180°CA ATDC 时的四个分流场空间分布情况。可以看到采样周期集合的改变对重构平均流场影响最小，说明研究发动机多周期工作相平均流场所需要 25 个以上周期采样数据，对于 POD 平均流场的重构是适用的。对另外三个分流场来说，选用 25 个和 50 个周期集合进行重构而形成的差异性略小，进一步增加周期集合数目后，进行重构获得的分流场会出现明显的不同。由于这三部分分流场是由较大尺度的拟序结构以及小尺度随机涡团构成，在不同周期间会有不同的空间分布特点和动态结构，其会对发动机循环变动强弱产生直接的影响，通过比较可以看出研究发动机多周期工作相脉动流场所需要 50 个以上周期采样数据，对于 POD 三个高模态分流场的重构是同样适用的。

表 5 变采样周期集合下四部分分流场重构模态数目分布

Data source	1-25cycle	1-50cycle	1-100cycle
Mean part	model1	model1	model1
Coherent part	Mode2~mode8	Mode2~mode8	Mode2~mode8
Transition part	Mode9~mode17	Mode9~mode33	Mode9~mode85
Turbulent part	Mode18~mode25	Mode34~mode50	Mode86~mode100

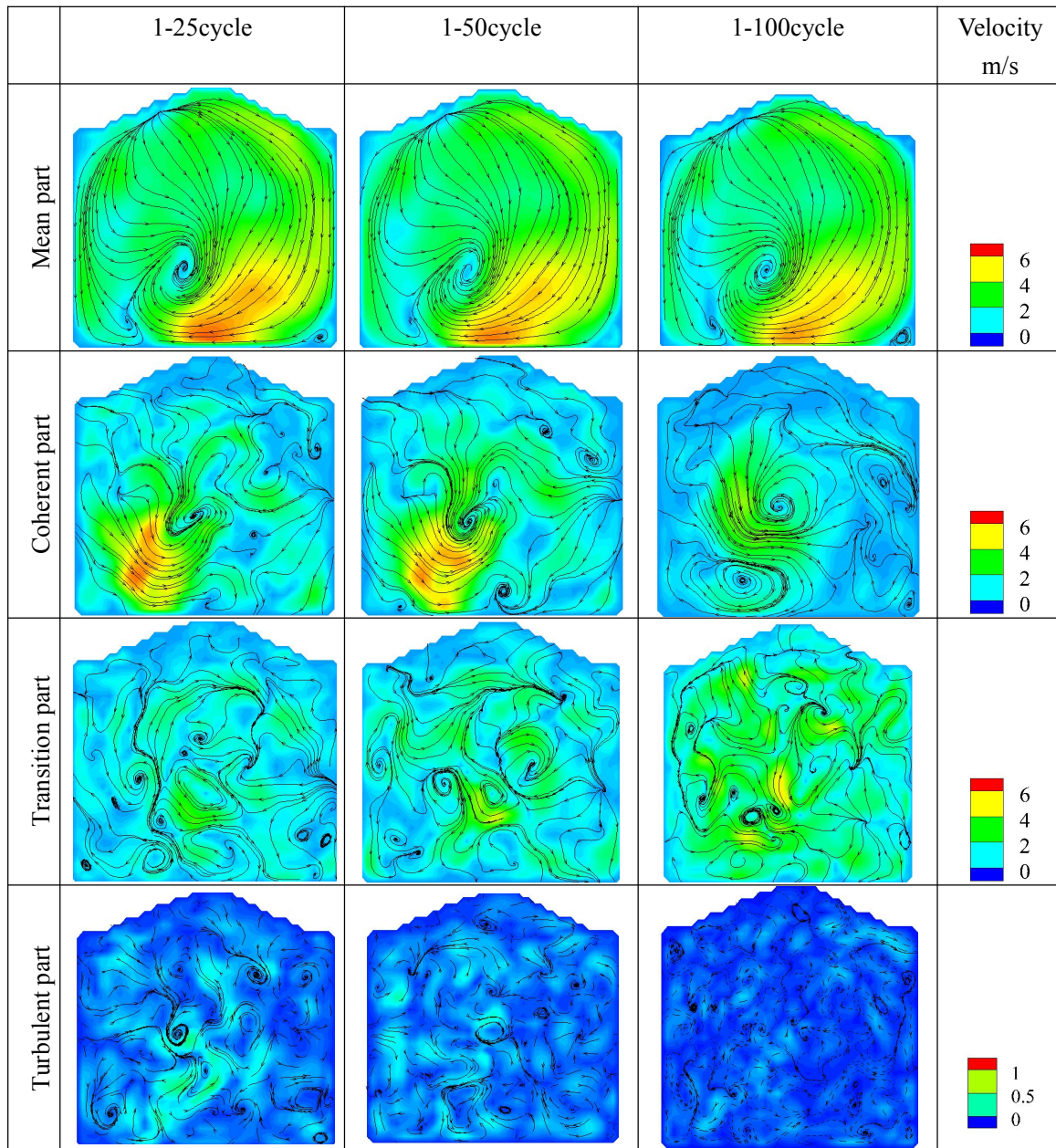


图 9 气门最大升程 6.8mm 时不同周期集合下获得的第 3 周期 180°CA ATDC 时刻各分流场

4.3 基于 POD 的循环变动分析

“snapshots”方法中的 POD 模态时间系数和各个采样周期是一一对应的，且可以反映出各周期流场能量大小情况，故不同周期间的时间系数循环变动标准差是可以在很大程度上定量的反映流场循环变动的强弱，现将其标准差定义为：

$$a_{rms}^{(k)}(t) = \sqrt{\frac{1}{N_{cycle}} \sum_{i=1}^{N_{cycle}} \left[\left(a^{(k)}(t, cycle_i) \right)^2 - \left(\overline{a^{(k)}(t, cycle_i)} \right)^2 \right]} \quad (11)$$

其中 $a^{(k)}(t, cycle_i)$ 是第 i 个周期的模态 k 对应的时间系数。

