文章编号:1000-5773(2013)03-0352-09

基于网格整体重分的中心型 ALE 方法*

刘　妍,申卫东,田保林

(北京应用物理与计算数学研究所计算物理重点实验室,北京　100094)

摘要:给出了一种基于网格整体重分的中心型 ALE 方法,用于求解多介质大变形的可压缩流动问题。方法可在分区重分和整体重分之间切换,具有较强的适应性。通过静态和动态数值算例显示网格整体重分的效果,并将数值结果与分区重分的结果进行比较分析,对非常复杂的计算区域体现了整体重分的优越性。

关键词:ALE 方法;网格重分方法;重映方法;IACs 方法;SIACs 方法

中图分类号:O241.82　　**文献标识码**:A

1　引　言

可压缩多介质流动问题在许多科学和实际工程问题中有着重要的理论和实际应用背景。这类问题一般含有强激波、界面的大变形和滑移、界面不稳定性等复杂现象。采用拉氏或欧氏方法进行计算都遇到了较大困难,这两类方法各有优缺点[1-5]。为了克服它们的缺点,结合其优点,ALE(Arbitrary Lagrangian-Eulerian)方法[6]应运而生,即在拉氏步计算后对物质区内部的网格重分,以提高拉氏方法的抗变形能力,抑制网格扭曲变形,然后将拉氏网格上的物理量映射到重分后的网格上,大部分 ALE 方法都分为这样的三步计算。ALE 方法一般可分为两种类型:一种是交错型网格方法,即速度定义在角点上而其它热力学量定义在网格中心[7-8];另一种是中心型方法,即速度和所有热力学量都定义在网格中心[9-11],这样不但可以避开交错型网格方法中需要处理的复杂的滑移线问题,而且能够保证质量、动量和能量之间的相容性,对交错型网格法而言这点很难保证。本研究的中心型 ALE 方法就是基于这一思想发展的,并且也是分为如上所述的三步计算。

由于网格重分是为了解决拉氏步网格因扭曲变形而计算不下去的困难,因此是 ALE 方法中一个非常关键的步骤。生成网格时比较常见的一种做法是分区重分网格,即将整个物理区域根据间断面分为几部分,然后对每一部分采用不同的适应于单区重分的方法生成网格。目前适应于单区网格重分的方法有很多[12],主要有代数方法、求解偏微分方程(双曲型、抛物型和椭圆型)和变分方法等,各有优缺点。分区重分方法在非常复杂的、有多个物质区的计算区域实现比较困难,数据结构复杂,如采用非结构分区或非结构网格等,程序繁琐。另外,Hyman[13]指出,在可压缩多介质流动问题的数值模拟中,通常很大一部分误差是由间断引起的。而数值方法的精度与网格的光滑性密切相关,如果生成网格时让网格沿间断或物质界面(如气-液或固-液界面)自动排列,则得到的光滑网格将会大大减少误差。但是对适应于单区重分的方法而言,目前这方面的研究还比较少。有些方法也只是局部的沿物质界面和解中大梯度的地方排列网格[14-15],有的方法即使能够生成沿内部间断排列的网格,但是网格的光滑性和正规性比较差[15]。目前,关于能够自动生成沿间断或物质界面排列且光滑的网格方面的研究,比较早的是文献[13]中的 IACs(Internal Alignment Curves)方法。该方法是将整个计算区域作为一个区来生成

* **收稿日期**:2011-08-16;**修回日期**:2011-11-21

基金项目:国家自然科学基金(10802010,10971132,11171037);NSAF(11176015);中国工程物理研究院科学技术发展基金(2012A0202010);计算物理重点实验室基础研究课题(565-03-03)

作者简介:刘　妍(1974—),女,博士,副研究员,主要从事计算流体力学数值方法研究. E-mail:yan_liu_zh@163.com

能够自动沿内部界面(间断)排列的光滑的网格。这也是目前对多物质区网格整体重分研究比较早的方法。这一方法最主要的特点是,将内部含有一条(或多条)间断线的逻辑上是四边形的区域作为一个区,生成逻辑上是结构四边形的网格,并且保证间断处网格的光滑性。由此可减少由间断引起的误差,并克服分区生成网格所带来的数据结构实现的复杂性。

由于 IACs 中的 SIACs(Spanned Internal Alignment Curves)方法处理的是内部间断,由可扩展的间断曲线进行描述,比较适合于分层计算区域的数值模拟,例如分层物质的动力学过程或者模拟两种流体之间的物质界面等,因此本研究将其推广应用于 ALE 方法中,使网格重分可在分区重分和整体重分之间相互转换,由此建立基于网格分区或整体重分的中心型 ALE 方法,并通过静态和动态数值算例进行研究,分析比较了整体重分和分区重分的数值模拟效果。

2　数值方法

2.1　控制方程和 ALE 离散方法

积分形式的二维非定常流体力学方程组为

$$\begin{cases}\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\displaystyle\int_{\Omega(t)}\rho\mathrm{d}\Omega+\oint_{\partial\Omega(t)}\rho(\boldsymbol{U}-U_g)\cdot\boldsymbol{n}\mathrm{d}s=0\\ \dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\displaystyle\int_{\Omega(t)}\rho\boldsymbol{U}\mathrm{d}\Omega+\oint_{\partial\Omega(t)}\rho\boldsymbol{U}(\boldsymbol{U}-U_g)\cdot\boldsymbol{n}\mathrm{d}s=-\int_{\partial\Omega(t)}\mathrm{grad}\,p\mathrm{d}\Omega\\ \dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\displaystyle\int_{\Omega(t)}\rho E\mathrm{d}\Omega+\oint_{\partial\Omega(t)}\rho E(\boldsymbol{U}-U_g)\cdot\boldsymbol{n}\mathrm{d}s=-\int_{\partial\Omega(t)}p\boldsymbol{U}\cdot\boldsymbol{n}\mathrm{d}s,\end{cases}\tag{1}$$

