

学校代码: 10385

分类号: _____

研究生学号: 21014086095

密 集: _____



硕士专业学位论文

基于赫林格-赖斯纳原理的变分一致型伽辽金无网格法

**Variational consistent Galerkin meshfree method based on the
Hellinger-Reissner principle**

作者姓名: 吴新瑜
指导教师: 赵珧冰 教授
合作教师: 吴俊超 讲师
实践教师: 陈连健 工程师
专业学位类别: 全日制专业学位硕士
专业学位领域: 土木水利
研究方向: 结构体系创新与工程应用
所在学院: 土木工程学院

论文提交日期: 二〇二四年三月 XX 日

摘要

无网格法是结构数值仿真领域中一类新型分析方法，该方法依据离散节点信息直接在全域上建立高阶光滑的形函数，适用于结构大变形问题、极端破坏问题和薄板高阶问题。在各类无网格法中，变分一致型伽辽金无网格法计算稳定高效，可保证伽辽金法理论误差收敛性。该方法通常以假定应变为基础构造积分域上的光滑梯度以构造变分一致无网格法数值积分方案，满足积分域内局部变分一致性，解决无网格法数值积分不稳定问题，保证伽辽金无网格法的计算精度。同时，光滑梯度替代了复杂耗时的传统形函数导数，采用传统低阶高斯积分即可适用于伽辽金法求解过程，提高了伽辽金无网格法的计算效率。然而，目前一致型伽辽金无网格法缺乏统一的变分理论基础，以进行该类方法的理论误差估计。并且一致型无网格数值积分方案需要配合一致型本质边界条件施加方法，以满足全域的变分一致性。最常使用的传统 Nitsche 法本质边界条件施加方案需要引入罚函数法作为稳定项，通过设定人工经验参数以保证计算结果的稳定性。此外，高阶问题 Nitsche 法中一致项需要计算无网格形函数高阶梯度以满足变分一致性，但无网格形函数高阶导数形式复杂、计算效率低。

本文针对变分一致型伽辽金无网格法的变分基础和本质边界条件施加方案存在的问题，提出了一种基于弹性力学问题和薄板问题赫林格-赖斯纳变分原理的新型变分一致型伽辽金无网格法。赫林格-赖斯纳变分原理以应力为变量的余能泛函为基础，余能泛函中包含本质边界条件，无需额外施加本质边界条件。而外力边界条件则通过拉格朗日乘子法进行施加，其中拉格朗日乘子为结构的位移。位移和应力采用混合离散进行近似，其中位移采用传统无网格形函数进行离散，应力则参考假定应变理论在背景积分域内假设为相应阶次的多项式。此时，相对应的离散控制方程具有与传统伽辽金无网格法结合 Nitsche 法施加本质边界条件相类似的格式。其中，伽辽金弱形式中的应力由光滑梯度与位移节点系数组成，光滑梯度满足背景积分域内的局部变分一致性。本质边界条件施加方案中也包含一致项和稳定项，一致项表达式与 Nitsche 法中一致项相似，唯一区别是 Nitsche 法中无网格形函数的高阶梯度采用光滑梯度及其导数替换。特别是薄板问题中，传统 Nitsche 法需要额外计算无网格形函数的三阶导数，而所提方法则替换成二阶光滑梯度的导数，提高了施加本质边界条件过程中的计算效

率。稳定项则自然存在于赫林格-赖斯纳伽辽金弱形式中，无需额外施加稳定项即可保证数值结果的稳定性。且稳定项不包含人工经验参数，消除人工参数的依赖性，更加便于使用。最后，本文采用了弹性力学问题和薄板问题的系列经典算例验证了所提赫林格-赖斯纳变分一致型无网格法的计算精度、效率和稳定性。并将该方法运用到薄板型抗震阻尼器数值仿真分析中，验证所提方法的有效性。

关键词：无网格法；赫林格-赖斯纳变分原理；本质边界条件；再生光滑梯度；变分一致性

Abstract

Meshfree methods are a class of emerging numerical formulations for structure analysis. These methods discretize the structure directly into nodes and construct high order smoothed shape functions across the entire domain. This makes them well-suited for problems involving large deformation, extreme failures and thin plate. Among various meshfree methods, the variationally consistent Galerkin method demonstrates superior performance in terms of stability and efficiency. It can guarantee the optimal error convergence rate inherent to the Galerkin method. This method typically employs the assumed strain method to construct smoothed gradients within each integration cell. This scheme enforces local variational consistency, overcomes the instability issue associated with traditional integration, and ensures the accuracy of the Galerkin formulation. Additionally, by replacing the non-polynomial derivatives of shape functions with polynomial smoothed gradients, the variationally consistent meshfree method allows for the efficient application of the traditional Gauss integration rule within the Galerkin weak form, further enhancing computational efficiency. However, current variationally consistent meshfree formulations lack a unified variational foundation for theoretical error estimates. Furthermore, consistent meshfree numerical schemes require cooperation with consistent essential boundary condition enforcement to satisfy global variational consistency. The commonly used Nitsche's method for enforcing essential boundary conditions relies on the penalty method with a large artificial parameter to achieve stability, which introduces additional complexities. Additionally, the consistent term in Nitsche's method for high-order problems requires calculating the high-order gradient of the meshfree shape functions, which is both complex and computationally expensive.

This thesis proposed a novel variational consistent meshfree method based on the Hellinger-Reissner variational principle for elasticity and thin plate problems. This method addressed the limitations of current approaches by establishing a robust variational foundation for the consistent Galerkin meshfree formulation. The Hellinger-Reissner principle utilizes a complementary energy functional with stress as the vari-

able. This functional inherently incorporates essential boundary conditions, eliminating the need for additional enforcement. External force boundary conditions are imposed using the Lagrange multiplier method, where the Lagrange multiplier is represented by the displacement. A mixed formulation was adopted for approximating displacement and stress. The displacement is discretized using traditional meshfree shape functions. Similar to the assumed strain theory, the stress is assumed to be a polynomial of corresponding order within the background integration cells. The resulting discrete governing equation shares similarities with the traditional Galerkin meshfree method employing Nitsche's method for essential boundary conditions. In the proposed method's Galerkin weak form, stresses were evaluated using smoothed gradients and displacement nodal coefficients. The smoothed gradients guarantee local variational consistency within the background integration cells. The essential boundary condition enforcement scheme also included consistent and stabilization terms. The consistent term was similar to that in Nitsche's method, with the key difference being the replacement of high-order derivatives from traditional meshfree shape functions with smoothed gradients and their direct derivatives. Notably, for thin plate problems, the proposed method replaces the calculation of third-order derivatives of meshfree shape functions (required by Nitsche's method) with derivatives of the second-order smoothed gradients, significantly improving the computational efficiency of essential boundary condition enforcement. The stabilization term naturally emerges within the Hellinger-Reissner Galerkin weak form, eliminating the need for additional stabilization terms to ensure numerical stability. Furthermore, the absence of artificial parameters in the stabilization term simplifies usage and eliminates parameter dependence. Finally, a series of classic numerical examples for elasticity and thin plate problems are employed to verify the proposed Hellinger-Reissner variationally consistent meshfree method's computational accuracy, efficiency, and stability. Additionally, the method is applied to the numerical simulation analysis of thin plate seismic dampers, demonstrating its effectiveness.

Keywords: Meshfree method;Hellinger-Reissner variational principle;Essential boundary condition;Reproducing kernel gradient smoothing;Variational consistency

目 录

第1章 绪论	1
1.1 引言	1
1.2 伽辽金无网格法研究历史及现状	1
1.3 本文选题背景	5
1.4 本文主要内容	6
第2章 无网格近似理论	9
2.1 再生核无网格近似	9
2.2 伽辽金无网格法	14
2.2.1 弹性力学问题	14
2.2.2 薄板问题	16
2.3 小结	18
第3章 伽辽金无网格法	19
3.1 拉格朗日乘子法	19
3.2 罚函数法	21
3.3 Nitsche 法	22
3.4 小结	25
第4章 基于赫林格-赖斯纳变分原理求解弹性力学问题	27
4.1 赫林格-赖斯纳变分原理	27
4.2 位移-应力混合离散	28
4.3 赫林格-赖斯纳变分原理下的本质边界条件施加方法	30
4.4 优化的数值积分方案	32
4.5 数值算例	33
4.5.1 分片实验	33
4.5.2 悬臂梁问题	36
4.5.3 带孔无限大平板问题	39
4.6 小结	41

第 5 章 基于赫林格-赖斯纳变分原理求解薄板问题	45
5.1 赫林格-赖斯纳变分原理	45
5.2 挠度-弯矩混合离散	46
5.3 赫林格-赖斯纳变分原理下的本质边界条件施加方法	49
5.4 数值算例	51
5.4.1 分片实验	51
5.4.2 简支方板问题	53
5.4.3 简支等边三角形板问题	58
5.4.4 简支环行板问题	61
5.5 小结	66
第 6 章 薄板型抗震阻尼器数值模拟分析	67
6.1 ADAS 阻尼器	67
6.2 TADAS 阻尼器	68
6.3 Slit 阻尼器	71
6.4 小结	72
第 7 章 结论与展望	73
7.1 结论	73
7.2 展望	74
参考文献	82
致 谢	83
附录 A 弹性力学问题 HR 变分原理的本质边界条件施加方法推导过程	85
附录 B 薄板问题 HR 变分原理的本质边界条件施加方法推导过程	89
附录 C 无网格法优化的数值积分方案	95
个人简历、在学期间发表的学术论文与研究成果	97

第1章 绪论

1.1 引言

由于实际工程中的结构通常具有复杂的几何形状、材料是非线性以及多样化的荷载情况，从而使得经典的解析方法难以直接应用于工程实际中进行计算和分析，需要借助数值计算分析方法进行求解。有限元法^[1-4]是目前最常采用的数值分析方法，是通过将复杂的结构问题离散化为许多小的有限元单元，并在每个单元上建立近似的数学模型，进而将复杂的问题转化为求解一系列简化的局部问题。这种离散化的方法使得有限元法能够有效地处理各种复杂的几何结构模型，有限元法还可以通过划分网格数量，调整网格密度灵活地处理各种几何形状，进一步提高计算精度。虽然有限元法是一种广泛应用于解决复杂工程问题的数值方法，但有限元的计算结果在很大程度上依赖于网格的划分。对于复杂的薄板几何形状，需要细致划分网格才能获得准确的解，网格密度增加会引起计算增加，降低计算效率。值得注意的是，基于单元插值的有限元法通常只有 C^0 联系，难以构造整体协调的 C^1 单元，无法直接求解要求 C^1 是连续的薄板等高阶问题。

无网格法^[5-6]是一类能够有效解决高阶薄板问题的数值分析方法，该方法是根据离散节点位置信息直接建立形函数的方法，其形函数具有高阶光滑的特点，不依赖于网格单元信息构造形函数，有效的避免了网格划分，网格畸变等问题，使得无网格法在处理薄板问题^[7]中的几何变化具有更好的适应性，稳定性和可靠性。无网格法可以直接考虑薄板的厚度变化，能够准确地捕捉薄板的弯曲和扭转状态。根据无网格形函数构造不依赖于网格的特点，该方法也适用于其它复杂的几何结构模型的离散，如大变形分析^[8]、裂纹扩展模拟^[9]，有效的提高因为网格划分因素所引起的计算精度下降的问题。

1.2 伽辽金无网格法研究历史及现状

上个世纪七十年代，由 Lucy^[10]、Gingold 和 Monaghan^[11]提出的光滑水动力学法 (SPH, Smoothed Particle Hydrodynamics) 开启了众多学者对无网格法的关注，该方法是采用核函数的近似方法通过对求解域进行离散化，并使用强形式

进行数值求解的近似方法，该方法属于配点型无网格法。该方法具有构造简单，无需数值积分等优势被广泛应用于进行数值计算分析，但由于配点型无网格法是通过核近似的离散方式一般不满足一致性条件，使得该方法无法准确保证数值计算的稳定性及计算精度^[12-15]。

1992 年 Nayroles 等人^[16]使用移动最小二乘近似形函数并通过伽辽金弱形式提出了散射元法。1994 年 Belytschko 等人^[17]指出了散射近似（Scattered Data Approximation）实质上等同于移动最小二乘近似（Moving Least Squares, MLS）。通过对移动最小二乘近似函数进行精确求导，引入背景网格和高阶高斯积分方法改善数值积分的精度，通过引入拉格朗日乘子，可以在伽辽金无单元法中有效的施加边界条件，从而提高计算精度和稳定性。在这些改进的基础上，Belytschko 等人将方法命名为伽辽金无单元法（Element Free Galerkin Method, EFG）。值得注意的是，在采用伽辽金法进行求解的时候，由于无网格形函数一般不是多项式，计算时需要采用建立高阶高斯积分法或其他数值积分方法^[18-20]，从而会导致计算效率降低^[21-22]。为了提高伽辽金无网格法的计算效率，众多学者进行了相关研究工作致力于解决伽辽金无网格法在计算过程中的效率问题^[23-28]。

1995 年 Liu 等人^[29]在光滑水动力学（Smoothed Particle Hydrodynamics, SPH）核近似方法的基础上进行了改进。他们引入了核近似的多项式再生条件和校正函数，提出了再生核近似（Reproducing Kernel Approximation, RK）和再生核质点法（Reproducing Kernel Particle Method, RKPM）。1997 年 Babuška 和 Melenk^[21,30]将系数矩阵表示为单位矩阵加上一个低秩矩阵的形式，使得原始线性方程组表示为多个规模较小的子问题的组合，每个子问题可以被独立的求解，进而求解出整个方程组的解，该方法称为单位分解法 (PUM, Partition of unity method) 也称为广义有限元法^[31]。1998 年 Sukumar 等人^[32]提出了自然单元法，该方法通过将计算域划分为多个自然单元来离散化问题，通过使用自然领域形函数来近似解，并通过插值技术在整个计算域中进行扩展，该方法的形函数只具有 C^0 连续性，难以求解高阶薄板问题。为了更好利用无网格法求解薄板问题，2002 年 Long S 等人^[33]利用局部加权函数构建近似函数，并在控制方程中使用高斯积分法进行数值积分提出伽辽金局部无网格法 (Meshless Local Petrov-Galerkin)。2006 年 Liu 等人^[34]利用径向基函数构建近似函数，并使用 Hermite 插值获得薄板的位移和旋转的连续性提出了 Hermite 径向点插值 (Hermite Radial Point Interpolation)。2011 年 Mill'an D 等人^[35]利用最大熵原理构建一个最大熵函数，通过最大化信息熵

确定最优的近似解提出了最大熵无网格法 (Maximum-entropy Meshfree Method)。2012年 Oh H 等人^[36]通过将薄板离散为一组粒子，并利用粒子间的相互作用进行计算提出了单元划分方法。随后 2015 年程玉民等人^[37]提出了复变量 (complex variable RKPM) 方法，该方法基于粒子离散化，通过复变再生核函数近似求解数值分析。2016 年 Thai 等人^[38]利用移动 Kriging 插值构建近似函数，使用细化板理论进行描述薄板的受力状态提出了移动 Kriging 无网格法 (Moving Kriging Meshfree Method)，进而直接计算出薄板的位移和应力场。王东东，王莉华等人^[14,39]提出了一种无网格配点法，通过利用梯度再生核函数进行构建近似函数，并通过引入梯度项提高数值计算的稳定性和精度，可以准确计算弹性梁和薄板的位移和应力分析，并进行相应的静态和动态分析。为了更好的利用无网格法解决不同类型的问题，现如今已经提出了各式各样的无网格方法^[40-44]，关于更多目前无网格法的研究进展见文献^[45-57]

本论文讨论的是具有变分一致性的伽辽金无网格法^[58-59]。无网格形函数及其梯度通常为有理式，并且形函数的影响域具有高度重叠的特点导致无网格形函数在背景积分单元上为分段的有理式。在伽辽金法的求解过程中，传统基于多项式完备性建立的高斯积分法无法进行准确数值积分过程，导数伽辽金无网格法无法准确求解与其基函数阶次相同的解析解，即不满足变分一致性^[60]。为了解决该问题，建立具有变分一致性的伽辽金无网格法成为无网格研究领域的热门问题。目前具有变分一致性的伽辽金无网格法主要是通过假定应变理论构造匹配的光滑梯度，光滑梯度为低阶多项式，采用低阶高斯积分法既能准确进行数值积分，保证计算误差的收敛性。同时，光滑梯度的构造过程仅需要计算传统无网格形函数，避免复杂耗时的形函数梯度计算，提高传统伽辽金无网格法的计算效率。为了满足积分约束条件，Chen 等人从伽辽金法的线性准确性条件出发，提出了线性积分约束条件^[25]。段庆林等人^[8,27]将线性积分约束条件推广至高阶情况，并通过高阶积分约束条件计算高斯点处光滑梯度值，使得传统高斯积分法满足变分一致性，该方法称为一致性无单元伽辽金法。王东东和吴俊超提出了再生光滑梯度理论框架^[24]，该框架具有与传统无网格形函数相类似的表达式，光滑梯度构造过程中可重新合理优化数值积分点采样点位置和权重，减少无网格形函数的计算量，提高计算效率。任晓月^[61]提出了一致投影积分法，以投影形函数为基础建立替代传统形函数空间，通过将投影形函数代入原始无网格形函数中近似计算伽辽金弱形式，利用具有高阶高斯正交规则的相应阶三

角形有限元形函数，进而满足任意阶积分约束条件。

除了以假定应变理论为基础的变分一致型无网格法外，Chen 等人^[62]提出了修正变分积分法，该方法通过对基函数的变分导数进行近似，并在积分过程中考虑变分一致性，通过选择适当的积分点和积分权重，从而实现任意阶数的数值积分，该方法能够准确的模拟大变形问题、非线性问题和冲击破坏问题，提高伽辽金无网格法中数值积分的准确性和一致性，保证数值计算精度提高计算效率。但使用伽辽金无网格法求解偏微分方程通常会使用试函数和权函数进行构建离散形式的方程，在伽辽金无网格法中，试函数和权函数通常属于相同的函数空间，从而确保离散形式的刚度矩阵是对称的，而修正变分积分法中修正后的权函数和试函数不属于同一空间，导致刚度矩阵的非对称性，非刚度矩阵会引起数值解的误差，无法保证数值求解的稳定性和精确性。王东东和吴俊超提出了嵌套子域积分法^[23]，该方法利用子域划分和梯度平滑技术提高数值积分的准确性，通过将计算域划分为多个子域，并在每个子域内采用光滑应变，利用两层次积分域得到的刚度矩阵进行合理组合，消除二阶误差项进而满足二次变分一致性，但嵌套子域积分法中，确保各层次的嵌套子域完全相似是构造光滑梯度的一个要求，这意味着每个子域在几何形状或大小上都与其他子域完全相同，使得该方法难以推广至三维及高阶情况。

与传统有限元法相比，无网格方法具有高阶连续光滑的特点。然而，这种连续性导致无网格形函数在离散节点上通常不具有插值性，这在求解过程中使得施加本质边界条件变得困难。为了克服这个问题，许多学者提出了各种具有插值性的无网格近似方法，以便能够直接施加本质边界条件^[63-64]，如奇异权函数法^[65]、插值最小二乘法^[66-67]、复变量移动最小二乘法^[40]、广义移动最小二乘法^[68]、变换法^[69]等。然而，这类方法不是建立在变分原理基础上，无法保证节点之间位移边界条件施加精度和无网格法的变分一致性。对于满足积分约束条件的无网格数值积分方法，如稳定节点积分法^[25]、一致性积分法^[8,27]、变分一致积分法^[26]、嵌套子域积分法^[23]、再生光滑梯度积分法^[24]等，在计算过程中采用形函数的光滑梯度替换传统无网格形函数导数，在保证无网格法的计算精度和最优误差收敛率的同时提高了计算效率，但其本质边界条件仍需要具有变分一致性的方法进行施加^[22,70]。

1.3 本文选题背景

变分一致型伽辽金无网格法可追溯到 2004 年 Chen 等人^[25]提出的稳定节点积分法，该方法从伽辽金法的线性准确性条件出发，提出了线性积分条件。伽辽金数值积分方法需要从满足积分约束条件，才能求解线性问题，即满足线性的变分一致性。该方法通过在节点周围引入额外的稳定项，改善对梯度突变和奇点的逼近，通过修改形函数和积分权重，构造一种稳定的节点积分方案，节点处的积分权重与节点处的梯度信息相关联，假设光滑梯度为常数，通过满足线性积分约束条件建立光滑梯度实现对数值解的稳定性。尽管稳定节点积分法在提高数值解稳定性和准确性具有一定的优势，但稳定节点积分法需要在节点周围引入额外的稳定项，会降低计算效率，并且额外稳定项的效果很大程度上依赖于参数的选择，选择不当的参数可能会引起数值解的不稳定性。

段庆林等人^[8,27]将线性积分约束条件推广至高阶情况，通过对无网格方法中的形函数进行修正和优化，通过与修正的形函数结合实现对积分的二阶精确性。通过使用高阶 RBF 函数计算高斯积分点处光滑梯度值，使得传统高斯积分法满足变分一致性，提高几何非线性分析的计算精度和效率。但该一致性积分法在计算过程中选取的高斯点数需要与积分约束条件数保持一致，这导致在处理高阶问题时会降低计算效率。并且一致性积分法无法完全消除数值误差，数值误差在计算高阶导数的过程中会逐渐积累和传播，可能会降低计算精度。

王东东和吴俊超提出了再生光滑梯度理论框架^[24]，该框架具有与传统无网格形函数相类似的表达式，统一了以假定应变为基础的变分一致型光滑梯度构造方案。在该理论框架下，光滑梯度构造过程可重新合理优化数值积分采样点位置和权重，从而减少无网格形函数的计算量，提高计算效率。目前，再生光滑梯度理论框架为假定应变的光滑梯度提供了一个通用的表达式，并在伽辽金弱形式中直接将光滑梯度替换成传统无网格形函数梯度。但该光滑梯度并不直接等于传统无网格形函数梯度，该过程缺乏完备的变分原理理论基础。

为了满足全域的变分一致性，满足积分约束条件的无网格数值积分方案需要配合具有变分一致性的本质边界条件施加方案，传统无网格形函数在自身节点处不具有插值性，Belytschko 等人^[17]最早采用拉格朗日乘子法施加本质边界条件，该方法需要引入额外自由度离散拉格朗日乘子，当采用变分一致型无网格数值积分方案时，拉格朗日乘子的自由度需要和光滑梯度构造过程中积分点的位置保持一致，以满足变分一致性。采用过多自由度离散拉格朗日乘子将导

致整体刚度矩阵出现奇异，以致于该方法不适合高阶的变分一致型伽辽金无网格法。罚函数法^[71]施加本质边界条件无需额外增加自由度，数值实现简单。广泛应用于伽辽金无网格法。但该方法的计算误差依赖于人工经验参数，且不具有变分一致性，不能保证计算精度。Nitschce 法^[64]是目前变分一致型无网格法主要采用的本质边界条件施加方法，该方法在修正变分原理的基础上引入罚函数法作为保证刚度矩阵的正定性。但是在积分一致的数值积分方案中已经不需要的无网格高阶梯度被重新引入，降低了无网格分析的计算效率。同时，Nitsche 法中的稳定性还是需要人工经验参数，过大或过小的人工参数都将导致计算精度的降低。另一类无网格施加本质边界条件的方法是试图恢复无网格形函数的插值性。Fernández-Méndez 与 Huerta^[64]通过修改无网格形函数构造过程中核函数的权重，使得无网格形函数在边界处具有插值性，但该方法无法满足积分约束条件。Hillman 和 Lin^[70]在修正变分法中引入具有插值性无网格近似，但该方法改变了解的空间。Chen 等人^[62]采用转换矩阵，将无网格法中的节点系数重新与物理值建立联系，从而直接施加本质边界条件，并称该方法为变换法。王东东^[72]将变换法引入稳定节点积分法中，并对其进行了修正，以保证数值积分的一致性。然而，变换法中转换矩阵需作用于整体刚度矩阵，计算量大，不适用于大规模计算。Nitsche 法作为最适合变分一致型伽辽金无网格法的本质边界条件施加方法还存在诸多问题，如人工参数的依赖性，需要计算复杂耗时的形函数高阶梯度等，亟待发展一种全新变分一致型本质边界条件施加方案。

1.4 本文主要内容

论文研究将发展基于赫林格-赖斯纳原理的变分一致型伽辽金无网格法，并依托于赫林格-赖斯纳原理内嵌本质边界条件的特点，建立具有变分一致性且不依赖于人工经验参数的本质边界条件施加方法，具体内容如下：

(1) 通过赫林格-赖斯纳变分原理完善变分一致型伽辽金无网格数值积分方法的基础理论框架。首先，基于赫林格-赖斯纳变分原理推导余能泛函，分别对位移和应力变分可以得到赫林格-赖斯纳原理弱形式。其中位移采用传统无网格形函数进行离散，而应力采用在每个积分域中假设为多项式，以满足局部的变分一致性。最后，通过分片实验验证该方法的变分一致性；

(2) 以赫林格-赖斯纳原理为基础建立具有变分一致性且不依赖人工参数的本质边界条件施加方法。首先，HR 变分原理弱形式中内嵌本质边界条件，以赫

林格-赖斯纳变分原理弱形式为基础系统推导本质边界条件施加过程中的离散控制方程，详细分析该方法的变分一致性。并详细对比所提方法和传统 Nitsche 法，罚函数法，拉格朗日乘子法之间的差别，并通过传统弹性力学问题和薄板问题验证所提方法的计算精度和效率，最后采用实际工程算例-薄板型抗震阻尼器数值仿真分析，对赫林格-赖斯纳变分一致型伽辽金无网格法进行验证。

第 2 章 无网格近似理论

本章以再生核无网格法为例对伽辽金无网格法进行介绍，详细说明无网格形函数及其导数的构造过程，讨论无网格形函数的插值性。同时，介绍伽辽金无网格法在弹性力学问题和薄板问题上的应用。

2.1 再生核无网格近似

如图 (2.1) 所示的问题为例，无网格近似将求解域 Ω 及其边界 Γ 离散为一系列无网格节点 $\{\mathbf{x}_I\}_{I=1}^{NP}$, NP 表示无网格节点数量。每个无网格节点 \mathbf{x}_I 对应的形函数为 $\Psi_I(\mathbf{x})$, 形函数影响域为 $supp(\mathbf{x}_I)$, 并要求影响域的覆盖域需包含求解域 Ω , 即 $\Omega \subseteq_{I=1}^{NP} supp(\mathbf{x}_I)$ 。考虑求解域 Ω 内的一个变量 $u(\mathbf{x})$, 其对应的无网格近似函数 $u^h(\mathbf{x})$ 可表示为:

$$u^h(\mathbf{x}) = \sum_{I=1}^{NP} \Psi_I(\mathbf{x}) d_I \quad (2.1)$$

其中 d_I 表示与无网格节点 \mathbf{x}_I 对应的节点系数。

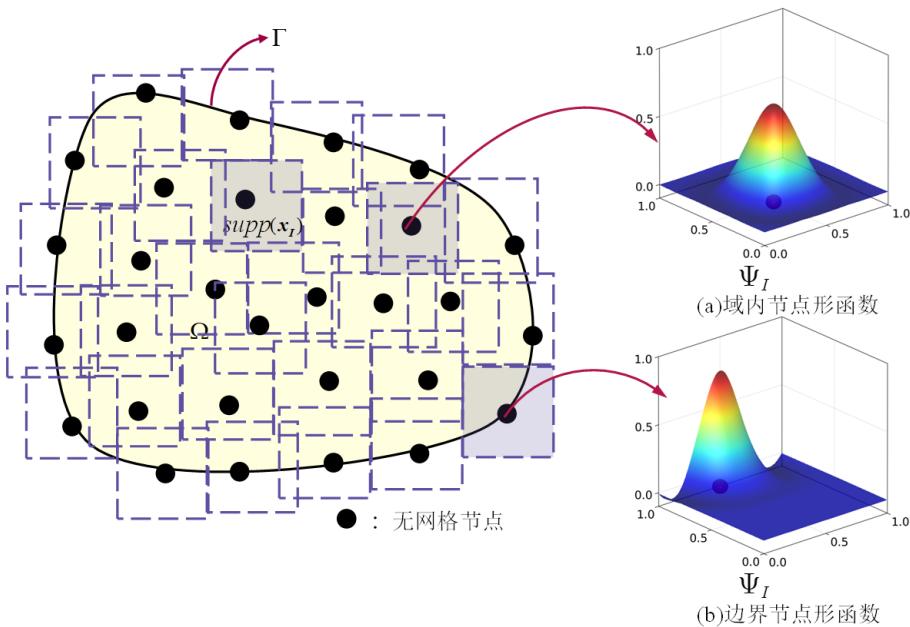


图 2.1 无网格离散示意图

根据再生核近似理论^[29], 无网格形函数可以假设为如下再生核形式:

$$\Psi_I(\mathbf{x}) = \sum_{I=1}^{NP} \mathbf{p}^{[p]T}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \mathbf{c}(\mathbf{x}) \phi_s(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \quad (2.2)$$

其中 $\mathbf{p}^{[p]}(\mathbf{x})$ 为 p 阶的多项式基函数向量, 其表达式为:

$$\mathbf{p}^{[p]}(\mathbf{x}) = \{1, x, y, \dots, x^i y^j, \dots, y^p\}, \quad 0 \leq i + j \leq p \quad (2.3)$$

而 $\phi_s(\mathbf{x}_I - \mathbf{x})$ 为附属于节点 \mathbf{x}_I 的核函数, 其影响域的大小由影响域尺寸 s 决定, 核函数及其影响域的大小共同决定了无网格形函数的局部紧支性和光滑性。在二维情况下, 核函数 $\phi_s(\mathbf{x}_I - \mathbf{x})$ 的影响域通常为圆形域或者矩形域。本文的影响域形状均为矩形, 矩形影响域的核函数可由下列公式计算得到:

$$\phi_s(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) = \varphi(r_x) \varphi(r_y), \quad r_x = \frac{|x_I - x|}{s_x}, r_y = \frac{|y_I - y|}{s_y} \quad (2.4)$$

其中 s_x 和 s_y 分别为 x 和 y 方向上影响域尺寸的大小, 在均匀布置的节点下, 计算时一般使得两个方向上的影响域大小相等即 $s_x = s_y = s$ 。为保证紧支性和光滑性, φ 通常取为阶次大于 p 的紧支函数。本文针对弹性力学问题, 无网格基函数一般选择二阶或者三阶多项式基函数, 核函数 $\phi_s(\mathbf{x}_I - \mathbf{x})$ 取为三次样条函数:

$$\varphi(r) = \frac{1}{3!} \begin{cases} (2 - 2r)^3 - 4(1 - 2r)^3 & r \leq \frac{1}{2} \\ (2 - 2r)^3 & \frac{1}{2} < r \leq 1 \\ 0 & r > 1 \end{cases} \quad (2.5)$$

针对薄板问题, 无网格基函数一般选择三阶或四阶多项式基函数, 核函数 $\phi_s(\mathbf{x}_I - \mathbf{x})$ 取为五次样条函数:

$$\varphi(r) = \frac{1}{5!} \begin{cases} (3 - 3r)^5 - 6(2 - 3r)^5 + 15(1 - 3r)^5 & r \leq \frac{1}{3} \\ (3 - 3r)^5 - 6(2 - 3r)^5 & \frac{1}{3} < r \leq \frac{2}{3} \\ (3 - 3r)^5 & \frac{2}{3} < r \leq 1 \\ 0 & r > 1 \end{cases} \quad (2.6)$$

最后, 无网格形函数表达式 (2.2) 中 \mathbf{c} 为待定系数向量, 该待定系数通过满足下列一致性条件确定:

$$\sum_{I=1}^{NP} \Psi_I(\mathbf{x}) \mathbf{p}^{[p]}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) = \mathbf{0} \quad (2.7)$$

将式(2.2)代入到式(2.7)中即可得到待定系数向量 $\mathbf{c}(\mathbf{x})$ 的具体表达式:

$$\mathbf{c}(\mathbf{x}) = \mathbf{A}^{-1}(\mathbf{x})\mathbf{p}^{[p]}(\mathbf{0}) \quad (2.8)$$

式中 \mathbf{A} 为矩阵矩阵:

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \sum_{I=1}^{NP} \mathbf{p}^{[p]}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \mathbf{p}^{[p]T}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \phi_s(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \quad (2.9)$$

将(2.8)代入到式(2.2)中得到最终的再生核无网格形函数的表达式:

$$\Psi_I(\mathbf{x}) = \mathbf{p}^{[p]T}(\mathbf{0}) \mathbf{A}^{-1}(\mathbf{x}) \mathbf{p}^{[p]}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \phi_s(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \quad (2.10)$$

无网格形函数的一阶梯度可通过对无网格形函数 Ψ_I 求导得到:

$$\Psi_{I,i}(\mathbf{x}) = \begin{pmatrix} \mathbf{p}_{,i}^{[p]T}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \mathbf{A}^{-1}(\mathbf{x}) \phi_s(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \\ + \mathbf{p}_{,i}^{[p]T}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \mathbf{A}_{,i}^{-1} \phi_s(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \\ + \mathbf{p}_{,i}^{[p]T}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \mathbf{A}^{-1}(\mathbf{x}) \phi_{s,i}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \end{pmatrix} \mathbf{p}^{[p]}(\mathbf{0}) \quad (2.11)$$

其中, 下标“, i ”表示对坐标 x_i 求导。进一步对上式再求一次导数可得形函数的二阶梯度为:

$$\Psi_{I,ij}(\mathbf{x}) = \begin{pmatrix} \mathbf{p}_{,ij}^{[p]T}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \mathbf{A}^{-1}(\mathbf{x}) \phi_s(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \\ + \mathbf{p}_{,i}^{[p]T}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \mathbf{A}_{,j}^{-1}(\mathbf{x}) \phi_s(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \\ + \mathbf{p}_{,i}^{[p]T}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \mathbf{A}^{-1}(\mathbf{x}) \phi_{s,j}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \\ + \mathbf{p}_{,i}^{[p]T}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \mathbf{A}_{,ij}^{-1}(\mathbf{x}) \phi_s(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \\ + \mathbf{p}_{,j}^{[p]T}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \mathbf{A}_{,i}^{-1}(\mathbf{x}) \phi_s(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \\ + \mathbf{p}_{,j}^{[p]T}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \mathbf{A}_{,i}^{-1}(\mathbf{x}) \phi_{s,j}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \\ + \mathbf{p}_{,j}^{[p]T}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \mathbf{A}^{-1}(\mathbf{x}) \phi_{s,ij}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \\ + \mathbf{p}_{,j}^{[p]T}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \mathbf{A}^{-1}(\mathbf{x}) \phi_{s,i}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \\ + \mathbf{p}_{,j}^{[p]T}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \mathbf{A}_{,j}^{-1}(\mathbf{x}) \phi_{s,i}(\mathbf{x}_I - \mathbf{x}) \end{pmatrix} \mathbf{p}^{[p]}(\mathbf{0}) \quad (2.12)$$