图 10 是最大气门升程为 2.0mm 和 6.8mm 时，四个分流场各自循环变动走势图。可以发现拟序流场的循环变动要远远大于其他三个分流场的循环变动，这源自于拟序流场包含着较大尺度的拟序结构，这些拟序结构不仅携带着较多比重的流场能量，同时由于其结构处于不断变动状态，即不断地来自宏观整体流动的分化，同时自身还不断地拉伸变形乃至破裂，故空间分布既受到宏观流动条件的影响，同时还有很大的随机性特点，所以不同周期间的拟序流场存在着很大的差异性，过渡流场和湍流流场是由大量小尺度的随机涡团构成，周期间的差异性同样十分明显，但由于这两部分流场携带能量较少，故对循环变动的影响较为有限。平均流场由于携带着绝大部分流场动能，其对流场整体的循环变动的影响是不容忽视的，图中显示该部分的循环变动程度要大于过渡流场和湍流流场。从时间演变的角度来看，四部分流场的循环变动均呈现出先增大后减小的变化规律，峰值出现在 120°ATDC 时刻附近，这显现出各部分流场的循环变动均和进气射流强度存在着紧密的联系，早期的强进气射流会不断地引发循环变动的提升，随着射流的减弱，循环变动出现反转，直到压缩冲程结束。另外，改变气门最大升程会对平均流场和拟序流场的循环变动产生较为明显的影响，其中对拟序流场的影响最为强烈，最大气门升程增加会降低这两部分的循环变动，这源于升程的增加会引发射流强度的降低。过渡流场和湍流流场的循环变动对气门升程的改变敏感度较低。综合来看，拟序流场部分的循环变动对整个流场循环变动起到主导作用，同时最大气门升程的改变会通过强烈地影响拟序流场部分来作用于整个流场的循环变动。

图 11 是分别使用 CONVERGE 和 KIVA-3V 程序连续计算 12 个周期获得的数据经过 POD 四分解处理后得到的循环变动情况。可以发现两个程序计算的各分流场具有相同的循环变动走势，且数值上具有相同的量级。KIVA-3V 计算得到的循环变动峰值要比 CONVERGE 计算结果高出 50~60%，另外通过比较图 10b 和图 11a 还可以发现，即使使用同一程序进行计算，但不同的采样周期个数会对 POD 四分解循环变动分析产生很大的影响，特别是拟序流场、过渡流场以及湍流流场。增加采样周期个数会使得这三部分循环变动结果显著降低，这说明仅仅使用 12 个周期的数据来进行 POD 分析是远远不够的。另一方面还可以看到平均流场对采样周期个数的变化敏感度较低。以上现象的观察和针对图 9 的分析是一致的。