式中:ρ、p 和 E 分别是密度、压力和总能,$\boldsymbol{U}=(u,v)^{\mathrm{T}}$ 是流体的速度,Ω 是积分控制体,$\partial\Omega$ 是 Ω 的边界,$\boldsymbol{n}$ 和 $\mathrm{d}s$ 分别是边界 $\partial\Omega$ 的外法向和长度。U_g 为任意指定的网格移动速度。显然当 $\boldsymbol{U}=U_g$ 时(1)式为 Lagrange 形式的方程,当 $U_g=0$ 时为 Euler 形式的方程。求解方程组(1)还必须附加状态方程 $p=p(\rho,e)$,其中 e 为单位质量的内能,则方程组(1)就可封闭求解。

本研究 ALE 方法的计算网格采用如图 1 所示的结构化四边型网格,所有物理量都定义在网格中心,且分为如前所述的三步计算,其优点是便于各部分采用适合自己的计算格式。

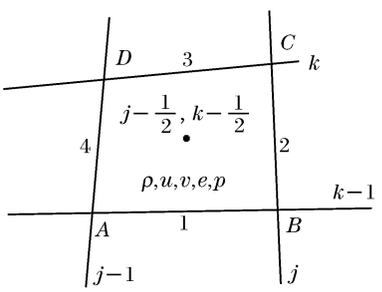


图 1　结构化中心型计算网格

Fig. 1　The cell-centered structure mesh

2.1.1　拉氏步离散

拉氏步计算相当于求解方程(1)中去掉左端输运项的方程(2)

$$\begin{cases}\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\displaystyle\int_{\Omega(t)}\rho\mathrm{d}\Omega=0\\ \dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\displaystyle\int_{\Omega(t)}\rho\boldsymbol{U}\mathrm{d}\Omega=-\int_{\partial\Omega(t)}\mathrm{grad}\,p\mathrm{d}\Omega\\ \dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\displaystyle\int_{\Omega(t)}\rho E\mathrm{d}\Omega=-\int_{\partial\Omega(t)}p\boldsymbol{U}\cdot\boldsymbol{n}\mathrm{d}s\end{cases}\tag{2}$$

考虑到物理量都定义在网格中心,取 $\Omega(t)$ 为图 1 中四边形 $ABCD$ 所定义的网格单元,并对方程(2)中动量方程的压力梯度项应用 Green 公式,则方程可以离散为

$$\begin{aligned}M\frac{\boldsymbol{U}^{\mathrm{L}}-\boldsymbol{U}^n}{\Delta t}&=-\oint_{\partial\Omega(t)}p\cdot\boldsymbol{n}\mathrm{d}s=\sum_{i=1}^{4}p_iS_i\boldsymbol{n}_i\\ M\frac{E^{\mathrm{L}}-E^n}{\Delta t}&=-\oint_{\partial\Omega(t)}p\boldsymbol{U}\cdot\boldsymbol{n}\mathrm{d}s=\sum_{i=1}^{4}p_iS_iU_i\cdot\boldsymbol{n}_i\end{aligned}\tag{3}$$

式中:S_i 为网格单元的四条边,$\boldsymbol{n}_i$ 为边界外法向量,p_i、$\boldsymbol{U}\cdot\boldsymbol{n}$ 分别表示网格边界上的压力和外法向速

度，可以通过求解文献[9,16]中的一维 Riemann 问题求出。M 为网格的质量。总之，求解方程(3)就可以得到 Lagrange 步网格中心速度 U^{L} 和总能 E^{L}。另外，在上述拉氏步计算中网格内部节点与边界节点的计算形式都是一样的。

在拉氏步计算中，还需要计算网格节点的移动位置，因此需要计算网格节点速度。采用如 CAVEAT程序[9]中的加权最小二乘方法求解角点速度，本研究采用密度加权方式，由此可进一步求得网格节点移动的位置 $X^{\mathrm{L}}=(x^{\mathrm{L}},y^{\mathrm{L}})$。由新的节点位置可计算出拉氏步的网格单元的体积 V^{L}，进而由方程(3)可确定出网格单元的密度 ρ^{L}，内能可由总能计算出，压力可由状态方程得到，由此，整个拉氏步计算结束。

2.1.2 重映计算

经过上一步的拉氏计算后，网格可能会扭曲变形，因此需要将网格重分，以改进网格质量。具体的网格重分方法将在第 3 部分中详细介绍，这是本研究的重点内容。

网格重分后，需要将由拉氏步得到的物理量映射到新的网格上，其实这只是将拉氏方程(2)中丢掉的输运项找回来而已，相当于求解如下形式的输运方程

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_{\Omega} q\,\mathrm{d}\Omega=\oint_{\partial\Omega} q\boldsymbol{U}_{\mathrm{R}}\cdot\boldsymbol{n}\mathrm{d}s \tag{4}$$

