重新审视 p-^{11}B 聚变：更新后的截面、反应性与能量平衡

Hong-Yi Wang, [1] Yu-Qi Li, [1] Qian Wu, [1] 和 Zhu-Fang Cui[1], [*1]
南京大学物理学院，中国江苏省南京市 *210093*（日期：2026年1月5日）

近期实验进展显著改善了 p-^{11}B 聚变反应的可用截面数据，尤其是在此前缺乏直接测量的能区。在本研究中，我们针对 0–10 兆电子伏特能区，建立了 p-^{11}B 反应截面的高精度解析参数化，将新的实验数据纳入连续且数值计算高效的表达式中。利用这一参数化，我们评估了 p-^{11}B 反应的热核反应率，并考察了 0.6 兆电子伏特处的主导共振以及 4.7 MeV 附近新观测到的共振的影响。此外，我们通过分析聚变功率密度和电子韧致辐射功率密度，评估了能量平衡。结果表明，在采用当代截面数据和自洽热建模的情况下，韧致辐射约束并不会排除 p-^{11}B 聚变的可能性。

arXiv:2601.00241v1 [nucl-th] 1 Jan 2026

关键词： p-^{11}B聚变、无中子聚变、散射反应截面、天体物理学 S因子、反应性、韧致辐射、能量平衡

I. 引言

如今，全球消耗的大部分能源都来自化石燃料。但遗憾的是，化石燃料不仅会对环境造成负面影响，而且储量有限。在这种情况下，尽管迄今在科学和工程方面仍面临诸多挑战，自20世纪50年代以来，人类一直梦想着实现可控核聚变能源，这主要是因为聚变不产生碳排放、单位能量高且资源丰富 [1]。

其中，质子-硼（p-^{11}B）聚变自20世纪30年代起便受到研究，并被视为圣杯[2–10],，是一种极具吸引力的无中子聚变反应路径。近年来，这一反应路径重新受到关注，并取得了显著进展，例如参见文献 [11–19]。其主导反应

$$\mathrm{p} + {}^{11}\mathrm{B} \rightarrow 3\alpha + 8.7\ \mathrm{MeV}$$

仅产生带电的 α (^{4}He) 粒子，不产生瞬发高能中子，因此有望降低材料活化，并实现直接能量转换 [20, 21]；但副反应，例如

$$\mathrm{p} + {}^{11}\mathrm{B} \rightarrow n + {}^{11}\mathrm{C}$$

产生的低能中子（~2.765 兆电子伏特）更易于处理，其比例仅约为 10^{-5}，因此这种方式对环境友好且成本效益高。此外，反应物储量丰富、无毒、无放射性且性质稳定，可避免常规氘-氚（氘氚）或其他聚变燃料所带来的放射性处理难题 [22]。

* 通讯作者：phycui@nju.edu.cn

最后但同样重要的是，其在高温下的平衡热聚变速率可能与氘氚相当 [23]。

然而，尽管具有这些诱人的特点，p-^{11}B 聚变在实践中的可行性长期以来一直受到质疑。主要原因是其反应性相对较低，点火（即等离子体仅由聚变反应维持）要求离子温度达到数百千电子伏，显著高于氘氚聚变所需的温度（~ 20 千电子伏）[24]，，这使得寻找聚变输出功率大于输入功率的运行点更具挑战性，因为等离子体温度越高，通常意味着以同步辐射和韧致辐射形式产生的辐射功率越大。在如此高的温度下，韧致辐射损失会变得十分显著，且普遍认为，在热核条件下，聚变功率无法克服以韧致辐射为主的能量损失 [21, 23, 25–27]。

尽管如此，p-^{11}B 聚变路线仍然颇具吸引力，因为反应堆的工程设计预计会简单得多；这也意味着需要以未来的工程优势换取当前的物理挑战。此外，无论如何，这些物理挑战迟早都能克服。文献 [28] 表明，若能恰当考虑动力学效应，热 p-^{11}B 等离子体就能实现较高的 Q（=聚变功率/输入功率），甚至达到点火。采用内部磁场较弱的等离子体，并在电子温度低于离子温度的条件下运行，可进一步降低辐射损失 [22]；同时维持高能反应离子的非平衡粒子群，则可进一步提高聚变功率 [29]。利用 μ子催化也是一种可能的选择 [30, 31]。

这些评估在很大程度上取决于所采用的反应截面及其相关的热核反应性，它们直接决定了可实现的聚变功率密度。近年来，新的实验测量显著扩展并完善了现有的 p-^{11}B 截面数据，尤其是在此前约束不足的能区。值得注意的是，Mazzucconi 等人 [32] 提供了

覆盖宽广能量范围的高精度数据，并报告了此前未观测到的、位于 4.7 MeV 附近的共振结构。这些实验进展凸显了现有解析参数化方法的局限性：它们无法充分反映更新后的反应截面行为以及新发现的共振特征 [23, 33]。

本研究针对 p-^{11}B 反应在 0–10 MeV 能量范围内建立了一套新的高精度解析参数化方法，并纳入最新实验数据。利用这些拟合结果，我们评估了热核反应率，并量化了 0.6 MeV 主导共振和 4.7 MeV 附近新观测到的共振所作的贡献。随后，我们利用所得反应率，在自洽热条件下重新评估聚变功率密度和电子韧致辐射功率密度，从而能够详细分析能量平衡。结果表明，使用更新后的截面数据以及自洽的电子和离子温度评估能量平衡时，韧致辐射约束并不会排除 p-^{11}B 聚变。

本文结构安排如下。第II 节介绍 p-^{11}B 反应截面的解析拟合程序、数据选择和不确定性分析。第III节评估热核反应率，重点关注 4.7 MeV 附近新观测到的共振以及 0.6 MeV 主导共振。第IV 节分析聚变功率密度和韧致辐射损失，以评估能量平衡条件。结论见第V节。

II. S因子与反应截面

反应截面 $\sigma(E)$ 随质心能量 E 变化，是主要的实验观测量，反映了核相互作用强度、波函数几何结构和库仑势垒穿透的卷积。遵循以往评估 [23, 33], 采用的标准做法，将实验反应截面数据转换为天体物理 S因子 S，其定义如下：