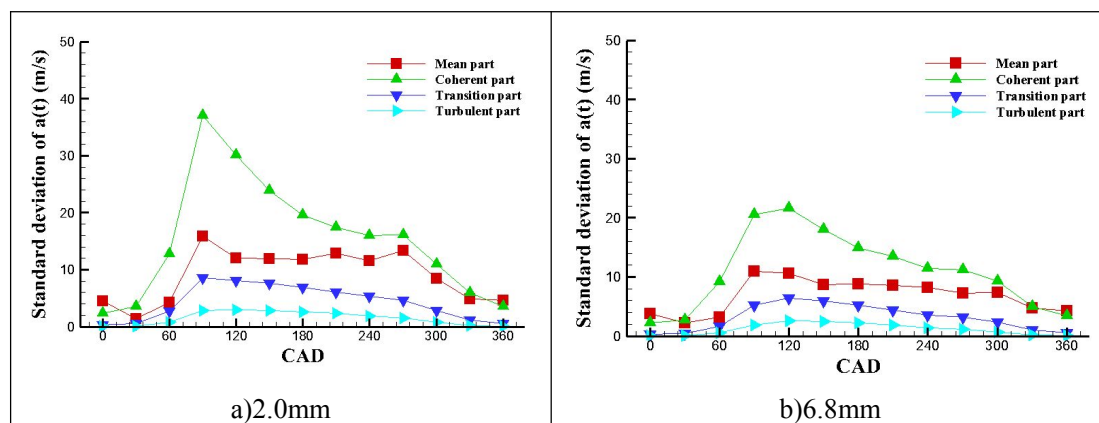


图 10 不同气门最大升程下的四个分流场循环变动

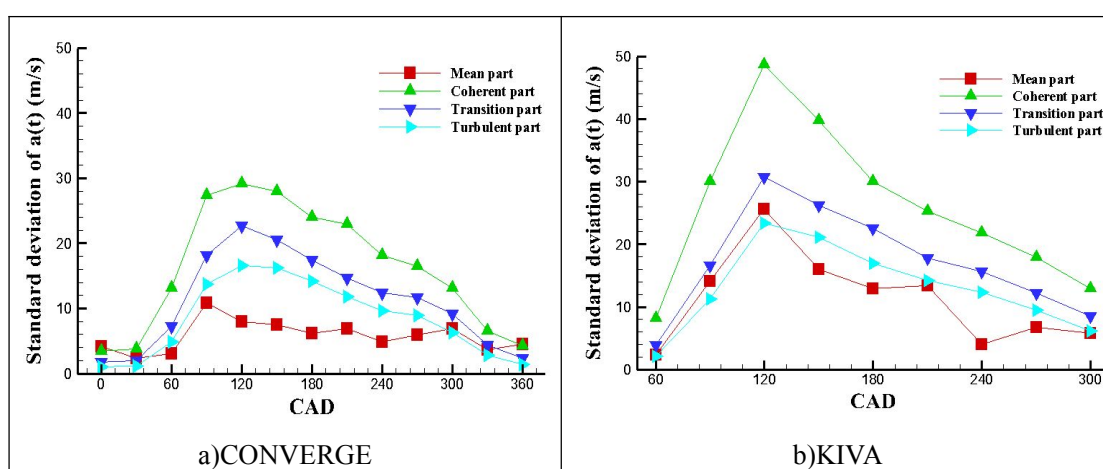


图 11 最大气门升程为 6.8mm 时 CONVERGE 和 KIVA-3V 计算结果比较

5 结论

本文使用大涡模拟方法对一台四气门 DISI 汽油机缸内流场进行了连续 100 个周期的计算，然后使用本征正交分解方法对三个不同最大气门升程下的模拟结果以及 PIV 测量数据进行分析，提出了 POD 四分解方法，将缸内瞬态流场分解为平均流场、拟序流场、过渡流场以及湍流流场四部分，对每部分流场的空间分布以及时间演变分别进行了考察，得出的主要结论如下：