式中：q 可以是 ρ、ρU 或 ρE，$\boldsymbol{U}_{\mathrm{R}}$ 是流体相对于网格的速度。求解方程(4)有多种计算方法，一般分为全局重映和局部重映两大类。全局重映方法要求不受新、旧网格拓扑结构的限制，但这类方法计算量大、效率低，抹平物理量比较严重。而局部重映方法精度高、计算量小，但是受新旧网格拓扑结构的限制，要求不能跨网格，特别是重映前后不同区的网格数要一致，如 MUSCL 的局部连续对流重映方法。采用基于 MUSCL 格式的重映方法[7]，由此求出 $n+1$ 时刻的所有物理量，一个时间步内的整个 ALE 运算就完成了。

关于边界条件的处理，可统一在计算区域的各种边界周围设置一层虚网格，其内根据不同的边界条件设置不同的虚网格物理量。

2.2 网格重分方法

网格重分是 ALE 方法中一个非常关键的步骤，是为了解决因拉氏步网格扭曲变形而计算不下去的困难，从而使得网格变得规整。

2.2.1 分区重分方法

对分区重分的情况本研究主要集成了文献[12]中的几种比较有名的适应于单区重分的方法，如代数方法中的双线性插值法和椭圆型微分方程方法中的 Laplace 方法、Adaptive 自适应方法和广义 Winslow方法等。

2.2.2 整体重分方法——SIACs 方法在 ALE 方法中的推广应用

将文献[13]中的 SIACs 方法应用于 ALE 方法时，对拉氏步的网格采用 SIACs 方法重分后，会使得同一个物质区的网格数在重分前后不同(在以下的描述中会看到)，并且不能保证界面的拉氏性质。鉴于如前所述的重映方法的限制，我们做了如下处理，使重分前后同一物质区的网格数保持一致，同时保证界面的拉氏性质，并推广应用于 ALE 方法中。

以图 2(a)中的图形为例，内部水平和垂直方向各有一条 SIAC，M 为二者交点。假设水平(或垂直)的 SIACs 没有与其它的水平(或垂直)SIACs 相交。水平和垂直的 SIACs 上的点分别记为 $(xh(i),yh(i))$，$(i=1,\ldots,m)$ 和 $(xv(j),yv(j))$，$(j=1,\ldots,n)$，二者交点的逻辑位置记为 (I,J)。SIACs 方法主要由以下几步来实现。

第 1 步，首先采用如前所述的几种单区重分方法，对整个计算区域生成初始标准的正规网格，作为参考网格，网格点的坐标记为 $(x(i,j),y(i,j))$，$(i=1,m;j=1,n)$，如图 2(b)所示。

第 2 步，分别从两个方向逐条确定每一条水平(或垂直)的 SIAC 在逻辑空间中的位置。本研究中采用不同于文献[13]中的方法。已知两条 SIACs 交点 M 的逻辑位置为 (I,J)，则水平方向的 SIAC 在

垂直方向的逻辑位置直接取为 J,垂直方向的 SIAC 在水平方向的逻辑位置则直接取为 I,即此时 $\bar{J}=J$,$\bar{I}=I$。这样处理就能保证被 SIACs 所分割成的每段线段上的点的个数保持不变,点的分布也不变,同时每个小区域中的网格点的个数保持不变。

同样对水平和垂直方向含有多条 SIACs 的情况,可分别从两个方向逐条采用以上方法进行处理。如果只是在一个方向有 SIACs,则 SIACs 的逻辑位置可根据问题的需要取为事先规定的逻辑位置。

第 3 步,将参考网格中水平方向的第 $\bar{J}$ 条网格线换为水平方向的 SIAC

$$x(i,\bar{J})=xh(i),y(i,\bar{J})=yh(i),\quad i=1,\ldots,m$$

而参考网格中垂直方向的第 $\bar{I}$ 条网格线换为垂直方向的 SIAC

$$x(\bar{I},j)=xv(j),y(\bar{I},j)=yv(j),\quad j=1,\ldots,n$$

结果如图 2(e)所示。

文献[13]中对应的第 2 和第 3 步的处理方法是,首先分别将参考网格中离水平或垂直的 SIAC 最近的第 $\bar{J}$ 或第 $\bar{I}$ 条网格线换为相应的 SIAC,这样处理后 SIACs 上被交点分割成的每段线段上点的个数可能会与以前不同,即会有 $\bar{J}\neq J$,$\bar{I}\neq I$ 的情形出现,则不能保证同一个物质区的网格数在重分前后相同。需要将 SIAC 上新的点基于原来的分布采用反插值方法重新确定(如图 2(c)所示),以此尽可能保证原来的分布,但此时 SIAC 上新的点的位置并不能完全保证原来的分布,因此用于 ALE 方法时很难保证界面的拉氏性质。而我们的处理方法却能保证这一点,并能保证同一个物质区的网格数在重分前后相同。