式中 $\mathbf{A}_{,i}^{-1} = -\mathbf{A}^{-1} \mathbf{A}_{,i} \mathbf{A}^{-1}$, $\mathbf{A}_{,ij}^{-1} = -\mathbf{A}^{-1} (\mathbf{A}_{,ij} \mathbf{A}^{-1} + \mathbf{A}_{,i} \mathbf{A}_{,j}^{-1} + \mathbf{A}_{,j} \mathbf{A}_{,i}^{-1})$ 。

图(2.2)、(2.3)中分别为内部节点和边界点处的无网格形函数及其导数图, 从图中可知, 无网格形函数具有全域高阶连续光滑的特点。但其无论是内部节点或边界点上的形函数在本点处均不具备插值性, 即 $\Psi_I(\mathbf{x}_J) \neq \delta_{IJ}$ 。这将导致无网格法无法像有限元一样直接施加本质边界条件, 需通过弱形式施加本质边界条件。

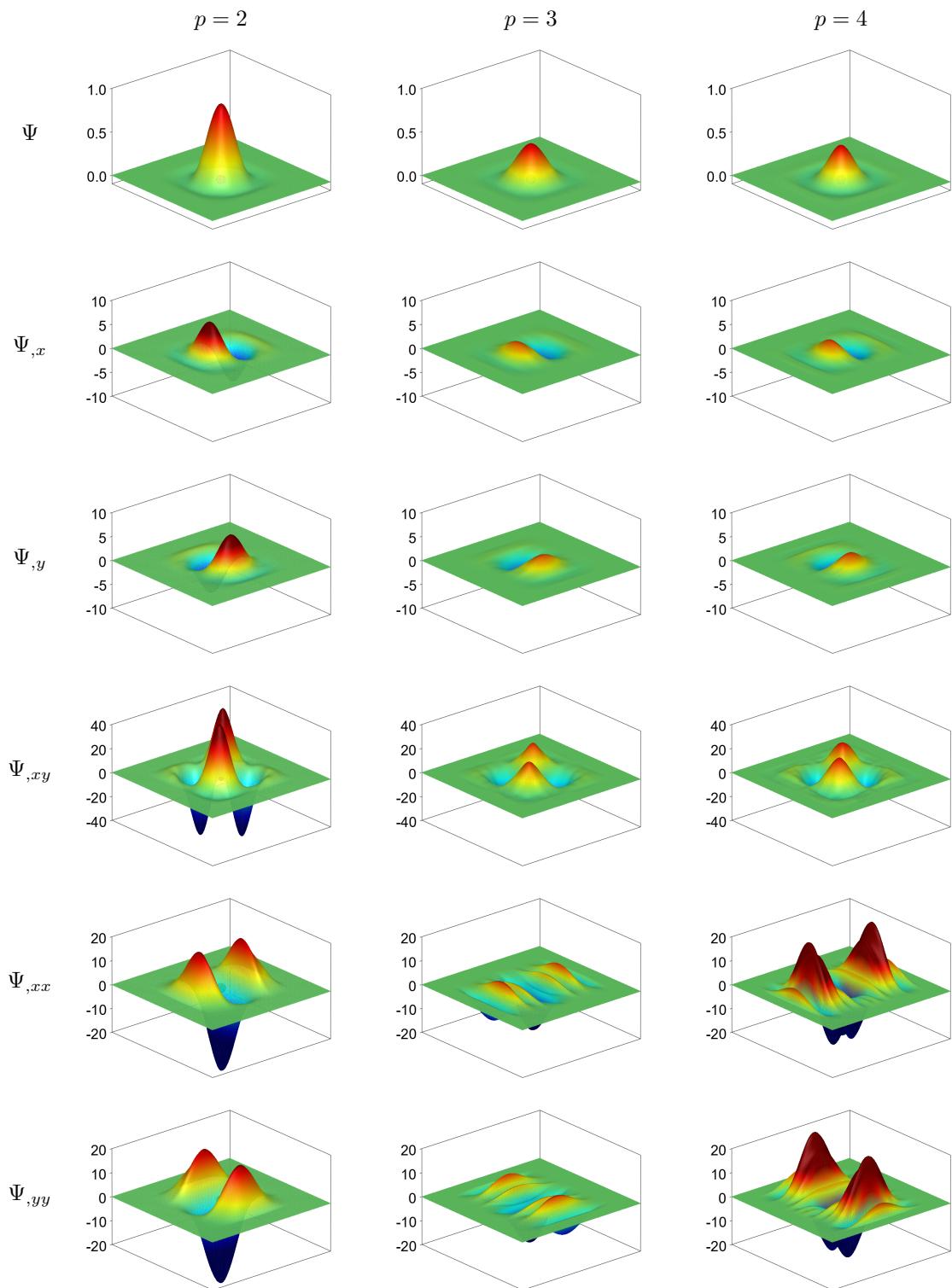


图 2.2 二维内部节点无网格形函数及其导数图

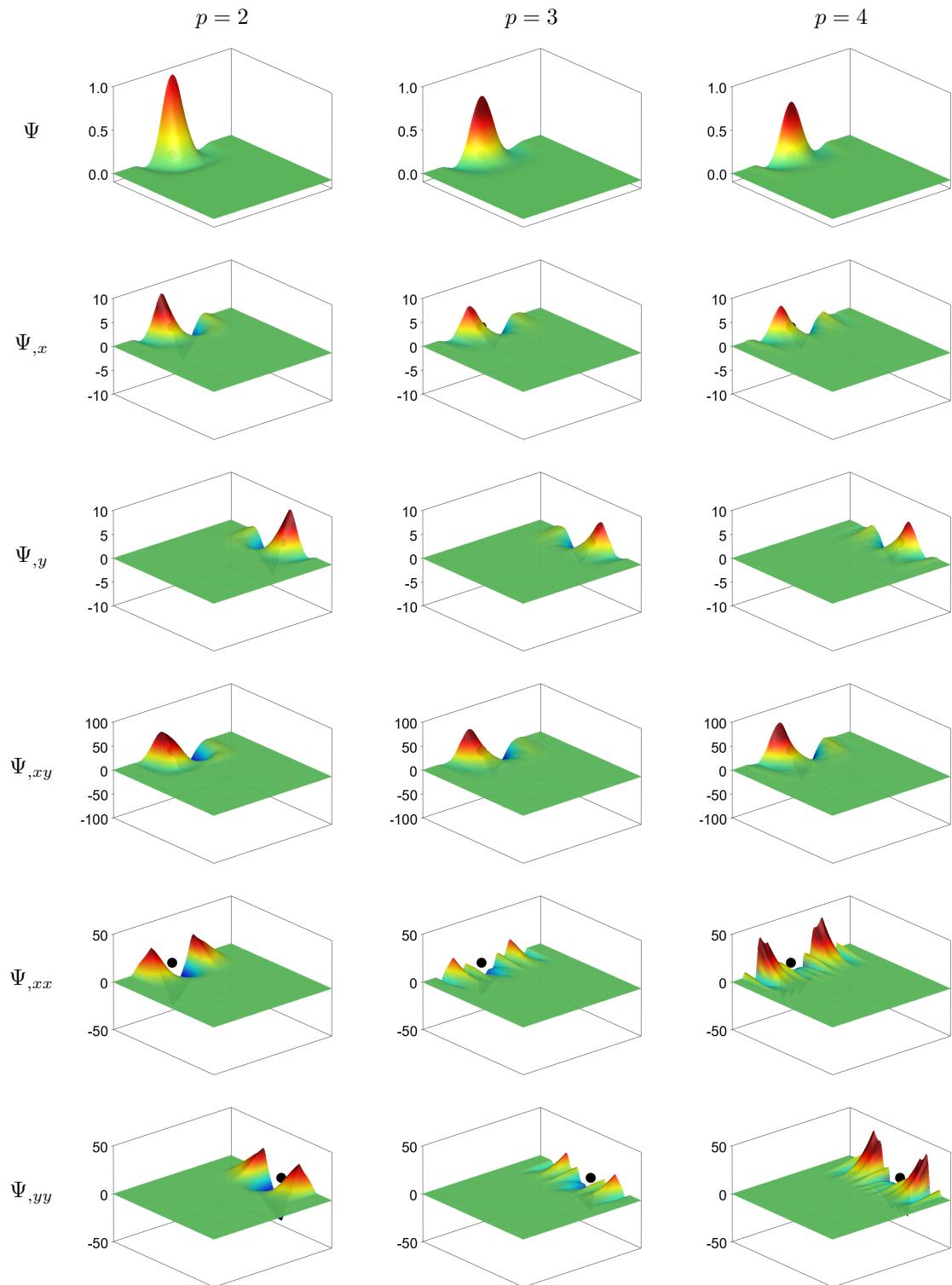


图 2.3 二维边界点无网格形函数及其导数图

2.2 伽辽金无网格法

2.2.1 弹性力学问题

不失为一般性，弹性力学问题的平衡微分方程为：

$$\begin{cases} \sigma_{ij,j} + b_i = 0 & \text{in } \Omega \\ \sigma_{ij}n_j = t_i & \text{on } \Gamma^t \\ u_i = g_i & \text{on } \Gamma^g \end{cases} \quad (2.13)$$

其中 σ_{ij} 为应力张量 $\boldsymbol{\sigma}$ 的分量， u_i 为位移张量 \boldsymbol{u} 的分量， b_i 为体力张量 \boldsymbol{b} 的分量。 Γ^t 、 Γ^g 分别表示自然和本质边界条件，并满足下列关系式：

$$\Gamma^t \cup \Gamma^g = \Gamma, \Gamma^t \cap \Gamma^g = \emptyset \quad (2.14)$$

在自然和本质边界上具有给定的面力 \boldsymbol{t} 和位移 \boldsymbol{g} ，其分量分别为 t_i 和 g_i 。 n_i 为 Γ^t 上外法向量 \boldsymbol{n} 的分量。

对于线弹性各向同性材料，其本构关系为：

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}\varepsilon_{kl} \quad (2.15)$$

其中 C_{ijkl} 为四阶弹性张量，具体表达式为：

$$C_{ijkl} = \lambda\delta_{ij}\delta_{kl} + \mu(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk}) \quad (2.16)$$

式中 λ 和 μ 为拉梅常数，与杨氏模量 E 和泊松比 ν 之间存在如下关系式：

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \quad \mu = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (2.17)$$

ε_{ij} 为应变张量的分量，根据小变形假设，应变 ε_{ij} 为：

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (2.18)$$

根据最小势能原理，强形式 (2.13) 所对应的势能泛函表达式为：

$$\Pi(\boldsymbol{u}) = \frac{1}{2} \int_{\Omega} \varepsilon_{ij} C_{ijkl} \varepsilon_{kl} d\Omega - \int_{\Omega} u_i b_i d\Omega - \int_{\Gamma^t} u_i t_i d\Gamma \quad (2.19)$$

对式 (2.19) 进行变分可以得到式 (2.13) 的等效积分弱形式：

$$\delta\Pi(\boldsymbol{u}) = \int_{\Omega} \delta\varepsilon_{ij} C_{ijkl} \varepsilon_{kl} d\Omega - \int_{\Omega} \delta u_i b_i d\Omega - \int_{\Gamma^t} \delta u_i t_i d\Gamma = 0 \quad (2.20)$$

在伽辽金无网格法中，引入无网格近似离散位移 \mathbf{u} 及其变分 $\delta\mathbf{u}$ ，其近似函数 \mathbf{u}^h 和 $\delta\mathbf{u}^h$ 的分量为：

$$u_i^h(\mathbf{x}) = \sum_{I=1}^{NP} \Psi_I(\mathbf{x}) d_{iI}, \quad \delta u_i^h(\mathbf{x}) = \sum_{I=1}^{NP} \Psi_I(\mathbf{x}) \delta d_{iI} \quad (2.21)$$

式中 d_{iI} 、 δd_{iI} 分别为近似位移分量 u_i^h 、 δu_i^h 在 \mathbf{x}_I 处的节点系数。进一步将位移表达式(2.21)代入应变表达式(2.18)中可得：

$$\varepsilon_{ij}^h = \sum_{I=1}^{NP} (\Psi_{I,i} d_{jI} + \Psi_{I,j} d_{iI}) \quad (2.22)$$

将式(2.21)、(2.22)代入到弱形式(2.20)中可以得到弹性力学问题离散控制方程式：

$$\mathbf{K}\mathbf{d} = \mathbf{f} \quad (2.23)$$

其中 $\mathbf{d} = \{d_{iI}\}$ 表示位移节点系数向量， $\mathbf{K} = \{\mathbf{K}_{IJ}\}$ 和 $\mathbf{f} = \{\mathbf{f}_I\}$ 分别表示刚度矩阵和力向量，其分量具有表达式为：

$$\mathbf{K}_{IJ} = \int_{\Omega} \mathbf{B}_I^T \mathbf{D} \mathbf{B}_J d\Omega \quad (2.24a)$$

$$\mathbf{f}_I = \int_{\Omega} \Psi_I \mathbf{b} d\Omega + \int_{\Gamma^t} \Psi_I \mathbf{t} d\Gamma \quad (2.24b)$$

式中 \mathbf{B}_I 为形函数梯度矩阵， \mathbf{D} 为材料系数矩阵。在二维平面应力和平面应变问题中， \mathbf{B}_I 和 \mathbf{D} 具有如下表达式：

$$\mathbf{B}_I = \begin{bmatrix} \Psi_{I,x} & 0 \\ 0 & \Psi_{I,y} \\ \Psi_{I,y} & \Psi_{I,x} \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

- 平面应力问题

$$\mathbf{D} = \frac{E}{1-\nu^2} \begin{bmatrix} 1 & \nu & 0 \\ \nu & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1-\nu}{2} \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

- 平面应变问题

$$\mathbf{D} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \begin{bmatrix} 1-\nu & \nu & 0 \\ \nu & 1-\nu & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1-2\nu}{2} \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

2.2.2 薄板问题

考虑如图(2.4)所示薄板区域 $\bar{\Omega}$, 其中板厚为 h , Ω 为薄板中面。在Kirchhoff薄板假设下^[73], 薄板中面的剪切变形可忽略不计, 此时平衡微分方程可退化为如下形式:

$$\left\{ \begin{array}{ll} M_{\alpha\beta,\alpha\beta} + \bar{q} = 0 & \text{in } \Omega \\ w = \bar{w} & \text{on } \Gamma_w \\ \theta_{\mathbf{n}} = w_{,\mathbf{n}} = \bar{\theta}_{\mathbf{n}} & \text{on } \Gamma_{\theta} \\ V_{\mathbf{n}} = Q_{\mathbf{n}} + M_{\mathbf{n}\mathbf{s},\mathbf{s}} = \bar{V}_{\mathbf{n}} & \text{on } \Gamma_V \\ M_{\mathbf{n}\mathbf{n}} = \bar{M}_{\mathbf{n}\mathbf{n}} & \text{on } \Gamma_M \\ w = \bar{w} & \text{at } c_w \\ P = -M_{\mathbf{n}\mathbf{s}}|_{c_p} = \bar{P} & \text{at } c_P \end{array} \right. \quad (2.28)$$

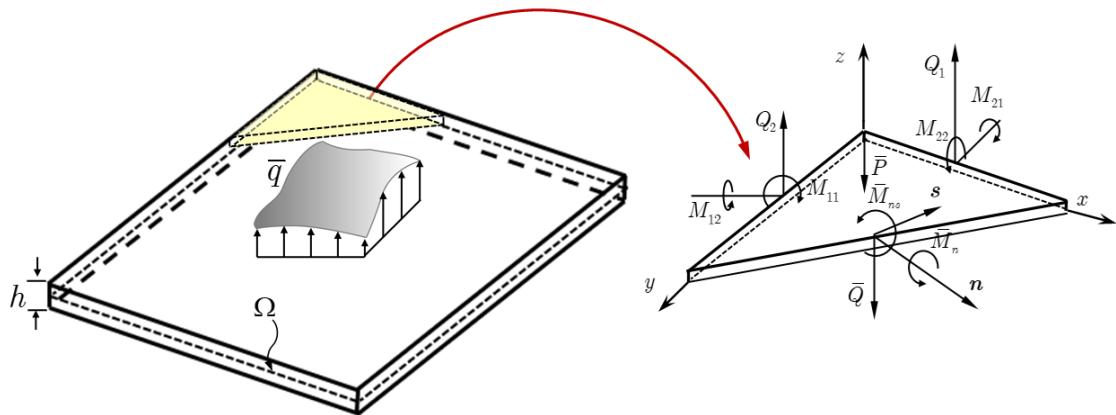


图 2.4 薄板运动学及边界条件

其中

$$w_{,\mathbf{n}} = w_{,\alpha} n_{\alpha} \quad (2.29a)$$

$$Q_{\mathbf{n}} = n_{\alpha} M_{\alpha\beta,\beta} \quad (2.29b)$$

$$M_{\mathbf{n}\mathbf{n}} = M_{\alpha\beta} n_{\alpha} n_{\beta}, M_{\mathbf{n}\mathbf{s}} = M_{\alpha\beta} n_{\alpha} s_{\beta}, M_{\mathbf{n}\mathbf{s},\mathbf{s}} = M_{\alpha\beta,\gamma} s_{\alpha} n_{\beta} s_{\gamma} \quad (2.29c)$$

式中 $M_{\alpha\beta}$ 可表示弯矩张量 \mathbf{M} 的弯曲或扭转部分的分量, \bar{q} 为垂直于薄板中面的分布荷载。 Γ_w 、 Γ_{θ} 和 c_w 为本质边界条件, \bar{w} 和 $\bar{\theta}_n$ 分别为本质边界条件下给定的挠度和转角。 Γ_V 、 Γ_M 和 c_P 为自然边界条件, $V_{\mathbf{n}}$ 、 $M_{\mathbf{n}\mathbf{n}}$ 和 P 为自然边界上的

等效剪力、法向弯矩和薄板角上的集中荷载。 n_α 和 s_α 分别为边界上外法线方向 \mathbf{n} 和切方向 \mathbf{s} 的分量。所有的边界条件都满足如下关系式:

$$\begin{aligned}\Gamma &= \Gamma_w \cup \Gamma_V \cup \Gamma_\theta \cup \Gamma_M, c = c_w \cup c_P \\ \Gamma_w \cap \Gamma_V &= \Gamma_\theta \cap \Gamma_M = c_w \cap c_P = \emptyset\end{aligned}\quad (2.30)$$

在平面应力假设下, 当薄板为线弹性各向同性材料时, 其本构关系为:

$$M_{\alpha\beta} = D_{\alpha\beta\gamma\eta} \kappa_{\gamma\eta} = -D_{\alpha\beta\gamma\eta} w_{,\gamma\eta} \quad (2.31)$$

其中 $\kappa_{\alpha\beta}$ 为曲率张量 $\boldsymbol{\kappa}$ 的分量, 表达式如下:

$$\kappa_{\alpha\beta} = -w_{,\alpha\beta} \quad (2.32)$$

式中 $D_{\alpha\beta\gamma\eta}$ 为在平面应力假设下薄板问题四阶弹性张量的分量, 表达式如下:

$$D_{\alpha\beta\gamma\eta} = \bar{D}(\nu \delta_{\alpha\beta} \delta_{\gamma\eta} + \frac{1}{2}(1-\nu)(\delta_{\alpha\gamma} \delta_{\beta\eta} + \delta_{\alpha\eta} \delta_{\beta\gamma})) \quad (2.33)$$

其中 \bar{D} 为抗弯刚度, 抗弯刚度可由杨氏模量 E 、泊松比 ν 和板厚 h 计算得到:

$$\bar{D} = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \quad (2.34)$$

根据最小势能原理, 强形式 (2.28) 所对应的势能泛函表达式为:

$$\Pi(w) = \int_{\Omega} \frac{1}{2} \kappa_{,\alpha\beta} M_{\alpha\beta} d\Omega + \int_{\Gamma_M} \theta_{\mathbf{n}} \bar{M}_{\mathbf{n}\mathbf{n}} d\Gamma - \int_{\Gamma_V} w \bar{V}_{\mathbf{n}} d\Gamma - w \bar{P}|_{x \in c_P} + \int_{\Omega} w \bar{q} d\Omega \quad (2.35)$$

对式 (2.35) 进行变分可以得到式 (2.28) 的等效积分弱形式:

$$\begin{aligned}\delta \Pi(w) &= \int_{\Omega} \delta \kappa_{,\alpha\beta} M_{\alpha\beta} d\Omega + \int_{\Gamma_M} \delta \theta_{\mathbf{n}} \bar{M}_{\mathbf{n}\mathbf{n}} d\Gamma \\ &\quad - \int_{\Gamma_V} \delta w \bar{V}_{\mathbf{n}} d\Gamma - \delta w \bar{P}|_{x \in c_P} + \int_{\Omega} \delta w \bar{q} d\Omega = 0\end{aligned}\quad (2.36)$$

在伽辽金无网格法中, 引入无网格近似离散挠度 w 及其变分 δw , 其近似函数 w^h 和 δw^h 的分量为:

$$w_{\alpha\beta}^h(\mathbf{x}) = \sum_{I=1}^{NP} \Psi_I(\mathbf{x}) d_I, \quad \delta w_{\alpha\beta}^h(\mathbf{x}) = \sum_{I=1}^{NP} \Psi_I(\mathbf{x}) \delta d_I \quad (2.37)$$

式中 d_I 、 δd_I 分别为近似挠度分量 $w_{\alpha\beta}^h$ 、 $\delta w_{\alpha\beta}^h$ 在 w 处的节点系数。进一步将挠度表达式 (2.37) 代入曲率张量表达式 (2.32) 中可得:

$$\kappa_{\alpha\beta} = - \sum_{I=1}^{NP} \Psi_{I,\alpha\beta} d_I \quad (2.38)$$

将式 (2.29a)、(2.31) 和 (2.37) 代入到伽辽金弱形式 (2.36) 中得到薄板问题离散平衡控制方程:

$$\mathbf{K}\mathbf{d} = \mathbf{f} \quad (2.39)$$

其中刚度矩阵 \mathbf{K} 和力向量 \mathbf{f} 的分量 K_{IJ} 、 f_I 分别为:

$$K_{IJ} = \frac{h^3}{12} \int_{\Omega} \mathbf{B}_I^T \mathbf{D} \mathbf{B}_J d\Omega \quad (2.40a)$$

$$f_I = \int_{\Gamma_V} \Psi_I \bar{V}_{\mathbf{n}} d\Gamma - \int_{\Gamma_M} \Psi_{I,\mathbf{n}} \bar{M}_{\mathbf{n}\mathbf{n}} d\Gamma + \Psi_I \bar{P}|_{x \in c_P} + \int_{\Omega} \Psi_I \bar{q} d\Omega \quad (2.40b)$$

式中 \mathbf{D} 为式 (2.26) 中的材料系数矩阵, \mathbf{B}_I 为形函数梯度向量, 其形函数梯度矩阵具有如下表达式:

$$\mathbf{B}_I(\mathbf{x}) = \begin{Bmatrix} \Psi_{I,xx} \\ \Psi_{I,yy} \\ 2\Psi_{I,xy} \end{Bmatrix} \quad (2.41)$$

2.3 小结

本章首先对再生核无网格近似理论进行了系统讨论, 详细说明了无网格形函数及其梯度的构造过程, 验证了再生核近似形函数的一致性条件。与传统有限元形函数不同, 无论是内部节点还是边界节点, 再生核无网格形函数通常不具备插值性。在伽辽金法的求解过程中, 无法直接施加本质边界条件, 需采用弱形式的途径进行施加。最后, 以弹性力学问题和薄板问题为例, 详细介绍了伽辽金无网格法在这两类问题上的离散控制方程。下一章节将以这两类问题为例, 介绍主要的无网格本质边界施加方案。

第3章 伽辽金无网格法

由于无网格形函数通常不具备插值特性，因此伽辽金无网格法需要通过弱形式施加本质边界条件。在本章中，将以弹性力学问题和薄板问题为例，对常见的3种无网格法本质边界条件施加方法进行详细讨论，包括拉格朗日乘子法、罚函数法、Nitsche法。

3.1 拉格朗日乘子法

拉格朗日乘子法最早由Belytschko等人^[17]引入伽辽金无网格法中施加本质边界条件，该方法在原有的势能泛函的基础上引入拉格朗日乘子项施加本质边界条件。在弹性力学问题中，在势能泛函(2.19)的基础上增加拉格朗日乘子项有：

$$\bar{\Pi}(\mathbf{u}, \boldsymbol{\lambda}) = \Pi(\mathbf{u}) - \int_{\Gamma^g} \lambda_i (u_i - g_i) d\Gamma \quad (3.1)$$

对式(3.1)进行变分可以得到拉格朗日乘子法的等效积分弱形式：

$$\delta \bar{\Pi}(\mathbf{u}, \boldsymbol{\lambda}) = \Pi(\mathbf{u}) - \int_{\Gamma^g} \delta u_i \lambda_i d\Gamma - \int_{\Gamma^g} \delta \lambda_i (u_i - g_i) d\Gamma = 0 \quad (3.2)$$

通常情况下拉格朗日乘子 $\boldsymbol{\lambda}$ 及其变分 $\delta \boldsymbol{\lambda}$ 可采用有限元形函数进行离散，相应的分量为：

$$\lambda_i(\mathbf{x}) = \sum_{I=1}^{NL} N_I(\mathbf{x}) \lambda_{iI}, \quad \delta \lambda_i(\mathbf{x}) = \sum_{I=1}^{NL} N_I(\mathbf{x}) \delta \lambda_{iI} \quad (3.3)$$

其中 NL 表示离散拉格朗日乘子的自由度个数， $N_I(\mathbf{x})$ 为有限元函数。

将式(2.21)、(2.22)、(2.25)和(3.3)代入到弱形式(3.2)中得弹性力学问题的离散平衡控制方程式：

$$\begin{bmatrix} \mathbf{K} & \mathbf{K}^{(u\lambda)} \\ \mathbf{K}^{(u\lambda)T} & \mathbf{0} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \mathbf{d} \\ \boldsymbol{\lambda} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mathbf{f} \\ \mathbf{f}^\lambda \end{Bmatrix} \quad (3.4)$$

其中 \mathbf{K} 、 \mathbf{f} 为传统的刚度矩阵和力向量，其表达式见式(2.24)。 $\mathbf{K}^{(u\lambda)}$ 和 \mathbf{f}^λ 的分

量具体表达式如下：

$$\mathbf{K}_{IJ}^{u\lambda} = - \int_{\Gamma^g} \Psi_I N_J \mathbf{1} d\Gamma \quad (3.5a)$$

$$\mathbf{f}_I^\lambda = - \int_{\Gamma^g} N_I \mathbf{g} d\Gamma \quad (3.5b)$$

式中 $\mathbf{1}$ 为 2×2 单位矩阵。

同样地在薄板问题势能泛函中 (2.35) 引入拉格朗日乘子 λ_w 、 λ_θ 、 λ_c 施加本质边界条件，可得到如下表达式：

$$\begin{aligned} \bar{\Pi}(w, \lambda_w, \lambda_\theta, \lambda_c) &= \Pi(w) \\ &\quad - \int_{\Gamma_w} \lambda_w (w - \bar{w}) d\Gamma + \int_{\Gamma_\theta} \lambda_\theta (\theta_n - \bar{\theta}_n) d\Gamma - \lambda_c (w - \bar{w})|_{x \in c_w} \end{aligned} \quad (3.6)$$

对式 (3.6) 进行变分可以得到相应的等效积分弱形式：

$$\begin{aligned} \delta \bar{\Pi}(w, \lambda_w, \lambda_\theta, \lambda_c) &= \delta \Pi(w) \\ &\quad - \int_{\Gamma_w} \delta w \lambda_w d\Gamma + \int_{\Gamma_\theta} \delta \theta_n \lambda_\theta d\Gamma - \delta w \lambda_c|_{x \in c_w} \\ &\quad - \int_{\Gamma_w} \delta \lambda_w (w - \bar{w}) d\Gamma + \int_{\Gamma_\theta} \delta \lambda_\theta (\theta_n - \bar{\theta}_n) d\Gamma - \delta \lambda_c (w - \bar{w})|_{x \in c_w} \\ &= 0 \end{aligned} \quad (3.7)$$

进一步采用有限元形函数离散拉格朗日乘子 λ_w 、 λ_θ 和 λ_c ：

$$\lambda_w(\mathbf{x}) = \sum_{I=1}^{NL} N_I(\mathbf{x}) \lambda_{wI}, \quad \lambda_\theta(\mathbf{x}) = \sum_{I=1}^{NL} N_I(\mathbf{x}) \lambda_{\theta I}, \quad \lambda_c(\mathbf{x}) = \sum_{I=1}^{NL} N_I(\mathbf{x}) \lambda_{cI} \quad (3.8)$$

将式 (2.29a)、(2.31)、(2.37) 和 (3.8) 代入到弱形式 (3.7) 中可得薄板问题拉格朗日乘子法的离散控制方程式：

$$\begin{bmatrix} \mathbf{K} & \mathbf{K}^{w\lambda_w} & \mathbf{K}^{w\lambda_\theta} & \mathbf{K}^{w\lambda_c} \\ \mathbf{K}^{w\lambda_w T} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{K}^{w\lambda_\theta T} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{K}^{w\lambda_c T} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \mathbf{d} \\ \lambda_w \\ \lambda_\theta \\ \lambda_c \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mathbf{f} \\ \mathbf{f}^{\lambda_w} \\ \mathbf{f}^{\lambda_\theta} \\ \mathbf{f}^{\lambda_c} \end{Bmatrix} \quad (3.9)$$

其中刚度矩阵 \mathbf{K} 、力向量 \mathbf{f} 表达式见式 (2.40)。 $\mathbf{K}^{w\lambda_w}$ 、 $\mathbf{K}^{w\lambda_\theta}$ 、 $\mathbf{K}^{w\lambda_c}$ 、 \mathbf{f}^{λ_w} 、 $\mathbf{f}^{\lambda_\theta}$ 、

\mathbf{f}^{λ_c} 分量的表达式分别为：

$$K_{IJ}^{w\lambda_w} = - \int_{\Gamma_w} \Psi_I N_J^{\lambda_w} d\Gamma \quad (3.10a)$$

$$K_{IJ}^{w\lambda_\theta} = \int_{\Gamma_\theta} \Psi_{I,\alpha} n_\alpha(\mathbf{x}) N_J^{\lambda_\theta} d\Gamma \quad (3.10b)$$

$$K_{IJ}^{\lambda_c} = -\Psi_I(\mathbf{x}) N_J^{\lambda_c}|_{c \in c_w} \quad (3.10c)$$

$$f_I^{\lambda_w} = \int_{\Gamma_w} N_I^{\lambda_w} \bar{w} d\Gamma \quad (3.10d)$$

$$f_I^{\lambda_\theta} = - \int_{\Gamma_\theta} N_I^{\lambda_\theta} \bar{\theta}_n d\Gamma \quad (3.10e)$$

$$f_I^{\lambda_c} = -N_I^{\lambda_c} \bar{w}|_{c \in c_w} \quad (3.10f)$$

拉格朗日乘子法在数值计算中广泛应用，特别适用于处理约束条件，在伽辽金无网格法求解过程中应用广泛，可满足变分的一致性。然而，拉格朗日乘子法需引入额外自由度离散拉格朗日乘子，其刚度矩阵也变成了奇异矩阵。当拉格朗日乘子自由度过多时，将增加整体刚度矩阵的奇异性，导致计算精度下降。尤其在薄板问题中通常涉及大量的自由度和约束条件，刚度矩阵奇异性问题更为显著。

3.2 罚函数法

罚函数法^[71]是在势能泛函中通过引入罚函数项进行本质边界条件的施加，罚函数项为罚因子 α 乘以边界条件残差的平方。在弹性力学问题势能泛函表达式(2.19)中引入罚函数项有：

$$\bar{\Pi}(\mathbf{u}) = \Pi(\mathbf{u}) + \frac{1}{2} \alpha \int_{\Gamma^g} (u_i - g_i)(u_i - g_i) d\Gamma \quad (3.11)$$

对式(3.11)进行变分可以得到施加本质边界条件罚函数法的等效积分弱形式：

$$\delta \bar{\Pi}(\mathbf{u}) = \delta \Pi(\mathbf{u}) + \alpha \int_{\Gamma^g} \delta u_i u_i d\Gamma - \alpha \int_{\Gamma^g} \delta u_i g_i d\Gamma = 0 \quad (3.12)$$

引入无网格离散式(2.21)、(2.22)和(2.25)代入到弱形式(3.12)中得到弹性力学问题施加本质边界条件罚函数法的离散平衡控制方程式：

$$(\mathbf{K} + \mathbf{K}^s)\mathbf{d} = \mathbf{f} + \mathbf{f}^s \quad (3.13)$$

其中 \mathbf{K} 、 \mathbf{f} 见式 (2.24)， \mathbf{K}_{IJ}^s 和 \mathbf{f}_I^s 的具体表达式为：

$$\mathbf{K}_{IJ}^s = \alpha \int_{\Gamma^g} \Psi_I \Psi_J \mathbf{1} d\Gamma \quad (3.14a)$$

$$\mathbf{f}_I^s = \alpha \int_{\Gamma^g} N_I \mathbf{g} d\Gamma \quad (3.14b)$$

薄板问题势能泛函表达式 (2.35) 通过引入 3 个不通的罚因子 α_w 、 α_θ 和 α_c 施加本质边界条件，其表达式为：

$$\begin{aligned} \bar{\Pi}(w) &= \Pi(w) \\ &+ \frac{\alpha_w}{2} \int_{\Gamma_w} (w - \bar{w})^2 d\Gamma + \frac{\alpha_\theta}{2} \int_{\Gamma_\theta} (\theta_{\mathbf{n}} - \bar{\theta}_{\mathbf{n}})^2 d\Gamma + \frac{\alpha_c}{2} (w - \bar{w})^2|_{x \in c_w} \end{aligned} \quad (3.15)$$

对式 (3.15) 进行变分可以得到施加本质边界条件罚函数法的等效积分弱形式：

$$\begin{aligned} \delta \bar{\Pi}(w) &= \delta \Pi(w) \\ &+ \alpha_w \int_{\Gamma_w} \delta w (w - \bar{w}) d\Gamma + \alpha_\theta \int_{\Gamma_\theta} \delta \theta_{\mathbf{n}} (\theta_{\mathbf{n}} - \bar{\theta}_{\mathbf{n}}) d\Gamma + \alpha_c (w - \bar{w})|_{x \in c_w} \\ &= 0 \end{aligned} \quad (3.16)$$

引入式 (2.29a)、(2.31) 和 (2.37) 代入到弱形式 (3.16) 中得到薄板问题施加本质边界条件罚函数法的离散平衡控制方程式：

$$(\mathbf{K} + \mathbf{K}^s) \mathbf{d} = \mathbf{f} + \mathbf{f}^s \quad (3.17)$$