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp\left(-\sqrt{\frac{E_{\rm G}}{E}}\right), \tag{1}$$

其中，指数项 $\exp\left(-\sqrt{E_{\rm G}/E}\right)$ 表示与库仑势垒穿透/隧穿相关的伽莫夫因子， $1/E$ 因子考虑了波函数的几何效应，而 $E_{\rm G} = 22.589$兆电子伏特 是 p-^{11}B 系统的伽莫夫能量 [23, 34]。根据此定义， $S(E)$ 主要反映核相互作用强度，并为分析反应机制提供了更直观的框架。随后，我们以 $S(E)$为基础进行拟合，再将拟合得到的S因子通过式（1）转换为相应的反应截面。

A. 参数化

为了在 0–10 兆电子伏特的能量范围内对天体物理 S-因子进行参数化，我们采用一种分段函数形式，该形式基于参考文献 [23, 33, 35] 中提出的参数化框架。 S-因子表示为

$$S(E) = \begin{cases} S_1(E), & E \leqslant \mathcal{E}_1, \\ S_2(E), & \mathcal{E}_1 < E \leqslant \mathcal{E}_2, \\ S_3(E), & \mathcal{E}_2 < E \leqslant \mathcal{E}_3, \end{cases} \tag{2}$$

其中 $\mathcal{E}_1 = 0.4$ 兆电子伏特、 $\mathcal{E}_2$=0.7 兆电子伏特和 $\mathcal{E}_3$=10.0 兆电子伏特为区段边界。

对于 $E \leqslant \mathcal{E}_1$，函数形式写为：

$$S_1(E) = C_0 + C_1\left(\frac{E}{1\,\mathrm{keV}}\right) + C_2\left(\frac{E}{1\,\mathrm{keV}}\right)^2 + \frac{A_{\rm L}}{\left(\frac{E-E_{\rm L}}{1\,\mathrm{keV}}\right)^2 + \left(\frac{\delta E_{\rm L}}{1\,\mathrm{keV}}\right)^2}, \tag{3}$$

其中，最后一个布赖特-维格纳项表示位于 148 千电子伏处的窄共振， C_0 等为参数，以下同。

对于 $\mathcal{E}_1 < E \leqslant \mathcal{E}_2$， S-因子用多项式展开表示，

$$S_2(E) = D_0 + D_1\left(\frac{E-\mathcal{E}_1}{100\,\mathrm{keV}}\right) + D_2\left(\frac{E-\mathcal{E}_1}{100\,\mathrm{keV}}\right)^2 + D_5\left(\frac{E-\mathcal{E}_1}{100\,\mathrm{keV}}\right)^5. \tag{4}$$

对于 $\mathcal{E}_2 < E \leqslant \mathcal{E}_3$，拟合函数由布赖特-维格纳共振项求和构成，

$$S_3(E) = B + \sum_{k=0}^{4} \frac{A_k}{\left(\frac{E-E_k}{1\,\mathrm{keV}}\right)^2 + \left(\frac{\delta E_k}{1\,\mathrm{keV}}\right)^2}, \tag{5}$$

此处，我们引入了一个额外的共振项（$k = 4$），以解释近期测量 [32]中在 4.7 MeV 附近观察到的新共振结构。

B. 数据选择

为评估能量区间 0–10 MeV 内的 p-^{11}B 反应截面，我们使用三个实验数据集构建参数化表示：Becker 等人 [35],Mazzucconi 等人 [32]，以及 Buck 等人 [36]。

我们采用 Becker 等人 [35], 的数据集，其覆盖范围为 0.022–1.1 MeV。他们的研究结合了质子束轰击固态 ^{11}B 靶的测量，以及使用 ^{11}B 束轰击气态氢靶的逆运动学实验，为该能区提供了标准反应截面参考 [23, 32, 33, 37]。

我们进一步采用 Mazzucconi等人 [32], 在 0.34–4.73兆电子伏特范围内的最新测量，而非

表 I. p-^{11}B 反应的 S 因子拟合参数

参数	数值
$E \le 0.4$ 兆电子伏特	
C_0 (兆电子伏特·靶)	197
C_1 (兆电子伏特·靶)	0.240
C_2 (兆电子伏特·靶)	2.31×10^{-4}
A_L (兆电子伏特·靶)	1.82×10^{4}
E_L(千电子伏)	148
δE_L(千电子伏)	2.35
$0.4 < E \le 0.7$ 兆电子伏特	
D_0 (兆电子伏特·靶)	330.2
D_1 (兆电子伏特·靶)	102.436
D_2 (兆电子伏特·靶)	-58.481
D_5 (兆电子伏特·靶)	0.0933
$0.7 < E \le 10.0$ 兆电子伏特	
B (兆电子伏特·靶)	0.209689
A_0 ($\times 10^6$ 兆电子伏特·靶)	2.0235
A_1 ($\times 10^6$ 兆电子伏特·靶)	4.0102
A_2 ($\times 10^6$ 兆电子伏特·靶)	1.3220
A_3 ($\times 10^6$ 兆电子伏特·靶)	4.9451
A_4 ($\times 10^5$ 兆电子伏特·靶)	4.3430
E_0(兆电子伏特)	0.6222
E_1 (兆电子伏特)	1.3884
E_2 (兆电子伏特)	2.4924
E_3 (兆电子伏特)	3.5286
E_4 (兆电子伏特)	4.7036
δE_0 (兆电子伏特)	0.0996
δE_1 (兆电子伏特)	0.4499
δE_2 (兆电子伏特)	0.2386
δE_3 (兆电子伏特)	0.3985
δE_4 (兆电子伏特)	0.1525