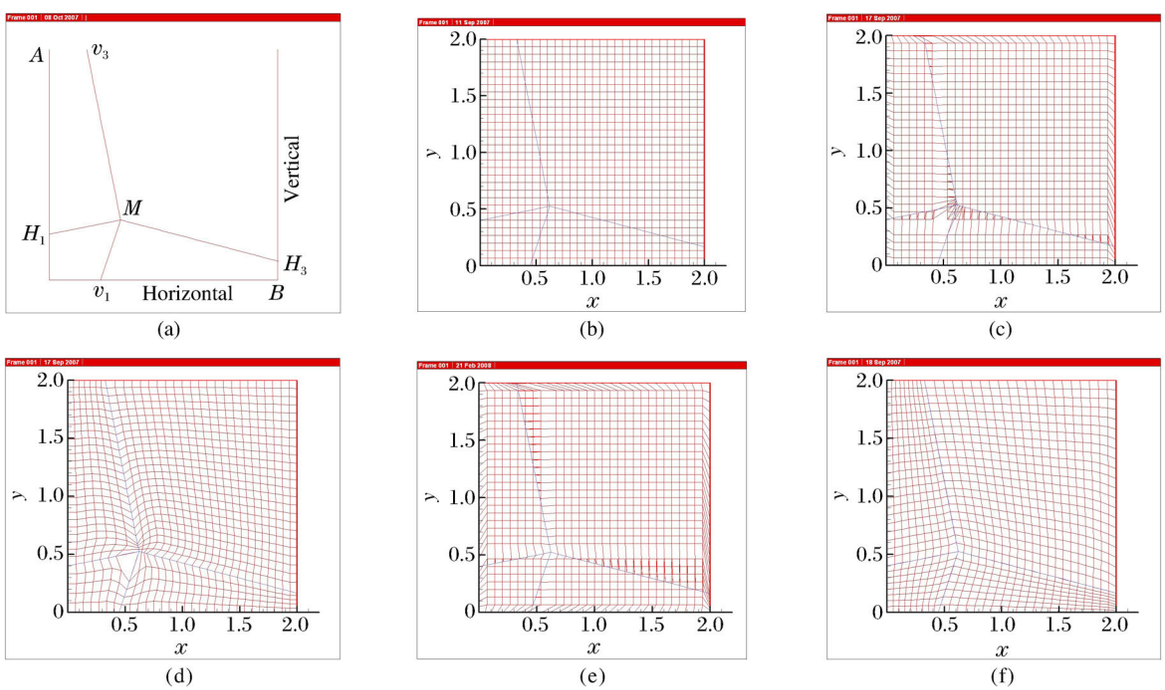


图 2　网格重分法计算结果

((a),(b),(c),(d)为文献[1]中方法的结果;(e),(f)为本研究推广后的方法计算的结果)

Fig. 2　The calculation results of grid generation technology

((a),(b),(c),(d) The results of the method in Ref. [1];(e),(f) The results of the method in this study)

第 4 步,区域边界点重新调整。由于水平或垂直方向的 SIACs 的逻辑位置重新做了调整,则边界上被 SIACs 所分割成的每段线段上点的个数会发生变化,因此边界上点的分布需要重新确定,且保证

SIACs 与边界的交点保持不变。采用边界上原始的点作为导向以及 SIACs 与边界的交点用反插值方法来重新确定边界上的点，以此尽可能保证边界上点的原始分布，如图 2(e)所示。反插值方法是通过假设原始点之间的距离是均匀的并在逻辑空间中进行。对水平和垂直方向含有多条 SIACs 的情况，可分别从两个方向逐条采用以上的方法进行处理。

第 5 步，网格光滑迭代。由于第 3、第 4 步的处理，使得 SIACs 附近和区域边界处的网格出现折叠的情形，如图 2(e)和图 2(c)是采用文献[13]中的方法得到的结果。对 SIAC 上的点和边界点冻结后采用如前所述的椭圆型微分方程网格生成方法对内部的点光滑迭代，得到光滑的网格，如图 2(f)所示，该结果明显优于文献[1]中的结果，如图 2(d)所示。

图 2(d)中有一个网格的面积比较大，导致网格均匀性变差。这是因为由于文献[13]中第 2、第 3 步的处理方式使得被角点 所分割的每段线段上的分点数前后不一致导致的结果。

3 数值算例

3.1 静态算例

算例 1(图 3)。图 3(a)中的图形在水平和垂直方向各有两条 SIACs，采用本研究中的方法生成的网格如图 3(b)、图 3(c)所示，其中蓝线是间断线。如果采用分区重分则会比较复杂，实现过程繁琐。

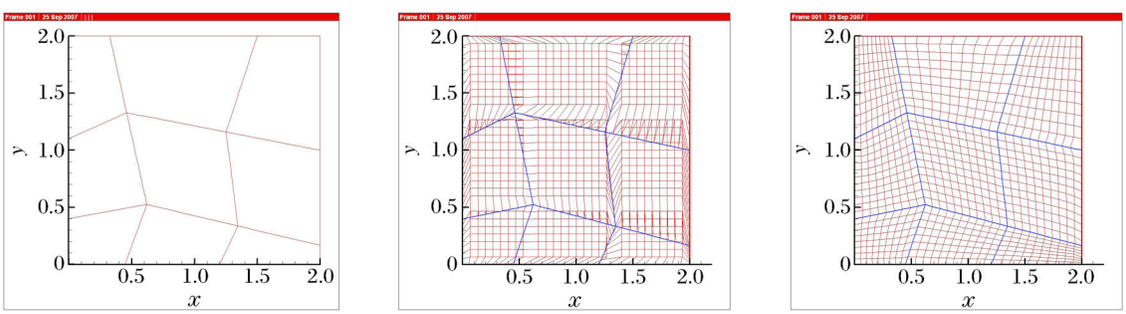


图 3 静态算例 1((a) 内部有多个物质区的矩形区域；
(b) 用反插值方法重新确定 SIACs 上的点；(c) 迭代得到重分后的网格)

