

文章编号:1001-8166(2004)06-0963-08

海冰动力学数值方法研究进展*

季顺迎,岳前进,王瑞学

(大连理工大学工业装备结构分析国家重点实验室,辽宁 大连 116023)

摘要:在海冰动力学数值模拟和预测研究中,人们将海冰视为连续介质分别建立了欧拉坐标下的有限差分(FD)方法、拉格朗日坐标下的光滑质点流体动力学(SPH)方法、欧拉和拉格朗日坐标相结合的质点网格法(PIC),近年来又发展了基于非连续介质的颗粒流(GF)方法。对以上几种海冰动力学数值方法的特点和适用性进行了讨论,结果表明:FD、PIC和SPH方法可适用于中长期海冰动力学数值模拟,但SPH方法的计算效率需进一步提高;GF方法在不同尺度下的海冰动力学数值模拟中的计算精度均有很强的适用性,但目前较适用于小尺度下海冰动力学基本特性的数值试验研究,计算时效还不能满足实际海冰数值模拟和预测的要求。为进一步提高海冰动力学模拟的精度和适用性,在不同时空尺度下分别发展与其相适应的数值方法是必要的。

关键词:海冰动力学;有限差分法;光滑质点流体动力学;质点网格法;颗粒流方法

中图分类号: P731.15 **文献标识码:** A

0 前言

为研究极区海冰对全球气候的影响,也为解决中纬度冰区航运、资源开发中的海冰问题,人们对不同尺度下海冰的动力学特性进行了大量的实验研究和数值模拟。在风、浪、流和潮汐等海洋环境条件的作用下,海冰的动力过程非常复杂,在不同尺度下的分布特性也有很大的差异。对不同尺度下的海冰动力学过程进行精确地数值模拟和预测,建立和完善合理有效的数值方法一直是海冰动力学研究的一个重要问题。

从 20 世纪 70 年代以来,人们在在大、中尺度下海冰动力演化过程的数值模拟和预测中,大多将海冰视为二维流体或流变体,并采用欧拉坐标下的有限差分法进行计算,其模拟结果可较好地表征海冰动力演化的基本规律^[1-3]。但人们也注意到,在用有限差分法计算海冰动量方程中的平流项时有明显的数值扩散现象。这不仅限制了其准确预测冰边缘线的运动,对冰区的动力特性也不能很好地描

述^[4,5]。

于是,从 90 年代初期,人们在采用欧拉差分法进行海冰数值模拟的同时,也在尝试拉格朗日方法。如 Pritchard 等^[6]使用了一种自适应的拉格朗日网格单元进行冰边缘线的模拟;基于光滑质点流体动力学方法,Shen^[5,7,8]发展了一种纯拉格朗日离散单元模型(DPM),较好地解决了数值扩散问题,并用来模拟尼亚加拉(Niagara)河冰输运以及渤海海冰的动力学过程。针对冰边缘线复杂,且冰水两相介质共存的特点,Flato^[4]将欧拉坐标和拉格朗日坐标耦合的质点网格法(PIC)引入到海冰动力学模拟中,并在极区和中纬度海域的海冰数值模拟中得到了较为广泛的应用,其模拟精度明显优于有限差分法;Rheem 等^[9]发展了一种计算中尺度海冰动力学的分布质量/离散块体模型(DMDF),并用于鄂霍次克(Okhotsk)海的海冰动力过程模拟。

以上海冰动力学模拟的数值方法大多是考虑大、中尺度下海冰的连续性分布而建立的。然而,在冰边缘区、渤海和波罗的(Baltic)海等中纬度海域,

* 收稿日期:2003-06-16;修回日期:2004-02-25。

* 基金项目:国家自然科学基金项目“中小尺度海冰动力学本构模型及数值方法研究”(编号:40206004)资助。

作者简介:季顺迎(1972-),男,河北省武邑人,讲师,主要从事工程海冰数值模拟和颗粒流体动力学研究。E-mail:jisy@dlut.edu.cn

海冰在强烈的风、浪作用下表现出明显的区域性和间断性分布特点。为此,Shen 等^[10,11]将颗粒流理论用于模拟海冰与波浪的动力作用过程,并建立了海冰碰撞流变学。随后,Hopkins^[12,13]经进一步完善后,应用于海冰重叠和堆积的数值模拟,并通过现场观测和室内实验对模拟结果进行了验证。

海冰动力学数值方法是与海冰本构模型、海冰热力学等其它问题的研究同步开展的,并相互促进。本文将主要对目前海冰动力学所采用的数值方法进行讨论,进而对海冰动力学数值方法的进一步发展进行分析和展望。

1 海冰动力学的有限差分法

在海冰动力学数值模拟中,发展最早、应用范围最广的是欧拉坐标下的有限差分法。有限差分计算模式一般包括海冰的动量方程、连续方程转换的冰厚和密集度守恒方程和海冰本构模型。

1.1 传统的 Hibler 有限差分方法

为研究极大尺度下海冰的演化过程,Hibler^[1]建立了粘塑性海冰动力学本构模型,并采用有限差分方法进行数值模拟。该有限差分法中的海冰变量采用如图 1 所示的 Arakawa-B 网格分布。图中 u 和 v 分别为 x 和 y 方向冰速, m 为单位面积海冰质量, h 和 A 分别为海冰厚度和密集度, P 为冰内压力项,和 分别为海冰块体和剪切粘性系数,为海冰应变率, D_1 和 D_2 分别为计算中的一阶和二阶扩散系数。