此前广泛采用的 Sikora 等人评估结果。 [38] Mazzucconi 等人的测量补充了先前已探索能区的现有数据，填补了 *3.85–4.73* 兆电子伏特区间的数据空缺，并揭示了 *4.7 MeV* 附近的共振结构。相比之下，*Sikora* 等人 [38] 分析了 αSpraker 等人测得的 α 粒子能谱 [39]，方法是将观测到的数据产额归一化到理论序贯衰变模型 [40]。因此，提取出的绝对截面本质上依赖于模型；例如，对初级 α 发射的轨道角动量作出不同假设（例如 $\ell = 1$ 与$\ell = 3$），会导致归一化因子有显著差异。相比之下，Mazzucconi等人使用整体式硅望远镜，能够逐事件区分反应产生的 α 粒子与散射质子。这种技术使得能够直接测量完整的 α能谱，无需基于模型的扣除或外推。Mazzucconi等人对该能区的反应截面进行了更直接的测定，降低了一项主要的系统不确定性。

为将评估范围扩展至 5 至 10 兆电子伏特，我们纳入了 Buck等人[36] 的测量结果。他们的结果表明，在此区间内，反应截面会随能量增加而迅速减小，与较低能量下的数值相比变得很小。因此，该范围内总体的能量依赖性是这些数据所提供的主要约束，而非精确的绝对归一化 [32, 33]。

C. 结果

拟合得到的 $S(E)$ 如图1所示，参数由加权最小二乘法求得，并汇总于表I中。

在低于 0.4 兆电子伏特的能量区间内（不包括 E=0.34 兆电子伏特处的孤立点），拟合曲线符合 Nevins-Swain 参数化，因为新引入的数据集在此范围内未显示出与实验数据的偏差。由此得到的 S 因子仍与现有实验数据一致。

在 0.4–0.7 兆电子伏特区间内，拟合结果高度准确地再现了实验 $S(E)$。决定系数达到 $R^2 = 0.97$，平均相对偏差约为 3%，远低于 Mazzucconi 等人等 [32]报告的实验不确定度。主导共振附近的 0.6 MeV 处出现较大的局部偏差，这反映了该区域实验数据离散度增加，与先前的分析一致 [33]。

在 0.7–5.0 兆电子伏特范围内，拟合质量保持相当水平， $R^2 = 0.97$ 且平均相对偏差为 6.2%，低于实验不确定度。从这个意义上说，我们在式（5）中引入的额外共振项成功地解释了 4.7 MeV 附近观测到的结构，并改善了对该区间实验数据的描述。

对于 5 至 10 兆电子伏特的能量，拟合得到的 S 因子再现了数据的总体趋势，尽管决定系数降至 $R^2 = 0.62$。这反映了现有测量数据 [36] 的稀疏性和离散性。12.4% 的平均相对偏差相比早期评估结果有大幅降低 [33], ，这归功于本文采用的扩展共振参数化。

通过拟合 $S(E)$ 并利用方程（1）进行转换，得到相应的反应截面，如图2所示。这里使用相同的参数集，近似的质量直接取决于S因子的拟合质量。

总体而言，本文的参数化在保留 Nevins-Swain 框架物理结构的同时，更准确地表征了近期实验数据，为后续反应率计算提供了一致的基础。

III. 反应性

点火条件和固定等离子体压强下可达到的聚变功率密度均由热核反应率决定。因此，准确评估 p-^{11}B 在广泛离子温度范围内的反应性，对于评估其作为聚变燃料的可行性至关重要。

热核反应性 $\langle \sigma v \rangle$ 通过将反应截面与麦克斯韦速度分布进行卷积而得，表示为 [34]

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{(8/\pi)^{1/2}}{\mu^{1/2}(k_B T)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma E \exp(-E/k_B T)\, dE, \quad (6)$$

其中， μ 是 p-^{11}B 系统的约化质量， T是离子温度。

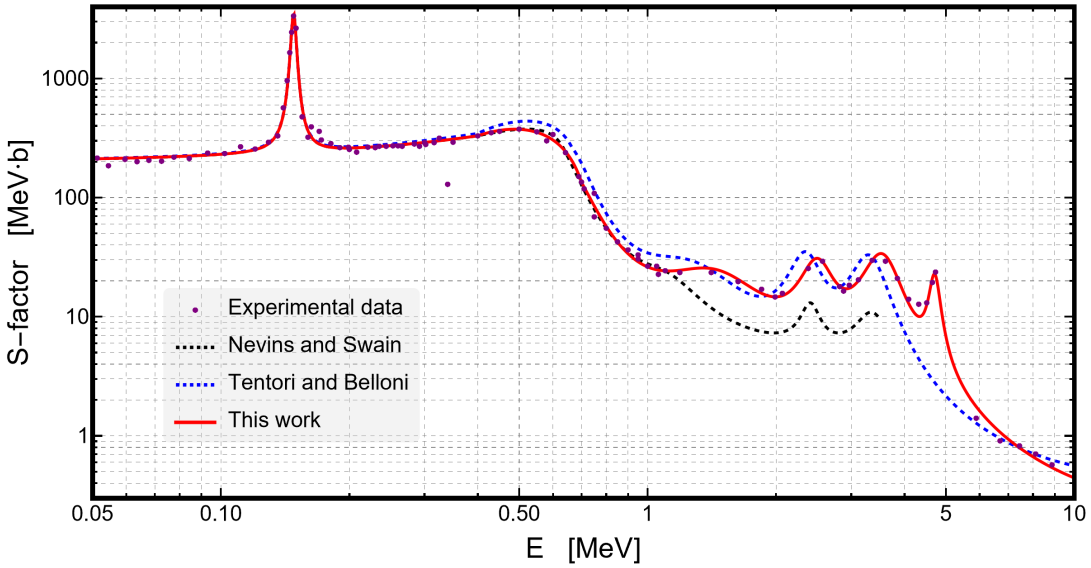

图 1. 天体物理学 S因子：p-^{11}B 聚变反应的反应截面 [35]，随质心能量变化。实验数据取自 Becker 等人 [35] 和 Mazzucconi 等人 [32] 在 $E \leq 5$ MeV 时的数据，以及 Buck 等人 [36] 在 $E \geq 5$ MeV 时的数据。本文采用的解析参数化框架由方程（2）—（5）定义，并与 Nevins 和 Swain [23] 以及 Tentori 等人 [33] 此前提出的参数化结果一并展示以供比较。