Fig. 3 The static numerical example 1 ((a) Rectangle domain containing multiple subdomains;
(b) The nodes of SIACs determined by inverse interpolation;(c) The mesh generated by the method in this work)

算例 2(图 4)。图 4(a)是一个 1/4 圆形区域，在两个方向上各有一条 SIACs，将两个方向分别作为水平和垂直方向，采用本研究中的方法生成网格，如图 4(b)和图 4(c)所示，其中蓝线是间断线。同样如果采用分区重分则会比较复杂，实现过程繁琐。

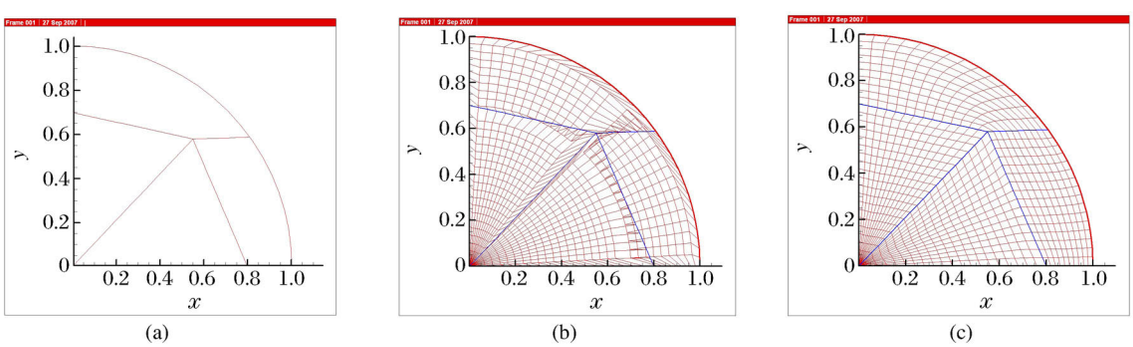
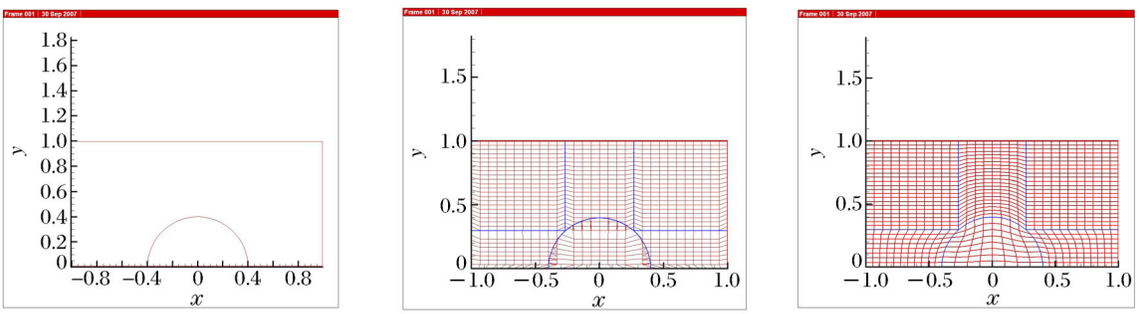


图 4 静态算例 2((a) 内部有多个物质区的扇形区域；
(b) 用反插值方法重新确定 SIACs 上的点；(c) 迭代得到重分后的网格)

Fig. 4 The static numerical example 2 ((a) Fan-shaped domain containing multiple subdomains;
(b) The nodes of SIACs determined by inverse interpolation;(c) The mesh generated by the method in this work)

算例 3(图 5)。如图 5(a)所示的四边形区域,在区域的下方嵌入一半圆形区域,半圆形圆弧是内部间断(界面)。要生成分别平行于 4 条外边界的结构化四边形网格,直接根据物质界面采用分区重分是无法实现的。我们采用整体重分方法生成结构化四边形网格,将四边形区域的底边和顶边取为水平方向,另两条边定为垂直方向。将半圆形圆弧分为 3 段,中间一段作为水平方向的 SIAC,其余两段作为垂直方向的 SIACs,并分别将它们扩展到对边,如图 5(b)、图 5(c)中的蓝线所示。采用本研究中整体重分方法生成网格,如图 5(b)、图 5(c)所示。



(a)　　(b)　　(c)

图 5　静态算例 3((a) 内部具有复杂界面的矩形区域;
(b) 用反插值方法重新确定 SIACs 上的点;(c) 迭代得到重分后的网格)

Fig. 5　The static numerical example 3
((a) The domain containing complex interface;(b) The nodes of SIACs determined by inverse interpolation;
(c) The mesh generated by the method in this work)

3.2　用于 ALE 方法动态计算中

算例 1:Dukowicz 激波界面相互作用问题[2]。左边界活塞驱动速度恒定为 1.48,活塞右边为理想气体,比热比为 1.4,初始压力为 1,速度为零。界面与 x 方向有 30°倾角,界面两侧密度分别为 1 和 1.5,如图 6 所示。左、右区域的网格数分别为 36×30 和 40×30。图 6(b)～图 6(e)是 $t=1.3$ 时刻的计算结果,其中图 6(b)和(c)分别是用本研究方法和分区重分方法计算的结果图,图 6(d)和图 6(e)分别是密度和压力等值线图,其中蓝线和红线分别是本研究和分区重分结果。表 1 是界面在下边界位置,本研究计算结果与其它几种情况的比较,表明本文方法的计算结果处于其它几种计算结果的范围内。