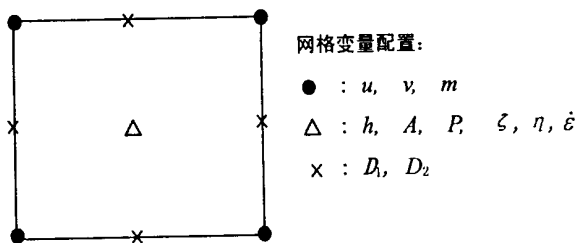


图 1 Hibler(1979)有限差分法中的网格模式

Fig. 1 Grid scheme in the FD method of Hibler(1979)

计算中采用隐式的超松弛迭代方法求解动力方程以确定冰速,用修正的半隐式 Lax-Wendroff 方法求解连续方程以确定冰厚和密集度分布,进而可采用较长的时间步长。在 Hibler^[1]对北极海冰的数值模拟中, x 和 y 方向的网格尺度均为 125 km,时间步长为 24 h,开阔水和海冰的临界冰厚 $h_0 = 0.5$ m。经实测资料验证,该计算方法能够很好地模拟北极海冰的动力演化过程。

Hibler 的有限差分模式还被进一步应用于冰缘区(MIZ)、波罗的海和渤海的中尺度海冰动力学模拟中^[2,3,14~16]。在对冰边缘区(MIZ)和东格陵兰(Greenland)海的数值模拟中,Lepparanta 等^[2,14]缩小了计算的时空尺度,并将 Hibler 原有的差分格式引入到拉格朗日网格中,以降低平流项计算的扩散现象。在波罗的海的海冰模拟中,网格尺度被取为 18.5 km 和 5 km。在渤海海冰数值模拟中,将海冰模式与数值天气预报模式、大气边界层模式和潮流模式联结,并采用密集度和冰厚的形变函数来处理计算区域内开阔水、平整冰和堆积冰的演化过程^[3,17,18]。在每计算步对 2 个时间层进行积分时,在第二个时间层加入了二阶和四阶扩散项以增强计算的稳定性。为缩短计算时间,在开边界采用了一种移动边界技术。计算中的网格距为 8.64 km × 11.11 km,时间步长为 3 h 或 1 h,临界冰厚 $h_0 = 2$ cm。通过卫星遥感和现场监测资料验证,该模式已成功用于渤海海冰业务数值预报^[17,18]。

另外,在渤海早期的海冰数值模拟中,王仁树等^[19]也是采用有限差分法,并用交错网格模式和线粘性本构模型,空间步长为 20 km,时间步长为 24 h。为研究潮流对海冰漂移的影响,又将时间步长取为 15 min。经与实测资料对比,该模式能够反映海冰漂移过程的基本特征^[20]。

1.2 Hibler 有限差分方法的改进

在研究极区海冰对全球气候的影响时,需要进行长期海冰数值模拟。当采用 Hibler 的粘塑性本构进行海冰动力学有限差分计算时,如果采用显式计算,则要取用很小的时间步长,进而影响计算时效;如果采用隐式超松弛迭代法,可取较大的时间步长,但需要大量的迭代计算,受网格尺度约束也较大,更不能适用于并行机上进行计算。

Ip 等^[21]在研究基于 Mohr-Coulomb 屈服准则的粘塑性海冰动力学本构模型时,将 Hibler 的 Arakawa-B 型网格用 Arakawa-C 型取代。它是将网格角点上的 x 和 y 向冰速分别置于网格边界的左右和上下中心处。这不但简化了冰内应力的计算,同时也消除了原 B 型格式在计算压力场时因网格交替所引起的不稳定性。由于计算中采用了显式差分格式,所选用的时间步长很小,这在很大程度上限制了它的实际应用。另外,Hunke 等^[22]通过 2 种途径

Zhang Z H. On modeling ice dynamics of semi-enclosed seasonally ice-covered seas[R]. Report Series in Geophysics, Helsinki, 2000.

来提高海冰动力学模拟的效率:一是在粘塑性模型的基础上发展了弹-粘塑性本构模型,从而将海冰动力学方程由原来的抛物线型转变为双曲线方程,进而采用显式差分格式进行并行计算;二是采用共轭梯度法来并行求解海冰动力学方程。以上两种处理方法在保证求解精度的条件下,计算效率有很大提高。