其中刚度矩阵 \mathbf{K} 、力向量 \mathbf{f} 见式 (2.40)， \mathbf{K}_{IJ}^s 和 \mathbf{f}_I^s 的具体表达式为：

$$K_{IJ}^s = \alpha_w \int_{\Gamma_w} \Psi_I \Psi_J d\Gamma + \alpha_\theta \int_{\Gamma_\theta} \Psi_{I,\mathbf{n}} \Psi_{J,\mathbf{n}} d\Gamma + \alpha_c \Psi_I \Psi_J|_{x \in c_w} \quad (3.18a)$$

$$f_I^s = \alpha_w \int_{\Gamma_w} \Psi_I \bar{w} d\Gamma + \alpha_\theta \int_{\Gamma_\theta} \Psi_{I,\mathbf{n}} \bar{\theta}_{\mathbf{n}} d\Gamma + \alpha_c \Psi_I \bar{w}|_{x \in c_w} \quad (3.18b)$$

值得注意的是，罚函数法不满足变分一致性，并且在使用过程中罚因子大小决定了伽辽金法的计算精度。较大的罚因子可能会导致数值不稳定或者收敛困难，而较小的罚因子可能导致边界条件无法满足。尤其在薄板问题中，最优的罚因子取值跟节点离散尺寸相关，且 3 种罚因子跟节点离散尺寸的相关性不同，难以保证计算精度。

3.3 Nitsche 法

Nitsche 法^[64]是目前变分一致型无网格法最常采用的本质边界条件施加方法，其可视为拉格朗日乘子法与罚函数法相结合。首先将拉格朗日乘子采用相

对应的物理意义表示，此时拉格朗日乘子可用传统位移节点进行离散，无需引入额外自由度，保证了变分一致性和刚度矩阵对称性。然而，此时刚度矩阵通常不具有正定性，需引入罚函数项进行稳定，保证计算精度。

在弹性力学问题中，拉格朗日乘子的物理意义为约束反力，即 $\lambda_i = \sigma_{ij}n_i$ 。并引入罚函数法，此时等效积分弱形式(3.2)中可改写为：

$$\bar{\Pi}(\mathbf{u}) = \Pi(\mathbf{u}) - \int_{\Gamma^g} \sigma_{ij}n_j(u_i - g_i)d\Gamma + \frac{1}{2}\alpha \int_{\Gamma^g} (u_i - g_i)(u_i - g_i)d\Gamma \quad (3.19)$$

对式(3.19)进行变分得到相对应的等效积分弱形式：

$$\begin{aligned} \delta\bar{\Pi}(\mathbf{u}) &= \delta\Pi(\mathbf{u}) - \int_{\Gamma^g} \delta u_i \sigma_{ij} n_j d\Gamma - \int_{\Gamma^g} \delta \sigma_{ij} n_j (u_i - g_i) d\Gamma \\ &\quad + \alpha \int_{\Gamma^g} \delta u_i u_i d\Gamma - \alpha \int_{\Gamma^g} \delta u_i g_i d\Gamma \\ &= 0 \end{aligned} \quad (3.20)$$

引入无网格离散式(2.21)、式(2.22)和(2.25)代入到弱形式(3.20)中得到弹性力学问题施加本质边界条件Nitsche法的离散控制方程式：

$$(\mathbf{K} + \mathbf{K}^v + \mathbf{K}^s)\mathbf{d} = \mathbf{f} + \mathbf{f}^v + \mathbf{f}^s \quad (3.21)$$

其中刚度矩阵 \mathbf{K} 和力向量 \mathbf{f} 见式(2.24)，通过罚函数法满足正定性得到的稳定项 \mathbf{K}^s 和 \mathbf{f}^s 见式(3.14)，结合拉格朗日乘子法满足变分一致性的修正变分项 \mathbf{K}^v 和 \mathbf{f}^v ，其具体表达式如下：

$$\mathbf{K}_{IJ}^v = - \int_{\Gamma^g} \Psi_I \bar{\mathbf{n}}^T \mathbf{D} \mathbf{B}_J d\Gamma - \int_{\Gamma^g} \mathbf{B}_I^T \mathbf{D} \bar{\mathbf{n}} \Psi_J d\Gamma \quad (3.22a)$$

$$\mathbf{f}_I^v = - \int_{\Gamma^g} \mathbf{B}_I^T \mathbf{D} \bar{\mathbf{n}} \mathbf{g} d\Gamma \quad (3.22b)$$

式中矩阵 $\bar{\mathbf{n}}$ 为法向量矩阵，在平面问题中的表达式为：

$$\bar{\mathbf{n}} = \begin{bmatrix} n_1 & 0 \\ 0 & n_2 \\ n_2 & n_1 \end{bmatrix} \quad (3.23)$$

同样地在薄板问题中，拉格朗日乘子 λ_w 、 λ_θ 和 λ_c 分别用等效剪力 $V_{\mathbf{n}}$ 、法向弯矩 $M_{\mathbf{nn}}$ 和薄板角上的集中荷载 P 进行替换，并通过罚函数法引入三个不同的罚因子 α_w 、 α_θ 和 α_c ，此时等效积分弱形式(2.36)可改写：

$$\begin{aligned} \bar{\Pi}(w) &= \Pi(w) \\ &\quad - \int_{\Gamma_w} V_{\mathbf{n}}(w - \bar{w}) d\Gamma + \int_{\Gamma_\theta} M_{\mathbf{nn}}(\theta_{\mathbf{n}} - \bar{\theta}_{\mathbf{n}}) d\Gamma - P(w - \bar{w})|_{x \in c_w} \\ &\quad + \frac{\alpha_w}{2} \int_{\Gamma_w} (w - \bar{w})^2 d\Gamma + \frac{\alpha_\theta}{2} \int_{\Gamma_\theta} (\theta_{\mathbf{n}} - \bar{\theta}_{\mathbf{n}})^2 d\Gamma + \frac{\alpha_c}{2} (w - \bar{w})^2|_{x \in c_w} \end{aligned} \quad (3.24)$$

将式(2.29b)、(2.29c)、(2.31)、(2.33)代入式(2.28)中，从而将 M_{nn} 、 V_n 和 P 采用挠度 w 表示为：

$$\begin{cases} M_{nn} = \mathcal{M}_{\alpha\beta} w_{,\alpha\beta} = -\bar{D}(\nu\delta_{\alpha\beta} + (1-\nu)n_\alpha n_\beta)w_{,\alpha\beta} \\ V_n = \mathcal{V}_{\alpha\beta} w_{,\alpha\beta} = -\bar{D}\left(\frac{\partial}{\partial x_\alpha}n_\beta + (1-\nu)n_\alpha\frac{\partial}{\partial y_\gamma}s_\alpha n_\beta s_\gamma\right)w_{,\alpha\beta} \\ P = \mathcal{P}_{\alpha\beta} w_{,\alpha\beta} = -[[\bar{D}(1-\nu)n_\alpha s_\beta]w_{,\alpha\beta}] \end{cases} \quad (3.25)$$

其中

$$\begin{cases} \mathcal{M}_{\alpha\beta} = -D_{\alpha\beta\gamma\eta}n_\gamma n_\eta = -\bar{D}(\nu\delta_{\alpha\beta} + (1-\nu)n_\alpha n_\beta) \\ \mathcal{V}_{\alpha\beta} = -D_{\alpha\beta\gamma\eta}(n_\gamma\frac{\partial}{\partial x_\eta} + s_\gamma n_\eta s_\xi\frac{\partial}{\partial x_\xi}) = -\bar{D}\left(\frac{\partial}{\partial x_\alpha}n_\beta + (1-\nu)n_\alpha\frac{\partial}{\partial y_\gamma}s_\alpha n_\beta s_\gamma\right) \\ \mathcal{P}_{\alpha\beta} = -[[D_{\alpha\beta}n_\gamma s_\eta]] = -[[\bar{D}(1-\nu)n_\alpha s_\beta]] \end{cases} \quad (3.26)$$

对式(3.24)进行变分得到薄板问题施加本质边界条件 Nitsche 法的等效积分弱形式为：

$$\begin{aligned} \delta\bar{\Pi}(w) &= \delta\Pi(w) \\ &- \int_{\Gamma_w} \delta V_n(w - \bar{w})d\Gamma + \int_{\Gamma_\theta} \delta M_{nn}(\theta_n - \bar{\theta}_n)d\Gamma - \delta P(w - \bar{w})|_{x \in c_w} \\ &- \int_{\Gamma_w} \delta w V_n d\Gamma + \int_{\Gamma_\theta} \delta \theta_n M_{nn} d\Gamma - \delta w P|_{x \in c_w} \\ &+ \alpha_w \int_{\Gamma_w} \delta w(w - \bar{w})d\Gamma + \alpha_\theta \int_{\Gamma_\theta} \delta \theta_n(\theta_n - \bar{\theta}_n)d\Gamma + \alpha_c(w - \bar{w})|_{x \in c_w} \end{aligned} \quad (3.27)$$

进一步引入无网格离散式(2.37)、式(2.29a)-(2.34)和式(3.25)、(3.26)得到薄板问题施加本质边界条件 Nitsche 法的离散控制方程式：

$$(\mathbf{K} + \mathbf{K}^v + \mathbf{K}^s)\mathbf{d} = \mathbf{f} + \mathbf{f}^v + \mathbf{f}^s \quad (3.28)$$

其中刚度矩阵 \mathbf{K} 和力向量 \mathbf{f} 见式(2.40)。 \mathbf{K}^s 和 \mathbf{f}^s 的表达式与罚函数法式(3.18)相同，该项使得伽辽金弱形式(3.27)满足正定性条件，稳定求解精度，故称之为稳定项。 \mathbf{K}^v 和 \mathbf{f}^v 可使伽辽金弱形式整体满足变分一致性，故称之为修正变分项，修正变分项的具体表达式如下：

$$\begin{aligned} K_{IJ}^v &= -\int_{\Gamma_w} \Psi_I \mathcal{V}_{\alpha\beta} \Psi_{J,\alpha\beta} d\Gamma + \int_{\Gamma_\theta} \Psi_{I,n} \mathcal{M}_{\alpha\beta} \Psi_{J,\alpha\beta} d\Gamma + [[\Psi_I \mathcal{P}_{\alpha\beta} \Psi_{J,\alpha\beta}]]_{x \in c_w} \\ &- \int_{\Gamma_w} \mathcal{V}_{\alpha\beta} \Psi_{I,\alpha\beta} \Psi_J d\Gamma + \int_{\Gamma_\theta} \mathcal{M}_{\alpha\beta} \Psi_{I,\alpha\beta} \Psi_J d\Gamma + [[\mathcal{P}_{\alpha\beta} \Psi_{I,\alpha\beta} \Psi_J]]_{x \in c_w} \end{aligned} \quad (3.29a)$$

$$f_I^v = -\int_{\Gamma_w} \mathcal{V}_{\alpha\beta} \Psi_{I,\alpha\beta} \bar{w} d\Gamma + \int_{\Gamma_\theta} \mathcal{M}_{\alpha\beta} \Psi_{I,\alpha\beta} \bar{\theta}_n d\Gamma + [[\mathcal{P}_{\alpha\beta} \Psi_{I,\alpha\beta} \bar{w}]]_{x \in c_w} \quad (3.29b)$$

值得注意的是，Nitsche 法作为目前伽辽金无网格法常采用的满足变分一致性的本质边界条件施加方法，但 Nitsche 法的稳定项中包含罚因子，选择不当的罚因子可能会导致数值不稳定性，同时修正变分项中需要计算无网格形函数梯度，特别是薄板问题 Nitsche 法中的修正变分项需要原本不需要计算的形函数三阶导数。形函数高阶导数计算复杂耗时，将引起计算效率的降低。

3.4 小结

本章介绍了 3 种伽辽金无网格法本质边界条件施加方法，包括拉格朗日乘子法、罚函数法和 Nitsche 法，并对这些方法的特点进行了总结。首先是拉格朗日乘子法，拉格朗日乘子法通过引入拉格朗日乘子来处理本质边界条件，满足刚度矩阵的对称性和变分一致性。然而，该方法需引入额外自由度离散拉格朗日乘子，当自由度过多时，可能导致整体刚度矩阵的奇异性增加。其次是罚函数法。罚函数法通过在变分原理中引入一个罚因子，将边界条件约束项转化为一个惩罚项，从而实现边界条件的施加。罚函数法具有简洁高效的特点，但需要选择合适的罚因子，过大或过小的罚因子都会影响计算精度的稳定性，并且该方法无法满足变分一致性。最后是 Nitsche 法，Nitsche 法是一种满足变分一致性的本质边界条件施加方法，通过结合拉格朗日乘子法和罚函数法施加边界条件，既能满足变分一致性又可保证正定性。然而，该方法引入了形函数高阶梯度导致计算效率相对较低，并且该方法中存在人工经验参数，该参数选取不当将引起计算精度下降。

第 4 章 基于赫林格-赖斯纳变分原理求解弹性力学问题

本章针对弹性力学问题，基于赫林格-赖斯纳变分原理提出了一种新型满足变分一致性的伽辽金无网格法。首先介绍赫林格-赖斯纳变分原理及其所提方法的混合离散过程，其次介绍该方法的本质边界条件施加过程并与传统 Nitsche 法进行对比，最后通过典型弹性力学算例验证该方法的有效性。

4.1 赫林格-赖斯纳变分原理

赫林格-赖斯纳变分原理^[74]是基于最小余能原理提出的，弹性力学问题强形式(2.13)所对应的余能泛函表达式为：

$$\Pi_C(\sigma_{ij}) = \int_{\Omega} \frac{1}{2} \sigma_{ij} C_{ijkl}^{-1} \sigma_{kl} d\Omega - \int_{\Gamma^g} \sigma_{ij} n_j g_i d\Gamma \quad (4.1)$$

式中 C_{ijkl}^{-1} 为四阶弹性张量(2.33)的逆。从式中可知，本质边界条件已存在能量泛函中。而外力边界条件则通过拉格朗日乘子法进行施加，包括体力项 \mathbf{b} 和外力项 \mathbf{t} ，此时赫林格-赖斯纳的能量泛函为：

$$\Pi_{HR}(\sigma_{ij}, u_i) = \Pi_C(\sigma_{ij}) + \int_{\Omega} u_i (\sigma_{ij,j} + b_i) d\Omega - \int_{\Gamma^t} u_i (\sigma_{ij} n_j - t_i) d\Gamma \quad (4.2)$$

需要注意的是， Π_{HR} 中包含 σ_{ij} 和 u_i 双变量。式(4.2)分别对 σ_{ij} 和 u_i 进行变分得到的伽辽金弱形式：

$$\begin{aligned} \delta \Pi_{HR}(\sigma_{ij}, u_i) &= \delta \Pi_C(\sigma_{ij}) + \int_{\Omega} \delta \sigma_{ij,j} u_i d\Omega - \int_{\Gamma^t} \delta \sigma_{ij} n_j u_i d\Gamma \\ &\quad + \int_{\Omega} \delta u_i \sigma_{ij,j} d\Omega - \int_{\Gamma^t} \delta u_i \sigma_{ij} n_j d\Gamma \\ &\quad + \int_{\Omega} \delta u_i b_i d\Omega + \int_{\Gamma^t} \delta u_i t_i d\Gamma \\ &= 0 \end{aligned} \quad (4.3)$$

根据变分项 $\delta \sigma_{ij}$ 和 δu_i 的任意性和几何关系式(2.14)，可将上式改写为下面两式：

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \delta \sigma_{ij} C_{ijkl}^{-1} \sigma_{kl} d\Omega - \int_{\Gamma} \delta \sigma_{ij} n_j u_i d\Gamma + \int_{\Omega} \delta \sigma_{ij,j} u_i d\Omega + \int_{\Gamma^g} \delta \sigma_{ij} n_j u_i d\Gamma = \\ \int_{\Gamma^g} \delta \sigma_{ij} n_j g_i d\Gamma \end{aligned} \quad (4.4a)$$

$$\int_{\Gamma} \delta u_i \sigma_{ij} n_j d\Gamma - \int_{\Omega} \delta u_i \sigma_{ij,j} d\Omega - \int_{\Gamma^g} \delta u_i \sigma_{ij} n_j d\Gamma = \int_{\Gamma^t} \delta u_i t_i d\Gamma + \int_{\Omega} \delta u_i b_i d\Omega \quad (4.4b)$$

4.2 位移-应力混合离散

赫林格-赖斯纳变分原理弱形式中的位移和应力采用混合离散的方式进行近似。位移分量 u_i 通过无网格形函数 (2.10) 进行近似, 近似的位移 u_i^h 可表示为:

$$u_i^h(\mathbf{x}) = \sum_{I=1}^{NP} \Psi_I(\mathbf{x}) d_{iI} \quad (4.5)$$

其中 d_{iI} 表示与无网格节点 \mathbf{x}_I 对应的节点系数。

应力 σ_{ij} 在每个背景积分域内假设为 $(p-1)$ 阶多项式。在二维情况下, 如图 (4.1) 所示, 将求解域 Ω 划分为一系列背景积分域 Ω_C , $C = 1, 2, \dots, NC$, $\cup_{C=1}^{NC} \Omega_C \approx \Omega$ 。在背景积分域 Ω_C 内, 应力分量 σ_{ij} 的近似应力分量表达式 σ_{ij}^h 可表示为:

$$\sigma_{ij}^h(\mathbf{x}) = \sum_{I=1}^{NP} \mathbf{a}_{ij}^T \mathbf{p}^{[p-1]}(\mathbf{x}), \quad \text{in } \Omega_C \quad (4.6)$$

其中 $\mathbf{p}^{[p-1]}$ 为 $(p-1)$ 阶的单项式基向量, \mathbf{a}_{ij} 为 $\sigma_{ij}^h(\mathbf{x})$ 在积分域 Ω_C 内的常系数向量。为了得到常系数向量 \mathbf{a}_{ij} 的具体表达式, 首先将式 (4.6) 和 (4.5) 代入式 (4.4a) 中可以得到:

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_C} \delta \mathbf{a}_{ij} \mathbf{p}^{[p-1]} C_{ijkl}^{-1} \mathbf{a}_{kl} \mathbf{p}^{[p-1]T} d\Omega &= \sum_{I=1}^{NP} \int_{\partial\Omega_C} \delta \mathbf{a}_{ij} \mathbf{p}^{[p-1]} n_j \Psi_I(\mathbf{x}) d\Gamma d_{iI} \\ &\quad - \sum_{I=1}^{NP} \int_{\Omega_C} \delta \mathbf{a}_{ij} \mathbf{p}_{,j}^{[p-1]} \Psi_I(\mathbf{x}) d\Omega d_{iI} \\ &\quad - \sum_{I=1}^{NP} \int_{\Gamma^g \cap \partial\Omega_C} \delta \mathbf{a}_{ij} \mathbf{p}^{[p-1]} n_j \Psi_I(\mathbf{x}) d\Gamma d_{iI} \\ &\quad + \int_{\Gamma^g \cap \partial\Omega_C} \delta \mathbf{a}_{ij} \mathbf{p}^{[p-1]} n_j g_i d\Gamma \end{aligned} \quad (4.7)$$

进一步将等式两边同时消掉 $\delta \mathbf{a}_{ij}$ 得到：

$$\int_{\Omega_C} \mathbf{p}^{[p-1]} C_{ijkl}^{-1} \mathbf{p}^{[p-1]T} d\Omega \mathbf{a}_{kl} = \sum_{I=1}^{NP} \begin{pmatrix} \int_{\partial\Omega_C} \mathbf{p}^{[p-1]} \Psi_I(\mathbf{x}) n_j d\Gamma d_{iI} \\ - \int_{\Omega_C} \mathbf{p}_{,j}^{[p-1]} \Psi_I(\mathbf{x}) d\Omega d_{iI} \\ - \int_{\Gamma^g \cap \partial\Omega_C} \mathbf{p}^{[p-1]} \Psi_I(\mathbf{x}) n_j d\Gamma d_{iI} \\ + \int_{\Gamma^g \cap \partial\Omega_C} \mathbf{p}^{[p-1]} n_j g_i d\Gamma \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

再对式(4.8)进行移项得到常系数向量 \mathbf{a}_{ij} 的具体表达式：

$$\mathbf{a}_{ij} = C_{ijkl} \mathbf{G}^{-1} \left(\sum_{I=1}^{NP} (\tilde{\mathbf{g}}_{iI} - \bar{\mathbf{g}}_{iI}) d_{iI} + \hat{\mathbf{g}}_{iI} \right) \quad (4.9)$$

其中

$$\mathbf{G} = \int_{\Omega_C} \mathbf{p}^{[p-1]} \mathbf{p}^{[p-1]T} d\Omega \quad (4.10a)$$

$$\tilde{\mathbf{g}}_{iI} = \int_{\partial\Omega_C} \mathbf{p}^{[p-1]} \Psi_I(\mathbf{x}) n_i d\Gamma - \int_{\Omega_C} \mathbf{p}_{,i}^{[p-1]} \Psi_I(\mathbf{x}) d\Omega \quad (4.10b)$$

$$\bar{\mathbf{g}}_{iI} = \int_{\Gamma^g \cap \partial\Omega_C} \mathbf{p}^{[p-1]} \Psi_I(\mathbf{x}) n_i d\Gamma \quad (4.10c)$$

$$\hat{\mathbf{g}}_{iI} = \int_{\Gamma^g \cap \partial\Omega_C} \mathbf{p}^{[p-1]} n_j g_i d\Gamma \quad (4.10d)$$

将常系数向量 \mathbf{a}_{ij} 的表达式(4.9)代入到式(4.6)中，同时根据线弹性本构关系式(2.15)和小变形假设(2.18)可以得到赫林格-赖斯纳变分原理弱形式中的近似应力分量 σ_{ij}^h ，其具体表达式为：

$$\sigma_{ij}^h(\mathbf{x}) = C_{ijkl} (\tilde{\varepsilon}_{kl}^h(\mathbf{x}) - \bar{\varepsilon}_{kl}^h(\mathbf{x})) + C_{ijkl} \hat{\varepsilon}_{kl}^h(\mathbf{x}) \quad (4.11)$$

其中

$$\begin{cases} \tilde{\varepsilon}_{ij}^h(\mathbf{x}) = \sum_{I=1}^{NP} \frac{1}{2} (\tilde{\Psi}_{I,i}(\mathbf{x}) d_{jI} + \tilde{\Psi}_{I,j}(\mathbf{x}) d_{iI}) \\ \tilde{\Psi}_{I,i}(\mathbf{x}) = \mathbf{p}^{[p-1]T}(\mathbf{x}) \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{iI} \end{cases} \quad (4.12)$$

$$\begin{cases} \bar{\varepsilon}_{ij}^h(\mathbf{x}) = \sum_{I=1}^{NP} \frac{1}{2} (\bar{\Psi}_{I,i}(\mathbf{x}) d_{jI} + \bar{\Psi}_{I,j}(\mathbf{x}) d_{iI}) \\ \bar{\Psi}_{I,i}(\mathbf{x}) = \mathbf{p}^{[p-1]T}(\mathbf{x}) \mathbf{G}^{-1} \bar{\mathbf{g}}_{iI} \end{cases} \quad (4.13)$$

$$\hat{\varepsilon}_{ij}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2} \mathbf{p}^{[p-1]T}(\mathbf{x}) \mathbf{G}^{-1} (\hat{\mathbf{g}}_{ij} + \hat{\mathbf{g}}_{ji}) \quad (4.14)$$

值得注意的是，式中 $\tilde{\Psi}_{I,i}$ 即为再生光滑梯度^[24]。根据再生光滑梯度理论框架，可以直接通过无网格形函数显式构造再生光滑梯度，从而避免了传统无网格形函数导数的复杂计算，提高了梯度计算效率。并且再生光滑梯度内嵌局部积分约束条件 $\tilde{\mathbf{g}}_{iI}$ ，从而保证算法的计算精度和误差收敛性。这意味着通过构造再生光滑梯度，可以确保在进行全域积分时满足积分约束条件，从而得到准确的结果，并保证算法的计算精度和误差收敛性。反之，赫林格-赖斯纳变分原理的混合离散框架也完备了再生光滑梯度法的变分理论基础。

4.3 赫林格-赖斯纳变分原理下的本质边界条件施加方法

基于赫林格-赖斯纳变分原理得到的弱形式(4.3)中的积分项包括了在本质边界条件下的位移和应力的约束项，以及在自然边界条件下的外力和强制位移项。此时，通过对位移采用再生核近似，应力通过局部多项式近似的混合离散方式对赫林格-赖斯纳变分原理的等效积分弱形式进行组装刚度矩阵。首先，将式(4.5)、(4.6)代入弱形式(4.4b)中得到：

$$\sum_{C=1}^{NC} \sum_{I=1}^{NP} \delta d_{iI} \begin{pmatrix} \int_{\partial\Omega_C} \Psi_I \mathbf{p}^{[p-1]T} n_j d\Gamma \\ - \int_{\Omega_C} \Psi_I \mathbf{p}_{,j}^{[p-1]T} d\Omega \\ - \int_{\Gamma^g \cap \partial\Omega_C} \Psi_I \mathbf{p}^{[p-1]T} n_j d\Gamma \end{pmatrix} \mathbf{a}_{ij} = \sum_{I=1}^{NP} \delta d_{iI} \left(\int_{\Gamma^t} \Psi_I t_i d\Gamma + \int_{\Omega} \Psi_I b_i d\Omega \right) \quad (4.15)$$

其次通过式(4.10b)和(4.10c)可以将式(4.15)改写为：

$$\sum_{C=1}^{NC} \sum_{I=1}^{NP} \delta d_{iI} (\tilde{\mathbf{g}}_{jI}^T - \bar{\mathbf{g}}_{jI}^T) \mathbf{a}_{ij} = \sum_{I=1}^{NP} \delta \mathbf{d}_I^T \mathbf{f}_I \quad (4.16)$$

进一步将式(4.9)中的 \mathbf{a}_{ij} 代入式(4.16)等式左边可得到：

$$\begin{aligned}
 & \sum_{C=1}^{NC} \sum_{I=1}^{NP} \delta d_{iI} (\tilde{\mathbf{g}}_{jI}^T - \bar{\mathbf{g}}_{jI}^T) \mathbf{a}_{ij} \\
 &= \sum_{C=1}^{NC} \sum_{I=1}^{NP} \delta d_{iI} (\tilde{\mathbf{g}}_{jI}^T - \bar{\mathbf{g}}_{jI}^T) C_{ijkl} \mathbf{G}^{-1} \left(\sum_{J=1}^{NP} (\tilde{\mathbf{g}}_{kJ} - \bar{\mathbf{g}}_{kJ}) d_{lJ} + \hat{\mathbf{g}}_{kl} \right) \\
 &= \sum_{C=1}^{NC} \left\{ \begin{aligned}
 & \sum_{I=1}^{NP} \sum_{J=1}^{NP} \delta d_{iI} \underbrace{\tilde{\mathbf{g}}_{jI}^T C_{ijkl} \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{kJ}}_{\mathbf{K}} d_{lJ} \\
 & - \sum_{I=1}^{NP} \sum_{J=1}^{NP} \delta d_{iI} \underbrace{(\tilde{\mathbf{g}}_{jI}^T C_{ijkl} \mathbf{G}^{-1} \bar{\mathbf{g}}_{kJ} + \bar{\mathbf{g}}_{jI}^T C_{ijkl} \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{kJ})}_{\bar{\mathbf{K}}} d_{lJ} \\
 & + \sum_{I=1}^{NP} \sum_{J=1}^{NP} \delta d_{iI} \underbrace{\bar{\mathbf{g}}_{jI}^T C_{ijkl} \mathbf{G}^{-1} \bar{\mathbf{g}}_{kJ}}_{\bar{\mathbf{K}}} d_{lJ} \\
 & - \sum_{I=1}^{NP} \delta d_{iI} \underbrace{\tilde{\mathbf{g}}_{jI}^T C_{ijkl} \mathbf{G}^{-1} \hat{\mathbf{g}}_{kl}}_{\tilde{\mathbf{f}}} \\
 & + \sum_{I=1}^{NP} \delta d_{iI} \underbrace{\bar{\mathbf{g}}_{jI}^T C_{ijkl} \mathbf{G}^{-1} \hat{\mathbf{g}}_{kl}}_{\bar{\mathbf{f}}}
 \end{aligned} \right\} \\
 &= \delta \mathbf{d}^T (\mathbf{K} + \tilde{\mathbf{K}} + \bar{\mathbf{K}}) \mathbf{d} - \delta \mathbf{d}^T (\tilde{\mathbf{f}} + \bar{\mathbf{f}})
 \end{aligned} \tag{4.17}$$

式中的最后一个等式通过引入式 (4.10a)-(4.13) 进行化简得到，具体详细的推导过程可参考附录 A 弹性力学问题 HR 变分原理的本质边界条件施加方法推导过程。根据式 (4.16) 和 (4.17) 代入到式 (4.15) 中可得到赫林格-赖斯纳变分原理下的弹性力学问题离散控制方程：

$$(\mathbf{K} + \tilde{\mathbf{K}} + \bar{\mathbf{K}}) \mathbf{d} = \mathbf{f} + \tilde{\mathbf{f}} + \bar{\mathbf{f}} \tag{4.18}$$

其中刚度矩阵 \mathbf{K} 、 $\tilde{\mathbf{K}}$ 和 $\bar{\mathbf{K}}$ 和力向量 \mathbf{f} 、 $\tilde{\mathbf{f}}$ 和 $\bar{\mathbf{f}}$ 的具体表达式如下：

$$\mathbf{K}_{IJ} = \int_{\Omega} \tilde{\mathbf{B}}_I^T \mathbf{D} \tilde{\mathbf{B}}_J d\Omega \tag{4.19a}$$

$$\mathbf{f}_I = \int_{\Omega} \Psi_I \mathbf{b} d\Omega + \int_{\Gamma^t} \Psi_I \mathbf{t} d\Gamma \tag{4.19b}$$

$$\tilde{\mathbf{K}}_{IJ} = - \int_{\Gamma^g} \Psi_I \mathbf{N}^T \mathbf{D} \tilde{\mathbf{B}}_J d\Gamma - \int_{\Gamma^g} \bar{\mathbf{B}}_I^T \mathbf{D} \mathbf{N} \Psi_J d\Gamma \tag{4.20a}$$

$$\tilde{\mathbf{f}}_I = - \int_{\Gamma^g} \tilde{\mathbf{B}}_I^T \mathbf{D} \mathbf{N} \mathbf{g} d\Gamma \tag{4.20b}$$

$$\bar{\mathbf{K}}_{IJ} = \int_{\Gamma^g} \bar{\mathbf{B}}_I^T \mathbf{D} \mathbf{N} \Psi_J d\Gamma \quad (4.21a)$$

$$\bar{\mathbf{f}}_I = \int_{\Gamma^g} \bar{\mathbf{B}}_I^T \mathbf{D} \mathbf{N} \mathbf{g} d\Gamma \quad (4.21b)$$

式中 $\tilde{\mathbf{B}}_I$ 和 $\bar{\mathbf{B}}_I$ 分别由再生光滑梯度 $\tilde{\Psi}_{I,i}$ 和 $\bar{\Psi}_{I,i}$ 组成的梯度矩阵，在弹性力学问题中， $\tilde{\mathbf{B}}_I$ 、 $\bar{\mathbf{B}}_I$ 具有如下表达式：

$$\tilde{\mathbf{B}}_I(\mathbf{x}) = \begin{bmatrix} \tilde{\Psi}_{I,x}(\mathbf{x}) & 0 \\ 0 & \tilde{\Psi}_{I,y}(\mathbf{x}) \\ \tilde{\Psi}_{I,y}(\mathbf{x}) & \tilde{\Psi}_{I,x}(\mathbf{x}) \end{bmatrix} \quad \bar{\mathbf{B}}_I(\mathbf{x}) = \begin{bmatrix} \bar{\Psi}_{I,x}(\mathbf{x}) & 0 \\ 0 & \bar{\Psi}_{I,y}(\mathbf{x}) \\ \bar{\Psi}_{I,y}(\mathbf{x}) & \bar{\Psi}_{I,x}(\mathbf{x}) \end{bmatrix} \quad (4.22)$$

\mathbf{N} 为法向量矩阵，其表达式为：

$$\mathbf{N} = \begin{bmatrix} 0 & n_x \\ n_y & 0 \\ n_y & n_x \end{bmatrix} \quad (4.23)$$

值得注意的是，赫林格-赖斯纳变分原理离散控制方程式 (4.20) 中的修正变分项 $\tilde{\mathbf{K}}$ 、 $\tilde{\mathbf{f}}$ 和弹性力学问题 Nitsche 法 (3.22) 中的修正变分项 \mathbf{K}^v 、 \mathbf{f}^v 具有相类似的表达式，同样都是为了满足变分一致性，但在赫林格-赖斯纳变分原理离散平衡过程中，用再生光滑梯度 $\tilde{\Psi}_I$ 替代 Nitsche 法中的传统无网格形函数梯度 \mathbf{B}_I ，从而无需计算复杂耗时的无网格形函数梯度，相较于传统的 Nitsche 法能够有效的提高计算效率。更重要的是，赫林格-赖斯纳变分原理离散控制方程式 (4.21) 中的稳定项 $\bar{\mathbf{K}}$ 、 $\bar{\mathbf{f}}$ 和传统的 Nitsche 法 (3.14) 中的稳定项 \mathbf{K}^s 、 \mathbf{f}^s 相比，无需引入罚函数项来满足正定性，不会因为人工参数的存在继而影响计算精度。

4.4 优化的数值积分方案

根据赫林格-赖斯纳变分原理在求解数值问题过程中是有一套优化过后的数值积分方案^[24]，该数值积分方案是通过两个原则来优化的：(1) 通过优化全局数值积分采样点总数确定局部背景积分域内积分采样点的数量；(2) 通过满足变分一致性确定数值积分采样点位置和权重。如图 (4.1) 所示，基于赫林格-赖斯纳变分原理下的本质边界条件施加方法需要两套数值积分点， $\tilde{\mathbf{g}}$ 和 $\bar{\mathbf{g}}$ 需要与 $\tilde{\mathbf{K}}$ 、 $\bar{\mathbf{K}}$ 、 \mathbf{f} 、 $\tilde{\mathbf{f}}$ 和 $\bar{\mathbf{f}}$ 采用相同的一套数值积分点，式 (4.10a) 中的 \mathbf{G} 和式 (4.18) 中 \mathbf{K} 采用相同的数值积分方案。