表 1　本研究结果与文献[1]结果比较

Table 1　The results of the method in this study and the method in Ref.[1]

Computational condition	Method of this study	Remesh by subdomain	CAVEAT code[6]	CAVEAT code modified by vorticity errors[7]
Interface location	2.079	2.08	2.05	2.25

算例 2:Richtmyer-Meshkov 界面不稳定性问题(图 7)。R-M 不稳定性是激波加速两种不同密度的分层流体所导致的界面失稳现象。对于这一问题,由于界面扰动不断发展而导致网格扭曲,纯拉氏计算只能维持开始的一段时间,因此需要引入网格重分,以改进网格质量。初始分布如图 7(a)所示,左侧由活塞驱动产生一马赫数为 2 的右行激波,界面两侧密度比为 5。左、右两侧流体的速度为零,压力为 1,左侧流体的密度和比热比分别为 1.0 和 1.4,右侧流体的密度和比热比分别为 0.2 和 2.4。

计算网格数为 160×32。图 7(b)～图 7(e)是 $t=1.2$ 时刻的结果,其中图 7(b)和图 7(c)分别是分区重分和本研究的网格图。由图可知,本计算的网格更规整一些,特别是界面处的网格没有出现纽结变形,界面扰动发展的更好些。图 7(d)和图 7(e)分别是密度和压力等值线图,其中蓝线和红线分别是本研究和分区重分的结果。

由图 7 可知,二者的压力等值线图基本接近,而密度等值线图稍有差别,可能主要是因为分区重分计算的结果出现不太对称的现象所导致的,除了不太对称地方的等值线不太一致外,其余地方的等值线二者还是基本一致的。但由于界面大变形,即使引入网格重分也只能维持一段时间,本算例只是为了说明网格整体重分的效果优于分区重分。

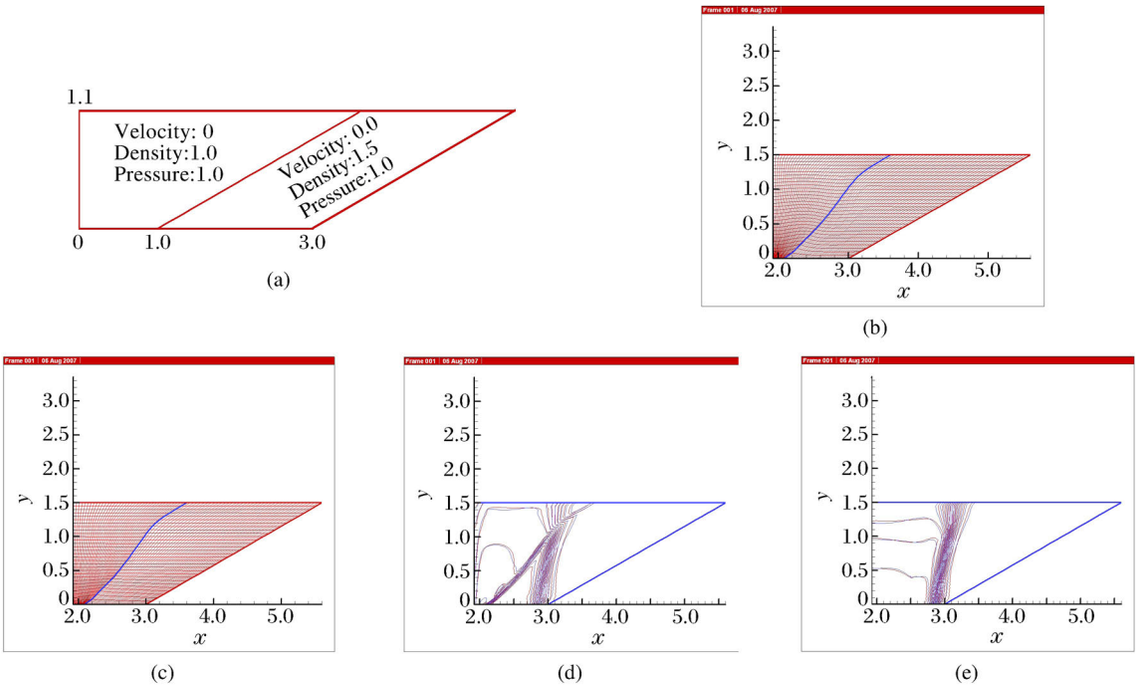


图 6 动态算例 1((a) 初始时刻分布;(b) 整体重分的网格;(c) 分区重分的网格;(d),(e) 分别为密度和压力等值线图)

Fig. 6 The dynamic numerical example 1

((a) The initial states;(b) The mesh generated by the method in this study;(c) The mesh generated by the subdomain technology;(d),(e) The density and pressure contour