在 Hibler^[1]的超松弛迭代运算中,对每个网格点冰速进行逐个迭代求解,因此可称作点超松弛迭代(PSOR)。计算中繁多的迭代过程在一定程度上限制了海冰动力学的计算效率。近年来,Zhang等^[23,24]发展的线超松弛迭代法(LSOR)和交替方向隐式法(ADI)使海冰动力学的模拟效率有了很大提高。在LSOR方法中,每个时间步可引入几个或几十个拟时间步,在 x 和 y 方向上可分别通过一行或一列对冰速进行迭代求解,因此计算效率明显提高。当网格尺度分别选用80 km和40 km,对应的时间步长分别为24 h和12 h时,分别对北极海冰进行了30天和10天的数值模拟。计算结果表明:相对于PSOR方法,LSOR法的计算效率提高了3倍多,且能够更合理地模拟海冰的塑性流变特性^[22]。在海冰动力学模拟的ADI法中,由于采用 x 和 y 方向的隐显交替差分格式,这样动力方程在上、下半时间步长内均被离散成三对角方程。它可通过Thomas运算直接求解冰速,而不需要迭代,进而更加明显地提高了计算效率^[24]。Zhang等^[23]选用不同的网格尺度(160 km,40 km)、时间步长(24 h,12 h,6 h,3 h,1.5 h,0.75 h)和拟时间步(0,5,15),分别采用ADI和LSOR方法对北极海冰动力过程进行了数值实验。计算结果均表明:在不采用拟时间步和采用15个拟时间步时,ADI方法的计算效率分别是LSOR方法的18和8倍,并且计算精度也有明显提高。另外,ADI方法不但可以精确地模拟海冰漂移过程,且在采用各向异性海冰动力学本构模型时,也能够大体模拟水道、冰脊和重叠冰的形成^[24,25]。

由此可见,欧拉坐标系下的有限差分法在海冰动力学模拟中有很高的计算效率,也能够较理想地模拟海冰的动力学特征。它是目前应用范围最广,发展也相对最为成熟的海冰数值方法。有限差分法不但在大尺度长期海冰数值模拟中占有主导地位,同时在中尺度海冰数值模拟和预测中也取得了良好的应用效果。但还应看到:由于该方法将海冰视为连续介质,描述的是网格内海冰的平均状态,因此不能精确地模拟海冰动力破坏时的区域性特点;在计

算海冰动力方程中的平流项时存在数值扩散现象,尤其是处理冰边缘线时更有很大的误差^[4,8]。因此,人们在应用有限差分法进行不同尺度下海冰动力学数值模拟的同时,一直在发展能够精确模拟海冰动力学特征的拉格朗日方法,或拉格朗日与欧拉坐标相耦合的方法^[4,6,7]。

2 海冰动力学的光滑质点流体动力学方法

光滑质点流体动力学(SPH)方法是 Gingold和 Monaghan(1977)等在研究天体物理流体动力学中建立和发展起来的。海冰动力学SPH模拟的基本思想是将模拟的海冰区域分解成足够多个海冰质点(图2),每个质点都具有各自的质量、动量和能量。从图2中可以看出,海冰质点能够较精确地表示出冰边缘线位置。近年来,SPH方法在河冰和海冰的数值模拟和预测方面得到了广泛的应用^[5,7,8,26]。

计算域内任一位置处的海冰参量(冰厚、密度、冰速以及冰内应力等)均可通过一个选定的权函数(或称为核函数) w 来由其邻近海冰质点的相应参量积分确定。海冰参量的导数则可通过分布积分,由权函数的导数计算。权函数一般采用二维Gauss函数,因为其具有很好的连续性和插值精度,其空间分布如图3所示。

各海冰质点的速度可由海冰动量方程确定。由于海冰动量方程是在拉格朗日坐标下求解的,因此不存在FDM模拟中的平流项,从而消除了数值扩散。计算中可考虑风和流的拖曳力、海面倾斜力以及冰内应力对海冰质点的作用,其中冰内应力可根据Hibler的粘塑性本构模型或Mohr-Coulomb摩擦准则进行计算^[1,7]。

由于各离散质点的疏密不同,且其位置也在随时间不断变化,因此,在计算过程中应不断调整各质点的光滑长度,进而得到较精确的计算值。另外,在搜索海冰质点的邻近质点时,一般搜索区域越大,计算结果越精确。但若搜索区域太大,则将花费过多的计算时间,而当搜索区域太小时,将降低计算结果的精度。一般当搜索区域为 $4 h_0 \times 4 h_0$ 时(这里 h_0 为权函数 w 中的光滑长度),计算精度便可满足要求。另外,在进行质点搜索时,不同的搜索方式所占用的搜索时间是不同的。