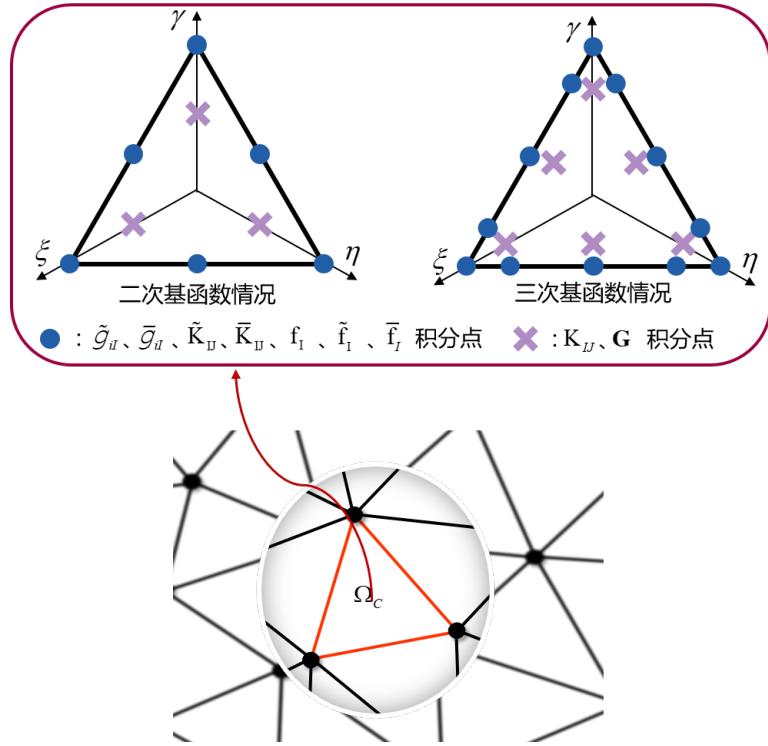


图 4.1 优化的数值积分方案

基于赫林格-赖斯纳变分原理的本质边界条件施加方法中，再生光滑梯度的构造过程需要计算积分点处的无网格形函数，此时为了减少形函数的计算量提高计算效率，采用无网格再生核光滑梯度积分法。无网格再生核光滑梯度积分法利用积分点在背景积分单元间的共享特性，优化整体求解数值过程中积分点的数量，从而提高计算效率。再生核光滑梯度积分法通过在背景积分单元上选择合适的积分点分布，使得积分点在不同单元之间共享，减少需要计算的积分点数量，进而保证计算精度的前提下进一步提高计算效率，具体的数值积分方案见附录 C 无网格法优化的数值积分方案。

4.5 数值算例

4.5.1 分片实验

首先采用线性、二次和三次弹性力学分片实验验证采用传统高斯积分法和再生光滑梯度积分法的不同本质边界条件施加方法下是否满足积分约束条件的情况。分片实验考虑求解域为边长等于 1 的正方形，求解域正方形的四边施加

本质边界条件。其分片实验的精确解如下：

$$\begin{cases} u_x(x, y) = (1 + 2x + 3y)^n \\ u_y(x, y) = (4 + 5x + 6y)^n \end{cases} \quad (4.24)$$

其中， $n = 1, 2, 3$ 表示线性、二次和三次分片实验。如图 (4.2) 所示，分片实验采用 11×11 的非均匀节点离散求解域。针对二次基函数的无网格近似，分别采用线性和二次分片实验进行测试，核函数相对影响域在二次基函数情况下为 2.5；三次基函数的无网格近似则分别采用二次和三次分片实验进行测试，核函数相对影响域在三次基函数情况下为 3.5。

分别采用位移误差 L_2 -Error 和能量误差 H_1 -Error 详细对比所提方法的计算精度

$$L_2\text{-Error} = \sqrt{\int_{\Omega} (u_i - u_i^h)(u_i - u_i^h) d\Omega} \quad (4.25)$$

$$H_1\text{-Error} = \sqrt{\frac{1}{2} \int_{\Omega} (\sigma_{ij} - \sigma_{ij}^h) C_{ijkl}^{-1} (\sigma_{ij} - \sigma_{ij}^h) d\Omega} \quad (4.26)$$

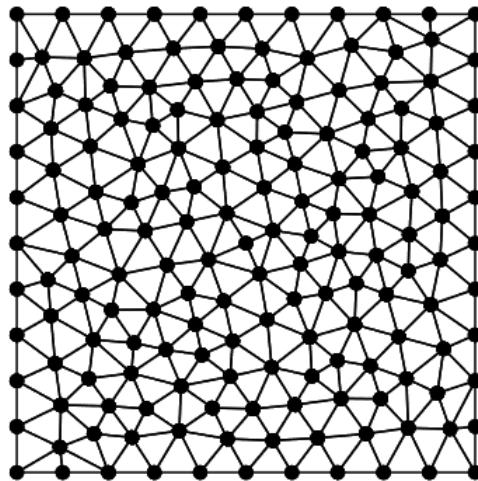


图 4.2 分片实验无网格离散模型

在数值结果中，“GI”表示采用的是传统高斯积分法，“RKGSI”表示采用的是再生光滑梯度积分法。“Penalty”、“LM”和“Nitsche”分别表示罚函数法、拉格朗日乘子法和 Nitsche 法三种常见的本质边界条件施加方法。“RKGSI-HR”则表示的是本章提出的基于赫林格-赖斯纳变分原理的本质边界条件施加方法。

在数值求解过程中，为了保证拉格朗日乘子法的稳定性，拉格朗日乘子统一采用线性有限元形函数进行离散。针对二次基函数的求解，高斯积分法“GI”

的求解域 Ω 的积分采用 13 点高斯积分点, 边界 Γ 积分则采用 3 点高斯积分点; 针对三次基函数的求解, 高斯积分法 “GI” 的求解域 Ω 的积分采用 16 点高斯积分点, 边界 Γ 积分采用 5 点高斯积分点。采用二次和三次基函数的无网格法分片试验结果如下:

表 4.1 二次基函数无网格法分片实验结果

	线性分片实验		二次分片实验	
	L_2 -Error	H_1 -Error	L_2 -Error	H_1 -Error
GI-Penalty	7.7×10^{-6}	2.7×10^{-4}	1.2×10^{-5}	2.6×10^{-4}
GI-LM	1.0×10^{-4}	4.7×10^{-3}	1.5×10^{-4}	4.3×10^{-3}
GI-Nitsche	8.1×10^{-6}	2.8×10^{-4}	1.3×10^{-5}	2.8×10^{-4}
RKGSI-Penalty	7.9×10^{-8}	2.0×10^{-6}	1.4×10^{-7}	2.1×10^{-6}
RKGSI-LM	8.6×10^{-5}	4.0×10^{-3}	1.4×10^{-4}	3.7×10^{-3}
RKGSI-Nitsche	2.1×10^{-15}	4.0×10^{-14}	2.2×10^{-15}	2.7×10^{-14}
RKGSI-HR	2.0×10^{-15}	3.2×10^{-14}	2.2×10^{-15}	2.1×10^{-14}

表 4.2 三次基函数无网格法分片实验结果

	二次分片实验		三次分片实验	
	L_2 -Error	H_1 -Error	L_2 -Error	H_1 -Error
GI-Penalty	9.1×10^{-6}	2.1×10^{-4}	1.2×10^{-5}	2.0×10^{-4}
GI-LM	2.9×10^{-4}	9.3×10^{-3}	4.0×10^{-4}	9.3×10^{-3}
GI-Nitsche	1.1×10^{-5}	2.8×10^{-4}	1.4×10^{-5}	2.7×10^{-4}
RKGSI-Penalty	1.4×10^{-7}	2.1×10^{-6}	2.0×10^{-7}	2.7×10^{-6}
RKGSI-LM	3.0×10^{-4}	9.8×10^{-3}	4.2×10^{-4}	9.8×10^{-3}
RKGSI-Nitsche	3.6×10^{-15}	1.0×10^{-13}	4.6×10^{-15}	9.5×10^{-14}
RKGSI-HR	3.1×10^{-15}	1.0×10^{-13}	3.5×10^{-15}	7.4×10^{-14}

表 3.3 和表 3.4 分别为具有二次、三次基函数无网格法的分片试验结果, 从表中可以看出, 由于传统高斯积分法不满足积分约束条件, 所以即使采用高阶高斯积分的罚函数法 “GI-Penalty”、拉格朗日乘子法 “GI-LM” 和 Nitsche 法 “GI-Nitsche” 均不能通过分片试验。当采用满足积分约束条件的再生光滑梯度积分法时, 此时由于罚函数法 “RKGSI-Penalty” 不具有变分一致性, 也无法通过分片试验; 拉格朗日乘子法 “RKGSI-LM” 由于其拉格朗日乘子采用线性形函数进行离散, 无法与再生光滑梯度相匹配, 也无法通过分片试验; 当采用 Nitsche 法 “RKGSI-Nitsche” 和基于赫林格-赖斯纳变分原理 “RKGSI-HR” 的本质边界条件施加方法时, 均可以通过分片试验, 即满足积分约束条件。

4.5.2 悬臂梁问题

首先考虑经典弹性力学二维悬臂梁问题，如图(4.3)所示，悬臂梁的长和宽分别为 $L = 48$, $D = 12$ ，同时悬臂梁的左端为固定支座，右端沿着 y 轴正方向施加外部荷载 $P = 1000$ 。悬臂梁的材料系数为杨氏模量 $E = 3 \times 10^6$ 、泊松比 $\nu = 0.3$ 。根据圣维南原理和平面应力假设，悬臂梁问题的解析解为：

$$\begin{cases} u = -\frac{Py}{6EI}[(6L - 3x)x + (2 + \nu)(y^2 - \frac{D^2}{4})] \\ v = \frac{P}{6EI}[3\nu y^2(L - x) + (4 + 5\nu)\frac{D^2 x}{4} + (3L - x)x^2] \end{cases} \quad (4.27)$$

与之相对应的应力分量为：

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = -\frac{P(L-x)y}{I} \\ \sigma_{yy} = 0 \\ \sigma_{xy} = \frac{P}{2I}\left(\frac{D^2}{4} - y^2\right) \end{cases} \quad (4.28)$$

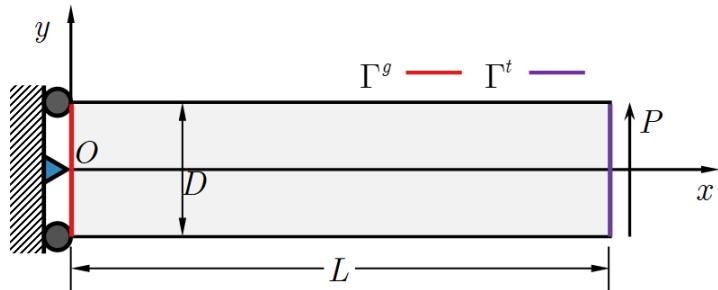


图 4.3 悬臂梁问题模型

如图(4.3)所示，悬臂梁的左端施加自然边界条件 Γ^t ，右端施加本质边界条件 Γ^g 。悬臂梁求解域分别通过图(4.4)所示采用四个疏密不同的节点进行离散。对于采用二次基函数的悬臂梁算例问题，传统高斯积分法采用 13 点高斯积分，核函数的相对影响域为 2.5。

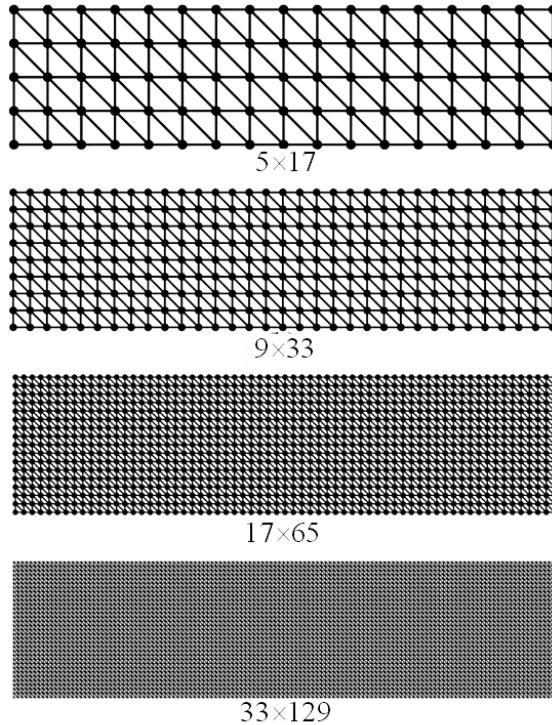


图 4.4 悬臂梁问题节点模型

图(4.5)为悬臂梁问题的位移误差和能量误差对比图。从图中可以看出采用再生光滑梯度积分法“RKGSI”的本质边界条件施加方法的计算精度优于采用高斯积分法“GI”的本质条件施加方法，并且由于传统高斯积分法和采用再生光滑梯度积分法的罚函数法“RKGSI-Penalty”和拉格朗日乘子法“RKGSI-LM”不具有变分一致性，无法达到理论误差收敛率，而基于赫林格-赖斯纳变分原理下的本质边界条件施加方法“RKGSI-HR”和Nitschce法“RKGSI-Nitsche”均可达到理论误差收敛率，但相较于“RKGSI-Nitsche”法，所提出的“RKGSI-HR”法无需引入人工参数。

图(4.6a)为悬臂梁问题的节点数和计算时间的效率对比和本质边界条件施加效率对比图。从整体来看采用传统高斯积分法“GI”的计算效率明显低于再生光滑梯度积分法“RKGSI”，耗时高于再生光滑梯度积分法。图(4.6b)为悬臂梁问题的本质边界条件施加效率分析对比图。该图为施加本质边界 Γ^g 过程中计算形函数及梯度和组装相对应的刚度矩阵和力向量所用时间对比图。由图可知，罚函数法和拉格朗日乘子法在计算形函数及其梯度这部分所用的时间相同且所用时间最少，这是由于罚函数法和拉格朗日乘子法在数值计算过程中只需要计

算无网格形函数本身，无需计算无网格形函数梯度，而“RKGSI-HR”法也无需计算无网格形函数梯度，但需要计算再生光滑梯度，“RKGSI-Nitsche”法这部分所用的时间是罚函数法和拉格朗日乘子法的 5.6 倍，而“RKGSI-HR”法是 1.6 倍，“RKGSI-HR”法的计算效率高于“RKGSI-Nitsche”法。组装相应的刚度矩阵和力向量这部分所用的时间上，“RKGSI-Nitsche”法和“RKGSI-HR”法计算效率基本相同。从整体上来看，拉格朗日乘子法和罚函数法的效率优于“HR”法和“Nitsche”法，但拉格朗日乘子法和罚函数法不满足变分一致性无法达到理论误差收敛率。因此，总体来说，相较于传统的本质边界条件施加方法，基于赫林格-赖斯纳变分原理的本质边界条件施加方法“RKGSI-HR”能够达到理论误差收敛率，有效提高计算精度，相较于“RKGSI-Nitsche”法而言计算效率也更高。

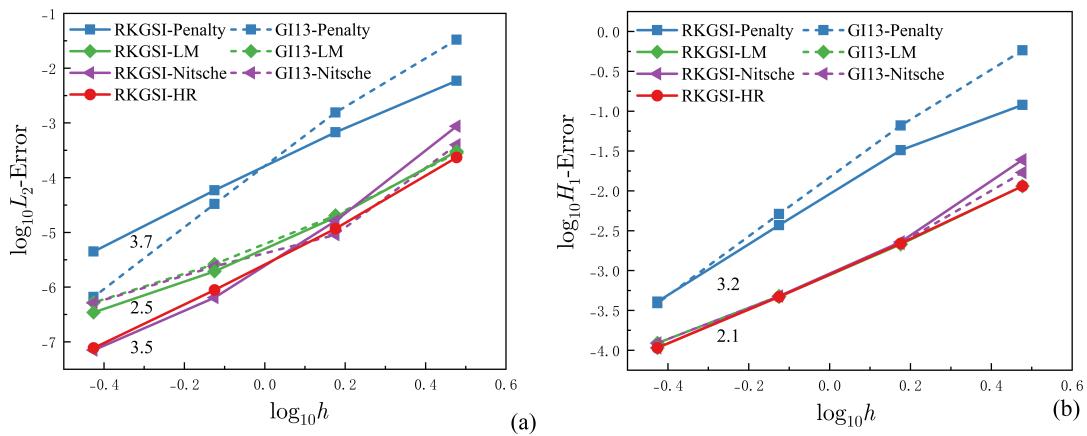
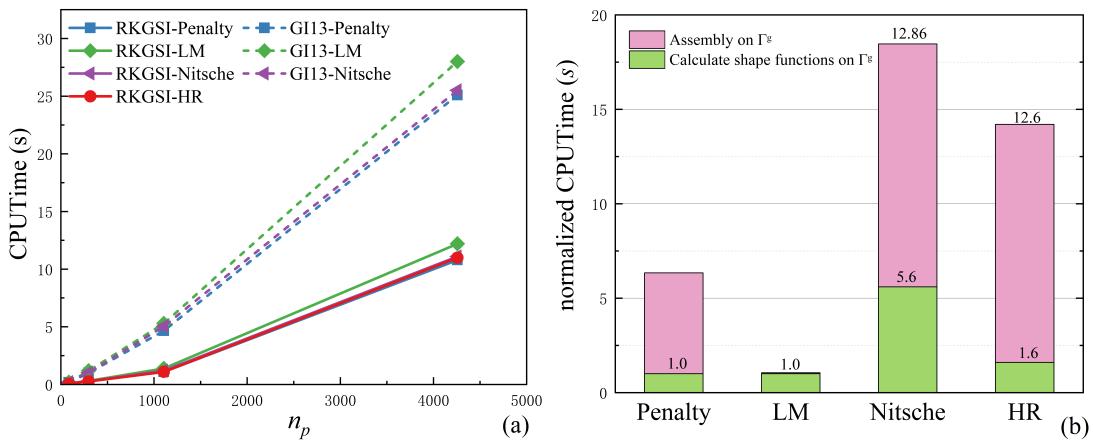
图 4.5 悬臂梁问题误差对比：(a) L_2 误差；(b) H_1 误差

图 4.6 悬臂梁问题效率对比：(a) 计算时间与节点数的关系；(b) 边界条件施加效率分析

4.5.3 带孔无限大平板问题

考虑经典的带孔无限大平板问题，如图(4.7)所示，板的中心存在一半径为 $a=1$ 的圆形小孔，同时平板的无穷远处沿 x 轴方向施加均布荷载 $T=1000$ 。板的材料系数为杨氏模量 $E=3 \times 10^6$ 、泊松比 $\nu=0.3$ 。根据 Michell 解可以得到该带孔无限大平板问题的解析解为：

$$\begin{cases} u_x(r, \theta) = \frac{Ta}{8\mu} \left(\frac{r}{a}(k+1)\cos\theta - \frac{2a^3}{r^3}\cos 3\theta + \frac{2a}{r}((1+k)\cos\theta + \cos 3\theta) \right) \\ u_y(r, \theta) = \frac{Ta}{8\mu} \left(\frac{r}{a}(k-3)\sin\theta - \frac{2a^3}{r^3}\sin 3\theta + \frac{2a}{r}((1-k)\sin\theta + \sin 3\theta) \right) \end{cases} \quad (4.29)$$

其中， k 和 μ 分别为：

$$k = \frac{3-\nu}{1+\nu}, \quad \mu = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (4.30)$$

与之相对应的应力分量为：

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = T \left(1 - \frac{a^2}{r^2} \left(\frac{3}{2}\cos 2\theta + \cos 4\theta \right) + \frac{3a^4}{2r^4} \cos 4\theta \right) \\ \sigma_{yy} = -T \left(\frac{a^2}{r^2} \left(\frac{1}{2}\cos 2\theta - \cos 4\theta \right) + \frac{3a^4}{2r^4} \cos 4\theta \right) \\ \sigma_{xy} = -T \left(\frac{a^2}{r^2} \left(\frac{1}{2}\sin 2\theta + \sin 4\theta \right) - \frac{3a^4}{2r^4} \sin 4\theta \right) \end{cases} \quad (4.31)$$

如图(4.7)所示，根据带孔无限大平板的对称性，取边长 $b=5$ 的四分之一的方形域作为研究对象。方形域的上端和右端以及圆孔的边界施加自然边界条件 Γ^t ，而方形域的左端和下端约束法向位移，施加本质边界条件 Γ^g 。

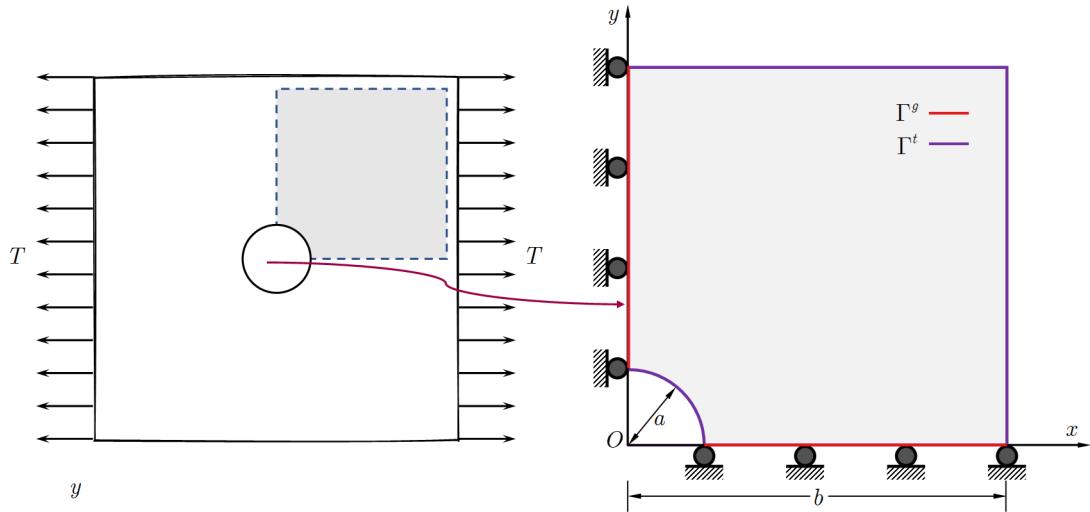


图 4.7 带孔无限大平板问题模型

该求解域分别通过图(4.8)所示采用的四个疏密不同的节点进行离散。对于采用三次基函数的带孔无限大平板算例问题，传统高斯积分法采用16点高斯积分，核函数的相对影响域为3.5。

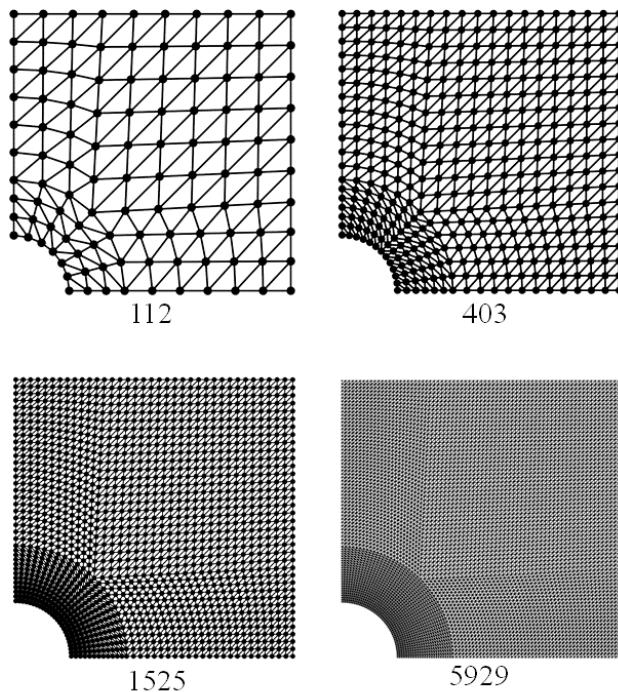
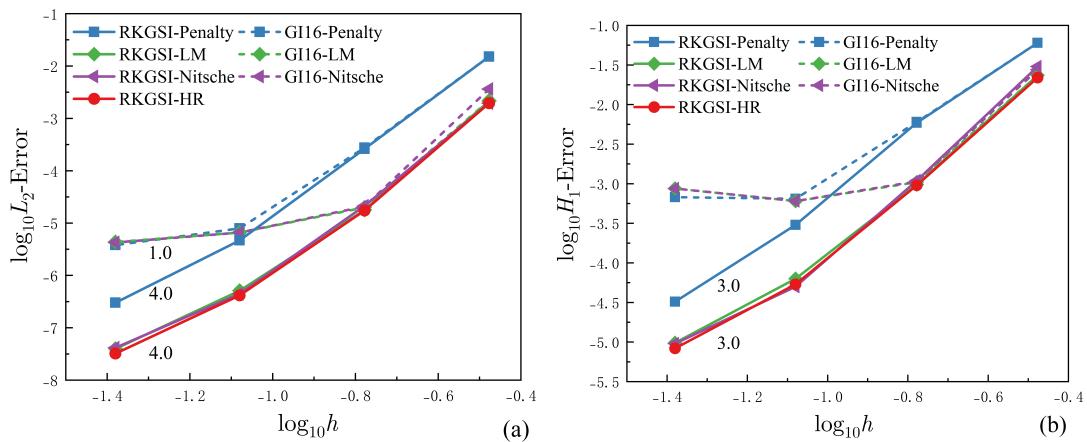
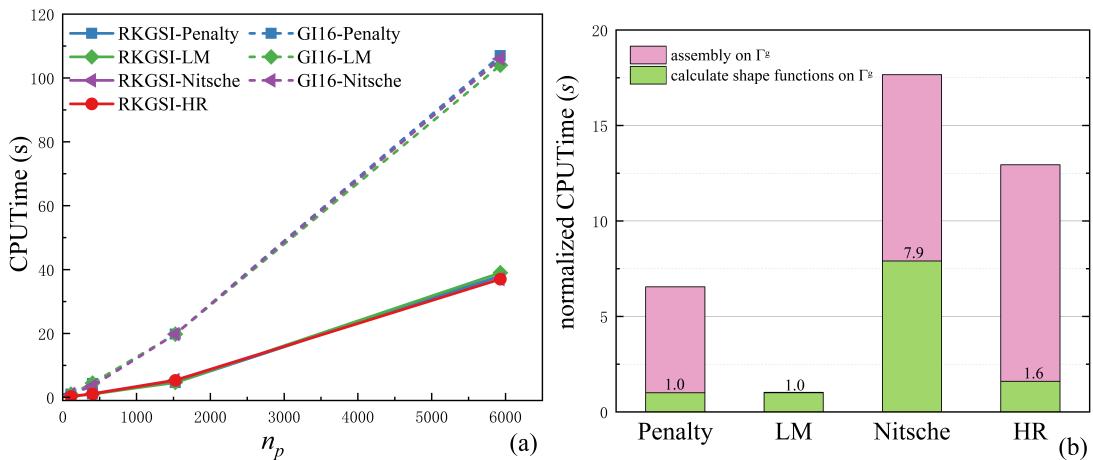


图 4.8 带孔无限大平板问题无网格离散

图(4.9)为带孔无限大平板问题的位移和能量误差对比图。从图中可以看出传统高斯积分法由于不具有变分一致性，导致“GI-Penalty”法、“GI-LM”法、“GI-Nitsche”法均无法达到理论误差收敛率。基于赫林格-赖斯纳变分原理的本质边界条件施加方法“RKGSI-HR”和“RKGSI-Nitsche”法满足变分一致性能够达到理论误差收敛率。虽然“RKGSI-LM”法无法通过分片实验不满足变分一致性，但由于拉格朗日乘子法具有较高的精度也能达到理论误差收敛率。图(4.10a)、(4.10b)为带孔无限大平板问题的效率对比图。从图中可以看出随着无网格节点数的增加，采用再生光滑梯度积分法“RKGSI”的效率明显高于传统高斯积分法“GI”，在施加本质边界条件的过程中，“HR”法不仅满足变分一致性同时计算效率还高于传统的“Nitsche”法。最后，图(4.11)为带孔无限大平板问题的应力云图，从图中可以看出“RKGSI-Penalty”法和精确解之间是有差异的，而“RKGSI-Nitsche”法和“RKGSI-HR”法是和精确解几乎相同。但“Nitsche”法是需要依靠人工经验参数并且计算效率也低于“HR”法。

图 4.9 带孔无限大平板问题误差对比: (a) L_2 误差; (b) H_1 误差图 4.10 带孔无限大平板问题效率对比:
(a) 计算时间与节点数的关系; (b) 边界条件施加效率分析

4.6 小结

本章介绍了一种基于赫林格-赖斯纳变分原理的变分一致性本质边界条件施加方法，用于求解弹性力学问题。该方法通过采用混合离散近似赫林格-赖斯纳变分原理弱形式中的位移和应力，实现了满足积分约束条件的一种本质边界条件施加方法。具体来说，该方法在离散平衡方程中，采用传统无网格形函数对位移进行离散，而将应力在每个背景积分域上近似为对应阶次的多项式。在赫林格-赖斯纳变分原理的框架下，该方法的离散平衡方程具有类似传统 Nitsche 法的格式，可以视为再生光滑梯度积分法的一种新型 Nitsche 法。相较于传统 Nitsche 法，该方法的修正变分项采用了无网格形函数和再生光滑梯度的混合离

散，从而在确保变分一致性的同时避免了复杂且耗时的形函数导数计算，明显提高了计算效率。与此同时该方法中的稳定项直接源于赫林格-赖斯纳变分原理的弱形式，无需额外增加稳定项，并且稳定项中不包含任何人工参数。这有效消除了传统 Nitsche 法中人工参数依赖性的问题。之后进一步通过典型算例的系统验证所提方法基于赫林格-赖斯纳变分原理施加本质边界条件的变分一致性、计算精度和计算效率。结果表明，该方法在保持变分一致性的同时，能够提供较高的计算精度，并且相比传统 Nitsche 法也有效的提高了计算效率。

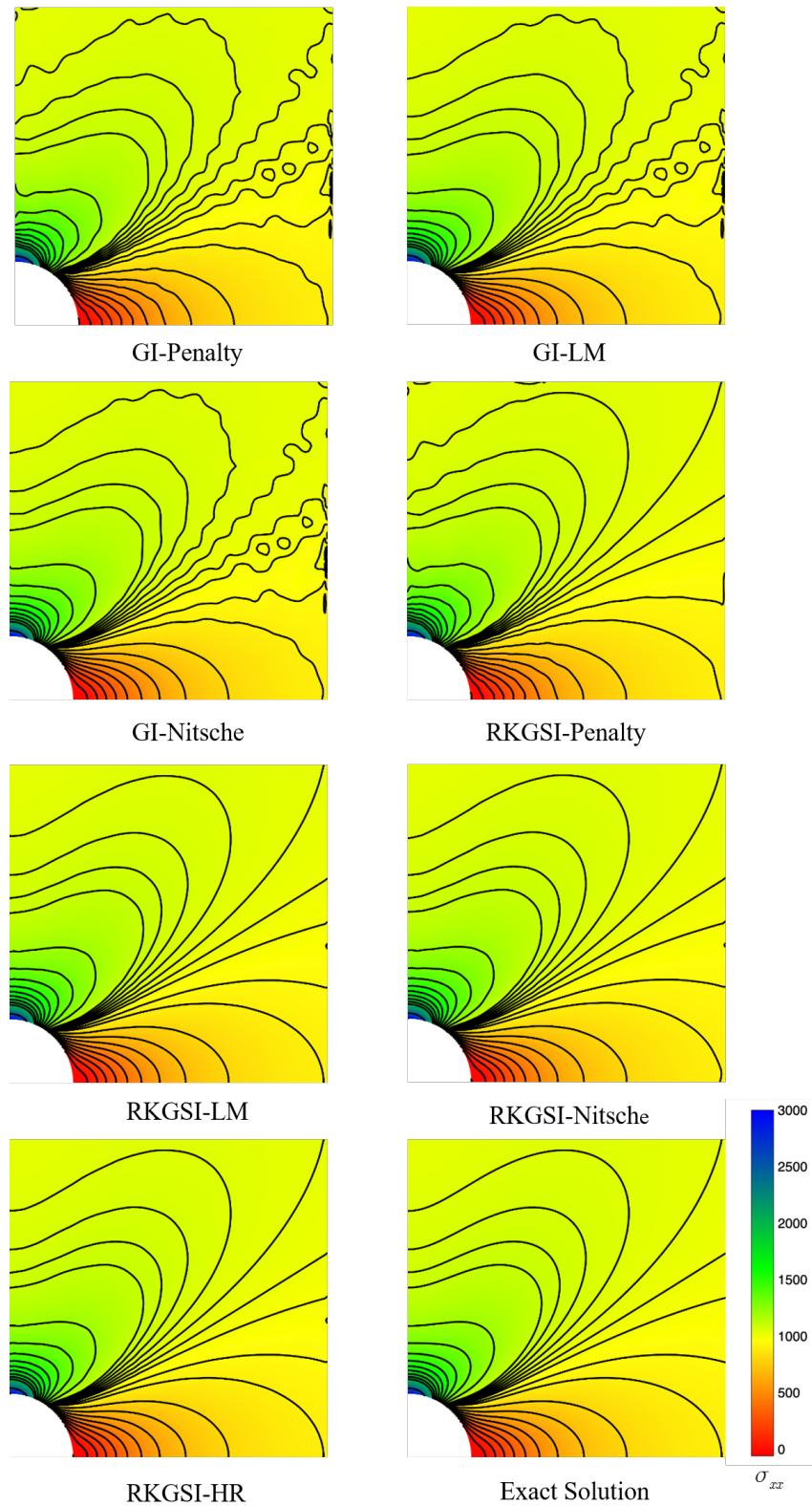


图 4.11 带孔无限大平板问题 σ_{xx} 应力云图

第 5 章 基于赫林格-赖斯纳变分原理求解薄板问题

本章进一步针对薄板问题，基于赫林格-赖斯纳变分原理提出了一种满足变分一致性的伽辽金无网格法。首先介绍了薄板问题时赫林格-赖斯纳变分原理及其所提方法的混合离散过程，其次介绍该方法的本质边界条件施加过程并与传统 Nitsche 法进行对比，最后通过薄板算例验证该方法的变分一致性、计算精度和计算效率。

5.1 赫林格-赖斯纳变分原理

根据最小余能原理，薄板问题强形式 (2.28) 所对应的余能泛函表达式为：

$$\Pi_C(M_{\alpha\beta}) = \int_{\Omega} \frac{1}{2} M_{\alpha\beta} C_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} M_{\gamma\eta} d\Omega - \int_{\Gamma_w} V_{\mathbf{n}} \bar{w} d\Gamma + \int_{\Gamma_\theta} M_{\mathbf{n}\mathbf{n}} \bar{\theta}_n d\Gamma - p \bar{w}|_{\mathbf{x} \in \mathbf{c}_w} \quad (5.1)$$

与弹性力学问题类似，薄板问题的赫林格-赖斯纳变分原理余能泛函具有挠度和弯矩两个变量，四阶薄板问题控制方程式 (2.28) 对应的余能泛函表达式为：

$$\begin{aligned} \Pi_{HR}(M_{\alpha\beta}, w) &= \Pi_C(M_{\alpha\beta}) + \int_{\Omega} w(M_{\alpha\beta,\alpha\beta} + \bar{q}) d\Omega \\ &\quad + \int_{\Gamma_M} w_{,\mathbf{n}} (M_{\mathbf{n}\mathbf{n}} - \bar{M}_{\mathbf{n}\mathbf{n}}) d\Gamma - \int_{\Gamma_V} w(V_{\mathbf{n}} - \bar{V}_{\mathbf{n}}) d\Gamma - w(P - \bar{P})|_{\mathbf{x} \in \mathbf{c}_P} \end{aligned} \quad (5.2)$$