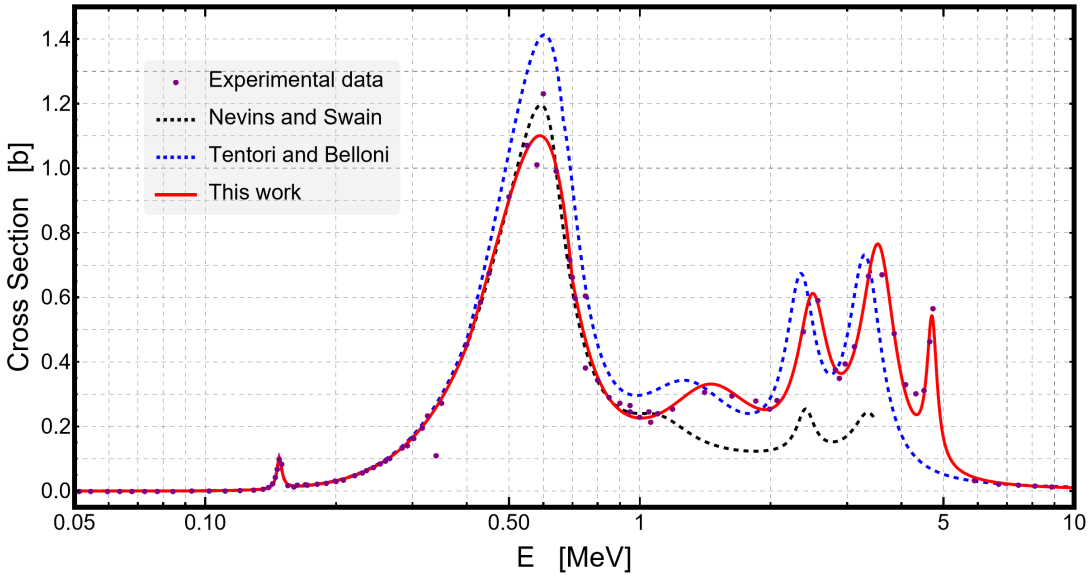

图 2. p-^{11}B 聚变反应反应截面 $\sigma(E)$ 随质心能量变化，由拟合的天体物理学 S因子通过方程（1）变换得到。该反应截面对应于图 1所示的同一组参数。

利用第 II节中建立的反应截面参数化方法，我们评估了温度相关的反应率，并量化了新近观测到的约 4.7 兆电子伏特共振和主导性的 0.6 MeV共振各自的影响。

A. 4.7 MeV共振

在 4.7 MeV 附近观测到的共振结构代表了 p-^{11}B 反应截面的一项定性新特征。尽管它对较低离子温度下反应性的贡献可以忽略不计，但其在较高温度下的影响尚未得到系统量化。

为单独考察这一共振的影响，考虑两种情况：（i）包含所有共-

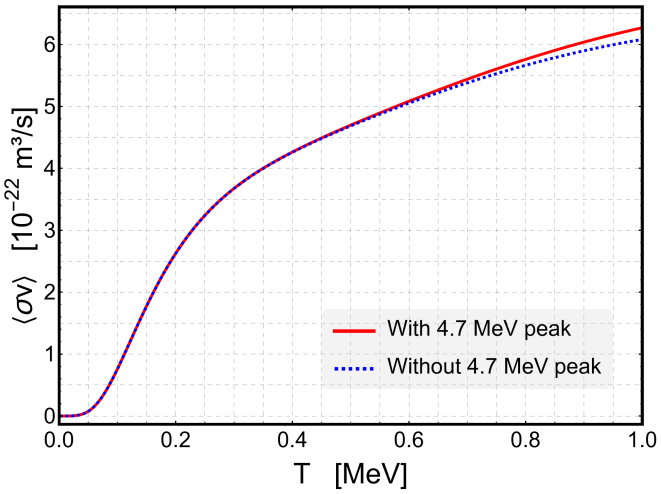

图3. p-^{11}B反应的热核反应率随离子温度的变化。红色实线表示纳入4.7 MeV附近共振结构后得到的结果，蓝色虚线则表示去除该共振后的计算结果。

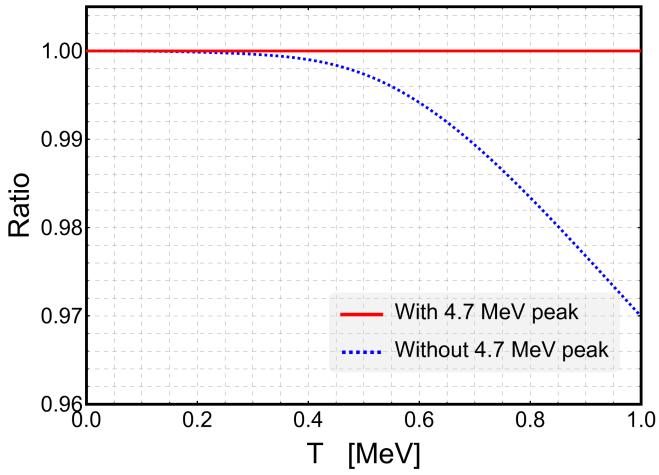

图4. 不计入 4.7 MeV 共振时计算得到的热核反应率与采用完整反应截面参数化计算得到的热核反应率之比，该比值随离子温度变化。

振项（$k = 0$–4）的完整参数化；（ii）其他方面完全相同、但去除了 4.7兆电子伏特共振的参数化（$k = 0$–3）。通过这项比较，可以直接评估共振对麦克斯韦平均反应性的影响。

如图3所示，对于 $T < 0.4$MeV，4.7 MeV共振的影响可以忽略，这反映了低温下较高质心能量贡献受到指数抑制。这一行为与早期研究的发现一致：在此温度范围内，p-^{11}B反应率对高能反应截面特征的敏感性较弱[38]。然而，当离子温度高于0.4MeV时，4.7 MeV共振的影响逐渐显著。在这一温度范围内，反应率积分中反应截面的高能部分贡献增加，使 $\langle\sigma v\rangle$得到可测量的增强，如图4所示。