基于以上SPH方法,Shen等(1993)发展了一种拉格朗日坐标下的离散块体模式(DPM),并成功

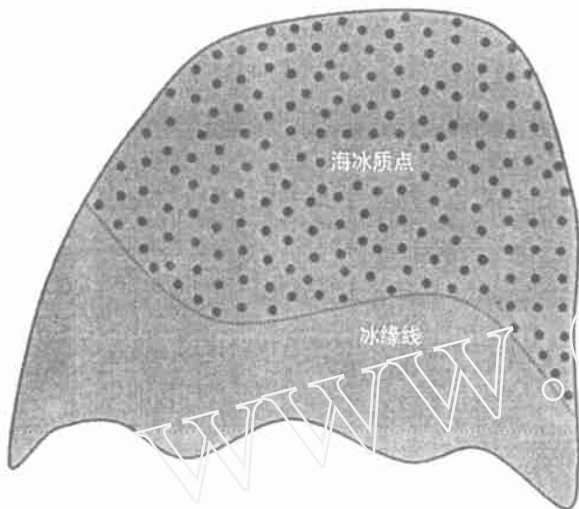


图 2 光滑质点流体动力学中的海冰质点分布示意图

Fig. 2 Distribution of sea ice particles in SPH

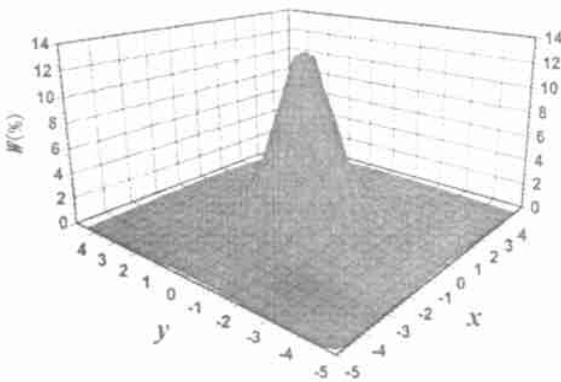


图 3 二维高斯分布示意图

Fig. 3 Sketch of Gaussian distribution in 2D

地用于河冰、湖冰和海冰动力学特性的模拟^[5,7,8]。随后, Gutfraind 等^[27]采用 SPH 方法对冰边缘线的动力作用进行了一系列的数值试验。最近, SPH 方法又被应用于渤海海冰动力学的数值模拟中, 其中初始海冰质点尺寸为 2 km × 2 km, 计算的时间步长为 40 s^[8]。将 SPH 与 FD 方法的计算结果对比发现: SPH 方法能够更合理地模拟出海冰在风和潮流作用下的辐合和辐散过程, 且能够精确地模拟冰边缘线的位置。

SPH 方法克服了有限差分法计算平流项时的扩散现象, 能够精确地处理冰边缘线的移动位置, 在海冰动力学模拟中有较高的计算精度。但是, 由于 SPH 在进行冰间相互作用的计算时, 需要大量的循环计算, 进而限制了其在海冰数值预测和长期数值模拟中的适用性。因此, 提高 SPH 模拟的计算效

率, 特别是提高冰内应力计算效率, 将会进一步推进 SPH 方法在海冰动力学中的应用。

3 海冰动力学的质点网格法

拉格朗日坐标系适合于扰动不是很大的多介质流体运动, 欧拉坐标系则适用于大扰动单介质流体运动^[28]。但是在海冰数值模拟中, 一般扰动较大, 同时又是冰水两相介质共存状态, 所以将拉格朗日与欧拉坐标系耦合是比较理想的方法。网格质点方法 (PIC) 就是一种很有效的耦合方法。在 PIC 方法中, 流体具有两重性, 即一方面把流体看成连续介质, 从而在没有物质运输的情况下计算流场变化; 另一方面又把流体看成若干个带有一定质量的质点, 然后在固定的欧拉矩形网格上研究这些质点的运动, 以及质量、动量和能量的运输。因此, PIC 方法具有一般欧拉方法的优点, 能够计算扭曲比较严重的二维流体力学模型; 同时由于引入了相当于拉格朗日质量团的质点, 具有计算多种物质和处理自由面运动的能力。Flato^[4]最早将 PIC 方法引入海冰动力学数值模拟中。该方法可以处理海冰动力学中冰水介质的两相流问题, 同时又能够精确模拟冰边缘线的动力过程。

在海冰动力学的 PIC 模拟中, 首先将欧拉网格内的海冰离散成一个个独立的质点, 然后将这些质点插值到固定欧拉网格内进行动量计算 (图 4)。通过求解动量方程得到固定网格的速度场, 再将该速度场插值到各质点所在位置得到各质点的速度, 并根据网格内各海冰质点的重新分布确定各网格的平均冰厚和密集度。利用 PIC 方法, Flato^[4]首先进行了涡旋风场作用下矩形区域内海冰的动力演化过程的数值试验, 计算中采用了 Hibler 的粘塑性海冰本构模型。在该数值试验中, 计算区域为 500 km 的正方形海域, 海冰均匀覆盖上半部计算域, 初始冰厚为 1.0 m, 时间步长为 2.4 h。当海冰质点按 5 km 间隔初始均匀分布, 有限差分的网格尺寸分别取为 10 km 和 20 km 时, 这样每个网格内分别有 4 和 16 个海冰质点。由此模拟的 5 天后的海冰厚度和密集度均非常理想, 且当取用 20 km 网格尺寸时的冰厚等直线分布更为光滑。当海冰质点和网格尺寸均取为 10 km 时, 得不到光滑的冰厚等直线。由此得出: 当每个网格内有 10 左右海冰质点时, 可得到较光滑的海冰厚度等直线, 而网格内的质点数目对冰边缘线的影响不大。随后, Flato^[4]对 Beaufort 海的海冰动力学过程进行了 9 天的 PIC 数值模拟。尽管

计算中没有考虑海冰热力作用过程,计算得到的冰边缘线位置与实际结果有一定的差异,但其精度已明显高于有限差分的计算结果。

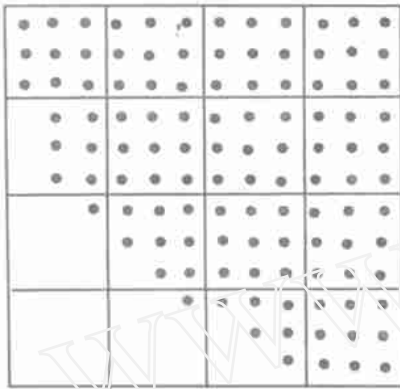


图4 海冰动力学质点网格法中的质点和网格布局示意图

Fig. 4 Scheme of particle and cell in PIC method for sea ice dynamics

为进一步提高 PIC 方法在海冰动力学中的计算精度, Huang 等^[29]采用了 Zhang 和 Hibler (1997)建立的考虑拟时间步的 LSOR 差分方法进行海冰动量方程的计算,并在每个网格内放置更多的海冰质点(100个)。通过对冰边缘区动力学的 FD 和 PIC 方法的数值对比发现,这两种方法的计算结果均能达到理想的结果,但 PIC 方法由于避免了 FD 中的平流扩散影响,计算的冰边缘线位置更为精确。近年来,在渤海海冰数值模拟中也在尝试 PIC 方法,以提高海冰动力学的计算精度,满足冰期油气开发的工程要求。