式 (5.2) 分别对 $M_{\alpha\beta}$ 和 w 进行变分得到薄板问题赫林格-赖斯纳变分原理的伽辽金弱形式：

$$\begin{aligned} \delta \Pi_{HR}(M_{\alpha\beta}, w) &= \delta \Pi_C(M_{\alpha\beta}) \\ &\quad + \int_{\Omega} \delta M_{\alpha\beta,\alpha\beta} w d\Omega + \int_{\Gamma_M} \delta M_{\mathbf{n}\mathbf{n}} w_{,\mathbf{n}} d\Gamma - \int_{\Gamma_V} \delta V_{\mathbf{n}} w d\Gamma - \delta P w|_{\mathbf{x} \in \mathbf{c}_P} \\ &\quad + \int_{\Omega} \delta w (M_{\alpha\beta,\alpha\beta} + \bar{q}) d\Omega + \int_{\Gamma_M} \delta w_{,\mathbf{n}} (M_{\mathbf{n}\mathbf{n}} - \bar{M}_{\mathbf{n}\mathbf{n}}) d\Gamma \\ &\quad - \int_{\Gamma_V} \delta w (V_{\mathbf{n}} - \bar{V}_{\mathbf{n}}) d\Gamma - \delta w(P - \bar{P})|_{\mathbf{x} \in \mathbf{c}_P} \\ &= 0 \end{aligned} \quad (5.3)$$

根据变分项 $\delta M_{\alpha\beta}$ 和 δw 的任意性和几何关系式 (2.30) 进一步将上式改写为

以下两式：

$$\begin{aligned}
 \int_{\Omega} \delta M_{\alpha\beta} D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} M_{\gamma\eta} d\Omega &= \int_{\Gamma} \delta V_{\mathbf{n}} w d\Gamma - \int_{\Gamma} \delta M_{\mathbf{nn}} w_{,\mathbf{n}} d\Gamma + \delta P w|_{\mathbf{x} \in c} - \int_{\Omega} \delta M_{\alpha\beta,\alpha\beta} w d\Omega \\
 &\quad - \int_{\Gamma_w} \delta V_{\mathbf{n}} w d\Gamma + \int_{\Gamma_{\theta}} \delta M_{\mathbf{nn}} w_{,\mathbf{n}} d\Gamma - \delta P w|_{\mathbf{x} \in c_w} \\
 &\quad + \int_{\Gamma_w} \delta V_{\mathbf{n}} \bar{w} d\Gamma - \int_{\Gamma_{\theta}} \delta M_{\mathbf{nn}} \bar{\theta}_{\mathbf{n}} d\Gamma + \delta P \bar{w}|_{\mathbf{x} \in c_w}
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

$$\begin{aligned}
 &\int_{\Gamma} \delta w V_{\mathbf{n}} d\Gamma - \int_{\Gamma} \delta w_{,\mathbf{n}} M_{\mathbf{nn}} d\Gamma + \delta w P|_{\mathbf{x} \in c} - \int_{\Omega} \delta w M_{\alpha\beta,\alpha\beta} d\Omega \\
 &\quad - \int_{\Gamma_w} \delta w V_{\mathbf{n}} d\Gamma + \int_{\Gamma_{\theta}} \delta w_{,\mathbf{n}} M_{\mathbf{nn}} d\Gamma - \delta w P|_{\mathbf{x} \in c_w} \\
 &= \int_{\Gamma_V} \delta w \bar{V}_{\mathbf{n}} d\Gamma - \int_{\Gamma_M} \delta w_{,\mathbf{n}} \bar{M}_{\mathbf{nn}} d\Gamma + \delta w \bar{P}|_{\mathbf{x} \in c_P} + \int_{\Omega} \delta w \bar{q} d\Omega
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

5.2 挠度-弯矩混合离散

赫林格-赖斯纳变分原理薄板弱形式中的挠度和弯矩采用混合离散进行近似。首先，薄板挠度 w 采用无网格形函数 (2.10) 进行近似离散，近似的挠度 w^h 表达式可表示为：

$$w^h(\mathbf{x}) = \sum_{I=1}^{NP} \Psi_I(\mathbf{x}) d_I \tag{5.6}$$

其中 d_I 表示与无网格节点 \mathbf{x}_I 对应的节点系数。

其次，弯矩分量 $M_{\alpha\beta}$ 在每个背景积分域内假设为 $(p-2)$ 阶多项式。如图 (5.1) 所示，将薄板中面 Ω 划分为一系列背景积分域 $\Omega_C, C = 1, 2, \dots, n_C$ ，并且存在 $\cup_{C=1}^{n_C} \Omega_C \approx \Omega$ 。在背景积分单元 Ω_C 内，假定弯矩分量 $M_{\alpha\beta}$ 为多项式，近似的弯矩分量 $M_{\alpha\beta}^h$ ：

$$M_{\alpha\beta}^h(\mathbf{x}) = \mathbf{a}_{\alpha\beta}^T \mathbf{p}^{[p-2]}(\mathbf{x}) \tag{5.7}$$

其中 $\mathbf{p}^{[p-2]}(\mathbf{x})$ 是 $(p-2)$ 阶的单项式向量， $\mathbf{a}_{\alpha\beta}$ 为弯矩分量 $M_{\alpha\beta}$ 在积分域 Ω_C 内的常系数向量。此时将离散的弯矩分量表达式 (5.7) 代入式 (5.4) 同时根据式 (3.25)

和线弹性本构关系式 (2.31) 可以得到:

$$\begin{aligned}
 & \int_{\Omega} \delta \mathbf{a}_{\alpha\beta}^T \mathbf{p}^{[p-2]} D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathbf{a}_{\gamma\eta}^T \mathbf{p}^{[p-2]} d\Omega = \\
 & - \int_{\Gamma} D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathcal{V}_{\alpha\beta} \delta \mathbf{a}_{,\alpha\beta}^T \mathbf{p}^{[p-2]} w d\Gamma + \int_{\Gamma} D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathcal{M}_{\alpha\beta} \delta \mathbf{a}_{,\alpha\beta}^T \mathbf{p}^{[p-2]} w, \mathbf{n} d\Gamma \\
 & - D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathcal{P}_{\alpha\beta} \delta \mathbf{a}_{,\alpha\beta}^T \mathbf{p}^{[p-2]} w|_{x \in c} - \int_{\Omega} \delta \mathbf{a}_{\alpha\beta,\alpha\beta}^T \mathbf{p}^{[p-2]} w d\Omega \\
 & + \int_{\Gamma_w} D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathcal{V}_{\alpha\beta} \delta \mathbf{a}_{,\alpha\beta}^T \mathbf{p}^{[p-2]} d\Gamma - \int_{\Gamma_\theta} D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathcal{M}_{\alpha\beta} \delta \mathbf{a}_{,\alpha\beta}^T \mathbf{p}^{[p-2]} w, \mathbf{n} d\Gamma \\
 & + D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathcal{P}_{\alpha\beta} \delta \mathbf{a}_{,\alpha\beta}^T \mathbf{p}^{[p-2]} w x|_{x \in c_w} - \int_{\Gamma_w} D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathcal{V}_{\alpha\beta} \delta \mathbf{a}_{,\alpha\beta}^T \mathbf{p}^{[p-2]} \bar{w} d\Gamma \\
 & + \int_{\Gamma_\theta} D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathcal{M}_{\alpha\beta} \delta \mathbf{a}_{,\alpha\beta}^T \mathbf{p}^{[p-2]} \bar{\theta}_n d\Gamma - D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathcal{P}_{\alpha\beta} \delta \mathbf{a}_{,\alpha\beta}^T \mathbf{p}^{[p-2]} \bar{w}|_{x \in c_w}
 \end{aligned} \tag{5.8}$$

进一步将等式两边同时消去 $\delta \mathbf{a}_{\alpha\beta}^T$ 得到:

$$\begin{aligned}
 & \int_{\Omega} \mathbf{p}^{[p-2]} D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathbf{a}_{\gamma\eta}^T \mathbf{p}^{[p-2]} d\Omega = \\
 & - \int_{\Gamma} D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathcal{V}_{\alpha\beta} \mathbf{p}^{[p-2]} w d\Gamma + \int_{\Gamma} D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathcal{M}_{\alpha\beta} \mathbf{p}^{[p-2]} w, \mathbf{n} d\Gamma \\
 & - D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathcal{P}_{\alpha\beta} \mathbf{p}^{[p-2]} w|_{x \in c} - \int_{\Omega} \delta \mathbf{a}_{\alpha\beta,\alpha\beta}^T \mathbf{p}^{[p-2]} w d\Omega \\
 & + \int_{\Gamma_w} D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathcal{V}_{\alpha\beta} \mathbf{p}^{[p-2]} d\Gamma - \int_{\Gamma_\theta} D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathcal{M}_{\alpha\beta} \mathbf{p}^{[p-2]} w, \mathbf{n} d\Gamma \\
 & + D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathcal{P}_{\alpha\beta} \mathbf{p}^{[p-2]} w x|_{x \in c_w} - \int_{\Gamma_w} D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathcal{V}_{\alpha\beta} \mathbf{p}^{[p-2]} \bar{w} d\Gamma \\
 & + \int_{\Gamma_\theta} D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathcal{M}_{\alpha\beta} \mathbf{p}^{[p-2]} \bar{\theta}_n d\Gamma - D_{\alpha\beta\gamma\eta}^{-1} \mathcal{P}_{\alpha\beta} \mathbf{p}^{[p-2]} \bar{w}|_{x \in c_w}
 \end{aligned} \tag{5.9}$$

对上式进行移项可以得到常系数向量 $\mathbf{a}_{\alpha\beta}$ 的具体表达式:

$$\mathbf{a}_{\gamma\eta} = -D_{\alpha\beta\gamma\eta} \mathbf{G}^{-1} \left(\sum_{I=1}^{NP} (\tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I} - \bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}) d_I + \hat{\mathbf{g}}_{\alpha\beta} \right) \tag{5.10}$$

其中

$$\mathbf{G} = \int_{\Omega_C} \mathbf{p}^{[p-2]} \mathbf{p}^{[p-2]T} d\Omega \quad (5.11a)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I} &= \int_{\Gamma_C} \Psi_{I,n} \mathbf{p}^{[p-2]} n_\alpha n_\beta d\Gamma - \int_{\Gamma_C} \Psi_I (n_\alpha \mathbf{p}_{,\beta}^{[p-2]} + \mathbf{p}_{,\gamma}^{[p-2]} s_\alpha n_\beta s_\gamma) d\Gamma \\ &\quad + [[\Psi_I \mathbf{p}^{[p-2]} n_\alpha s_\beta]]|_{\mathbf{x} \in \mathbf{c}_C} + \int_{\Omega_C} \Psi_I \mathbf{p}_{,\alpha\beta}^{[p-2]} d\Omega \end{aligned} \quad (5.11b)$$

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I} &= \int_{\Gamma_\theta \cap \Gamma_C} \Psi_{I,n} \mathbf{p}^{[p-2]} n_\alpha n_\beta d\Gamma - \int_{\Gamma_w \cap \Gamma_C} \Psi_I (n_\alpha \mathbf{p}_{,\beta}^{[p-2]} + \mathbf{p}_{,\gamma}^{[p-2]} s_\alpha n_\beta s_\gamma) d\Gamma \\ &\quad + [[\Psi_I \mathbf{p}^{[p-2]} n_\alpha s_\beta]]|_{\mathbf{x} \in \mathbf{c}_w \cap \mathbf{c}_C} \end{aligned} \quad (5.11c)$$

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I} &= \int_{\Gamma_\theta \cap \Gamma_C} \mathbf{p}^{[p-2]} n_\alpha n_\beta \bar{\theta}_n d\Gamma - \int_{\Gamma_w \cap \Gamma_C} (n_\alpha \mathbf{p}_{,\beta}^{[p-2]} + \mathbf{p}_{,\gamma}^{[p-2]} s_\alpha n_\beta s_\gamma) \bar{w} d\Gamma \\ &\quad + [[\bar{w} \mathbf{p}^{[p-2]} n_\alpha s_\beta]]|_{\mathbf{x} \in \mathbf{c}_w \cap \mathbf{c}_C} \end{aligned} \quad (5.11d)$$

式中 Γ_C 是 Ω_C 的边界, 此时将 $\mathbf{a}_{\alpha\beta}$ 代入到式(5.7)中得到近似的弯矩分量 $M_{\alpha\beta}^h(\mathbf{x})$ 的表达式:

$$\begin{aligned} M_{\alpha\beta}^h(\mathbf{x}) &= \mathbf{p}^{[p-2]T}(\mathbf{x}) \mathbf{a}_{\alpha\beta} \\ &= -D_{\alpha\beta\gamma\eta} \left(\sum_{I=1}^{NP} \mathbf{p}^{[p-2]T}(\mathbf{x}) \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta I} - \mathbf{p}^{[p-2]T}(\mathbf{x}) \mathbf{G}^{-1} \bar{\mathbf{g}}_{\gamma\eta I} \right) d_I + \mathbf{p}^{[p-2]T}(\mathbf{x}) \mathbf{G}^{-1} \hat{\mathbf{g}}_{\gamma\eta} \\ &= -D_{\alpha\beta\gamma\eta} \left(\sum_{I=1}^{NP} \tilde{\Psi}_{I,\gamma\eta}(\mathbf{x}) d_I - \sum_{I=1}^{NP} \bar{\Psi}_{I,\gamma\eta}(\mathbf{x}) d_I + \mathbf{p}^{[p-2]T}(\mathbf{x}) \mathbf{G}^{-1} \hat{\mathbf{g}}_{\gamma\eta} \right) \end{aligned} \quad (5.12)$$

其中

$$\tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} = \mathbf{p}^{[p-2]T}(\mathbf{x}) \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I} \quad (5.13)$$

$$\bar{\Psi}_{I,\alpha\beta} = \mathbf{p}^{[p-2]T}(\mathbf{x}) \mathbf{G}^{-1} \bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I} \quad (5.14)$$

此时, 弯矩分量表达式中的 $\tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta}$ 是根据再生光滑梯度理论^[24] 构造的二阶再生光滑梯度。根据再生光滑梯度理论框架, 直接通过无网格形函数显式构造再生光滑梯度, 可以避免传统无网格形函数梯度的复杂计算从而提高梯度计算效率。 $\tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}$ 是指在薄板问题中由再生光滑梯度法内嵌的局部积分约束条件, 在求解高阶薄板问题时可以保证算法的计算精度和误差收敛性。表示在求解薄板问题时, 可以通过构造再生光滑梯度, 保证误差收敛性提高计算精度。

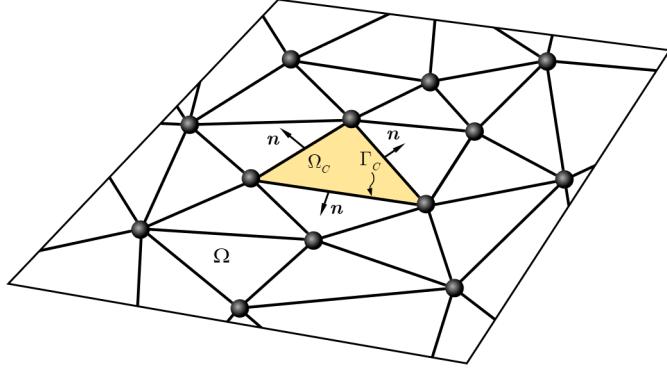


图 5.1 背景积分域示意图

5.3 赫林格-赖斯纳变分原理下的本质边界条件施加方法

基于赫林格-赖斯纳变分原理的薄板问题伽辽金弱形式 (2.36) 中的积分项包括了在本质边界条件下的弯矩的约束项，以及在自然边界条件下的挠度和集中荷载外力项。此时，通过对挠度采用再生核近似，弯矩通过局部多项式近似的混合离散方式对赫林格-赖斯纳变分原理的薄板问题等效积分弱形式进行组装刚度矩阵。首先，将挠度离散表达式 (5.6) 和弯矩离散表达式 (5.7) 代入到弱形式 (5.5) 中得到：

$$\begin{aligned}
 & \int_{\Gamma} \sum_{I=1}^{NP} \Psi_I \delta d_I \mathcal{V}_{\alpha\beta} w_{,\alpha\beta} d\Gamma - \int_{\Gamma} \sum_{I=1}^{NP} \Psi_{I,n} \delta d_I \mathcal{M}_{\alpha\beta} w_{,\alpha\beta} d\Gamma + \sum_{I=1}^{NP} \Psi_I \delta d_I \mathcal{P}_{\alpha\beta} w_{,\alpha\beta} |_{\mathbf{x} \in \mathbf{c}} \\
 & - \int_{\Omega} \sum_{I=1}^{NP} \Psi_I \delta d_I \mathbf{a}_{\alpha\beta,\alpha\beta}^T \mathbf{p}^{[p-2]} d\Omega - \int_{\Gamma_w} \sum_{I=1}^{NP} \Psi_I \delta d_I \mathcal{V}_{\alpha\beta} w_{,\alpha\beta} d\Gamma \\
 & + \int_{\Gamma_\theta} \sum_{I=1}^{NP} \Psi_{I,n} \delta d_I \mathcal{M}_{\alpha\beta} w_{,\alpha\beta} d\Gamma - \sum_{I=1}^{NP} \Psi_I \delta d_I \mathcal{P}_{\alpha\beta} w_{,\alpha\beta} |_{\mathbf{x} \in \mathbf{c}_w} \\
 & = \sum_{I=1}^{NP} \int_{\Gamma_V} \Psi_I \delta d_I \bar{V}_n d\Gamma - \sum_{I=1}^{NP} \int_{\Gamma_M} \Psi_{I,n} \delta d_I \bar{M}_{nn} d\Gamma + \sum_{I=1}^{NP} \Psi_I \delta d_I \bar{P} |_{\mathbf{x} \in \mathbf{c}_P} + \sum_{I=1}^{NP} \int_{\Omega} \Psi_I \delta d_I \bar{q} d\Omega
 \end{aligned} \tag{5.15}$$

其次引入式 (3.26) 并根据薄板问题线弹性本构关系式 (2.31) 将上式改写为：

$$- \sum_{C=1}^{NC} (\tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T - \bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T) \mathbf{a}_{\alpha\beta} = \mathbf{f} \tag{5.16}$$

进一步再将式(5.10)中的 $\mathbf{a}_{\alpha\beta}$ 代入到式(5.16)中进而得到:

$$\begin{aligned}
 & - \sum_{C=1}^{NC} (\tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T - \bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T) \mathbf{a}_{\alpha\beta} \\
 & = \sum_{C=1}^{NC} (\tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T - \bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T) D_{\alpha\beta\gamma\eta} \mathbf{G}^{-1} \left(\sum_{J=1}^{NP} (\tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J} - \bar{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J}) d_I + \hat{\mathbf{g}}_{\gamma\eta} \right) \\
 & \quad \left. \begin{aligned}
 & \sum_{J=1}^{NP} \underbrace{D_{\alpha\beta\gamma\eta} \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J} d_J}_{\mathbf{K}} \\
 & + \sum_{J=1}^{NP} \underbrace{D_{\alpha\beta\gamma\eta} (-\bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J} - \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J}) d_J}_{\tilde{\mathbf{K}}} \\
 & + \sum_{J=1}^{NP} \underbrace{D_{\alpha\beta\gamma\eta} \bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J} d_J}_{\bar{\mathbf{K}}} \\
 & - \underbrace{(-D_{\alpha\beta\gamma\eta} \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \hat{\mathbf{g}}_{\gamma\eta})}_{\tilde{\mathbf{f}}} \\
 & - \underbrace{D_{\alpha\beta\gamma\eta} \bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \hat{\mathbf{g}}_{\gamma\eta}}_{\bar{\mathbf{f}}}
 \end{aligned} \right) \\
 & = \sum_{J=1}^{NP} (\mathbf{K} + \tilde{\mathbf{K}} + \bar{\mathbf{K}}) \mathbf{d}_J - \tilde{\mathbf{f}} - \bar{\mathbf{f}}
 \end{aligned} \tag{5.17}$$

式中的最后一个等式通过引入式(5.11a)-(5.14)和(3.25)进行化简得到,具体详细的推导可参考附录B薄板HR变分原理的本质边界条件施加方法推导过程。根据式(5.16)和(5.17)代入到式(5.15)中可得到赫林格-赖斯纳变分原理下的薄板问题离散控制方程:

$$(\mathbf{K} + \tilde{\mathbf{K}} + \bar{\mathbf{K}}) \mathbf{d} = \mathbf{f} + \tilde{\mathbf{f}} + \bar{\mathbf{f}} \tag{5.18}$$

其中刚度矩阵 \mathbf{K} 、 $\tilde{\mathbf{K}}$ 和 $\bar{\mathbf{K}}$,力向量 \mathbf{f} 、 $\tilde{\mathbf{f}}$ 和 $\bar{\mathbf{f}}$ 的具体表达式如下:

$$K_{IJ} = \int_{\Omega} \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} D_{\alpha\beta\gamma\eta} \tilde{\Psi}_{J,\gamma\eta} d\Omega \tag{5.19a}$$

$$f_I = \int_{\Gamma_V} \Psi_I \bar{V}_n d\Gamma - \int_{\Gamma_M} \Psi_{I,n} \bar{M}_{nn} d\Gamma + \Psi_I \bar{P}|_{\mathbf{x} \in \mathbf{c}_P} + \int_{\Omega} \Psi_I \bar{q} d\Omega \tag{5.19b}$$

$$\begin{aligned}
 \tilde{K}_{IJ} & = - \int_{\Gamma_w} \Psi_I \mathcal{V}_{\alpha\beta} \tilde{\Psi}_{J,\alpha\beta} d\Gamma + \int_{\Gamma_\theta} \Psi_{I,n} \mathcal{M}_{\alpha\beta} \tilde{\Psi}_{J,\alpha\beta} d\Gamma + [[\Psi_I \mathcal{P}_{\alpha\beta} \tilde{\Psi}_{J,\alpha\beta}]]_{\mathbf{x} \in \mathbf{c}_w} \\
 & - \int_{\Gamma_w} \mathcal{V}_{\alpha\beta} \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} \Psi_J d\Gamma + \int_{\Gamma_\theta} \mathcal{M}_{\alpha\beta} \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} \Psi_{J,n} d\Gamma + [[\mathcal{P}_{\alpha\beta} \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} \Psi_J]]_{\mathbf{x} \in \mathbf{c}_w}
 \end{aligned} \tag{5.20a}$$

$$\tilde{f}_I = \int_{\Gamma_w} \mathcal{V}_{\alpha\beta} \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} \bar{w} d\Gamma + \int_{\Gamma_\theta} \mathcal{M}_{\alpha\beta} \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} \bar{\theta}_n d\Gamma + [[\mathcal{P}_{\alpha\beta} \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} \bar{w}]]_{\mathbf{x} \in \mathbf{c}_w} \tag{5.20b}$$

$$\bar{K}_{IJ} = \int_{\Gamma_w} \mathcal{V}_{\alpha\beta} \bar{\Psi}_{I,\alpha\beta} \Psi_{J,n} d\Gamma - \int_{\Gamma_\theta} \mathcal{M}_{\alpha\beta} \bar{\Psi}_{I,\alpha\beta} \Psi_{J,n} d\Gamma + [[\mathcal{P}_{\alpha\beta} \bar{\Psi}_{I,\alpha\beta} \Psi_J]]_{\mathbf{x} \in \mathbf{c}_w} \quad (5.21a)$$

$$\bar{f}_I = \int_{\Gamma_w} \mathcal{V}_{\alpha\beta} \bar{\Psi}_{I,\alpha\beta} \bar{w} d\Gamma + \int_{\Gamma_\theta} \mathcal{M}_{\alpha\beta} \bar{\Psi}_{I,\alpha\beta} \bar{\theta}_n d\Gamma + [[\mathcal{P}_{\alpha\beta} \bar{\Psi}_{I,\alpha\beta} \bar{w}]]_{\mathbf{x} \in \mathbf{c}_w} \quad (5.21b)$$

赫林格-赖斯纳变分原理下的薄板问题离散控制方程式 (5.20) 中的修正变分项 \tilde{K}_{IJ} 、 \tilde{f}_I 和常用于解决薄板问题的满足变分一致性的本质边界条件施加方案 Nitsche 法 (3.29) 中的 K_{IJ}^n 、 f_I^n 相比，具有相类似的表达式，同样都满足变分一致性，不同的是在赫林格-赖斯纳变分原理离散过程中，用再生光滑梯度 $\tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta}$ 替换传统无网格形函数梯度 $\Psi_{I,\alpha\beta}$ ，使得该方法无需计算复杂耗时的无网格形函数梯度，在处理薄板问题时有效提高计算效率。同样，基于赫林格-赖斯纳变分原理的特点，薄板的离散控制方程式 (5.21) 中的稳定项 \bar{K}_{IJ} 、 \bar{f}_I 中已经内嵌，相较于 Nistche 法 (3.18) 中的稳定项 K_{IJ}^s 、 f_I^s 而言不需要引入罚函数项，不会因为人工参数的存在继而影响计算精度。同样，根据赫林格-赖斯纳变分原理在求解薄板问题过程中也用到了优化的数值积分方案见附录 C 无网格法优化的数值积分方案。

5.4 数值算例

5.4.1 分片实验

关于薄板问题，采用二次、三次和四次高阶薄板分片实验验证采用传统高斯积分法和再生光滑梯度积分法的不同本质边界条件施加方法是否和二阶弹性力学问题相同满足积分约束条件。此时分片实验考虑求解域为 $\Omega = (0, 1) \otimes (0, 1)$ 的正方形薄板，求解域的四边施加本质边界条件。其分片实验的精确解如下：

$$w(\mathbf{x}) = \begin{cases} x_1^2 + 2x_1x_2 & \text{二次分片实验} \\ x_1^3 + 2x_1^2x_2 + 3x_1x_2^2 & \text{三次分片实验} \\ x_1^4 + 2x_1^3x_2 + 3x_1^2x_2^2 + 4x_1x_2^3 & \text{四次分片实验} \end{cases} \quad (5.22)$$

如图所示 (5.2)，薄板问题的分片实验由 49 个无网格节点进行离散。针对三次基函数的无网格近似，采用二次和三次分片实验进行测试，核函数的相对影响域在三次基函数的情况下设为 3.5；而四次基函数的无网格近似采用三次和四次分片实验进行测试，核函数的相对影响域在四次基函数的情况下设为 4.5。

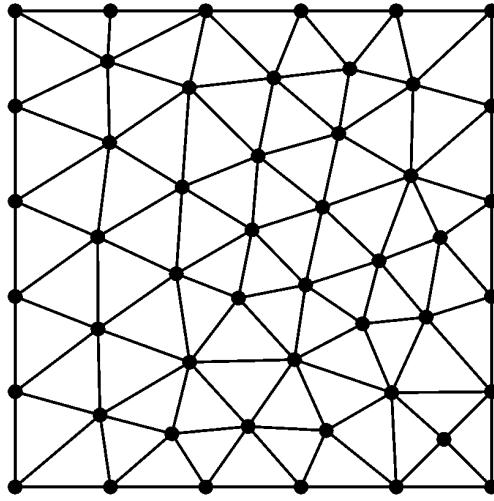


图 5.2 分片实验无网格离散模型

为了更好的对比所提方法的计算精度，针对四阶薄板问题分别采用如下位移误差 L_2 -Error 和能量误差 H_i -Error 进行分析：

$$\begin{aligned} L_2\text{-Error} &= \frac{\sqrt{\int_{\Omega} (w - w^h)^2 d\Omega}}{\sqrt{\int_{\Omega} w^2 d\Omega}} \\ H_i\text{-Error} &= \frac{\sum_{j=0}^i \sqrt{\int_{\Omega} (w_{,\alpha_1 \dots \alpha_j} - w_{,\alpha_1 \dots \alpha_j}^h)^2 d\Omega}}{\sum_{j=0}^i \sqrt{\int_{\Omega} w_{,\alpha_1 \dots \alpha_j} w_{,\alpha_1 \dots \alpha_j}^h d\Omega}} \end{aligned} \quad (5.23)$$

针对薄板问题，三次基函数的求解计算时高斯积分法“GI”的求解域 Ω 的积分采用 13 点高斯积分，边界 Γ 积分采用 3 点高斯积分；四次基函数的求解计算时高斯积分法“GI”的求解域 Ω 的积分采用 16 点高斯积分，边界 Γ 积分采用 5 点高斯积分；再生光滑梯度积分法“RKGSI”计算时采用的积分点数和高斯积分法一致。三次和四次基函数的无网格分片试验结果如下表：

表 5.1 三次基函数无网格法分片实验结果

	二次分片实验		三次分片实验	
	L_2 -Error	H_2 -Error	L_2 -Error	H_2 -Error
GI-Penalty	4.27×10^{-2}	3.82×10^{-1}	9.54×10^{-2}	5.12×10^{-1}
GI-Nitsche	4.09×10^{-2}	3.75×10^{-1}	9.50×10^{-2}	5.05×10^{-1}
RKGSI-Penalty	4.60×10^{-2}	3.86×10^{-1}	1.07×10^{-1}	5.40×10^{-1}
RKGSI-Nitsche	5.67×10^{-14}	2.18×10^{-12}	5.21×10^{-14}	1.20×10^{-12}
RKGSI-HR	5.58×10^{-15}	4.56×10^{-13}	3.66×10^{-15}	2.70×10^{-13}

表 5.2 四次基函数无网格法分片实验结果

	三次分片实验		四次分片实验	
	L_2 -Error	H_2 -Error	L_2 -Error	H_2 -Error
GI-Penalty	1.08×10^{-1}	5.44×10^{-1}	1.84×10^{-1}	6.32×10^{-1}
GI-Nitsche	1.07×10^{-1}	5.45×10^{-1}	1.84×10^{-1}	6.34×10^{-1}
RKGSI-Penalty	1.06×10^{-1}	5.40×10^{-1}	1.84×10^{-1}	6.26×10^{-1}
RKGSI-Nitsche	2.82×10^{-13}	4.99×10^{-12}	3.03×10^{-13}	3.33×10^{-12}
RKGSI-HR	1.68×10^{-14}	2.33×10^{-12}	4.40×10^{-14}	1.57×10^{-12}

表 (5.1) 和表 (5.2) 分别表示具有三次、四次基函数无网格法的薄板分片试验结果，从表中可以明显的看出，由于缺乏变分一致性传统高斯积分法“GI-Penalty”、“GI-Nitsche”和罚函数法“RKGSI-Penalty”都无法通过分片试验。只有满足变分一致性的再生光滑梯度积分法的“RKGSI-Nitsche”法和本章提出的赫林格-赖斯纳变分原理的本质边界条件施加方案“RKGSI-HR”法可以通过分片试验，满足积分约束条件。

5.4.2 简支方板问题

如图 (5.3) 所示，一简支方板的中性面区域为 $\Omega = (0, 1) \otimes (0, 1)$ ，此时 Ω 的长为 $a = 1$ 宽为 $b = 1$ ，材料系数分别为弯曲刚度 $\bar{D} = 1$ 、 $\nu = 0.3$ 。板面内分布如图所示纵向荷载：

$$\bar{q} = -\bar{D}\left(\frac{\pi^2}{a^2} + \frac{\pi^2}{b^2}\right)\sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)\sin\left(\frac{\pi}{b}y\right) \quad (5.24)$$

该简支方板问题的精确解为：

$$w = -\sin\left(\frac{\pi}{a}x\right)\sin\left(\frac{\pi}{b}y\right) \quad (5.25)$$

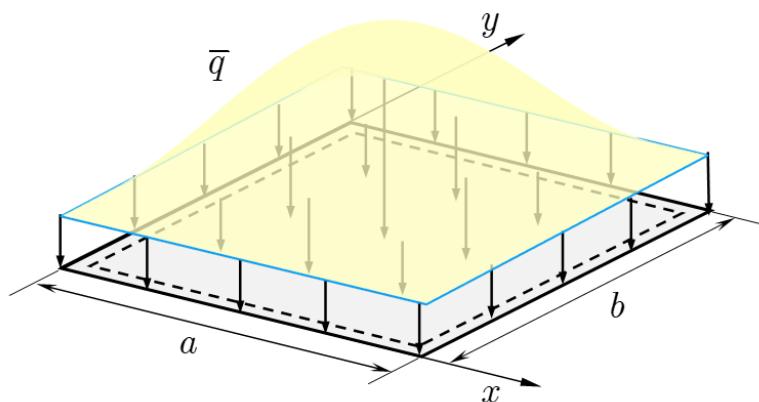


图 5.3 简支方板问题模型

如图所示 (5.4), 简支方板求解域采用均布的 11×11 、 21×21 、 41×41 、 81×81 的四个疏密不同的节点进行离散。此时对于采用三次基函数的简支方板问题其相对影响域取为 3.5, 采用四次基函数时其相对影响域则取为 4.5。

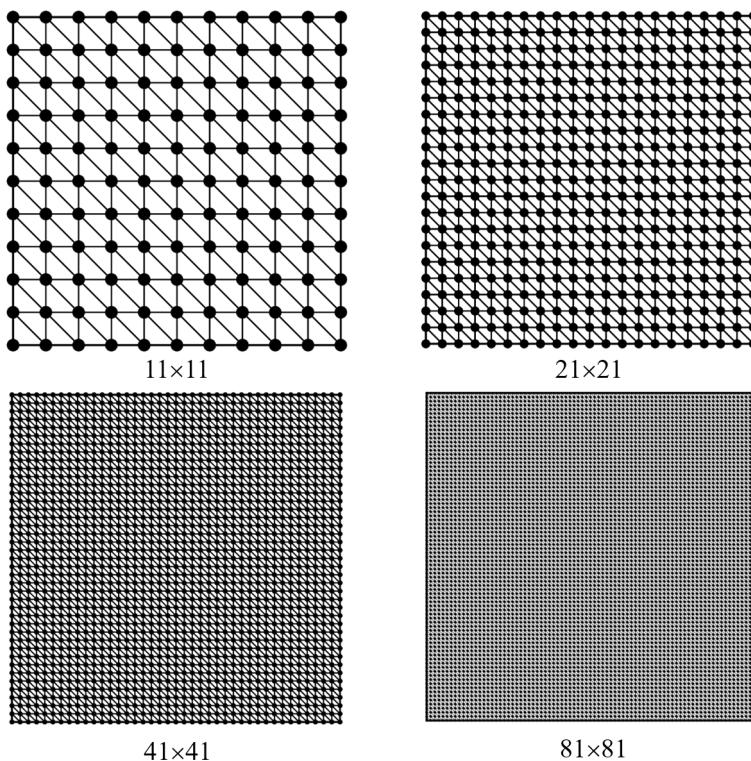


图 5.4 简支方板问题节点离散

图(5.5)、图(5.6)分别为简支方板问题在三次基函数和四次基函数时的位移误差和能量误差对比图。从图中可以明显看出即使采用高阶高斯积分法“GI”如三次基函数的13点高斯积分法和四次基函数的16点高斯积分，计算精度都低于再生光滑梯度法“RKGSI”，并且和同样不满足变分一致性的罚函数法一样都无法达到理论误差收敛率。而“RKGSI-Nitsche”和“RKGSI-HR”法不管是在三次基函数还是四次基函数时都达到了误差收敛率。图(5.7)、图(5.8)是简支方板问题在三次基函数和四次基函数时分别计算节点数和与使用“GI”和“RKGSI”不同数值积分方法时的效率图。从整体来看采用“RKGSI”时的计算效率在三次基函数和四次基函数时都明显高于“GI”。