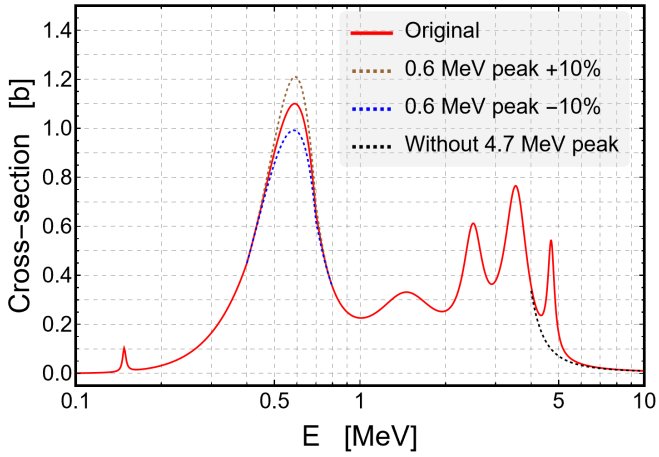

图5. p-^{11}B 反应截面的示意性变化，分别对应 0.6 兆电子伏特附近的主导共振和 4.7 兆电子伏特附近新观测到的共振。这些变化用于评估热核反应率对共振结构不确定性的敏感程度。

B. 0.6 兆电子伏特共振

在与热核应用最相关的能量范围内，0.6 兆电子伏特附近的共振构成了 p-^{11}B 反应截面的主导结构特征。因此，其幅度的不确定性会直接传递为计算所得反应率的不确定性。该区域目前的实验测量不确定性为 $\sim 10\%$ [32, 37–39]。

为了量化由此产生的敏感性，我们对 0.6 MeV共振强度进行系统性变化，如图 5 所示。通过在 0.4–0.8 MeV 区间内平滑地提高或降低峰值截面 $\pm 10\%$，构建修正后的截面分布。

在该区间内，我们引入一个三次过渡函数，

$$f(t) = 3t^2 - 2t^3, \qquad t = \frac{x - x_{\rm start}}{x_{\rm end} - x_{\rm start}}, \tag{7}$$

以确保反应截面及其一阶导数均连续，其中 $x_{\rm start} = 0.4$，0。6 兆电子伏特和 $x_{\rm end}$ =0。6，0。8 兆电子伏特分别对应上述两者。

如图6所示，0.6 MeV共振强度的变化会显著影响较宽温度范围内的反应性。在 $T = 0.1$–0.4 MeV区间内，峰值截面变化 $\pm 10\%$ 会导致 $\langle\sigma v\rangle$变化3–5%。尤其是在0.2兆电子伏特附近，$+10\%$和 -10% 两种情况之间的差异会使反应性总跨度接近10%，如图7所示。这一水平

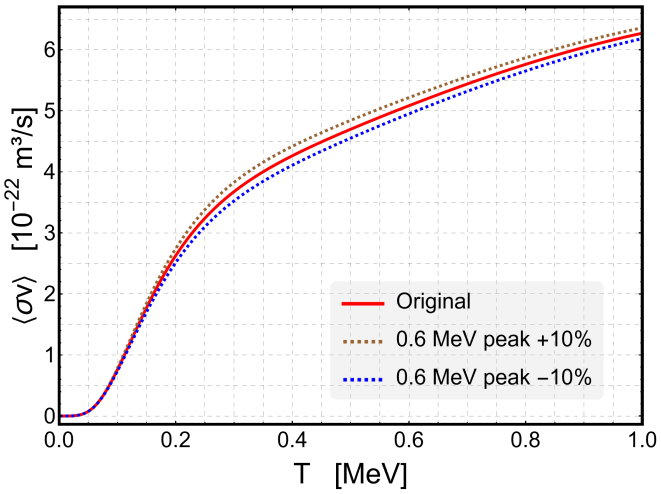

图6. p-^{11}B反应的热核反应率随离子温度的变化。对主导的0.6 MeV共振峰值强度进行上调和下调 ±10%后得到。

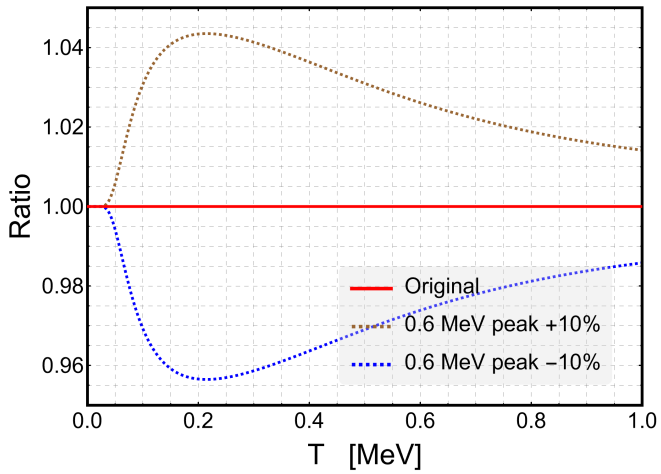

图7. 将0.6 MeV共振强度变化 ±10%时对应的热核反应率，与采用原始未修改的反应截面参数化计算得到的反应率之比，表示为离子温度的函数。

的变化与基于不同实验数据集的现有反应性评估所报告的结果相当 [23, 28, 33]。这一观察表明，0.6 MeV共振相关的不确定性是造成当前p-^{11}B反应率模型之间差异的主要因素之一。

IV. 能量平衡

在热核聚变系统中，要实现点火并维持燃烧，聚变产生的加热必须补偿能量损失机制。对于 p-^{11}B 反应，这一条件尤为苛刻，因为高-Z 离子会产生强烈的电子韧致辐射。因此，评估能量平衡对于判断 p-^{11}B 聚变的可行性至关重要。

本节中，我们使用第III节中得到的反应性，通过比较聚变功率密度与电子韧致辐射功率密度来考察能量平衡。

A. 模型

在p-^{11}B反应中，释放的能量几乎全部由高能 α 粒子携带。通过库仑相互作用，这些能量主要传递给离子群体，只有一小部分直接沉积到电子中。遵循以往研究 [22, 27, 28], 采用的传统处理方法，我们也假设聚变能全部传递给离子。