虽然 PIC 方法在欧拉网格和拉格朗日质点间来回插值的过程中仍受数值发散影响,但它具有一般欧拉方法的优点,能够计算扭曲比较严重的二维流体力学模型;同时由于引入了拉格朗日质点,具有计算多种物质和处理自由面运动的能力;另外, PIC 法的另一个重要优点是对于重点分析区域可采用较多的质点进行精确计算,而在其它区域只保持较少的质点以减小计算量。目前, PIC 方法越来越受到海冰数值模拟工作者的重视。

在海冰动力学的欧拉和拉格朗日耦合方法研究中,除了 PIC 方法外, Pritchard 等^[6]建立了一种自适应网格方法。该方法采用拉格朗日网格,网格随冰边缘线的运动而自动调整形状和位置。尽管这种方法采用了运动的网格,为跟踪冰边缘线移动提供了一个有效的途径,但数值发散依然存在,而且这种运动网格法只适用于冰缘运动较光滑平缓的区域。

当冰边缘线运动急剧和不规则时,运动网格将会严重扭曲,甚至可能导致网格点的重叠而使模拟失败。

另外, Rheem 等^[9]借鉴任意拉格朗日-欧拉法 (ALE) 的基本思想,并考虑海冰在中、小尺度下分别表现出的离散分布和流变连续特性,发展了一种计算中尺度海冰动力学的分布质量/离散块体模型 (DMDF)。该方法采用拉格朗日法模拟离散性的大面积海冰,并对海冰的局部流变过程进行欧拉有限差分计算。该模型已应用于 Okhotsk 海的海冰动力过程模拟,计算结果与卫星遥感资料相吻合。该模型能够较好地反应海冰在自然条件下的离散和连续状态,有很强的灵活性,且计算方便。

4 海冰动力学的颗粒流模型

为研究海冰在波浪作用下的碰撞, Shen 等^[10,11]将颗粒流体动力学理论应用到海冰动力学中,并建立了二维冰块碰撞流变学模型。在最初的二维海冰碰撞流变学中,海冰被离散为大小相同的圆盘,各冰盘在运动中相互碰撞、摩擦,其相互作用采用 Hibler 的粘塑性本构模型,其中的粘性系数是冰块大小、厚度和回弹系数的函数^[11]。Lu 等^[30]和 Lepparanta 等^[31]采用大小不同的圆盘对海冰与波浪的相互作用以及碎冰区的动力特征做了进一步的研究。考虑不同尺寸和形状的海冰动力学颗粒流模型如图 5 所示。

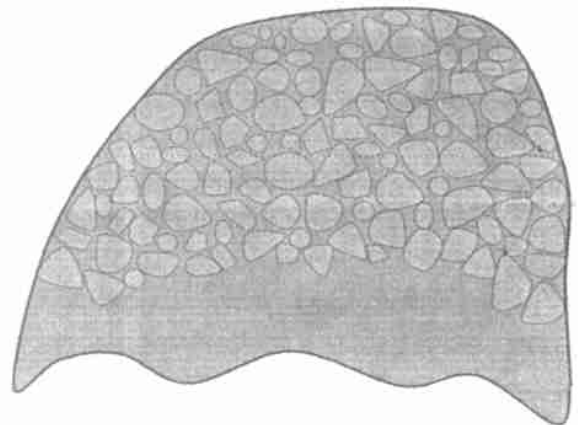


图5 不同尺寸和形状海冰的颗粒流模型示意图

Fig. 5 Sketch of sea ice granular flow dynamics with different shape and size particles

海冰重叠和堆积是海冰动力学中的一个重要现象。由于它们形成过程复杂,且对冰区结构物有很大威胁,因此人们一直致力于它们的力学成因、物理力学性质的现场监测及其形成过程的数值模拟工作^[32,33]。最近, Hopkins 等^[34]建立了三维海冰碰撞

流变学,它不但可用于研究小尺度下海冰与波浪的相互作用,同时还应用于中尺度下冰脊和重叠冰形成过程的数值模拟^[34]。

在海冰动力学的颗粒流模型中,海冰重叠和堆积的力学模型主要包括小变形时的粘弹性和发生冰脊或挤压破坏时的塑性两部分。采用以上弹—粘—塑性模型,并考虑海冰在堆积过程中的能量守恒,Hopkins^[35]在中尺度(10~100 km)下进行了一系列海冰堆积数值模拟实验,并对计算区域内海冰应力进行了统计分析,并得到了海冰在离散状态下发生重叠和堆积的屈服曲线。Hibler^[25]发现该屈服曲线同其改进的粘塑性模型比较接近,能够很好地反映海冰在堆积过程中的塑性应力状态。