1. 通过相平均统计操作可以确定在研究发动机缸内流场循环变动时，若要实现相平均瞬时流场收敛至少需要 25 个周期的数据采样，若要实现相平均脉动流场收敛至少需要 50 个周期的数据采样。本文使用 100 个周期数据有利于研究缸内流场循环变动特性，增加了 POD 数据处理的精确度。
2. 流场 POD 分解后得到的各个模态所占的能量比重在发动机整个完整工作周期内非固定不变，含最大能量比重的首模态的变化趋势与其他低能模态的走势呈现相反的变化规律。这

反映出平均流和湍流脉动之间的能量传递和交换现象。

3. POD 四分解后获得的四个分流场不仅有自身的特性和变化规律,同时它们相互之间还紧密地联系在一起。平均流场代表着缸内流场的宏观整体流动特性,拟序流场反映出大尺度拟序结构的特性,湍流流场则体现着微小尺度随机涡团现象,过渡流场是拟序流场和湍流流场的中间态。四部分流场各自占有不同比重的流场能量,其中平均流场在发动机整个工作过程中占据 50%以上的能量,另外流场能量在四部分流场之间存在级联现象。

4. 拟序流场的循环变动要远大于其他三个分流场循环变动,其对缸内流场整体循环变动起到决定性作用。平均流场由于携带着流场绝大部分能量,其对流场整体循环变动的影响也不容忽视。湍流流场呈现出近似各项同性特点,由于其携带整个流场极少比重的能量,故其循环变动很小,相比其他三部分流场而言湍流流场对整个流场循环变动的影响可近似忽略。

5. 发动机最大气门升程的改变会对缸内流场产生重大影响,其可通过改变进气射流强度对缸内流场施加作用,特别是对拟序流场和过渡流场的影响更为明显。由于平均流场受到宏观因素的影响较多,故在不同升程下除了滚流中心不同外,相互之间流动形态差异性较小。另一方面,最小尺度的湍流流场受到气门升程改变的影响也较小,小涡团依旧体现空间均匀随机性分布特点;改变最大气门升程会对各个分流场能量比重产生一定的影响,特别是平均流场,其能量比重随着最大气门升程增加而增加;在循环变动方面,改变最大气门升程将显著影响到拟序流场的循环变动,进而影响到整个流场的循环变动。

参考文献

- [1]Ozdor N., M. Dulger and E. Sher. Cyclic variability in spark ignition engines—a literature survey. SAE Paper, 1994.
- [2]Naitoh K., T. Itoh, Y. Takagi and K. Kuwahara. Large eddy simulation of premixed-flame in engine based on the multi-level formulation and the renormalization group theory. SAE paper, Society of Automotive Engineers, 400 Commonwealth Dr, Warrendale, PA, 15096, USA, 1992.
- [3]Haworth D. Large-eddy simulation of in-cylinder flows[J]. Oil and Gas Science and Technology-Revue de l'IFP-Institut Francais du Petrole. 1999, 54(2):175-192.
- [4]Haworth D. and K. Jansen. Large-eddy simulation on unstructured deforming meshes: towards reciprocating IC engines[J]. Computers & fluids. 2000, 29(5):493-524.
- [5]Verzicco R., J. Mohd-Yusof, P. Orlandi and D. Haworth. LES in complex geometries using boundary body forces. Center for Turbulence Research Proceedings of the Summer Program, 1998.
- [6]Adomeit P., O. Lang, S. Pischinger, R. Aymanns, M. Graf and G. Stapf. Analysis of cyclic fluctuations of charge motion and mixture formation in a DISI engine in stratified operation. SAE paper, 2007.
- [7]Vermorel O., S. Richard, O. Colin, C. Angelberger, A. Benkenida and D. Veynante. Towards the understanding of cyclic variability in a spark ignited engine using multi-cycle LES[J]. Combustion and flame. 2009, 156(8):1525-1541.