在这一假设下，聚变功率密度为

$$P_{\rm fusion} = n_e^2 f_1 f_2 \langle \sigma v \rangle Y, \tag{8}$$

其中，n_e 为电子密度，$f_1 = n_1/n_e$ 和 $f_2 = n_2/n_e$ 分别表示质子和 ^{11}B 离子的相对密度，而 $Y = 8.7$兆电子伏特为每次聚变反应释放的能量。

由于聚变功率和韧致辐射损失均随 n_e^2变化，我们考虑归一化聚变功率密度

$$\frac{P_{\rm fusion}}{n_e^2} = f_1 f_2 \langle \sigma v \rangle Y, \tag{9}$$

它隔离了反应本征的温度依赖性。在整个分析中，我们采用 Nevins [27], 使用的参考组分，其中 $f_1 = 1/2$和 $f_2 = 1/10$。

在各种能量损失通道中，包括同步辐射、输运损失和热传导，在与 p-^{11}B 聚变[22, 27, 41, 42]相关的条件下，电子韧致辐射被认为占主导地位。因此，我们保留韧致辐射作为主要损失机制。

韧致辐射功率密度采用 Rider [43, 44], 提出的解析表达式进行计算，并写成归一化形式：

$$\frac{P_{\rm brem}}{n_e^2} = 5.172 \times 10^{-43} \sqrt{T_e} \left\{ Z_{\rm eff} \left[1 + 0.7936 \frac{T_e}{m_e c^2} + 1.874 \left(\frac{T_e}{m_e c^2} \right)^2 \right] + \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{T_e}{m_e c^2} \right\}. \tag{10}$$

单位为 MW m^3, ，其中 T_e 为电子温度，$Z_{\rm eff} = \sum_i n_i Z_i^2 / \sum_i n_i Z_i$ 为有效电荷数。

电子温度通过电子能量平衡自洽地确定。电子

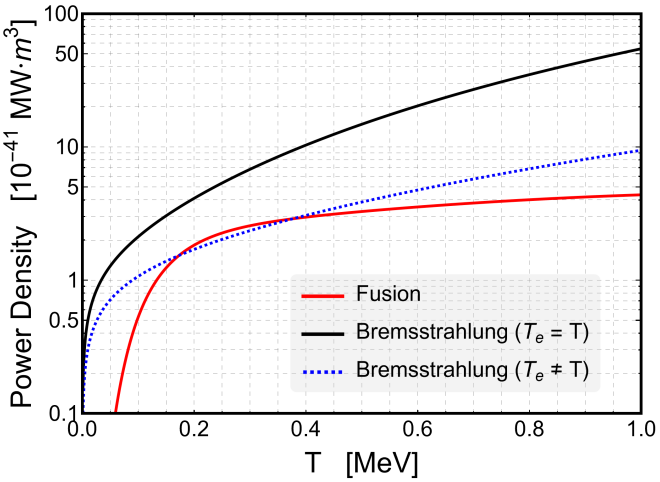

图 8. 归一化聚变功率密度和电子韧致辐射功率密度随离子温度的变化。结果分别展示了假设电子-离子热平衡（$T_e = T$）以及根据电子能量平衡方程自洽确定电子温度的情形。

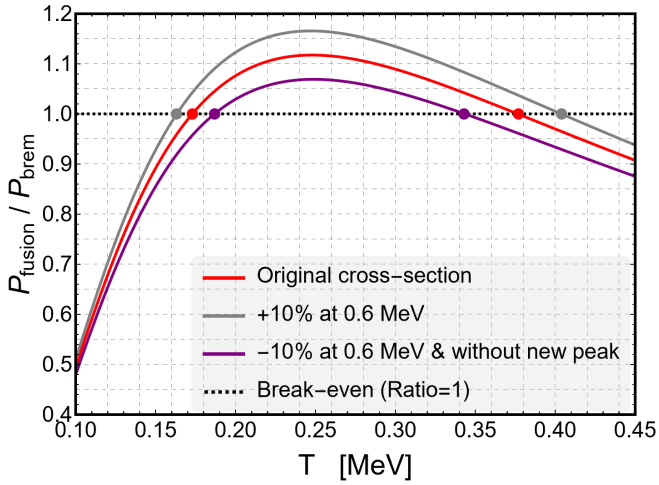

图 9. 归一化聚变功率密度与电子韧致辐射功率密度之比随离子温度的变化。将采用原始反应截面参数化得到的结果，与对应于 0.6 MeV 共振强度变化 ±10% 的界限情形进行比较；保守情形还排除了 4.7 MeV 共振。

加热主要来自热离子的能量传递，而电子能量损失主要源于韧致辐射。电子-离子能量传递率为

$$P_{\mathrm{trans}}(T, T_e) = \frac{3}{2}\nu_{\mathrm{trans}}(T - T_e), \tag{11}$$

其中 ν_{trans} 为电子-离子能量交换系数（参见 [45] 中的式 (2.17)）。电子温度T_e 通过求解能量平衡方程得到：

$$P_{\mathrm{trans}}(T, T_e) = P_{\mathrm{brem}}(T_e). \tag{12}$$

将计算得到的电子温度代入式 (10)，即可得到归一化韧致辐射功率密度随离子温度的变化。

B. 结果

图 8 比较了归一化聚变功率密度和韧致辐射功率密度随离子温度的变化。聚变功率密度以红色曲线表示。显然，若假设电子-离子热平衡（$T_e = T$），则在所考察的整个温度范围内，韧致辐射损失（黑色曲线）均高于聚变功率密度，这与早期评估结果一致 [27]。然而，对于 p-^{11}B 等离子体，这一假设通常并不成立，因为电子和离子可能明显偏离热平衡。

当通过能量平衡方程自洽地确定电子温度时，所得韧致辐射功率密度（蓝色虚线）会显著降低。在这种情况下，聚变功率与韧致辐射损失曲线在 $T \simeq 0.17$ 和 0.38 兆电子伏特处出现两个交点，表明存在一个温度范围，在此范围内聚变功率超过韧致辐射损失。这一行为与近期分析结果一致 [28],，并表明在采用自洽的电子温度时，韧致辐射约束并未从根本上排除 p-^{11}B 聚变。