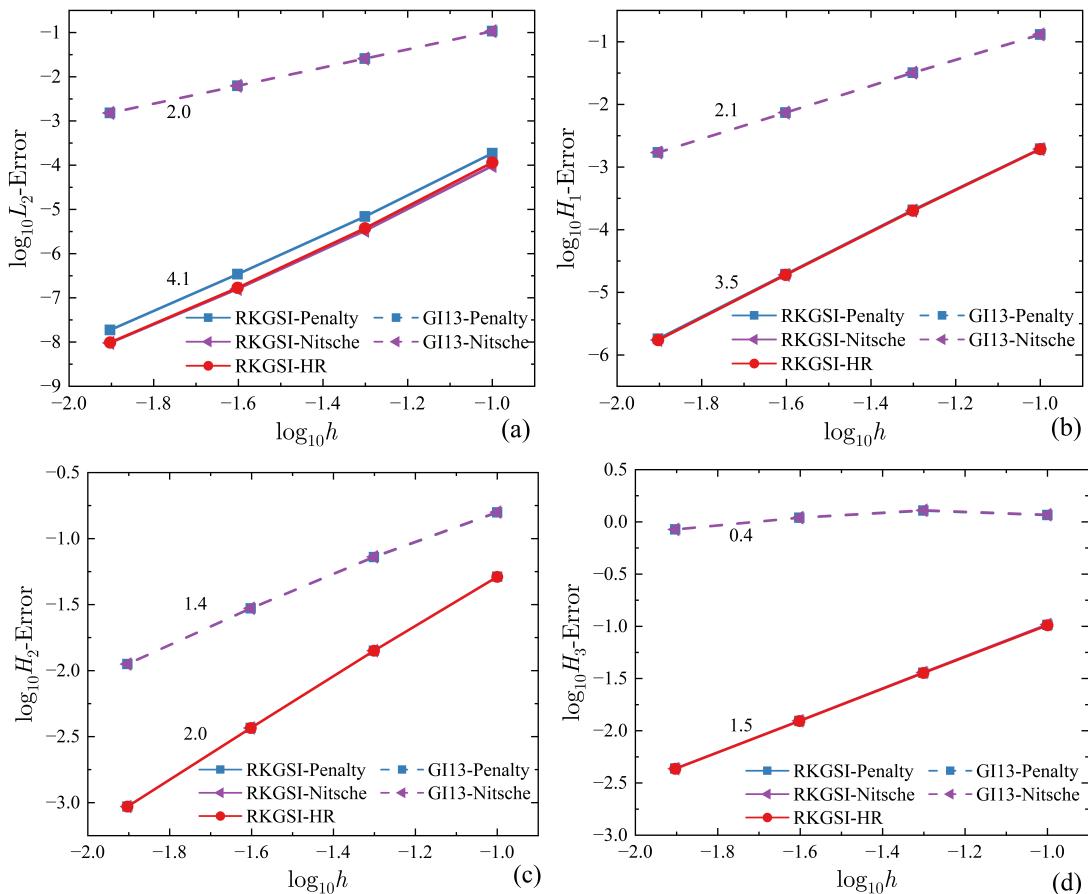


图 5.5 简支方板问题三次基函数误差对比：
(a) L_2 误差; (b) H_1 误差; (c) H_2 误差; (d) H_3 误差

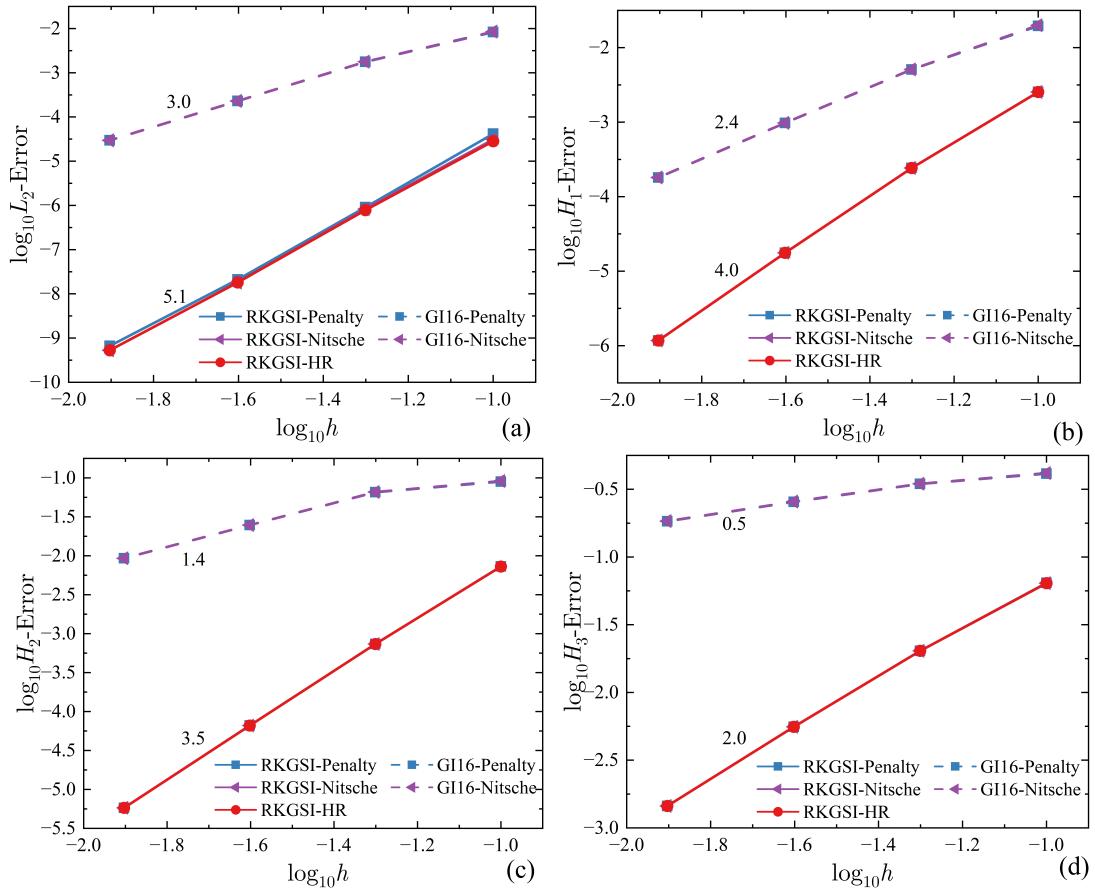


图 5.6 简支方板问题四次基函数误差对比:
(a) L_2 误差; (b) H_1 误差; (c) H_2 误差; (d) H_3 误差

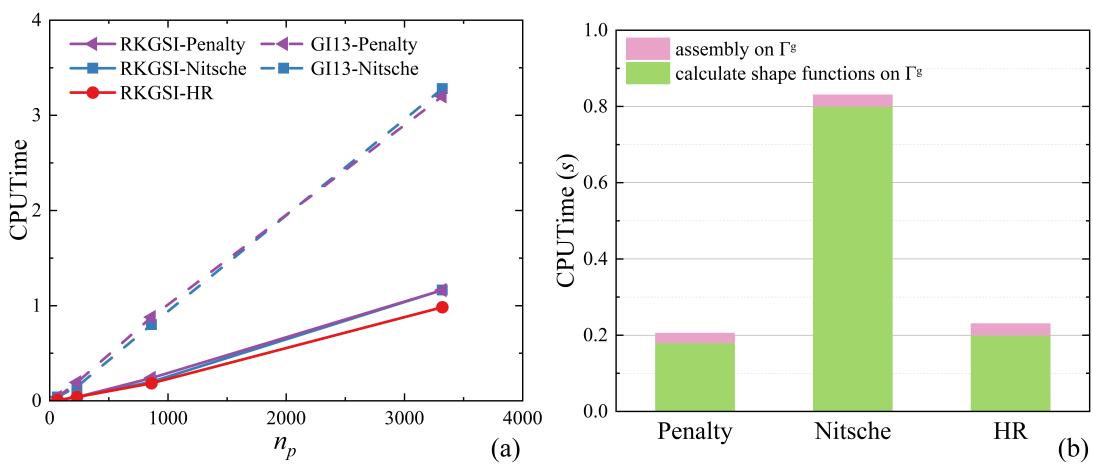


图 5.7 简支方板问题三次基函数效率对比:
(a)计算时间与节点数的关系; (b)本质边界条件施加效率分析

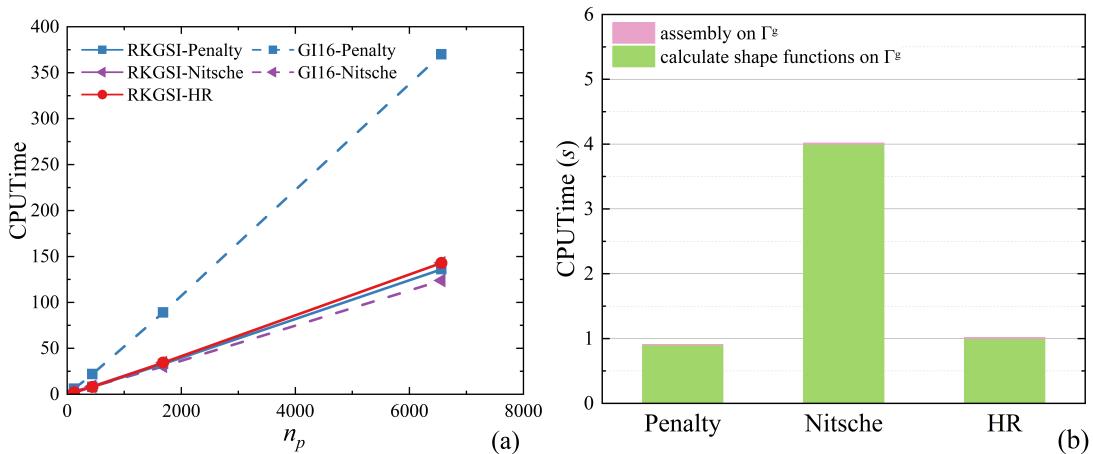


图 5.8 简支方板问题四次基函数效率对比：
(a)计算时间与节点数的关系; (b)本质边界条件施加效率分析

图(5.9)是分别验证简支方板问题在三次基函数和四次基函数时带有人工经验参数的罚函数法和 Nitsche 法的敏感度分析。从图中可以明显的看出，不同的经验参数对罚函数法的误差有着很大的影响，并且它的最优误差只在一小部分。Nitsche 法的最优误差的人工经验参数的范围比较大，但人工经验参数值的大小仍然会影响误差结果的变化，并且随着网格的加密，人工经验参数的最优结果是在发生改变的。此时，提出的基于赫林格-赖斯纳变分原理中由于内嵌了本质边界条件，无需人工经验参数来满足正定性，相较于同样满足积分约束条件的“RKGSI-Nitsche”法，提出的“RKGSI-HR”法的不因人工参数值的变化影响最优误差。

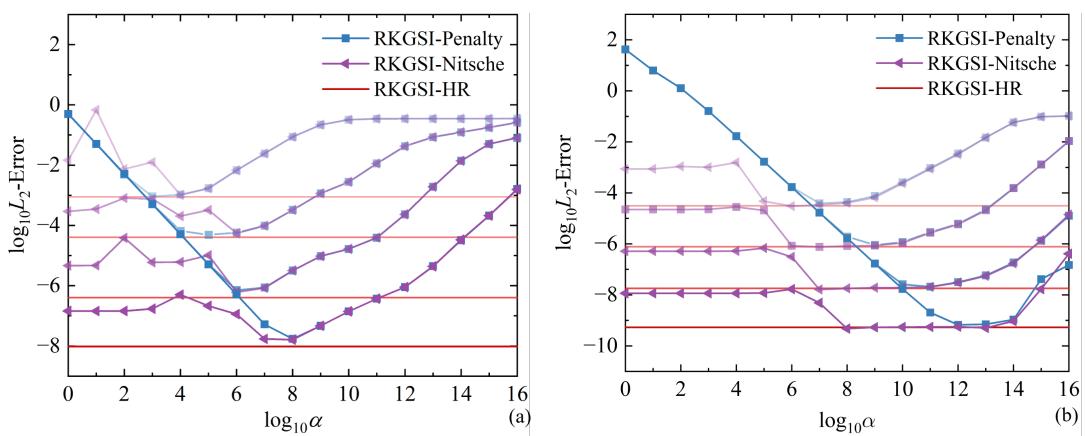


图 5.9 人工参数 α 敏感度分析: (a)三次基函数; (b)四次基函数

5.4.3 简支等边三角形板问题

考虑如图(5.10)所示简支等边三角形板，其中三角形板的高为 $a = 10$ ，均布荷载作用在板面内为 $\bar{q} = 1$ ，材料系数分别为弯曲刚度 $\bar{D} = 1$ 、泊松比 $\nu = 0.3$ 。该简支三角形板的精确解为：

$$w = \frac{\bar{q}}{64a\bar{D}}[x^3 - 3y^3x - a(x^2 + y^2) + \frac{4}{27}a^3](\frac{4}{9}a^2 - x^2 - y^2) \quad (5.26)$$

如图(5.11)所示，简支等边三角形板求解域分布采用均布离散的66、231、861和3321的四个疏密不同的节点进行离散。同样采用三次基函数时，简支等边三角形板问题的相对影响域取为3.5，四次基函数时其相对应影响域取为4.5进行数值分析。

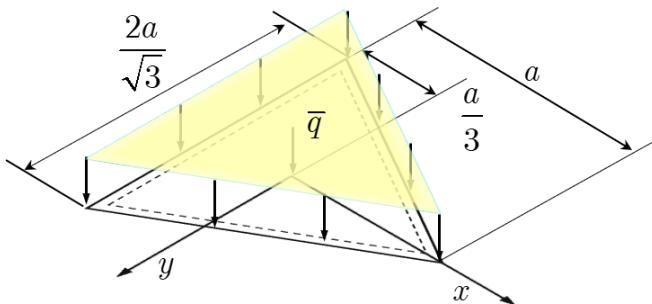


图 5.10 简支等边三角形板问题模型

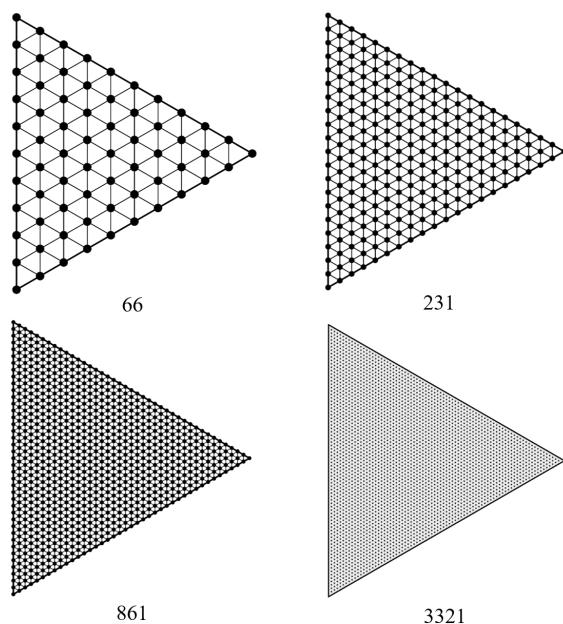


图 5.11 简支等边三角形问题节点离散

图(5.12)、图(5.13)为简支等边三角形板问题分别在三次基函数和四次基函数的位移误差和能量误差对比图。从图中可以明显看出采用“RKGSI”得出的计算精度优于“GI”法，并且“RKGSI-HR”法都能够达到理论误差收敛率，满足积分约束条件。图(5.14)是简支等边三角形板的薄板中面和本质边界条件施加效率分析图，从图中可以看出在薄板中面施加过程中，“RKGSI”所用的时间都明显少于“GI”；而针对“RKGSI”在施加本质边界过程中计算形函数及梯度和组装相对应的刚度矩阵和力向量中可以明显看出“RKGSI-Nitsche”法所用的时间明显多于“RKGSI-HR”法，图(5.15)为简支等边三角形板问题的弯矩云图。从图中可以看出“RKGSI-HR”、“RKGSI-Nitsche”和“RKGSI-Penalty”和精确解之间几乎一致，进一步验证了所提方法能够有效提高计算精度。

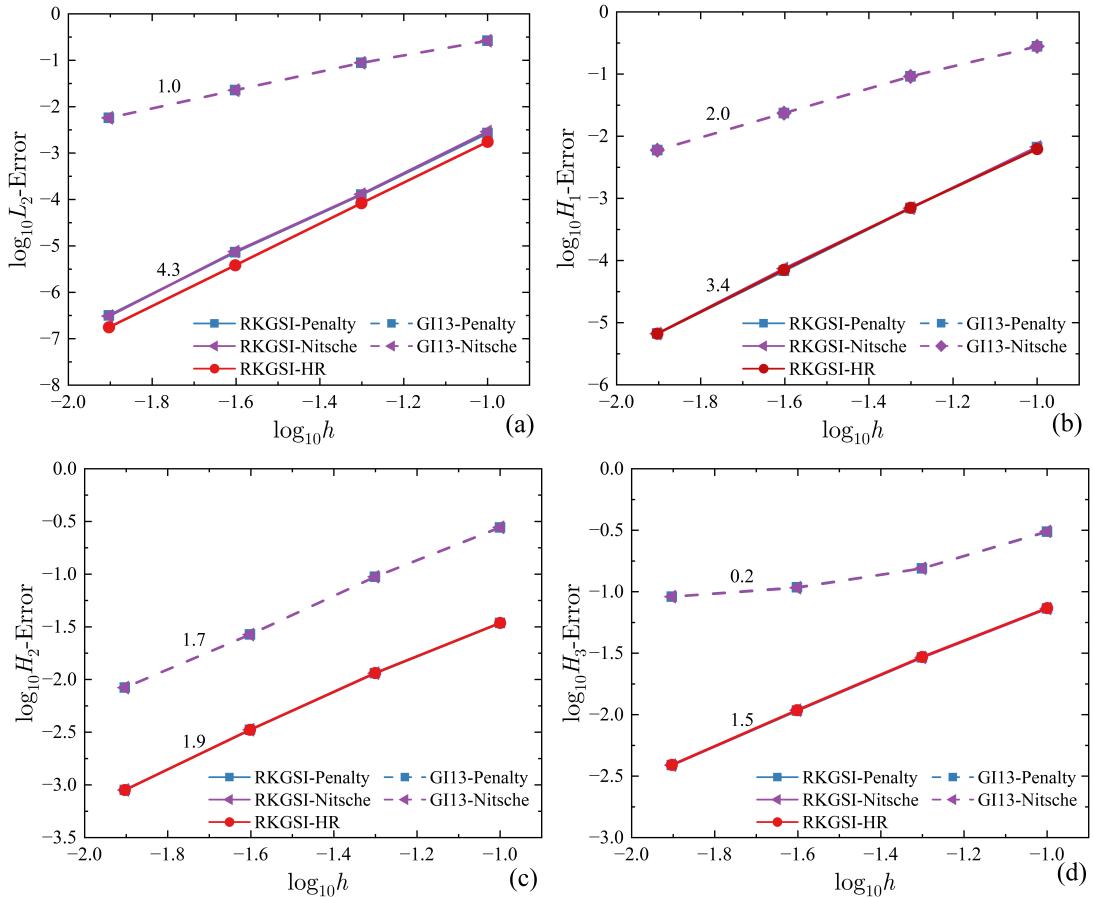


图 5.12 简支等边三角形板问题三次基函数误差对比：
(a) L_2 误差; (b) H_1 误差; (c) H_2 误差; (d) H_3 误差

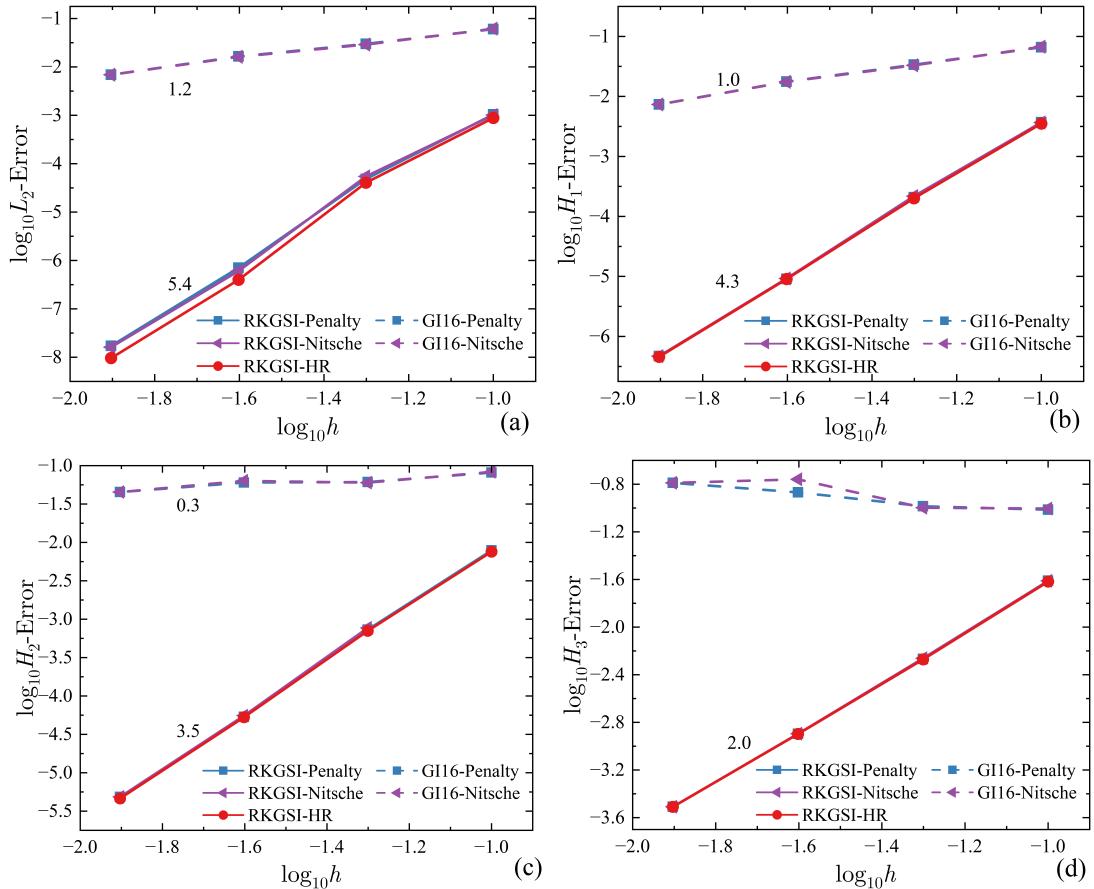


图 5.13 简支等边三角形板问题四次基函数误差对比:
(a) L_2 误差; (b) H_1 误差; (c) H_2 误差; (d) H_3 误差

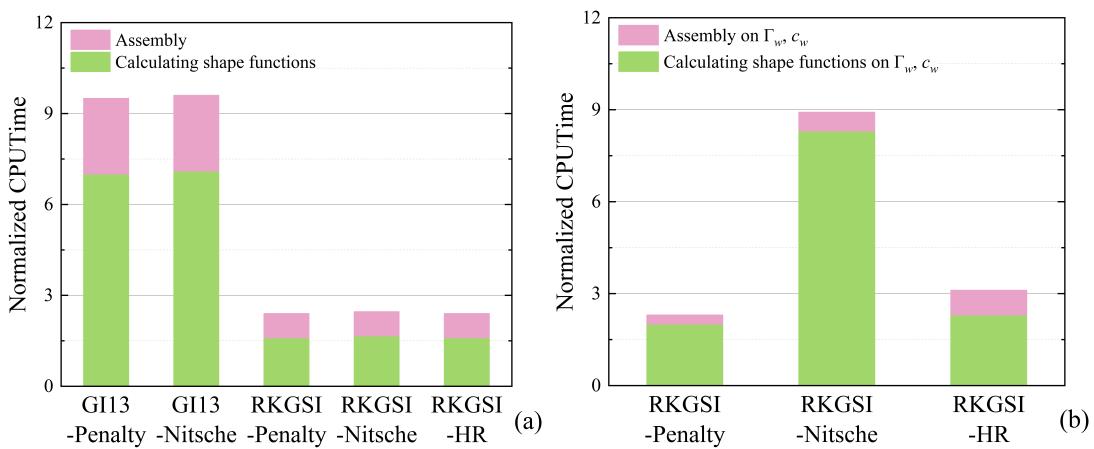
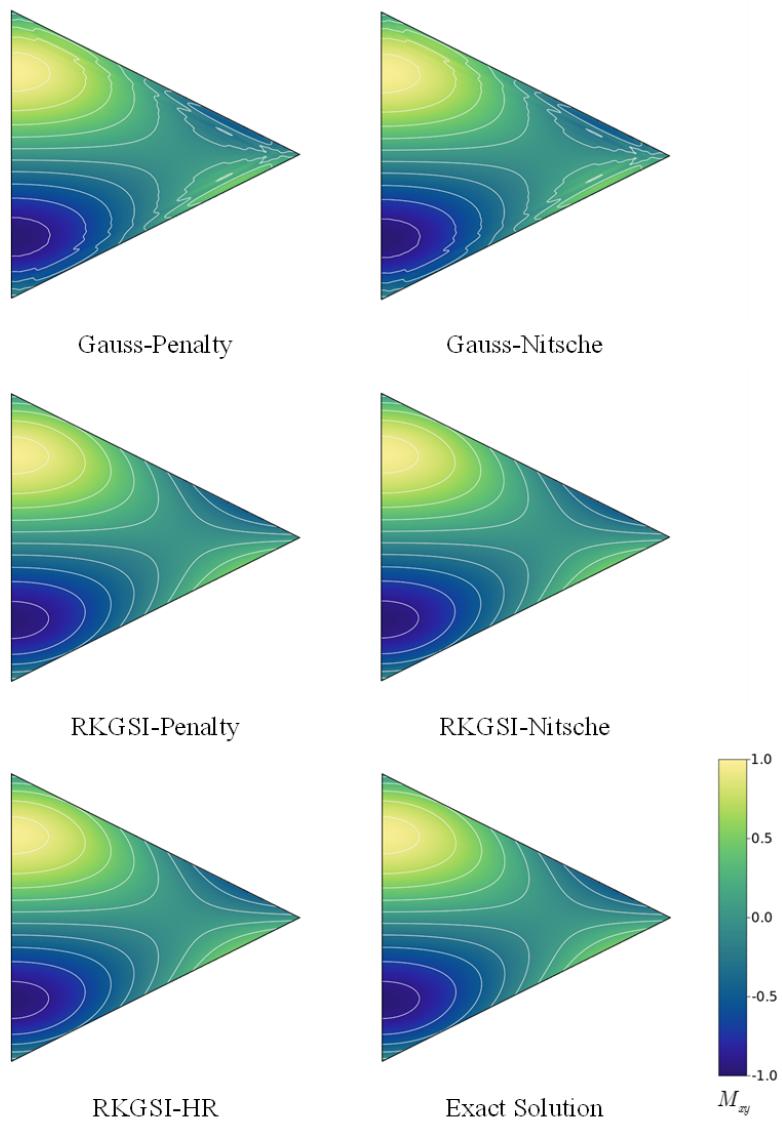


图 5.14 简支等边三角形问题效率对比:
(a)薄板中面 Ω ; (b)本质边界条件 Γ_w, c_w


 图 5.15 简支等边三角形板问题弯矩云图 σ_{xx} 应力云图

5.4.4 简支环行板问题

一简支环行板如图 (5.16) 所示, 其中内外径分别为 $a = 2$ 、 $b = 1$ 。在环行板的内外径边缘处分别施加弯矩 $m_i = 2$ 、 $m_0 = 1$, 材料系数分别为抗弯刚度 $\bar{D} = 1$ 、泊松比为 $\nu = 0.3$ 。该简支环行板的精确解为:

$$w = \frac{(m_i - m_0)a^2b^2}{\bar{D}(1 - \nu)(a^2 - b^2)} \ln \frac{r}{a} + \frac{m_i b^2 - m_0 a^2}{2\bar{D}(1 + \nu)(a^2 - b^2)} (r^2 - a^2) \quad (5.27)$$

其中: $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ 是点 (x, y) 的极径。

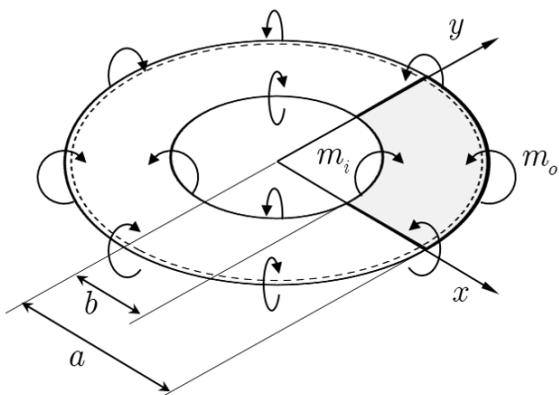


图 5.16 简支环形板问题模型

如图 (5.17) 所示, 简支环形问题求解域通过采用均布的 153、561、2145 和 8385 四个疏密不同的节点进行离散, 该简支环行板采用四次基函数, 取相对影响域为 4.5 进行数值分析。

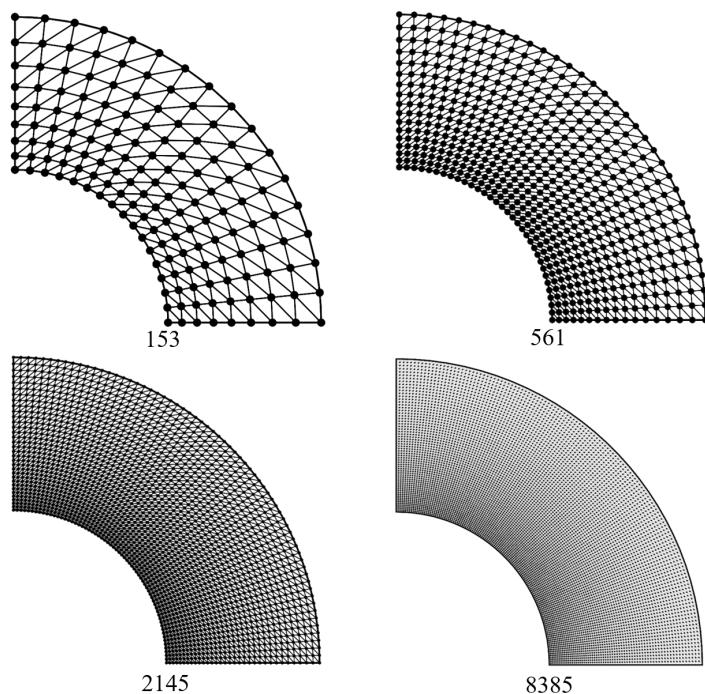


图 5.17 简支环形板问题节点离散

图 (5.18) 为简支环行板问题的位移误差和能量误差对比图, 从图中可以看出“RKGSI-HR”和“RKGSI-Nitsche”同样可以达到理论误差收敛率。图 (5.19) 为简支环行板问题在计算时间节点数和施加不同本质边界条件上的效率对比,

从图中可以看出采用“RKGSI”时的效率明显高于“GI”法，与同样满足变分一致性的“RKGSI-Nitsche”法相比，“RKGSI-HR”法在施加过程中效率明显更高。同样根据简支环行板的弯矩云图(5.20)也可以更进一步说明在解决薄板问题上，基于赫林格-赖斯纳变分原理的本质边界条件施加方法拥有着更高的计算精度。在简支环行板问题中，存在两个人工参数影响计算精度。从图(5.21)中可以看出，随着节点数的变化“RKGSI-Nitsche”法和“RKGSI-Penalty”法在达到最优精度时的人工参数值也在发生变化。而“RKGSI-HR”法中不涉及人工参数，因此随着节点数的增加，计算精度不会受到人工参数的影响，从而提高了种更稳定和高效的计算方法。