- [8]Vermorel O., S. Richard, O. Colin, C. Angelberger, A. Benkenida and D. Veynante. Multi-cycle LES simulations of flow and combustion in a PFI SI 4-valve production engine. SAE paper, 2007.
- [9]Lumley J. The structure of inhomogeneous turbulent flows[J]. Atmospheric turbulence and radio wave propagation. 1967:166-178.
- [10]Borée J., D. Marc, R. Bazile and B. Lecordier. On the behavior of a large scale tumbling vortex flow submitted to compression. European Series in Applied and Industrial Mathematics, 1999.
- [11]Borée J., S. Maurel and R. Bazile. Disruption of a compressed vortex[J]. Physics of Fluids. 2002, 14(7):2543-2556.
- [12]Erdil A., A. Kodal and K. Aydin. Decomposition of turbulent velocity fields in an SI engine[J]. Flow, turbulence and combustion. 2002, 68(2):91-110.
- [13]Fogleman M.A. Low-dimensional models of internal combustion engine flows using the proper orthogonal decomposition[D]. Ithaca, NY: Cornell University, 2005.
- [14]Fogleman M.A., J. Lumley, D. Rempfer and D. Haworth. Application of the proper orthogonal decomposition to datasets of internal combustion engine flows[J]. Journal of Turbulence. 2004, 23(5):1-18.
- [15]Kapitza L., O. Imberdis, H. Bensler, J. Willand and D. Thévenin. An experimental analysis of the turbulent structures generated by the intake port of a DISI-engine[J]. Experiments in fluids. 2010, 48(2):265-280.
- [16]Raposo J., W. Hentschel and W. Merzkirch. Analysis of the dynamical behavior of coherent structures in in-cylinder flows of internal combustion engines. in In-Cylinder Flows of Internal Combustion Engines, Proc. 10th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 2000.
- [17]Cosadia I., J. Borée, G. Charnay and P. Dumont. Cyclic variations of the swirling flow in a Diesel transparent engine[J]. Experiments in fluids. 2006, 41(1):115-134.
- [18]Cosadia I., J. Borée and P. Dumont. Coupling time-resolved PIV flow-fields and phase-invariant proper orthogonal decomposition for the description of the parameters space in a transparent Diesel engine[J]. Experiments in fluids. 2007, 43(2):357-370.
- [19]Druault P., P. Guibert and F. Alizon. Use of proper orthogonal decomposition for time interpolation from PIV data[J]. Experiments in fluids. 2005, 39(6):1009-1023.
- [20]Roudnitsky S., P. Druault and P. Guibert. Proper orthogonal decomposition of in-cylinder engine flow into mean component, coherent structures and random Gaussian fluctuations[J]. Journal of Turbulence. 2006, 7(70):1-19.
- [21]Vu T.T. and P. Guibert. Proper orthogonal decomposition analysis for cycle-to-cycle variations of engine flow. Effect of a control device in an inlet pipe[J]. Experiments in fluids. 2012:1-14.
- [22]Druault P., J. Delville and J.P. Bonnet. Proper Orthogonal Decomposition of the mixing layer flow into coherent structures and turbulent Gaussian fluctuations[J]. Comptes Rendus Mécanique. 2005, 333(11):824-829.
- [23]Liu D. Analysis of the in-cylinder flow and performance in SI engine with variable valve actuation[D]. Tianjin: Tianjin University, 2008.
- [24]Wang G. Characterization of in-cylinder flow in a DISI engine with variable valve lift[D]. Tianjin: Tianjin University, 2010.

- [25]WANG T., D. LIU, X. ZHANG, D. ZHANG, S. LIU and H. ZHAO. Study of the In-Cylinder Flow Characteristics of Spark Ignition Engine Under Variable Valve Lift [J]. Transactions of CSICE. 2008, 26(5):420-428.
- [26]GERMAN M. Turbulence: the filtering approach[J]. J. Fluid Mech. 1992, 238: 325-336.
- [27]Lilly D.K. A proposed modification of the Germano subgrid - scale closure method[J]. Physics of Fluids A: Fluid Dynamics. 1992, 4(3):633-635.
- [28]Sirovich L. Turbulence and the dynamics of coherent structures. Part I: Coherent structures[J]. Quarterly of applied mathematics. 1987, 45(3):561-571.
- [29]Berkooz G., P. Holmes and J.L. Lumley. The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows[J]. Annual review of fluid mechanics. 1993, 25(1):539-575.
- [30]Manhart M. and H. Wengle. A spatiotemporal decomposition of a fully inhomogeneous turbulent flow field[J]. Theoretical and computational fluid dynamics. 1993, 5(4):223-242.
- [31]Liu K. and D.C. Haworth. Development and Assessment of POD for Analysis of Turbulent Flow in Piston Engines. SAE Paper, 2011.