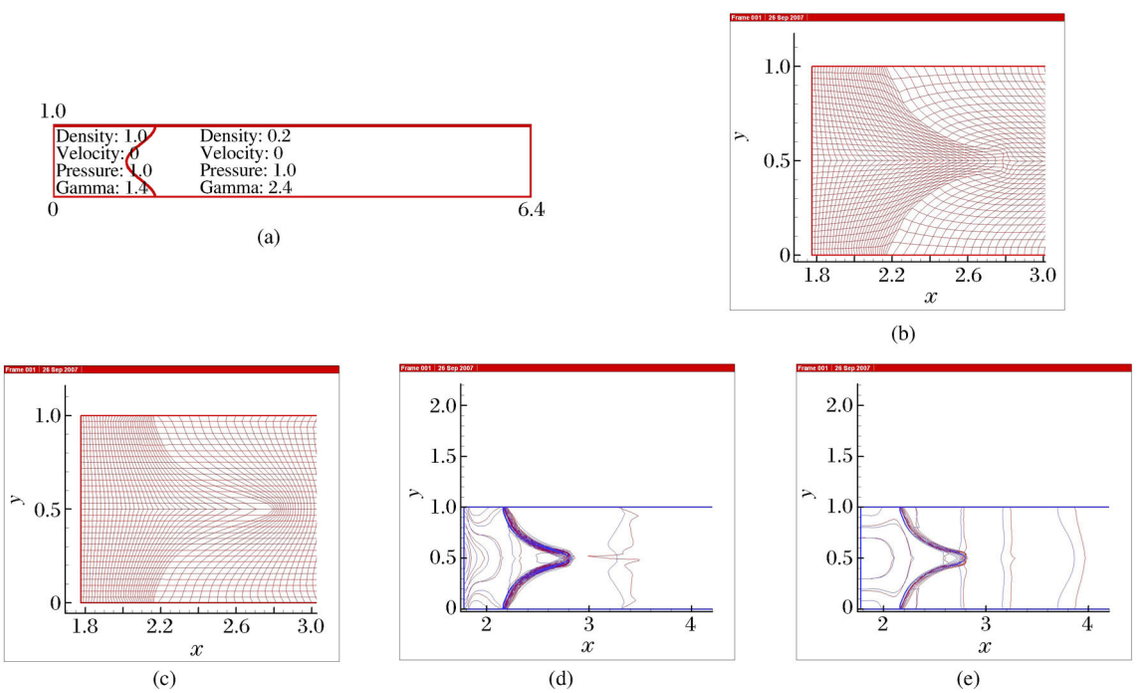


图 7 动态算例 2((a) 初始时刻的分布;(b) 整体重分的网格;(c) 分区重分的网格;(d),(e) 分别为密度和压力等值线图)

Fig. 7 The dynamic numerical example 2

((a) The initial states;(b) The mesh generated by the method in this study;(c) The mesh generated by the subdomain technology;(d),(e) are the density and pressure contour)

4　结　论

Mikhail Shashkov 等人的 SIACs 方法能够自动生成沿内部间断排列的且光滑的网格,减少数值方法在间断处产生的数值误差,该方法是将多物质区作为一个整区进行体网格重分,得到结构化四边形网格,对非常复杂的计算区域克服了分区重分数据结构的复杂性。本研究将 SIACs 方法推广应用于 ALE 方法中,建立了基于网格分区或整体重分的中心型 ALE 方法,使网格重分可在分区重分和整体重分之间相互转换,通过静态和动态数值算例,研究分析了整体重分和分区重分的数值模拟效果,对于非常复杂的计算区域体现了整体重分的优越性。

References:

[1] Maire P H. A high order cell-centered Lagrangian scheme for two dimensional compressible fluid flows on unstructured meshes [J]. J Comput Phys,2009,228(7):2391-2425.

[2] Liu Y,Tian B L,Shen W D,et al. The practical MFCAV Riemann solver is applied to a new cell-centered Lagrangian method [J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics,2012,44(2):259-268. (in Chinese)
刘　妍,田保林,申卫东,等. 实用的体平均多流管(MFCAV)近似 Riemann 解在新型拉氏方法中的推广应用 [J]. 力学学报,2012,44(2):259-268.

[3] Li D Y,Xu G R,Shui H S,et al. Numerical Methods of Unsteady Hydrodynamics in Two Dimension [M]. Beijing: Science Press,1987. (in Chinese)
李德元,徐国荣,水鸿寿,等. 二维非定常流体力学数值方法 [M]. 北京,科学出版社,1987.

[4] Liu Y,Mao D K. Further development of a conservative front-tracking method for system of conservation laws in one space dimension [J]. Journal of Scientific Computing,2006,28(1):85-119.

[5] Wang C W,Tang H Z,Liu T G. An adaptive ghost fluid finite volume method for compressible gas-water simulations [J]. J Comput Phys,2008,227(12):6385-6409.

[6] Hirt C W,Amsden A A,Cook J L. An arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speeds [J]. J Comput Phys,1974,14(3):227-254.

[7] Benson D J. Momentum advection on a staggered mesh [J]. J Comput Phys,1992,100(1):143-162.

[8] Loubere R,Shashkov M J. A subcell remapping method on staggered polygonal grids for arbitrary Lagrangian-Eulerian method [J]. J Comput Phys,2005,209(1):105-138.

[9] Addessio F L,Duckowicz J K. CAVEAT:A computer code for fluid dynamics problems with large distortion and internal slip,LA-10613-MS [R]. New Mexico:Los Alamos National Laboratory,1992.

[10] Duckowicz J K,Meltz B. Vorticity errors in multidimensional Lagrangian codes [J]. J Comput Phys,1992,99(1):115-134.