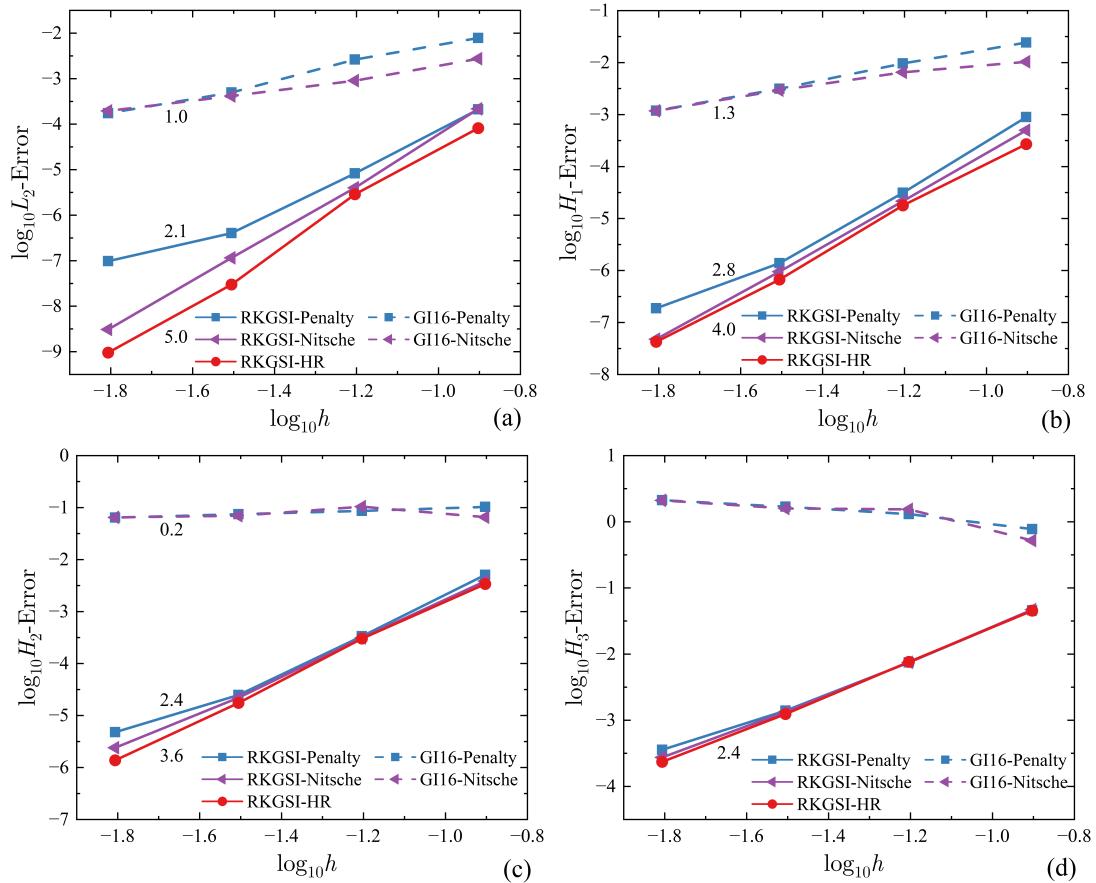


图 5.18 简支环行板问题四次基函数误差对比：
(a) L_2 误差; (b) H_1 误差; (c) H_2 误差; (d) H_3 误差

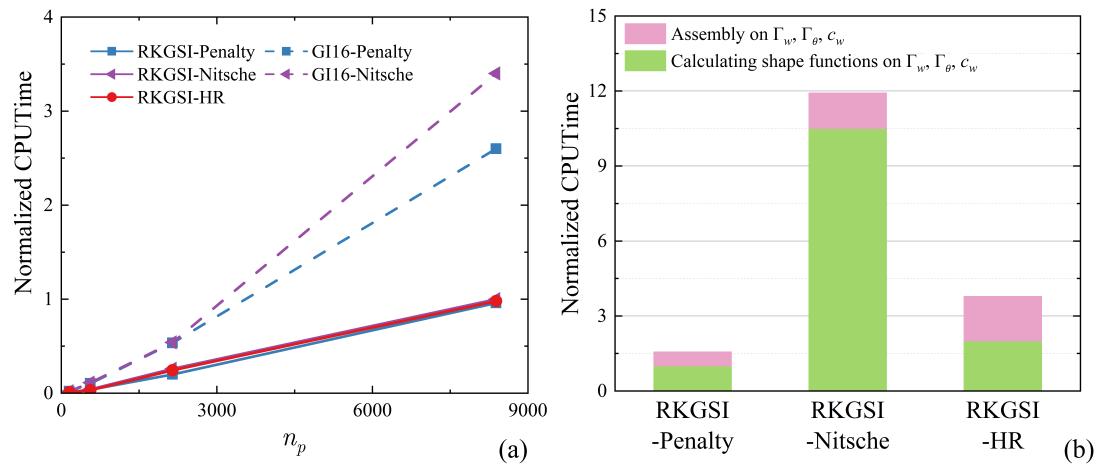


图 5.19 简支环形板问题四次基函数效率对比：
(a)计算时间与节点数的关系；(b)本质边界条件施加效率分析

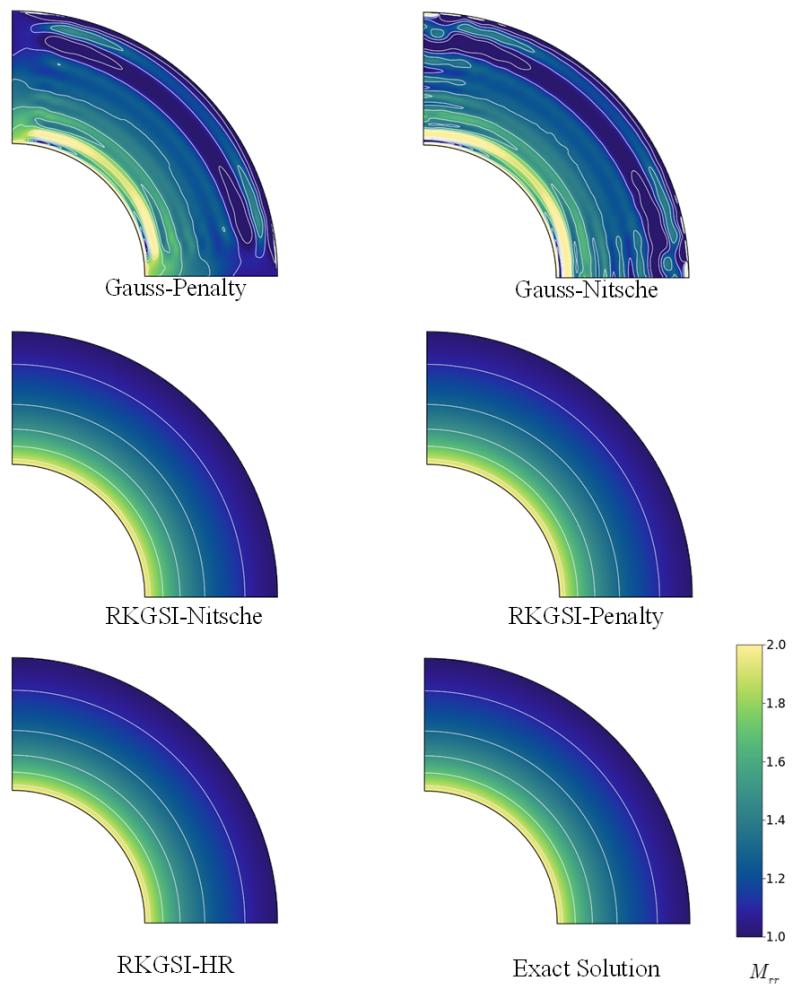


图 5.20 简支环形板问题弯矩云图

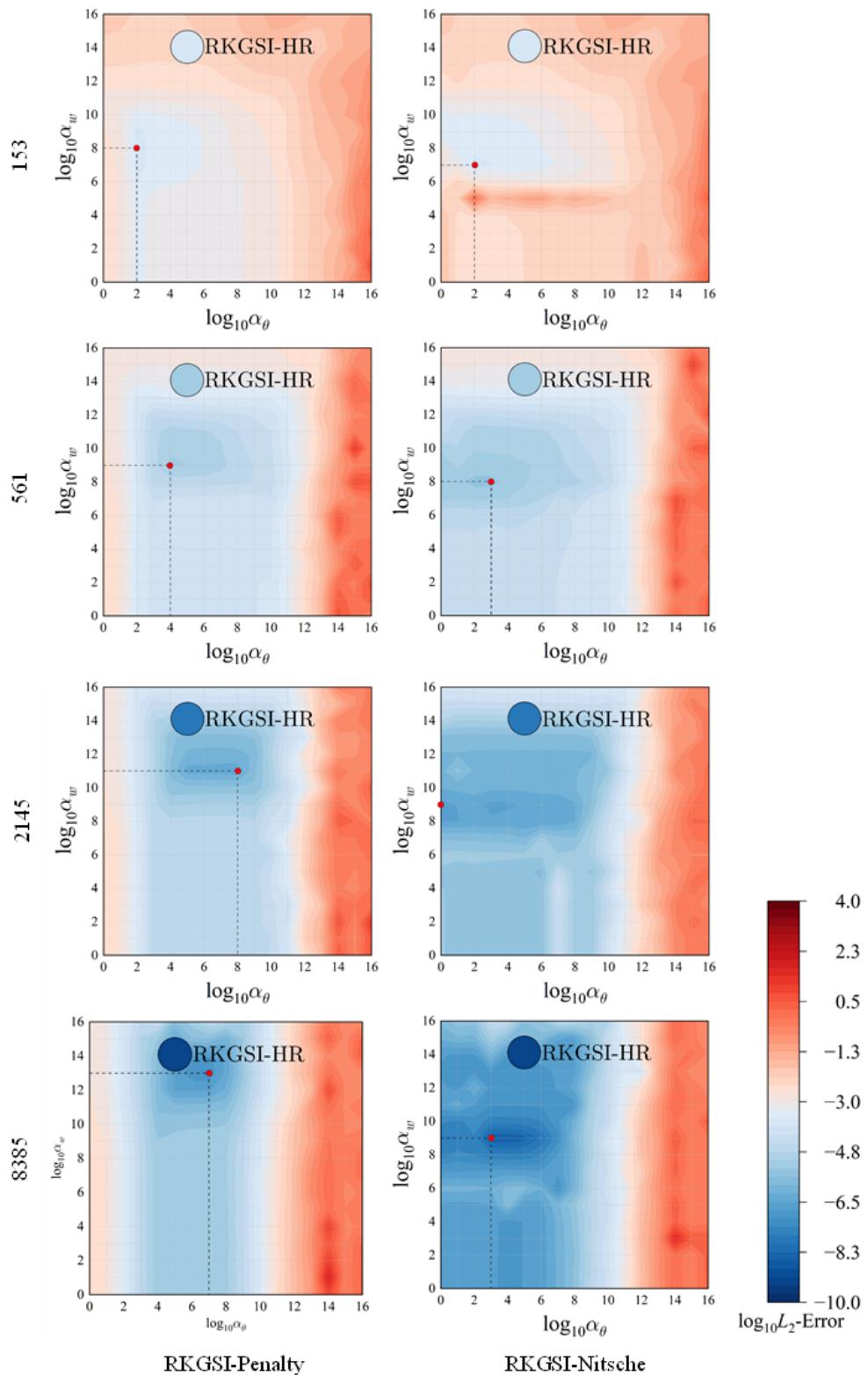


图 5.21 简支环形板问题人工参数敏感性分析

5.5 小结

本章进一步介绍了基于赫林格-赖斯纳变分原理的变分一致性本质边界条件施加方法，用于求解薄板问题。该方法通过采用混合离散近似赫林格-赖斯纳变分原理弱形式中的挠度和弯矩，实现了满足积分约束条件用于求解高阶薄板问题的一种本质边界条件施加方法。其中，在离散平衡控制方程中，采用传统无网格形函数对挠度进行离散，弯矩则在每个背景积分域上近似为对应阶次的多项式。同样，在赫林格-赖斯纳变分原理的框架下，该方法的离散平衡控制方程具有类似传统 Nitsche 法的表达式，可以视为再生光滑梯度积分法的一种新型 Nitsche 法。相较于传统 Nitsche 法，该方法的修正变分项采用了无网格形函数和再生光滑梯度的混合离散，从而在确保变分一致性的同时避免了复杂且耗时的形函数导数计算，明显提高了计算效率，稳定项直接源于赫林格-赖斯纳变分原理的弱形式，无需额外引入人工参数，有效提高无网格法在求解薄板问题的计算精度。之后进一步通过分片实验和薄板典型算例验证所提方法基于赫林格-赖斯纳变分原理施加本质边界条件的变分一致性、计算精度和计算效率。

第 6 章 薄板型抗震阻尼器数值模拟分析

在本章中对工程应用中常见的三种薄板型抗震阻尼器进行介绍，随后通过建模对其进行数值模拟分析，分别使用三种不同的本质边界条件罚函数法、Nitsche 法和本文所提的基于赫林格-赖斯纳原理的变分一致性本质边界条件施加方法得到弯矩位移云图进行对比分析，进一步证明所提方法在解决工程应用薄板型抗震阻尼器方面具有的一一定优势。

6.1 ADAS 阻尼器

在建筑和工程结构中，振动是一个常见的问题，其可能会导致结构的疲劳破坏等问题，传统方法中通过采用增加结构的刚度或使用液体阻尼器、摩擦阻尼器减小结构的振动响应，然而在传统方法中或多或少的存在有效性不高，经济适用性低等问题。为了克服传统方法的限制，ADAS 减振刚度阻尼器被引入，ADAS 阻尼器是一种基于能量耗散原理的被动控制装置，通过在结构中引入附加的阻尼力来吸收和耗散结构的振动能量，能够有效地减小结构地的振动幅值和振动周期，从而显著改善结构的振动响应，并且 ADAS 阻尼器的设计相对简单，通常由一块或多块金属材料制成，安装简易、价格低廉，是一种在结构工程中广泛应用于减震和控制结构的被动控制装置。

图 (6.1)、(6.2) 分别为 ADAS 阻尼器与裸框架示意图和 ADAS 阻尼器的具体尺寸示意图，如图 (6.2) 所示，ADAS 阻尼器中的上端部分设为简支固定，施加本质边界条件 Γ^g ，对下端施加 $P = 100000$ ，ADAS 阻尼器钢板的材料系数分别为杨氏模量 $E = 2 \times 10^{11}$ 、泊松比 $\nu = 0.3$ 。图 0 为三种不同本质边界条件施加方法得出的弯矩应力云图，从图中可以看出

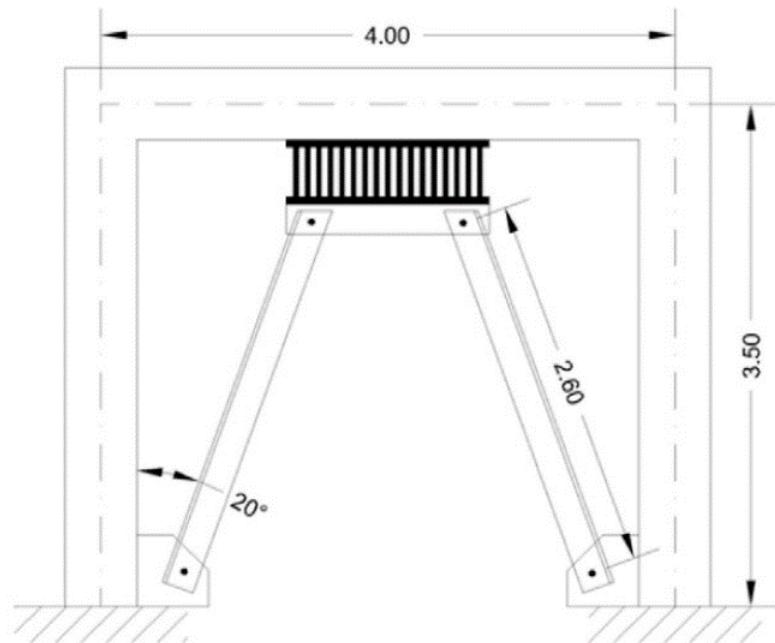


图 6.1 实验装置示意图^[75]

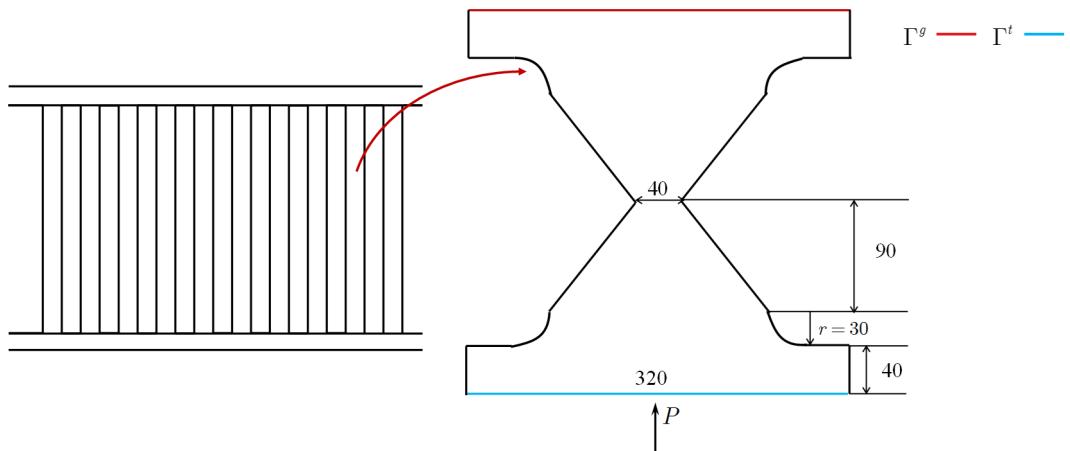
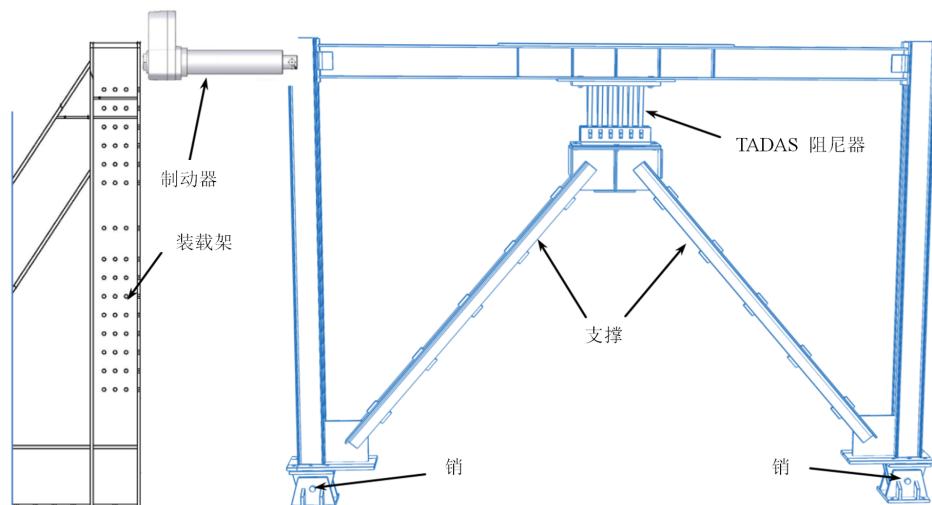
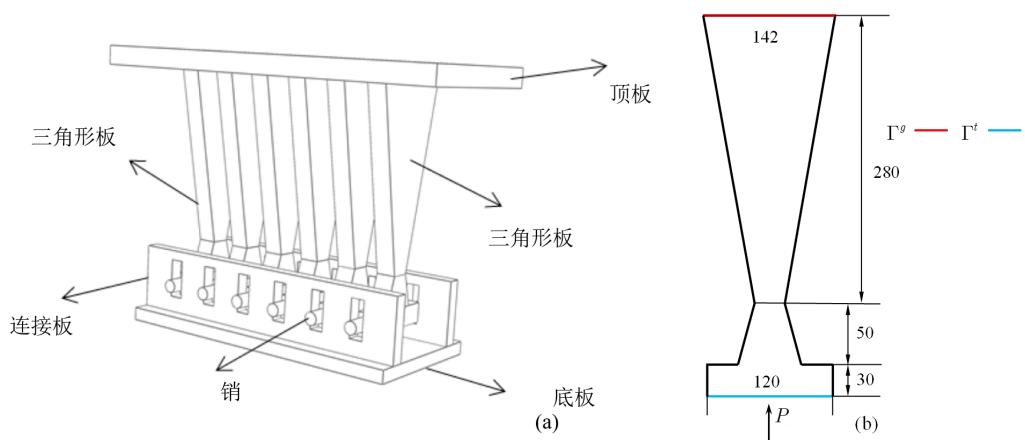


图 6.2 ADAS 阻尼器示意图

6.2 TADAS 阻尼器

ADAS 阻尼器的适用性有限，一旦发生横向变形，板将受到张力的影响，导致 ADAS 的“颈部”X 部分容易失效，降低该设备的有效性。为了改善 ADAS 阻尼器的缺点，三角板 (TADAS) 阻尼器被开发出来，TADAS 阻尼器通过刚性焊接到顶板，下端简单连接到一个开槽底板，相较于传统的 ADAS 阻尼器具有不

受重力荷载的影响，但构造比 ADAS 阻尼器复杂。图(6.3)为一个带有 TADAS 阻尼器的实验装置^[76-77]，为常在道路、住房和城市中心建造的一层框架大比例模型，该框架高 3 米，跨度 4 米，框架柱采用标准的双 IPE180 型钢材，梁的工字截面由三块 $4000 \times 200 \times 12mm$ 的钢板连续焊接而成。支撑体系统一采用双 $100 \times 100 \times 20mm$ 角度，柱基座使用销连接。如图(6.4)所示，TADAS 阻尼器中的三角形板的上端设为简支固定，下端施加 $P = 100000$ 的力。TADAS 阻尼器干拌的材料系数为杨氏模量 $E = 2 \times 10^{11}$ 、泊松比 $\nu = 0.3$ 。图(6.5)为 TADAS 阻尼器三角形板的弯矩应力云图，

图 6.3 实验装置示意图^[76]图 6.4 TADAS 阻尼器示意图^[76]：(a) 钢板焊接 TADAS 装置详图；(b) 三角形钢板横截面图

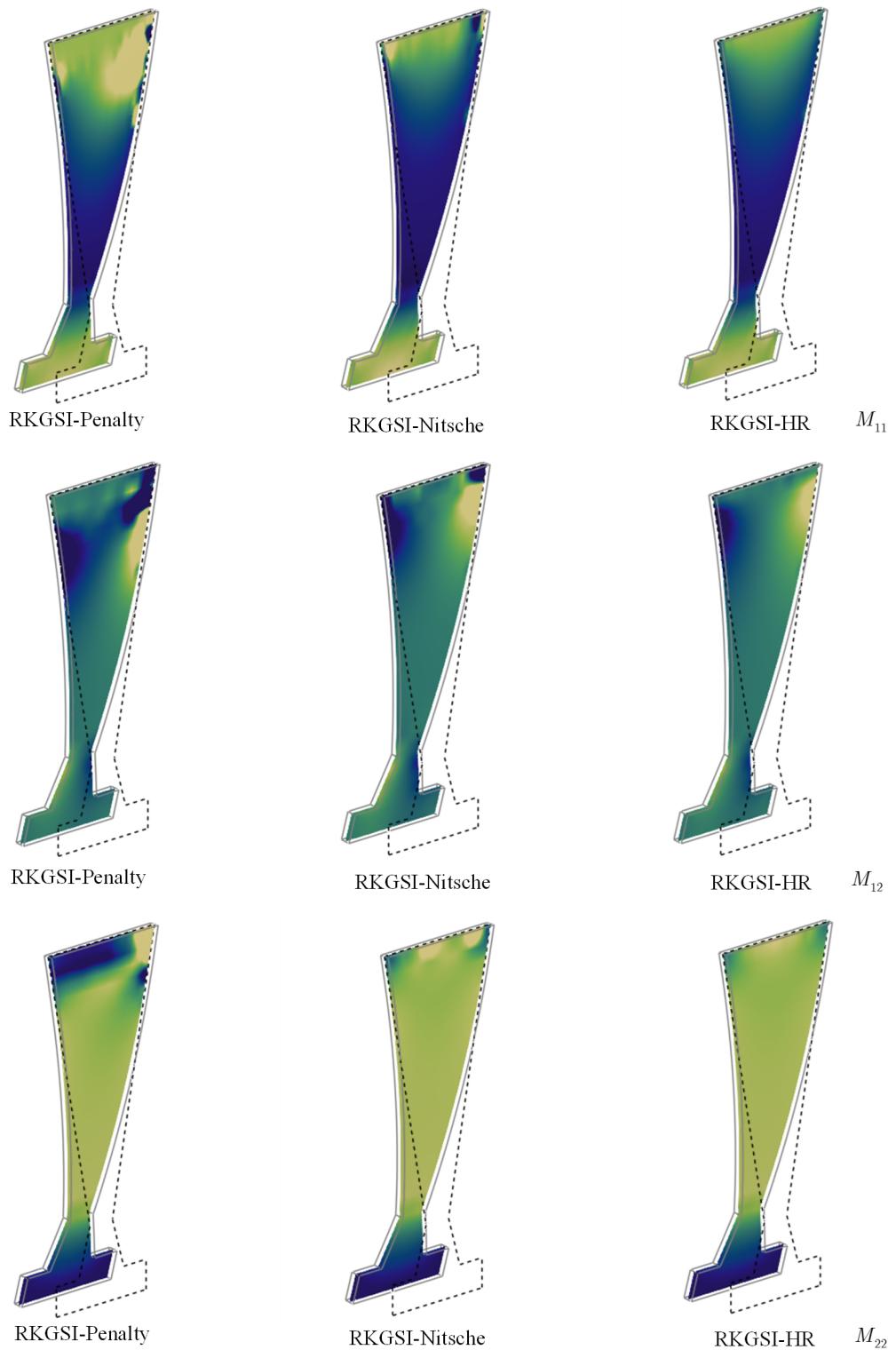


图 6.5 TADAS 阻尼器弯矩云图

6.3 Slit 阻尼器

狭缝 (slit) 阻尼器通过在建筑结构中引入缝隙，进而吸收和耗散振动能量，从而有效减少结构的振动响应，同时 slit 阻尼器的结构相对简单，由一系列平行的缝隙组成，可以根据具体的需求进行设计和调整，并且 slit 阻尼器通常采用钢材或高性能复合材料制造，具有良好的耐久性和抗腐蚀性能，在工程实践应用中越来越广泛。

图 (6.6) 为带有 slit 阻尼器的新型连接体系，梁底部的缝型阻尼器先于主体构件主动塑化，该系统用于震后修复。如图 (6.7) 所示，为了更好的对 slit 阻尼器进行受力分析，将 slit 阻尼器的支板理想化，将圆形的末端替换为直线，对 slit 阻尼器的上端设为简支固定，下端施加 $P = 100000$ 的力，该 slit 阻尼器的材料系数分别为杨氏模量 $E = 2 \times 10^{11}$ 、泊松比 $\nu = 0.3$ 。图 () 为 slit 阻尼器三角形板的弯矩应力云图，

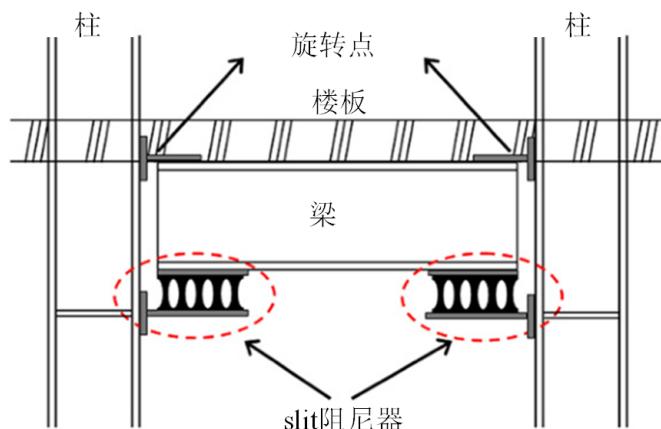


图 6.6 实验装置示意图^[78]

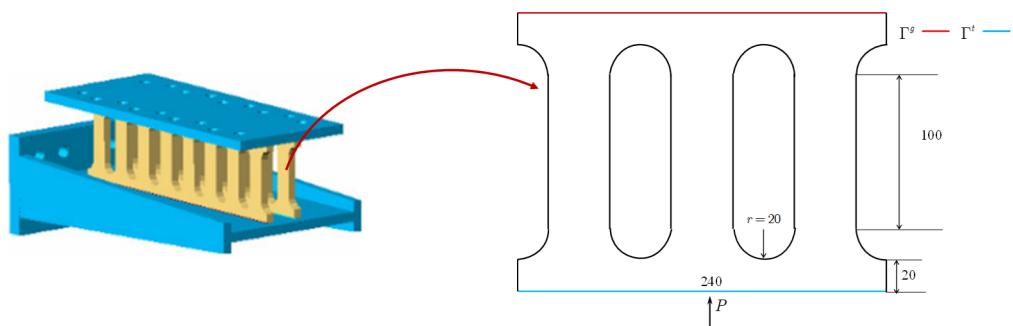


图 6.7 slit 阻尼器示意图

6.4 小结

阻尼器在工程应用中起着减震、减振、控制共振等重要应用，因钢、铝合金等金属材料具有高强度和刚性，能够承受较大的负荷并提供稳定的阻尼效果，使得目前阻尼器的原材料多为金属材料。本章首先分别通过对三种常见的薄板型抗震阻尼器：ADAS 阻尼器、TADAS 阻尼器和 Slit 阻尼器进行介绍说明，随后对常见的实验装置中该三种的阻尼器进行建模分析，最后采用不同的本质边界条件施加方法：罚函数法、Nitsche 法和本论文提出的 HR 法得到的弯矩云图进行对比分析，证明所提方法在处理解决工程应用中薄板型抗震阻尼器的数值模拟分析过程中具有较高的计算精度，为薄板型工程应用提供了一种提高计算精度的数值分析方法。

第 7 章 结论与展望

7.1 结论

本文研究以赫林格-赖斯纳变分原理为基础，提出了一种新型的变分一致型伽辽金无网格法。该方法可视为再生光滑梯度无网格数值积分方案与赫林格-赖斯纳原理施加本质边界条件方案相结合，不仅为变分一致型伽辽金无网格法提供了完备的变分理论基础，且建立了一种基于赫林格-赖斯纳的新型本质边界条件施加方案。该方法可以满足全域变分一致性，保证伽辽金法求解精度。且边界条件施加过程自动存在与赫林格-赖斯纳伽辽金弱形式中，施加过程无需人工经验参数即可保证刚度矩阵的正定性要求，整体计算稳定、高效。具体结论如下：

首先，本文针对弹性力学问题建立赫林格-赖斯纳变分一致无网格法。弹性力学问题赫林格-赖斯纳变分原理的变量为应力分量和位移，借助再生光滑梯度积分无网格法的思想，本文所提方法采用混合离散近似相应的应力和位移。其中，位移采用传统的无网格形函数进行离散，而应力则在每个背景积分域内假设为相应阶次的多项式。通过对赫林格-赖斯纳伽辽金弱形式进行整理得到的离散控制方程可视为再生光滑梯度数值积分方案结合新型赫林格-赖斯纳本质边界条件施加方案。再生光滑梯度内嵌积分约束条件，可满足积分域内局部变分一致性条件。而本质边界条件施加过程具有与传统 Nitsche 法相类似的格式，同样具有一致项和稳定项。所提方法的一致项表达式与 Nitsche 法的一致项相同，唯一区别是将传统计算复杂的形函数梯度替换为光滑梯度，提升本质边界条件施加过程的计算效率。相较于 Nitsche 法引入罚函数法作为稳定项，所提方法的稳定项则自然存在于赫林格-赖斯纳伽辽金弱形式中，稳定项中无需人工经验参数，消除人工参数的依赖性。本文采用了一些列弹性力学的经典算例验证本文所提方法的计算精度、效率和误差收敛性，并选用具有变分一致性的再生光滑梯度积分方案和不具有变分一致性的高斯积分方案结合罚函数法、拉格朗日乘子法、Nitsche 法作为对比项。结果表明满足全域变分一致性的再生光滑梯度积分方案结合 Nitsche 法和本文所提方法可以保证计算精度和理论误差收敛率。在效率方面，由于所提方法施加本质边界条件的过程均采用高效的光滑梯度进行计算，所以其计算效率要高于 Nitsche 法。且所提方法无需额外经验参数，使用的便利

性也由于 Nitsche 法。

其次，本文还将赫林格-赖斯纳变分一致型伽辽金无网格法推广至薄板问题。薄板问题中的赫林格-赖斯纳变分原理的变量为弯矩和挠度，同样地将挠度采用无网格形函数进行离散，弯矩则采用比无网格基函数低两阶的多项式进行离散。整体离散控制方程同样与再生光滑梯度积分方案结合 Nitsche 法类似，所提方法的优势在薄板问题中更加显著。其中，所提方法一致项中同样采用二阶光滑梯度及其导数代替 Nitsche 法中传统无网格形函数的二阶及以上导数。值得注意的是 Nitsche 法的一致项需要计算无网格形函数的三阶导数，而形函数的三阶导数在原本的弱形式当中并不需要。而所提方法采用的二阶光滑梯度具有显示表达式，可直接计算其导数并在一致项中使用，计算效率远大于传统无网格形函数的三阶导数。在稳定项中，Nitsche 法仍需要带有人工经验参数的罚函数法稳定计算结果，此时人工经验参数与无网格节点间距相关，不同的无网格离散模型需要采用不同的人工经验参数，不便于使用。同样采用传统薄板典型算例对所提方法进行验证，结果表明所提方法在不需要人工经验参数的前提下，即可得到与 Nitsche 法采用最优人工经验参数相当的计算结果。在计算效率方面，二阶光滑梯度的直接导数计算效率高于传统形函数的三阶导数，所提方法在计算施加本质边界所需要的形函数耗时远低于 Nitsche 法。

最后，本文采用了实际工程算例——薄板形抗震阻尼器数值仿真分析，对赫林格-赖斯纳变分一致型伽辽金无网格法进行验证。在工程算例中采用了 3 种不同形状的抗震阻尼器进行分析对比，相应的材料均假设为弹线性模型。结果表明，本文所提方法对复杂几何形状的问题进行分析时，展现了更加稳定的应力分析云图，比传统罚函数法、Nitsche 法更高的鲁棒性和稳定性。所提方法能成为实际工程中实体和薄板模型的一种稳定、可靠和高效的数值仿真工具。

7.2 展望

基于赫林格-赖斯纳原理的变分一致型伽辽金无网格法可以满足全域的变分一致性计算稳定、效率高，且计算过程需要额外人工经验参数使用便利。虽然本文已采用实际工程算例对本方法进行验证，但离真正的应用还差距。后续针对本文所提方法的研究工作可以针对以下几点进行开展：

(1) 发展针对薄壳问题的赫林格-赖斯纳原理变分一致型伽辽金无网格法。与薄板结构类似，薄壳结构同样遵循 Kirchhoff 假设理论，属于高阶问题。所提方

法仅需配合相应的赫林格-赖斯纳原理即可推广至薄壳问题。

(2) 研究动力学问题的赫林格-赖斯纳原理变分一致性型伽辽金无网格法。本论文探究的问题皆为静力问题，本方法可与不同的时域积分方法相结合研究其在动力问题中的有效性，并系统讨论其计算精度、效率和稳定性。

(3) 本文且考虑线弹性、小变形的材料模型，后续研究可将所提赫林格-赖斯纳原理变分一致性伽辽金无网格法推广至材料非线性和大变形情况，以将该方法应用到结构损伤破坏分析当中。

参考文献

- [1] Hughes T J. The Finite Element Method: Linear Static and Dynamic Finite Element Analysis [M]. Dover Publications, 2000.
- [2] Zienkiewicz O C, Taylor R L, Fox D. Computer procedures for finite element analysis[M]. The Finite Element Method for Solid and Structural Mechanics, 2014.
- [3] Stein E, de Borst R, Hughes T J R. Encyclopedia of Computational Mechanics (Second Edition) [M]. John Wiley & Sons Inc, 2018.
- [4] Bessa M, Elkhodary K I, Liu W K, et al. Nonlinear finite elements for continua and structures, second edition. Solution manual[M]. John Wiley & Sons Inc, 2014.
- [5] Chen J S, Hillman M, Chi S W. Meshfree methods: Progress made after 20 Years[J]. Journal of Engineering Mechanics, 2017, 143(4): 04017001.
- [6] Belytschko T, Krongauz Y, Organ D, et al. Meshless methods: An overview and recent developments[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1996, 139(1-4): 3-47.
- [7] 邓立克, 王东东, 王家睿, 等. 薄板分析的线性基梯度光滑伽辽金无网格法[J]. 力学学报, 2019, 51(3): 690-702.
- [8] 陈嵩涛, 段庆林, 马今伟. 几何非线性分析的高效高阶无网格法[J]. 计算力学学报, 2020 (6): 694-699.
- [9] 高欣, 段庆林, 李书卉, 等. 裂纹问题的一致性高阶无网格法[J]. 计算力学学报, 2018(3): 275-282.
- [10] Lucy L. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis[J]. Astrophys Journal, 1977, 8(12): 1013-1024.
- [11] Gingold R A, Monaghan J J. Smoothed particle hydrodynamics: Theory and application to non-spherical stars[J]. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 1977, 181(3): 375-389.
- [12] Auricchio F, Da Veiga L B, Hughes T J R, et al. Isogeometric collocation methods[J]. Mathematical Models and Methods in Applied Sciences, 2010, 20(11): 2075-2107.
- [13] Wang D, Wang J, Wu J. Superconvergent gradient smoothing meshfree collocation method[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2018, 340: 728-766.