为评估这一结论对反应截面不确定性的敏感程度，我们还考虑了两个界限情形，如图 9 所示。乐观情形（灰色曲线）通过将 0.6 MeV 共振强度提高 10% 构造；保守情形（紫色曲线）则将同一共振强度降低 10%，并排除图 5 中所示新近观测到的 4.7 MeV 共振。在这两种情形下，能量平衡窗口的定性结构均得以保留：在相近的温度范围内，聚变功率超过韧致辐射损失，并在 $T \simeq 0.25$ 兆电子伏特 附近达到峰值。

这些结果表明，在当前实验不确定性的范围内，p-^{11}B反应存在一个温度区间，在该区间内可以实现正的净功率平衡，这与此前理论研究报告的点火估算一致 [29, 46, 47]。此外，正如引言中所述，采用较低的内部磁场，使电子温度低于离子温度，维持非平衡的高能反应离子群，以及使用μ子催化等方法，都可能有助于扩大这一窗口。

V. 结论

目前，全球使用的大部分能源都来自化石燃料。遗憾的是，这些能源

不仅有害于环境，而且不可再生。因此，尽管科学和工程方面的挑战始终存在，70多年来，人类一直渴望实现可控核聚变能。

质子与硼原子核的聚变（p-^{11}B）一直被视为圣杯，因为它具有非凡的商业化潜力。当然，其主要依据并非源于简单性，而是受限于可用替代方案的约束。可用燃料的稀缺性使得氘-氚（D-T）和氘-氦-3（^{3}He）等选项不切实际。此外，规避中子相关问题的必要性也使氘-氘聚变成为不利的选择。相较之下，p-^{11}B反应具有诸多优势。值得注意的是，地球上硼燃料储量丰富，预计将大幅降低成本。此外，无需像D-T反应那样配备不可或缺的增殖包层，从而简化设计并减小聚变装置的整体尺寸。其无中子特性还降低了对厚重屏蔽包层的需求，进一步有利于缩小装置尺寸。这使直接能量转换或直接发电成为可能，前提是能够受控地产生仅包含带电 α 粒子的产物。

在本研究中，我们利用最新的实验数据，针对质心能量范围 0–10 MeV，建立了 p-^{11}B 反应反应截面的高精度解析参数化。基于这一参数化，我们系统评估了 p-^{11}B 反应的热核反应性，并量化了 0.6 MeV 附近的主导共振以及 4.7 MeV 附近新观测到的共振结构所起的作用。我们发现，尽管 4.7 MeV共振是 p-^{11}B 反应反应截面的一项重要新特征，并为理解其潜在反应机制提供了宝贵见解，但在离子温度低于 $T \simeq 0.4$ MeV 时，它对反应性的贡献仍可忽略不计。因此，由于与正能量平衡相关的离子温度窗口远低于 4.7 MeV共振对反应性产生显著贡献的能量范围，在所考察的参数变化范围内，纳入该共振对能量平衡评估的影响很小。

相比之下，研究发现，在热核应用最关注的温度范围内，0.6 MeV 附近的共振对反应性具有主导影响。其峰值强度变化 $\pm 10\%$ 会导致计算所得反应性发生系统性变化，变化幅度与基于不同实验数据集的现有反应性评估之间的差异相当。这种敏感性凸显了 0.6 MeV共振在决定当前 p-^{11}B 反应率模型定量精度方面的核心作用。

利用更新后的反应性，并结合对电子温度的自洽处理，我们重新评估了聚变功率密度与电子韧致辐射损失之间的能量平衡。尽管假设电子-离子热平衡会得出韧致辐射损失占主导这一传统结论，但若通过电子能量平衡确定电子温度，则存在一个有限的离子温度窗口，在该窗口内聚变功率超过韧致辐射。这一结果在当前实验不确定性范围内对基础截面数据进行保守变化后仍然稳健。

综合来看，这些结果表明，尽管 p-^{11}B 聚变需要严苛的等离子体条件，但在采用当代截面测量结果和自洽热处理的情况下，它并未因韧致辐射约束而从根本上被排除。实验核物理的持续进步以及等离子体建模的改进，对于进一步降低不确定性、完善对 p-^{11}B 聚变作为一种可行无中子能源的评估将至关重要。

致谢

本研究获得江苏省自然科学基金（项目编号：BK20220122）、中国博士后科学基金（项目编号：2024M751369）、国家自然科学基金（项目编号：12233002）以及江苏省优秀博士后人才资助计划的支持。谨此感谢使用Jiangsu Xilixi Technology提供的计算资源。

[1] 国际原子能机构世界聚变展望（2025年）。[2] M. L. E. Oliphant 和 E. Rutherford，Proc. R. Soc. Lon- don A **141**，259（1933年）。[3] G. Dearnaley、G. A. Dissanaike、A. P. French 和 G. L. Jones，Phys. Rev. **108**，743（1957年）。[4] R. E. Segel、S. S. Hanna 和 R. G. Allas，Phys. Rev. **139**，B818（1965年）。[5] D. Kamke 和 J. Krug，Z. Phys. **201**，301（1967年）。[6] D. C. Moreau，受控热核聚变中质子-硼燃料的潜力，博士论文，系

普林斯顿大学航空航天与机械科学系（1976年）。[7] V. Volosov，《核聚变》**46**，820（2006年）。[8] I. Last、S. Ron 和 J. Jortner，Phys. Rev. A **83**，043202（2011年）。[9] C. Labaune、C. Baccou、S. Depierreux、C. Goyon、G. Loisel、V. Yahia 和 J. Rafelski，Nat. Commun. **4**，2506（2013年）。[10] F. A. Geser 和 M. Valente，Radiat. Phys. Chem. **167**，108224（2020年）。