利用海冰重叠和堆积的颗粒流方法,Hopkins^[16]对冰池内海冰堆积过程的物理实验进行了数值模拟。该实验是将一规则区域内的碎冰块以一定的速率从冰池一端向另一端推动,在推进过程中对表征冰内应力的平均推力和厚度分布进行了测量。Hopkins的模拟结果与实验相一致,即在开始推进阶段,海冰弹性应力迅速增加,当海冰发生堆积后,应力增长率趋近于零,海冰进入塑性阶段^[16]。最近,海冰数值模拟的颗粒流方法已越来越引起人们的兴趣,并尝试扩展到大尺度海冰动力学的数值模拟中^[36~38]。

类似于海冰动力学的颗粒流模型,Loiset^[39,40]建立了碎冰区海冰动力学的离散元模型(DEM)。该模型将散状分布的冰块视为离散材料,也采用不同直径的圆盘来模拟冰块的相互碰撞。冰块间碰撞时的作用力采用粘弹塑性本构模型计算。采用该模型,Loiset还进行了冰块对拦冰栅作用的数值模拟研究,并分析了密集度、冰速和冰块大小对冰力的影响。

海冰动力学的颗粒流模型在计算方法方面异于建立在连续介质力学基础上的有限差分法、光滑质点流体动力学方法和质点网格方法,同时在本构模型方面也不同于传统的粘塑性和弹塑性本构模型。它将海冰离散成多个质点,该质点由最初的二维均一圆盘发展到考虑冰块尺寸和形状的三维模型,计算精度也在不断提高。颗粒流模型也由最初用于处理波浪和海冰的相互作用,发展到研究海冰重叠和堆积过程。近年来,Hopkins又将其进一步发展,并试图应用于大中尺度下的海冰动力学的数值模拟。大量的数值试验、模型实验和现场监测资料均表明:颗粒流模型能够合理地模拟海冰动力学过程中的断裂、重叠和堆积现象,具有物理意义明确、计算精度高

的优点。但颗粒流模型在计算效率上要明显低于其它模型,目前还不能用于海冰数值预报和长期海冰动力学模拟的时效要求;另外,由于它需要输入精确的海冰初始信息,这在现时海冰监测工作中也有很大困难。因此,在保证颗粒流模型计算精度的前提下,提高计算时效和简化输入参数是必要的。

5 结语与展望

在对不同尺度海冰数值模拟和预测中,针对海冰动力学的不同特点和海冰数值模拟的应用要求,人们建立了一系列的海冰动力学数值方法。这些数值方法主要包括欧拉坐标下的有限差分法(FD)、拉格朗日坐标下的光滑质点流体动力学方法(SPH)、欧拉与拉格朗日坐标耦合的质点网格方法(PIC),以及将海冰视离散介质的颗粒流方法(GF)。

有限差分法是发展最早、相对比较完善的计算方法。它计算效率高、稳定性好,已广泛地应用于大、中尺度的长、中期海冰动力学模拟和预测中。但由于它存在动量方程平流项计算的扩散现象和冰边缘线确定的不精确等缺点,为此人们也在发展新的计算方法以提高海冰动力学模拟的精度。近年来,SPH方法在河冰和海冰动力学模拟中得到了广泛的应用。它能够精确地模拟冰边缘线的位置,且克服了FD方法的数值扩散现象。但在海冰参数,特别是冰内应力的插值迭代过程中,大量的繁琐计算降低了它的计算效率。PIC方法由于同时具有欧拉和拉格朗日方法的优点,能较精确地确定冰边缘线位置,也极大地降低了网格间的扩散现象。虽然它在网格和质点的相互插值过程中仍存在一定的扩散现象,但在大中尺度海冰动力学模拟中有很好的应用前景。

以上3种计算方法均是海冰视为连续介质条件下进行的。但自然条件下,海冰在大中尺度下表现出流变特性的同时,在风、浪、流等海洋条件作用下还不断地断裂、重叠和堆积,在小尺度下又显示出很强的不连续特性。颗粒流体方法就是针对这种现象建立,有非常明确的物理意义,并已成功进行了海冰动力过程的数值模拟。但由于它将海冰离散为诸多均匀或不同尺寸形状的颗粒体,颗粒间的相互作用计算需要取用很小的时间步长和大量计算来完成,这在三维颗粒流模型中表现的更为突出。因此,目前该方法在计算时效上还不能满足海冰数值预测和中长期海冰动力学模拟的要求。

通过对以上海冰动力学数值方法的分析和讨

论,并结合海冰动力学数值模拟中的工作,建议在中、长期海冰动力学模拟和预测中,采用连续介质条件下的FD、PIC或SPH方法,以保证计算效率,其中SPH方法计算效率相对较低,但其计算冰边缘线精度要明显高于其它两种方法,且不存在平流项的扩散;GF模型可用于研究不同尺度,特别是小尺度下的海冰重叠动力学特性,但其计算时效还需要进一步改进以扩展它的适用范围。

在海冰动力学模拟中,除了采用现有方法外,还应针对海冰的动力作用强烈、冰水移动边界复杂的特征,深入研究适用于中小尺度下海冰动力学模拟的其它数值方法,如任意拉格朗日欧拉(ALE)数值方法。ALE方法可根据海冰在不同尺度下分布的连续和非连续性特征,在不同的网格尺寸下灵活地采用欧拉坐标系和拉格朗日坐标系进行海冰动力学精确描述。