[11] Maire P H,Breil J,Galera S. A cell-centered arbitrary Lagrangian-Eulerian(ALE) method [J]. Int J Mumer Meth Fluids,2008,56(8):1161-1166.

[12] Wang R L. The study of structural gird generation technology [R]. Beijing:Institute of Applied Physics and Computational Mathematics,2000. (in Chinese)
王瑞利. 结构网格生成技术研究 [R]. 北京:北京应用物理与计算数学研究所,2000.

[13] Hyman J M,Li S T,Knupp P,et al. An algorithm for aligning a quadrilateral grid with internal boundaries [J]. J Comput Phys,2000,163(1):133-149.

[14] Robey T H. An adaptive grid technique for minimizing heterogeneity of cells or elements [J]. Math Geol,1995,27(6):709-729.

[15] Trépanier J Y,Paraschivoiu M,Reggio M. A conservative shock fitting methods on unstructured grids [J]. J Comput Phys,1996,126(2):421-433.

[16] Toro E F. Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics [M]. Berlin,Heidelberg:Springer-Verlag,2009.

Cell-Centered Arbitrary Lagrangian-Eulerian Method Based on a Global Grid Generation Technology

LIU Yan, SHEN Wei-Dong, TIAN Bao-Lin

(*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing* 100094, *China*)

Abstract: A cell-centered arbitrary Lagrangian-Eulerian method based on a global grid generation technology was developed to simulate compressible multimaterial flows with large deformation. The method adapts well to subdomain grid generation and global grid generation. The static and dynamic numerical examples demonstrated the efficiency of the global grid generation. For the examples with complex regions, the calculated results show the efficiency of the global grid generation.

Key words: arbitrary Lagrangian-Eulerian method(ALE); grid generation method; remap method; IACs method; SIACs method

《高压物理学报》征稿简则

《高压物理学报》是我国高压物理领域唯一的专业性学术刊物，在国内外公开发行。力求及时报道高压物理学科基础理论和应用研究方面具有创新性、高水平、有重要意义的研究成果，读者对象为国内外科技工作者。征稿内容为动态及静态高压技术，人工合成新材料，高温高压下材料的力学、光、电、磁等特性以及物质微观结构的研究，动态及静态高压研究中的测试技术，高温高压下的相变，高温高压物态方程等。《高压物理学报》接受中、英文稿件。

(1) 来稿应具有科学性、先进性和实用性，论点明确、论据可靠、数据准确、逻辑严谨、文字简练、图表清晰。每篇论文的篇幅应在6 000～8 000字以内，请使用中华人民共和国法定计量单位。论文格式请参考近期出版的《高压物理学报》，请登录《高压物理学报》网站 www.gywlxb.cn 进行投稿。

(2) 所投稿件不得涉及国家及本单位机密，投稿时请附本单位保密审查意见，由审查者签名并加盖公章。

(3) 文章标题字数应在20字以内。文中图、表应有自明性，所有图题、图注、表题、表注均为中、英文对照，图、表中的文字一律用英文。

(4) 第一作者应确保全体作者同意文章署名，请提供第一作者、通讯作者简介(姓名、出生年、性别、职称、学位、研究方向等)，以及所有联系方式(通信地址、邮政编码、电话号码、传真、电子邮箱等)，以备联系。请注明论文(工作)的资助项目(资助项目名称和批准号)，简要介绍工作背景和论文意义。

(5) 来稿应保证文章版权的独立性，严禁抄袭，文责自负，请勿一稿多投。

重点注意事项

(1) **中英文摘要** 摘要用第三人称书写，语言要简练，应有具体内容。要求：拥有与论文同等量的主要信息，重点包括4个要素：即研究目的、方法、结果和结论。以提供论文梗概为目的，不得评论、解释论文内容。中文摘要应在200～400个字之间，英文摘要不少于120个实词。为便于Ei Compendex以及国外其它数据库收录，英文摘要中尽量避免特殊字符(各种数学符号、上下脚标及希腊字母)及由特殊字符组成的数学表达式；第一句不要与英文题名重复；尽量用短句子并避免句形单调；用过去时态叙述主要工作，用现在时态叙述结论，尽量用主动语态代替被动语态。

(2) **参考文献** 参考文献应是公开出版物。请充分著录参考文献，引用条数不宜太少，并尽量引用近期国内外文献，采用“顺序编码制”著录。中文参考文献必须附英译文，著录项目应齐全。

(3) **版权与稿酬** 《高压物理学报》已加入《中国学术期刊(光盘版)》、万方数据——数字化期刊群、中国核心期刊(遴选)数据库、中文科技期刊数据库、中国期刊网、台湾中文电子期刊服务——思博网(CEPS)等，并被Ei Compendex光盘收录。凡经本刊录用的稿件，其著作权(包括光盘版和网络版出版权)便自动转让给《高压物理学报》编辑部，编辑部不再另行通知。来稿一经发表，即付稿酬(包括光盘版和网络版稿酬)。

《高压物理学报》一贯秉承服务科学、服务读者、服务作者的办刊理念，慎重对待每一篇来稿，尊重作者劳动。优秀稿件享有快速发表通道，重大创新性成果可在3个月内刊出。

通信地址：四川绵阳919信箱110分箱《高压物理学报》编辑部，邮政编码：621900

网　　站：www.gywlxb.cn　　电子邮件：gaoya@caep.ac.cn

电　　话：(0816)2490042　　传　　真：(0816)2485139

《高压物理学报》编辑部