[11] D. Margarone、J. Bonvalet、L. Giuffrida、A. Morace、V. Kantarelou、M. Tosca、D. Raffestin、P. Nicolai、A. Pic- ciotto、Y. Abe、Y. Arikawa、S. Fujioka、Y. Fukuda、Y. Kuramitsu、H. Habara 和 D. Batani，《应用科学》12，1444（2022年）。[12] A. Liu、Z. Liu、K. Li、Y. Yao、C. Zhou、S. Zhu、X. He 和 B. Qiao，《物理评论应用》20，034053（2023年）。[13] R. Magee、K. Ogawa、T. Tajima、I. Allfrey、H. Gota、P. Mccarroll、S. Ohdachi、M. Isobe、S. Kamio 和 V. Klumper，Nat. Commun. 14，955（2023年）。[14] M. L. Lindsey、J. J. Bekx、K.-G. Schlesinger 和 S. H. Glenzer，《物理评论C》109，044605（2024年）。[15] M. Liu、H. Xie、Y. Wang、J. Dong、K. Feng、X. Gu、X. Huang、X. Jiang、Y. Li、Z. Li、B. Liu、W. Liu、D. Luo、Y.-K. M. Peng、Y. Shi、S. Song、X. Song、T. Sun、M. Tan 和 H. Zhao，《等离子体物理》31，062701（2024年）。[16] I. E. Ochs 和 N. J. Fisch，《等离子体物理》31，012503（2024 年）。[17] K. Ogawa 等，《核聚变》64，096028（2024年）。[18] M. Scisciò、G. Petringa、Z. Zhu、M. R. D. Rodrigues、M. Alonzo、P. L. Andreoli、F. Filippi、F. Consoli、M. Huault、D. Raffestin、D. Molloy、H. Larreur、D. Sin- gappuli、T. Carriere、C. Verona、P. Nicolai、A. McNamee、M. Ehret、E. Filippov 等，《物质与辐射极端条件》10，037401（2025年）。[19] S. Liu、D. Wu、B. Liu、Y. K. M. Peng、J. Dong、T. Liang、H. Huang 和 Z. M. Sheng，《等离子体物理》32，012101（2025年）。[20] O. Beckman、T. Huus 和 C. Zupancic，Phys. Rev. 91，606（1953年）。[21] D. C. Moreau，《核聚变》17，13（1977年）。[22] J. M. Dawson，载于《聚变》，第1卷，E. Teller 编（Academic Press，纽约，1981年），B部分。[23] W. M. Nevins 和 R. Swain，《核聚变》40，865（2000年）。[24] E. P. Hartouni、A. S. Moore、A. J. Crilly、B. D. Appelbe、P. A. Amendt、K. L. Baker、D. T. Casey、D. S. Clark、T. Döppner、M. J. Eckart、J. E. Field、M. Gatu-Johnson、G. P. Grim、R. Hatarik、J. Jeet、S. M. Kerr、J. Kilkenny、A. L. Kritcher、K. D. Meaney 等，《自然·物理》19，72（2022年）。[25] J. McNally, J. R.，《可能与受控热核聚变相关的核聚变共振反应》，技术备忘录 ORNL-TM-3233（橡树岭国家实验室，美国田纳西州橡树岭，1970年）。[26] J. Martinez-Val、S. Eliezer、M. Piera 和 G. Velarde，《物理快报A辑》216，142（1996年）。[27] W. M. Nevins，《聚变能》17，25（1998年）。[28] S. V. Putvinski, D. D. Ryutov 和 P. N. Yushmanov，《核聚变》59, 076018（2019）。[29] M. J. Hay 和 N. J. Fisch，《等离子体物理》22, 112116（2015）。[30] Q. Wu 和 M. Kamimura，《物理评论C》109, 054625（2024）。[31] Q. Wu、Z.-F. Cui 和 M. Kamimura，（2025），arXiv:2508.12783 [nucl-th]。[32] D. Mazzucconi、E. S. Bellotti、D. Vavassori、D. Dellasega、S. Agosteo、M. Passoni、A. Pola 和 D. Bortot，《欧洲物理学杂志A》61, 114（2025）。[33] A. Tentori 和 F. Belloni，《核聚变》63, 086001（2023）。[34] C. E. Rolfs 和 W. S. Rodney，《宇宙中的熔炉：核天体物理学》（芝加哥大学出版社，芝加哥，1988）。[35] H. W. Becker、C. Rolfs 和 H. P. Trautvetter，Z. Phys. A 327, 341（1987）。[36] W. Buck、F. Hoyler、A. Stäbler、G. Staudt、H. V. Klap-dor 和 H. Oeschler，《核物理A辑》398, 189（1983）。[37] M. Munch、O. S. Kirsebom、J. A. Swartz 和 H. O. U. Fynbo，《欧洲物理学杂志A》56, 17（2020）。[38] M. H. Sikora 和 H. R. Weller，《聚变能》35, 538（2016）。[39] M. C. Spraker、M. W. Ahmed、M. A. Blackston、N. Brown、I. France、R. H.、S. S. Henshaw、B. A. Perdue、R. M. Prior、P.-N. Seo、S. Stave 和 H. R. Weller，《聚变能》31, 357（2011）。[40] S. Stave、M. W. Ahmed、R. H. France、S. S. Henshaw、B. Müller、B. A. Perdue、R. M. Prior、M. C. Spraker 和 H. R. Weller，《物理快报B辑》696, 26（2011）。[41] W. A. Fowler、G. R. Caughlan 和 B. A. Zimmerman，《天文学与天体物理学年度评论》5, 525（1967）。[42] W. A. Fowler、G. R. Caughlan 和 B. A. Zimmerman，《天文学与天体物理学年度评论》13, 69（1975）。[43] T. H. Rider，《对惯性静电约束聚变系统的全面评述》，博士论文，马萨诸塞州理工学院（1995）。[44] T. H. Rider，《等离子体物理》4, 1039（1997）。[45] S. Braginski，《等离子体物理评论》，M. Leontovich 编，第1卷（Consultants Bureau，纽约，1961）。[46] T. Watanabe、Y. Matsumoto、T. Nagaura、Y. Itoh、S. Oikawa 和 H. Hōjō，载于 NIFS-PROC–53：《“ICRF维持的LHD型p-11B反应堆理论研究”研讨会》（2004），第24–36页。[47] I. E. Ochs、E. J. Kolmes、M. E. Mlodik、T. Rubin 和 N. J. Fisch，《物理评论E》106, 055215（2022）。