海冰动力学数值方法是与海冰本构模型,甚至海冰热力过程等密切相关的。因此,在开展海冰动力学数值方法研究时,除考虑不同时空尺度下海冰的动力特性、海冰模拟的精度要求等因素外,还应与其它海冰研究内容相结合,进而全面地提高海冰模拟和预测的精度。

参考文献 (References):

- [1] Hibler W D. A dynamic thermodynamic sea ice model[J]. *Journal of Geophysical Oceanography*, 1979, 9: 817-846.
- [2] Lepparanta M, Hibler W D. The role of plastic ice interaction in Marginal Ice Zone dynamics [J]. *Journal of Geophysical Research*, 1985, 90(C6): 11 899-11 909.
- [3] Wu Huiding(吴辉碇), Bai Shan(白珊), Zhang Zhanhai(张占海). Numerical simulation for dynamical processes of sea ice[J]. *Acta Oceanologica Sinica(海洋学报)*, 1988, 16(3):303-325(in Chinese).
- [4] Flato G M. A particle-in-cell sea-ice model[J]. *Atmosphere and Oceanography*, 1993, 31(3): 339-358.
- [5] Shen H T, Chen Y C, Wake A, et al. Lagrangian discrete parcel simulation of river ice dynamics [J]. *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, 1993, 3(4): 328-332.
- [6] Pritchard R, Mueller A, Hanzlick D, et al. Forecasting Bering Sea ice edge behavior [J]. *Journal of Geophysical Research*, 1990, 95: 775-788.
- [7] Shen H T, Su Junshan, Liu Lianwu. SPH simulation of river ice dynamics[J]. *Journal of Computational Physics*, 2000, 165: 752-770.
- [8] Wang Z, Shen H T, Wu H. A Lagrangian sea ice model with discrete parcel method[A]. In: Shen, ed. *Ice in Surface Water*[C]. USA: Rotterdam, 1998. 313-320.
- [9] Rheem C K, Yamaguchi H, Kato H. Distributed mass/ discrete floe model for pack ice rheology computation[J]. *Journal of Marine Science and Technology*, 1997, 2(2): 101-121.
- [10] Shen H H, Hibler W D, Lepparanta M. On applying granular flow theory to a deforming broken ice field[J]. *Acta Mechanica*, 1986, 63: 143-160.
- [11] Shen H H, Hibler W D, Lepparanta M. The role of floe collisions in sea ice rheology[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1987, 92(C10): 7 085-7 096.
- [12] Hopkins M A, Hibler W D, Flato G M. On the numerical simulation of the sea ice ridging process[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1991, 96(C3): 4 809-4 820.
- [13] Hopkins M A, Tuhkuri J, Lensu M. Rafting and riding of thin ice sheets [J]. *Journal of Geophysical Research*, 1999, 104 (C6): 13 605-13 613.
- [14] Lepparanta M, Hibler W D. Mesoscale sea ice deformation in marginal ice zone dynamics [J]. *Journal of Geophysical Research*, 1987, 92: 7 060-7 070.
- [15] Zhang Z H, Lepparanta M. Modeling the influence of ice on sea level variations in the Baltic Sea[J]. *Geophysica*, 1995, 31(2): 31-45.
- [16] Zhang Zhanhai(张占海), Bai Shan(白珊), Wu Huiding(吴辉碇), et al. Numerical forecasting system for sea ice operation in the Bohai Sea [J]. *Marine Forecasts(海洋预报)*, 1994, 11 (2): 11-18(in Chinese).
- [17] Wu Huiding(吴辉碇), Mathematical representations of sea ice dynamic-thermodynamic processes[J]. *Oceanologia et limnologia sinica(海洋与湖沼)*, 1991, 22(4): 321-327(in Chinese).
- [18] Bai Shan(白珊), Wu Huiding(吴辉碇). Numerical sea ice forecast for the Bohai Sea [J]. *Acta Meteorologica Sinica(气象学报)*, 1998, 56(2): 139-151(in Chinese).
- [19] Wang Renshu(王仁树). Numerical tests of sea ice for the Bohai Sea [J]. *Acta Oceanologica Sinica(海洋学报)*, 1984, 6(4): 572-580(in Chinese).
- [20] Wang Renshu(王仁树), Liu Qinzhen(刘钦政), Chen Weibin(陈伟斌), et al. Numerical simulation and tests of sea ice drift process in the Bohai Sea [J]. *Oceanologia et limnologia sinica(海洋与湖沼)*, 1994, 25(3): 408-415(in Chinese).
- [21] Ip C F, Hibler W D, Flato G M. On the effect of the rheology on seasonal sea ice simulations [J]. *Annual Glaciology*, 1991, 15: 17-25.
- [22] Hunke E C, Dukowicz J K. An elastic-viscous-plastic model for sea ice dynamics [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 1997, 27: 1 849-1 867.
- [23] Zhang J, Hibler W D. On an efficient numerical method for modeling sea ice dynamics [J]. *Journal of Geophysical Research*, 1997, 102(C4): 8 691-8 702.
- [24] Zhang J, Rothrock D. Modeling Arctic sea ice with an efficient plastic solution [J]. *Journal of Geophysical Research*, 2000, 105(C2): 3 325-3 338.
- [25] Hibler W D. Sea ice fracturing on the large scale [J]. *Engineering Fracture Mechanics*, 2001, 68: 2 013-2 043.
- [26] Ji Shunying(季顺迎), Yue Qianjin(岳前进). Numerical simulation of local drifting sea ice in Liaodong Bay by Smoothed Particle Hydrodynamics Method [J]. *Hydroscience and Engineering(水利水运工程学报)*, 2001, (4): 8-15(in Chinese).
- [27] Gutfraind R, Savage S B. Marginal ice zone rheology: Comparison of results from continuum-plastic models and discrete-particle simulations [J]. *Journal of Geophysical Research*, 1997, 102 (C6): 12 647-12 661.
- [28] Li Deyuan(李德元), Xu Guorong(徐国荣), et al. Numerical Method for 2D Unsteady Fluid Mechanics [M]. Beijing: Science Press, 1998. 45-68(in Chinese).
- [29] Huang Z J, Savage S B. Particle-in-cell and finite difference ap-