- [14] Wang D, Wang J, Wu J. Arbitrary order recursive formulation of meshfree gradients with application to superconvergent collocation analysis of Kirchhoff plates[J]. Computational Mechanics, 2020, 65(3): 877-903.
- [15] Gomez H, Lorenzis L D. The variational collocation method[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2016, 309: 152-181.
- [16] Nayroles B, Touzot G, Villon P. Generalizing the finite element method: Diffuse approximation and diffuse elements[J]. Computational Mechanics, 1992, 10(5): 307-318.
- [17] Belytschko T, Lu Y Y, Gu L. Element-free Galerkin methods[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 1994, 37(2): 229-256.
- [18] De S, Bathe K J. The method of finite spheres with improved numerical integration[J]. Computers & Structures, 2001, 79(22): 2183-2196.
- [19] Carpinteri A, Ferro G, Ventura G. The partition of unity quadrature in meshless methods[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2002, 54: 987-1006.
- [20] 王冰冰, 段庆林, 李书卉, 等. 薄板弯曲分析的节点积分高阶无网格法[J]. 计算力学学报, 2019, 36(1): 103-109.
- [21] Melenk J M, Babuška I. The partition of unity finite element method: Basic theory and applications[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1996, 139(1): 289-314.
- [22] 吴俊超, 邓俊俊, 王家睿, 等. 伽辽金型无网格法的数值积分方法[J]. 固体力学学报, 2016, 37(3): 208-233.
- [23] Wang D, Wu J. An efficient nesting sub-domain gradient smoothing integration algorithm with quadratic exactness for Galerkin meshfree methods[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2016, 298: 485-519.
- [24] Wang D, Wu J. An inherently consistent reproducing kernel gradient smoothing framework toward efficient Galerkin meshfree formulation with explicit quadrature[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2019, 349: 628-672.
- [25] Chen J S, Wu C T, Yoon S, et al. A stabilized conforming nodal integration for Galerkin mesh-free methods[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2001, 50(2): 435-466.
- [26] Chen J S, Hillman M, Rüter M. An arbitrary order variationally consistent integration for Galerkin meshfree methods[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2013, 95(5): 387-418.
- [27] Duan Q, Li X, Zhang H, et al. Second-order accurate derivatives and integration schemes for meshfree methods[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2012, 92 (4): 399-424.

- [28] Duan Q, Gao X, Wang B, et al. Consistent element-free Galerkin method[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2014, 99(2): 79-101.
- [29] Liu W K, Jun S, Zhang Y F. Reproducing kernel particle methods[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 1995, 20(8-9): 1081-1106.
- [30] Babuška I, Melenk J M. The partition of unity method[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 1997, 40(4): 727-758.
- [31] Strouboulis T, Copps K, Babuška I. The generalized finite element method[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2001, 190(32): 4081-4193.
- [32] Sukumar N, Moran B, Belytschko T. The natural element method in solid mechanics[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 1998, 43(5): 839-887.
- [33] Long S, Atluri S N. A Meshless Local Petrov-Galerkin Method for Solving the Bending Problem of a Thin Plate[J]. Computer Modeling in Engineering & Sciences, 2002, 3(1): 53-63.
- [34] Liu Y, Hon Y C, Liew K M. A meshfree Hermite-type radial point interpolation method for Kirchhoff plate problems[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2006, 66(7): 1153-1178.
- [35] Millán D, Rosolen A, Arroyo M. Thin shell analysis from scattered points with maximum-entropy approximants[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2011, 85(6): 723-751.
- [36] Oh H S, Davis C, Jeong J W. Meshfree particle methods for thin plates[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2012, 209–212: 156-171.
- [37] Chen L, Cheng Y M, Ma H P. The complex variable reproducing kernel particle method for the analysis of Kirchhoff plates[J]. Computational Mechanics, 2015, 55(3): 591-602.
- [38] Thai C H, Nguyen T N, Rabczuk T, et al. An improved moving Kriging meshfree method for plate analysis using a refined plate theory[J]. Computers & Structures, 2016, 176: 34-49.
- [39] Wang L, Liu Y, Zhou Y, et al. A gradient reproducing kernel based stabilized collocation method for the static and dynamic problems of thin elastic beams and plates[J]. Computational Mechanics, 2021, 68(4): 709-739.
- [40] 程玉民, 彭妙娟, 李九红. 复变量移动最小二乘法及其应用[J]. 力学学报, 2005, 37(6): 719-723.
- [41] 覃先云, 张见明, 李光耀, 等. 边界面法分析三维实体线弹性问题[J]. 固体力学学报, 2011, 32(5): 500-506.
- [42] 廉艳平, 张帆, 刘岩, 等. 物质点法的理论和应用[J]. 力学进展, 2013, 43(2): 237-264.

- [43] 张雄, 刘岩, 张帆, 等. 极端变形问题的物质点法研究进展[J]. 计算力学学报, 2017, 34(1): 1-16.
- [44] 高效伟, 徐兵兵, 吕军, 等. 自由单元法及其在结构分析中的应用[J]. 力学学报, 2019, 51(3): 703-713.
- [45] Nguyen V P, Rabczuk T, Bordas S, et al. Meshless methods: A review and computer implementation aspects[J]. Mathematics and Computers in Simulation, 2008, 79(3): 763-813.
- [46] Liu G R. Meshfree Methods: Moving Beyond the Finite Element Method(Second Edition) [M]. CRC Press, 2009.
- [47] 张雄, 刘岩, 马上. 无网格法的理论及应用[J]. 力学进展, 2009, 39(1): 1-36.
- [48] Wang D, Zhang H. A consistently coupled isogeometric–meshfree method[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2014, 268: 843-870.
- [49] Yreux E, Chen J S. A quasi-linear reproducing kernel particle method[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2017, 109(7): 1045-1064.
- [50] Koester J J, Chen J S. Conforming window functions for meshfree methods[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2019, 347: 588-621.
- [51] Rohit G, Prajapati J, Patel V. Coupling of Finite Element and Meshfree Method for Structure Mechanics Application: A Review[J]. International Journal of Computational Methods, 2020, 17(4): 1850151.
- [52] 王莉华, 阮剑武. 配点型无网格法理论和研究进展[J]. 力学季刊, 2021, 42(4): 613-632.
- [53] 刘宇翔, 王东东, 樊礼恒, 等. 基于卷积神经网络的无网格形函数影响域优化研究[J]. 固体力学学报, 2021, 42(3): 302-319.
- [54] 朱志辉, 冯乾朔, 肖权清, 等. 基于 DIC 技术和无网格法的裂尖应变场分析方法[J]. 土木工程学报, 2021, 54(6): 99-109.
- [55] Sriram V, Ma Q W. Review on the local weak form-based meshless method (MLPG): Developments and Applications in Ocean Engineering[J]. Applied Ocean Research, 2021, 116: 102883.
- [56] 陈健, 王东东, 刘宇翔, 等. 无网格动力分析的循环卷积神经网络代理模型[J]. 力学学报, 2022, 54(3): 732-745.
- [57] 李煜冬, 傅卓佳, 汤卓超. 功能梯度碳纳米管增强复合材料板弯曲和模态的广义有限差分法[J]. 力学学报, 2022, 54(2): 414-424.
- [58] Babuška I, Banerjee U, Osborn J E, et al. Quadrature for meshless methods[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2008, 76(9): 1434-1470.

参考文献

- [59] Wu J, Wang D. An accuracy analysis of Galerkin meshfree methods accounting for numerical integration[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2021, 375: 113631.
- [60] Dolbow J, Belytschko T. Numerical integration of the Galerkin weak form in meshfree methods [J]. Computational Mechanics, 1999, 23(3): 219-230.
- [61] Wang J, Ren X. A consistent projection integration for Galerkin meshfree methods[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2023, 414: 116143.
- [62] Chen J S, Pan C, Wu C T, et al. Reproducing Kernel Particle Methods for large deformation analysis of non-linear structures[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1996, 139(1): 195-227.
- [63] 曹阳, 陈莹婷, 姚林泉. 无单元 Galerkin 方法施加本质边界条件研究进展[J]. 力学季刊, 2020, 41(4): 591-612.
- [64] Fernández-Méndez S, Huerta A. Imposing essential boundary conditions in mesh-free methods [J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2004, 193(12): 1257-1275.
- [65] Kaljević I, Saigal S. An improved element free Galerkin formulation[J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 1997, 40(16): 2953-2974.
- [66] Liu D, Cheng Y M. The interpolating element-free Galerkin (IEFG) method for three-dimensional potential problems[J]. Engineering Analysis with Boundary Elements, 2019, 108: 115-123.
- [67] 陈莘莘, 周文博, 胡常福. 基于插值型无单元 Galerkin 法的复合材料层合板自由振动分析[J]. 应用力学学报, 2021, 38(3): 1280-1285.
- [68] 黄娟, 姚林泉. 改进广义移动最小二乘近似的无网格法[J]. 力学季刊, 2007, 28(3): 461-470.
- [69] Chen J S, Wang H P. New boundary condition treatments in meshfree computation of contact problems[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2000, 187(3): 441-468.
- [70] Hillman M, Lin K C. Consistent weak forms for meshfree methods: Full realization of h-refinement, p-refinement, and a-refinement in strong-type essential boundary condition enforcement[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2021, 373: 113448.
- [71] Zhu T, Atluri S. A modified collocation method and a penalty formulation for enforcing the essential boundary conditions in the element free Galerkin method[J]. Computational Mechanics, 1998, 21: 211-222.
- [72] Wang D, Sun M, Xie P. A Boundary Enhancement for the Stabilized Conforming Nodal Integration of Galerkin Meshfree Methods[J]. International Journal of Computational Methods, 2015, 12(2): 1550009.

- [73] Ventsel E, Krauthammer T, Carrera E. Thin Plates and Shells: Theory, Analysis, and Applications[M]. CRC Press, 2002.
- [74] 钱伟长. 广义变分原理[M]. 知识出版社, 1985.
- [75] Basu D, Reddy P. A New Metallic Damper for Seismic Resilience: Analytical Feasibility Study[J]. Structures, 2016, 7: 165-183.
- [76] Mohammadi R K, Nasri A, Ghaffary A. TADAS dampers in very large deformations[J]. International Journal of Steel Structures, 2017, 17(2): 515-524.
- [77] Kim Y J, Ahn T S, Bae J H, et al. Experimental study of using cantilever type steel plates for passive energy dissipation[J]. International Journal of Steel Structures, 2016, 16(3): 959-974.
- [78] Oh S H, Kim Y J, Ryu H S. Seismic performance of steel structures with slit dampers[J]. Engineering Structures, 2009, 31(9): 1997-2008.

致 谢

时光荏苒，岁月如梭，三年的研究生生活一晃而过，收获良多。在这三年间，我认识到了学习的能力至关重要，懂得了怎么去寻找信息，怎么提出问题，怎么更好的提升效率，把工作做得更完善。

在这三年间，所遇皆良人。首先，很感谢 XXX 老师，XXX 老师在这三年研究生生涯中给予我的照顾和悉心指导，不管是学习上还是生活中，您都给予了我很大帮助和鼓励，我很荣幸成为您课题组中的一员。对待科研，您教会了我严谨细致，条理清晰，态度很重要，细节之处不可忽视。其次，我也很感谢师弟 XXX，在我完成硕士论文期间给予我的帮助和解惑，感谢我舍友 XXX，一起度过了很美好的三年。最后我很感谢我父母对我的支持和爱护，一直以来给予我无微不至的关怀，永远都是我最有力的后盾。

附录 A 弹性力学问题 HR 变分原理的本质边界条件施加方法推导过程

在本附录中详细推导了第三章方程式 (4.17) 中的刚度矩阵和力向量的推导过程，该等式为：

$$\begin{aligned}
 & \sum_{C=1}^{NC} \sum_{I=1}^{NP} \delta d_{iI} (\tilde{\mathbf{g}}_{jI}^T - \bar{\mathbf{g}}_{jI}^T) \mathbf{a}_{ij} \\
 &= \sum_{C=1}^{NC} \sum_{I=1}^{NP} \delta d_{iI} (\tilde{\mathbf{g}}_{jI}^T - \bar{\mathbf{g}}_{jI}^T) C_{ijkl} \mathbf{G}^{-1} \left(\sum_{J=1}^{NP} (\tilde{\mathbf{g}}_{kJ} - \bar{\mathbf{g}}_{kJ}) d_{lJ} + \hat{\mathbf{g}}_{kl} \right) \\
 & \quad \left. \begin{aligned}
 & \left. \begin{aligned}
 & \sum_{I=1}^{NP} \sum_{J=1}^{NP} \delta d_{iI} \underbrace{\tilde{\mathbf{g}}_{jI}^T C_{ijkl} \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{kJ}}_{\mathbf{K}} d_{lJ} \\
 & - \sum_{I=1}^{NP} \sum_{J=1}^{NP} \delta d_{iI} \underbrace{(\tilde{\mathbf{g}}_{jI}^T C_{ijkl} \mathbf{G}^{-1} \bar{\mathbf{g}}_{kJ} + \bar{\mathbf{g}}_{jI}^T C_{ijkl} \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{kJ})}_{\bar{\mathbf{K}}} d_{lJ} \\
 & + \sum_{I=1}^{NP} \sum_{J=1}^{NP} \delta d_{iI} \underbrace{\tilde{\mathbf{g}}_{jI}^T C_{ijkl} \mathbf{G}^{-1} \bar{\mathbf{g}}_{kJ}}_{\tilde{\mathbf{K}}} d_{lJ} \\
 & - \sum_{I=1}^{NP} \delta d_{iI} \underbrace{\tilde{\mathbf{g}}_{jI}^T C_{ijkl} \mathbf{G}^{-1} \hat{\mathbf{g}}_{kl}}_{\tilde{\mathbf{f}}} \\
 & + \sum_{I=1}^{NP} \delta d_{iI} \underbrace{\bar{\mathbf{g}}_{jI}^T C_{ijkl} \mathbf{G}^{-1} \hat{\mathbf{g}}_{kl}}_{\bar{\mathbf{f}}}
 \end{aligned} \right) \\
 &= \delta \mathbf{d}^T (\mathbf{K} + \tilde{\mathbf{K}} + \bar{\mathbf{K}}) \mathbf{d} - \delta \mathbf{d}^T (\tilde{\mathbf{f}} + \bar{\mathbf{f}})
 \end{aligned} \right) \quad (A.1)$$

式(4.19a)中的常规刚度矩阵 \mathbf{K} :

$$\begin{aligned}
 & \sum_{C=1}^{NC} \tilde{\mathbf{g}}_{jI}^T C_{ijkl} \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{kJ} \\
 &= \sum_{C=1}^{NC} \tilde{\mathbf{g}}_{jI}^T C_{ijkl} \mathbf{G}^{-1} \mathbf{G} \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{kJ} \\
 &= \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Omega_C} \tilde{\mathbf{g}}_{jI}^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}^{[p-1]}(\mathbf{x}) C_{ijkl} \mathbf{p}^{[p-1]T}(\mathbf{x}) \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{kJ} d\Omega \\
 &= \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Omega_C} \tilde{\Psi}_{I,j} C_{ijkl} \tilde{\Psi}_{I,k} d\Omega \\
 &= \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Omega_C} \delta \tilde{\varepsilon}_{ij}^h C_{ijkl} \tilde{\varepsilon}_{kl}^h d\Omega \\
 &= \int_{\Omega} \tilde{\mathbf{B}}_I^T \mathbf{D} \tilde{\mathbf{B}}_J d\Omega \\
 &= \mathbf{K}
 \end{aligned} \tag{A.2}$$

式(4.20a)中的一致性刚度矩阵 $\tilde{\mathbf{K}}$:

$$\begin{aligned}
 & - \sum_{C=1}^{NC} C_{ijkl} (\tilde{\mathbf{g}}_{jI}^T \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{kJ} + \tilde{\mathbf{g}}_{jI}^T \mathbf{G}^{-1} \bar{\mathbf{g}}_{kJ}) \\
 &= - \sum_{C=1}^{NC} \left(\int_{\Gamma^g \cap \partial \Omega_C} \Psi_I n_j C_{ijkl} \mathbf{p}^{[p-1]} \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{kJ} d\Gamma + \int_{\Gamma^g \cap \partial \Omega_C} C_{ijkl} \mathbf{p}^{[p-1]} \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{jI} n_k \Psi_J d\Gamma \right) \\
 &= - \sum_{C=1}^{NC} \left(\int_{\Gamma^g \cap \partial \Omega_C} \Psi_I n_j C_{ijkl} \tilde{\Psi}_{J,k} d\Gamma + \int_{\Gamma^g \cap \partial \Omega_C} C_{ijkl} \sum_{J=1}^{NP} \tilde{\Psi}_{I,j} \delta d_{iI} n_k \sum_{I=1}^{NP} \Psi_J d\Gamma \right) \\
 &= - \sum_{C=1}^{NC} \left(\int_{\Gamma^g \cap \partial \Omega} \delta u_i^h n_j C_{ijkl} \tilde{\varepsilon}_{kl}^h d\Gamma + \int_{\Gamma^g \cap \partial \Omega_C} \delta \tilde{\varepsilon}_{ij}^h C_{ijkl} n_k u_l^h d\Gamma \right) \\
 &= - \left(\int_{\Gamma^g} \Psi_I \mathbf{N} \mathbf{D} \tilde{\mathbf{B}}_J d\Gamma + \int_{\Gamma^g} \tilde{\mathbf{B}}_I^T \mathbf{D} \mathbf{N}^T \Psi_J d\Gamma \right) \\
 &= \tilde{\mathbf{K}}
 \end{aligned} \tag{A.3}$$

式(4.21a)中的稳定刚度矩阵 $\bar{\mathbf{K}}$:

$$\begin{aligned}
 & \sum_{C=1}^{NC} C_{ijkl} \bar{\mathbf{g}}_{jI}^T \mathbf{G}^{-1} \bar{\mathbf{g}}_{kJ} \\
 &= \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Gamma^g \cap \partial \Omega_C} C_{ijkl} \bar{\mathbf{g}}_{jI}^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}^{[p-1]} \Psi_J n_k d\Gamma \\
 &= \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Gamma^g \cap \partial \Omega_C} C_{ijkl} \bar{\Psi}_{I,j} n_k \Psi_J d\Gamma \\
 &= \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Gamma^g \cap \partial \Omega_C} C_{ijkl} \delta \bar{\varepsilon}_{ij}^h n_k u_l d\Gamma \\
 &= \delta \mathbf{d}_I^T \int_{\Gamma^g \cap \partial \Omega_C} \bar{\mathbf{B}}_I^T \mathbf{D} \mathbf{N}^T \Psi_J d\Gamma \\
 &= \bar{\mathbf{K}}
 \end{aligned} \tag{A.4}$$

式(4.20b)中的一致性力向量 $\tilde{\mathbf{f}}$:

$$\begin{aligned}
 & - \sum_{C=1}^{NC} C_{ijkl} \tilde{\mathbf{g}}_{jI}^T \mathbf{G}^{-1} \hat{\mathbf{g}}_{kl} \\
 &= - \sum_{C=1}^{NC} C_{ijkl} \tilde{\mathbf{g}}_{jI}^T \mathbf{G}^{-1} \int_{\Gamma^g \cap \partial \Omega_C} \mathbf{p}^{[p-1]} n_l g_k d\Gamma \\
 &= - \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Gamma^g \cap \partial \Omega_C} C_{ijkl} \tilde{\Psi}_{I,j} n_l g_k d\Gamma \\
 &= - \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Gamma^g \cap \partial \Omega_C} C_{ijkl} \delta \tilde{\varepsilon}_{ij}^h n_l g_k d\Gamma \\
 &= - \int_{\Gamma^g \cap \partial \Omega_C} \bar{\mathbf{B}}_I^T \mathbf{D} \mathbf{N}^T \mathbf{g} d\Gamma \\
 &= \tilde{\mathbf{f}}
 \end{aligned} \tag{A.5}$$

式(4.21b)中的稳定力向量 $\bar{\mathbf{f}}$:

$$\begin{aligned}
 & \sum_{C=1}^{NC} C_{ijkl} \bar{\mathbf{g}}_{jI}^T \mathbf{G}^{-1} \hat{\mathbf{g}}_{kl} \\
 &= \sum_{C=1}^{NC} C_{ijkl} \bar{\mathbf{g}}_{jI}^T \mathbf{G}^{-1} \int_{\Gamma^g \cap \partial \Omega_C} \mathbf{p}^{[p-1]} n_l g_k d\Gamma \\
 &= \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Gamma^g \cap \partial \Omega_C} C_{ijkl} \bar{\Psi}_{I,j} n_l g_k d\Gamma \\
 &= \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Gamma^g \cap \partial \Omega_C} C_{ijkl} \delta \bar{\varepsilon}_{ij}^h n_l g_k d\Gamma \\
 &= \int_{\Gamma^g \cap \partial \Omega_C} \bar{\mathbf{B}}_I^T \mathbf{D} \mathbf{N}^T \mathbf{g} d\Gamma \\
 &= \bar{\mathbf{f}}
 \end{aligned} \tag{A.6}$$

附录 B 薄板问题 HR 变分原理的本质边界条件施加方法推导过程

在本附录中详细推导了第四章方程式 (5.17) 中的刚度矩阵和力向量的推导过程，该等式为：

$$\begin{aligned}
 & - \sum_{C=1}^{NC} (\tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T - \bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T) \mathbf{a}_{\alpha\beta} \\
 & = \sum_{C=1}^{NC} (\tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T - \bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T) D_{\alpha\beta\gamma\eta} \mathbf{G}^{-1} \left(\sum_{J=1}^{NP} (\tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J} - \bar{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J}) d_J + \hat{\mathbf{g}}_{\gamma\eta} \right) \\
 & \quad \left. \begin{aligned}
 & \left(\sum_{J=1}^{NP} \underbrace{D_{\alpha\beta\gamma\eta} \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J}}_{\mathbf{K}} d_J \right. \\
 & \quad \left. + \sum_{J=1}^{NP} \underbrace{D_{\alpha\beta\gamma\eta} (-\bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J} - \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \bar{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J})}_{\bar{\mathbf{K}}} d_J \right) \\
 & = \sum_{C=1}^{NC} \left. \begin{aligned}
 & \left(\sum_{J=1}^{NP} \underbrace{D_{\alpha\beta\gamma\eta} \bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J}}_{\bar{\mathbf{K}}} d_J \right. \\
 & \quad \left. - \underbrace{(-D_{\alpha\beta\gamma\eta} \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \hat{\mathbf{g}}_{\gamma\eta})}_{\tilde{\mathbf{f}}} \right. \\
 & \quad \left. - \underbrace{D_{\alpha\beta\gamma\eta} \bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \hat{\mathbf{g}}_{\gamma\eta}}_{\bar{\mathbf{f}}} \right) \\
 & = \sum_{J=1}^{NP} (\mathbf{K} + \tilde{\mathbf{K}} + \bar{\mathbf{K}}) d_J - \tilde{\mathbf{f}} - \bar{\mathbf{f}}
 \end{aligned} \right) \tag{B.1}
 \end{aligned}$$

式(5.19a)中的常规刚度矩阵 \mathbf{K} :

$$\begin{aligned}
 & \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J} \\
 &= \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \int_{\Omega_C} \mathbf{p}^{[p-2]} \mathbf{p}^{[p-2]T} d\Omega \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J} \\
 &= \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} \int_{\Omega_C} \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}^{[p-2]} \mathbf{p}^{[p-2]T} \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J} d\Omega \\
 &= \int_{\Omega} \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} D_{\alpha\beta\gamma\eta} \tilde{\Psi}_{J,\gamma\eta} d\Omega \\
 &= \mathbf{K}
 \end{aligned} \tag{B.2}$$

式(5.20a)中的一致性刚度矩阵 $\tilde{\mathbf{K}}$:

$$\begin{aligned}
 & - \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} (\bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J} + \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J}) \\
 & = \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} \int_{\Gamma_w \cap \Gamma_C} \Psi_I (n_\alpha \mathbf{p}_{,\beta}^{[p-2]T} \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J} + \mathbf{p}_{,\xi}^{[p-2]T} \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J} s_\alpha n_\beta s_\xi) d\Gamma \\
 & + \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} \int_{\Gamma_w \cap \Gamma_C} (n_\gamma \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}_{,\eta}^{[p-2]} + \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}_{,\xi}^{[p-2]} s_\gamma n_\eta s_\xi) \Psi_J d\Gamma \\
 & - \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} \int_{\Gamma_\theta \cap \Gamma_C} \Psi_{I,n} \mathbf{p}^{[p-2]T} \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J} n_\alpha n_\beta d\Gamma - \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} \int_{\Gamma_\theta \cap \Gamma_C} \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}^{[p-2]} n_\gamma n_\eta \Psi_{J,n} d\Gamma \\
 & - \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} [[\Psi_I \mathbf{p}^{[p-2]T} \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J} n_\alpha s_\beta]]_{x \in c_w \cap c_C} - \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} [[\tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}^{[p-2]} n_\gamma s_\eta \Psi_J]]_{x \in c_w \cap c_C} \\
 & = - \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Gamma_w \cap \Gamma_C} \Psi_I (-D_{\alpha\beta\gamma\eta} (n_\alpha \frac{\partial}{\partial x_\beta} + s_\alpha n_\beta s_\xi \frac{\partial}{\partial x_\xi})) \tilde{\Psi}_{J,\gamma\eta} d\Gamma \\
 & - \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Gamma_w \cap \Gamma_C} (-D_{\alpha\beta\gamma\eta} (n_\gamma \frac{\partial}{\partial x_\eta} + s_\gamma n_\eta s_\xi \frac{\partial}{\partial x_\xi})) \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} \Psi_{J,n} d\Gamma \\
 & + \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Gamma_\theta \cap \Gamma_C} \Psi_{I,n} (-D_{\alpha\beta\gamma\eta} n_\alpha n_\beta) \tilde{\Psi}_{J,\gamma\eta} d\Gamma + \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Gamma_\theta \cap \Gamma_C} (-D_{\alpha\beta\gamma\eta} n_\gamma n_\eta) \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} \Psi_{J,n} d\Gamma \\
 & + \sum_{C=1}^{NC} [[\Psi_I (-D_{\alpha\beta\gamma\eta} n_\gamma s_\eta) \tilde{\Psi}_{J,\gamma\eta}]]_{x \in c_w \cap c_C} + \sum_{C=1}^{NC} [[(-D_{\alpha\beta\gamma\eta} n_\gamma s_\eta) \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} \Psi_J]]_{x \in c_w \cap c_C} \\
 & = - \int_{\Gamma_w} \Psi_I \mathcal{V}_{\alpha\beta} \tilde{\Psi}_{J,\alpha\beta} d\Gamma + \int_{\Gamma_\theta} \Psi_{I,n} \mathcal{M}_{\alpha\beta} \tilde{\Psi}_{J,\alpha\beta} d\Gamma + [[\Psi_I \mathcal{P}_{\alpha\beta} \tilde{\Psi}_{J,\alpha\beta}]]_{x \in c_w} \\
 & - \int_{\Gamma_w} \mathcal{V}_{\alpha\beta} \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} \Psi_{J,n} d\Gamma + \int_{\Gamma_\theta} \mathcal{M}_{\alpha\beta} \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} \Psi_{J,n} d\Gamma + [[\mathcal{P}_{\alpha\beta} \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} \Psi_J]]_{x \in c_w} \\
 & = \tilde{\mathbf{K}}
 \end{aligned} \tag{B.3}$$

式(5.21a)中的稳定刚度矩阵 $\bar{\mathbf{K}}$:

$$\begin{aligned}
 & \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} \bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \tilde{\mathbf{g}}_{\gamma\eta J} \\
 &= \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} \int_{\Gamma_w \cap \Gamma_C} (n_\gamma \bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}_{,\eta}^{[p-2]} + \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}_{,\xi}^{[p-2]} s_\gamma n_\eta s_\xi) \Psi_J d\Gamma \\
 & - \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} \int_{\Gamma_\theta \cap \Gamma_C} \bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}^{[p-2]} n_\gamma n_\eta \Psi_{J,n} d\Gamma - \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} [[\bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}^{[p-2]} n_\gamma s_\eta \Psi_J]]_{x \in c_w \cap c_C} \\
 &= \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Gamma_w \cap \Gamma_C} (-D_{\alpha\beta\gamma\eta} (n_\gamma \frac{\partial}{\partial x_\eta} + s_\gamma n_\eta s_\xi \frac{\partial}{\partial x_\xi})) \bar{\Psi}_{I,\alpha\beta} \Psi_J d\Gamma \\
 & - \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Gamma_\theta \cap \Gamma_C} (-D_{\alpha\beta\gamma\eta} n_\gamma n_\eta) \bar{\Psi}_{I,\alpha\beta} \Psi_{J,n} d\Gamma - [[(-D_{\alpha\beta\gamma\eta} n_\gamma s_\eta) \bar{\Psi}_{I,\alpha\beta} \Psi_J]]_{x \in c_w \cap c_C} \\
 &= \int_{\Gamma_w} \mathcal{V}_{\alpha\beta} \bar{\Psi}_{I,\alpha\beta} \Psi_J d\Gamma - \int_{\Gamma_\theta} \mathcal{M}_{\alpha\beta} \bar{\Psi}_{I,\alpha\beta} \Psi_{J,n} d\Gamma + [[\mathcal{P}_{\alpha\beta} \bar{\Psi}_{I,\alpha\beta} \Psi_J]]_{x \in c_w} \\
 &= \bar{\mathbf{K}}
 \end{aligned} \tag{B.4}$$

式(5.20b)中的一致性力向量 $\tilde{\mathbf{f}}$:

$$\begin{aligned}
 & - \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \hat{\mathbf{g}}_{\gamma\eta} \\
 &= \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} \int_{\Gamma_w \cap \Gamma_C} (n_\gamma \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}_{,\eta}^{[p-2]} + \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}_{,\xi}^{[p-2]} s_\gamma n_\eta s_\xi) \bar{w} d\Gamma \\
 & - \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} \int_{\Gamma_\theta \cap \Gamma_C} \tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}^{[p-2]} n_\gamma n_\eta \bar{\theta}_n d\Gamma - [[\tilde{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}^{[p-2]} n_\gamma s_\eta \bar{w}]]_{x \in c_w \cap c_C} \\
 &= - \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Gamma_w \cap \Gamma_C} (-D_{\alpha\beta\gamma\eta} (n_\gamma \frac{\partial}{\partial x_\eta} + s_\gamma n_\eta s_\xi \frac{\partial}{\partial x_\xi})) \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} \bar{w} d\Gamma \\
 & + \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Gamma_\theta \cap \Gamma_C} (-D_{\alpha\beta\gamma\eta} n_\gamma n_\eta) \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} \bar{\theta}_n d\Gamma - [[(-D_{\alpha\beta\gamma\eta} n_\gamma s_\eta) \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} \bar{w}]]_{x \in c_w \cap c_C} \\
 &= \int_{\Gamma_w} \mathcal{V}_{\alpha\beta} \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} \bar{w} d\Gamma + \int_{\Gamma_\theta} \mathcal{M}_{\alpha\beta} \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} \bar{\theta}_n d\Gamma + [[\mathcal{P}_{\alpha\beta} \tilde{\Psi}_{I,\alpha\beta} \bar{w}]]_{x \in c_w} \\
 &= \tilde{\mathbf{f}}
 \end{aligned} \tag{B.5}$$

式(5.21b)中的稳定力向量 $\bar{\mathbf{f}}$:

$$\begin{aligned}
 & - \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} \bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \hat{\mathbf{g}}_{\gamma\eta} \\
 & = \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} \int_{\Gamma_w \cap \Gamma_C} (n_\eta \bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}_{,\gamma}^{[p-2]} + \bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}_{,\xi}^{[p-2]} s_\gamma n_\eta s_\xi) \bar{w} d\Gamma \\
 & - \sum_{C=1}^{NC} D_{\alpha\beta\gamma\eta} \int_{\Gamma_\theta \cap \Gamma_C} \bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}^{[p-2]} n_\gamma n_\eta \bar{\theta}_n d\Gamma - [[\bar{\mathbf{g}}_{\alpha\beta I}^T \mathbf{G}^{-1} \mathbf{p}^{[p-2]} n_\gamma s_\eta \bar{w}]]_{x \in c_w \cap c_C} \\
 & = \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Gamma_w \cap \Gamma_C} (-D_{\alpha\beta\gamma\eta} (n_\gamma \frac{\partial}{\partial x_\eta} + s_\gamma n_\eta s_\xi \frac{\partial}{\partial x_\xi})) \bar{\Psi}_{I,\alpha\beta} \bar{w} d\Gamma \tag{B.6} \\
 & - \sum_{C=1}^{NC} \int_{\Gamma_\theta \cap \Gamma_C} (-D_{\alpha\beta\gamma\eta} n_\gamma n_\eta) \bar{\Psi}_{I,\alpha\beta} \bar{\theta}_n d\Gamma - [[(-D_{\alpha\beta\gamma\eta} n_\gamma s_\eta \bar{\Psi}_{I,\alpha\beta} \bar{w})]]_{x \in c_w \cap c_C} \\
 & = \int_{\Gamma_w} \mathcal{V}_{\alpha\beta} \bar{\Psi}_{I,\alpha\beta} \bar{w} d\Gamma + \int_{\Gamma_\theta} \mathcal{M}_{\alpha\beta} \bar{\Psi}_{I,\alpha\beta} \bar{\theta}_n d\Gamma + [[\mathcal{P}_{\alpha\beta} \bar{\Psi}_{I,\alpha\beta} \bar{w}]]_{x \in c_w} \\
 & = \bar{\mathbf{f}}
 \end{aligned}$$

附录 C 无网格法优化的数值积分方案

本附录列出了赫林格-赖斯纳变分原理下的本质边界条件施加方法在数值实现过程中所采用的积分点位置和权重，其中表C.1、C.2分别为二次梯度和四次梯度情况下的优化数值积分方案，表中 ξ 、 η 和 γ 为三角形参数空间坐标， w 和 w_B 分别为三角形域内积分权重和边界积分权重。

表 C.1 无网格法优化的数值积分方案——二次梯度

数值积分点	ξ	η	γ	w	w_B
	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{3}$	
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{6}$	
	1	0	0	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$

表 C.2 无网格法优化的数值积分方案——四次梯度

数值积分点	ξ	η	γ	w	w_B
	η_a	$\frac{1-\xi_a}{2}$	$\frac{1-\xi_a}{2}$	w_a	
	η_b	η_b	$\frac{1-\xi_b}{2}$	w_b	
$\xi_a = 0.10810301816870, w_a = 0.223381589678011$					
$\xi_b = 0.816847572980459, w_b = 0.109951743655322$					
	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{9}{20}$	
	1	0	0	$-\frac{1}{30}$	$\frac{1}{20}$
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{4}{135}$	$\frac{46}{135}$
	$\frac{7+\sqrt{21}}{14}$	$\frac{7+\sqrt{21}}{14}$	0	$\frac{49}{540}$	$\frac{49}{180}$

个人简历、在学期间发表的学术论文与研究成果

个人简历

吴新瑜，女，汉族，1999年08月14日出生，福建省南靖县人。

2021年6月毕业于福建江夏学院工程管理专业，获得工学学士学位。

2021年9月至今就读于华侨大学土木工程学院土木水利专业，攻读工学硕士学位。

在学期间发表的论文

- [1] 吴俊超, 吴新瑜, 赵珧冰, 王东东. 基于赫林格-赖斯纳变分原理的一致高效无网格本质边界条件施加方法 [J]. 力学学报, 2022, 54(12): 3283-3296.
- [2] WU J, WU X, ZHAO Y, DONG W. A rotation-free Hellinger-Reissner meshfree thin plate formulation naturally accommodating essential boundary conditions[J]. Engineering Analysis with Boundary Elements, 2023, 154: 122-140.