- proaches for the study of marginal ice zone problems[J]. *Cold Regions Science and Technology*, 1998, 28: 1-28.
- [30] Lu Q M, Larsen J, Tryde P. On the role of ice interaction due to floe collisions in marginal ice zone dynamics[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1989, 94: 14 525-14 537.
- [31] Lepparanta M, Lensu M, Lu Q M. Shear flow of sea ice in the Marginal Ice Zone with collision rheology [J]. *Geophysica*, 1990, 25(1~2): 57-74.
- [32] Lepparant M, Hakala R. The structure and strength of first-year ice ridges in the Baltic Sea[J]. *Cold Regions Science and Technology*, 1992, 20: 295-311.
- [33] Hopkins M A. Four stages of pressure ridging[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1998, 103: 21 883-21 891.
- [34] Hopkins M A, Shen H H. Simulatio of pancake-ice dynamics in wave field[J]. *Annals of Glaciology*, 2001, 33: 355-360.
- [35] Hopkins M A. On the mesosacle interaction of lead ice and floes [J]. *Journal of Geophysical Research*, 1996, 101 (C8): 18 315-18 326.
- [36] Overland J E, McNutt S L, Salo S, *et al.* Arctic sea ice as a granular plastic [J]. *Journal of Geophysical Research*, 1998, 103: 21 845-21 868.
- [37] Tremblay L B, Mysak L A. Modeling sea ice as a granular material, including the dilatancy effect [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 1997, 27: 2 342-2 360.
- [38] Hopkins M A. A high-resolution granular sea ice model [EB/OL]. 2002.
- [39] Loset S. Discrete element modeling of a broken ice field Part I: Model development [J]. *Cold Regions Science and Technology*, 1994, 22: 339-347.
- [40] Loset S. Discrete element modeling of a broken ice field Part II: simulation of ice loads on a boom [J]. *Cold Regions Science and Technology*, 1994, 22: 349-360.

ADVANCES IN NUMERICAL METHODS FOR SEA ICE DYNAMICS

J I Shun-ying, YUE Qian-jin, WANG Rui-xue

(State Key Laboratory of Structural Analysis for Industrial Equipment,
Dalian University of Technology, Dalian 116023, China)

Abstract: In the study of sea ice rheological behavior under different temporal and spatial scales, a series of numerical methods have been developed in the past several decades. Nowadays, there are mainly four methods applied commonly, which are Finite Different (FD) method, Particle-In-Cell (PIC), Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) and granular flow (GF) method. The Eulerian FD method is the most widely applied method for its high computational efficiency and stability in the polar and Marginal Ice Zone (MIZ) at large scale. It was also applied into other seas at meso-scale, such as Bohai Sea, Baltic Sea. Some new schemes, such as Line Successive Over-Relaxation (LSOR) and Alternative Direction Implicit (ADI), were adopted into the FD method to improve its computational precision. The most shortcoming of FD method is the obvious numerical diffusion in solving momentum and continuity equations, especially at the ice edge. To remedy this problem, the coupled Lagrangian and Eulerian PIC approach was established for sea ice dynamics at large and meso scales. In the PIC method, the sea ice in fixed cells is divided into a series ice particle. The ice mass in cells is adjusted with the drifting of Lagrangian particles, and the particle velocity is interpolated from Eulerian cells. In the Lagrangian SPH method, the Gaussian kernel function is used to integrate the ice parameters from discrete particles to continuous field, and the sea ice rehology can be described precisely with the drifting, deformation of ice particles. In the three methods above, Hibler's Viscous plastic constitutive law was used generally. In the GF method, the sea ice is simulated as discrete medium instead of the continuous medium assumed in other methods. The visous-elastic-plastic law was established to model the interaction among ice particles, and the dynamics processes of ice ridging, rafting and breakup can be simulated at small scales. But the biggest cost of this increased accuracy is a significant increase in computational time when compared with other methods, especially in its application at large and meso scales. Thus, different numerical methods for the different demands for scale, precision or efficiency accordingly. Meanwhile, with the modification of existing methods, other new numerical methods, such as Arbitrary-Lagrangian-Eulerian (ALE), should be developed. Moreover, the study of numerical methods for sea ice dynamics should be coupled with other sea ice problems, such as constitutive law and thermodynamics, to improve the computational precision and efficiency comprehensively.

Key words: Sea ice dynamics; Finite difference method; Smoothed particle hydrodynamics; Particle-in-cell; Granular flow method.