

$^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ 全熔合激发函数*

郑纪文 郑平子 刘国兴 陈克良 王素芳 白兴平 于 暹

(中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

张焕乔 许谨诚 刘祖华 阮 明 吕 俊 徐 侃

(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

摘 要

在 50—90 MeV 的能量范围内, 以 1.0 MeV 为能量步长, 测量了 $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ 的全熔合激发函数。用熔合模型分析了激发函数, 提取了模型参数在质心系能量小于 46 MeV 时, 激发函数存在粗结构, 其峰位分别在 34.5、38.5 和 43 MeV。能量在 46 MeV 以上时, 结构逐渐消失。

一、前 言

现在, 在低能区 (10 MeV/u) 全熔合激发函数的测量已经累积了相当丰富的数据, 揭示了全熔合反应限制机制随轰击能量的变化情况。在轻体系全熔合激发函数的实验结果中发现一个重要现象, 即某些体系的全熔合激发函数存在与能量相关的类共振结构。这些结构迭加在可以用势模型描写的光滑曲线上。首先是在 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 、 $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ 和 $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ 三个体系的全熔合激发函数上观测到宽度为几 MeV 近似于周期性的振荡^[1]。这种结构称为粗结构。以后的实验又在 $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ 、 ^{28}Si 和 ^{18}O 、 $^{14}\text{C} + ^{16}\text{O}$ 等体系的全熔合激发函数上观测到了粗结构。另一方面, 在某些体系 (例如 $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ 、 ^{28}Si 和 ^{32}S 及 $^{16}\text{O} + ^{20}\text{Ne}$ 等体系) 的全熔合激发函数上观测到了宽度为几百 keV 的共振峰, 称为中间结构。

值得注意的是, 凡是有 ^{12}C 核参与的 α 结构核反应体系, 如 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 、 ^{16}O 、 ^{20}Ne 、 ^{24}Mg 、 ^{28}Si 和 ^{32}S 的全熔合激发函数都观测到了明显的结构。这样, 对于有 ^{16}O 核参与的反应的一系列 α 结构核所组成的体系, 如 $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ — ^{40}Ca 的全熔合激发函数是否都有结构是特别令人感兴趣的。除去前面提到的 $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ 、 ^{16}O 和 ^{20}Ne 外, $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ 的全熔合激发函数上也观测到某种结构。然而对 $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ 、 ^{28}Si 和 ^{32}S , 到目前还没有观测到明显的结构。对它们做进一步的测量是必要的。对于 $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ 体系 Rascher 等^[2]在较大的能区内做了测量, 没有看到明显的结构。但他们对这个体系做了大量的弹性散射的研究^[3,4], 发现这两个激发函数都有粗结构, 且在相重叠的能区内成反向关联。由

本文 1991 年 1 月 7 日收到。

* 中国科学院 75 重大课题所属题目和中科院科学基金资助。

于弹性散射的背角抬高和全熔合激发函数的结构都起源于核分子现象, $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ 的全熔合激发函数可能是有结构的。为此,我们以 1 MeV 为能量步长在 $E_L = 50-90$ MeV 的能量范围内测量了该体系的全熔合激发函数。

二、实 验

实验是在中国原子能科学研究所的 2×13 MV 串列静电加速器上进行的。加速器引出 ^{16}O 束。靶室直径 38cm, 束流由前方一直径为 16cm 的窗孔引入。在束流管道固定的条件下,靶室可以绕中心在平面内转动 $\pm 10^\circ$ 。靶室后面有两个直径为 7cm 的窗孔,每个窗孔对靶室中心点张角为 18° 。其中一个窗孔联接 $\Delta E-E$ 望远镜系统,用以测量全熔合的蒸发反冲余核。另一个窗孔连一接长管,安装一个半导体探测器,用以测量检验金靶的散射粒子。靶子置于靶室中心,靶面与束流垂直放置。在靶子后面 9.5cm 处放置一个厚度为 $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 的金靶,目的是用它的库仑散射监测束流。接长管内的半导体探测器测量 Au 靶散射粒子,相对轴线方向为 32° 角。在金靶后放置一个小法拉弟筒,测量照射束流强度,实验装置见图 1。

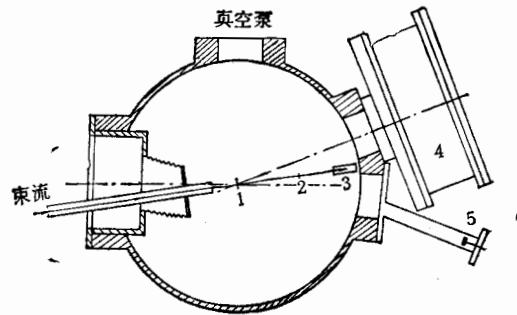


图1 实验安排示意图

1 靶子, 2 金靶, 3 法拉弟筒, 4 $\Delta E-E$ 望远镜, 5 检验探测器

$\Delta E-E$ 望远镜系统的入射窗距靶子 30cm。相邻的入射窗孔中心距为 1.25cm, 角度差为 2.4° 。这样张角为 18° 的靶室窗孔可以覆盖探测器的 8 个入射窗孔。靶室左旋到近极限位置时,探测器的测量角度范围为 $22^\circ-39^\circ$ 。靶子为无衬底的天然硅靶,厚度约为 $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 。

$\Delta E-E$ 望远镜的穿透式 ΔE 探测器是气流式电离室。电离室入射窗为排列成一直线的 10 个直径为 1.0 cm 的小孔。有效气体柱长度为 6 cm。充气 $90\% \text{Ar} + 10\% \text{CH}_4$, 气压约为 2660 Pa。电离室的充气气压的长期稳定性好于 3%。望远镜的 E 探测器用了 10 个有效直径为 8 mm 的半导体探测器,每个对应一个电离室的入射窗孔。这样就构成了一个具有 10 个不同角度的位置灵敏的 $\Delta E-E$ 望远镜。用八参数数据获取系统取数据, $\Delta E-E$ 双维谱记录在磁带上。

在整个实验过程中尽量保持各种测量条件不变,以保证截面相对误差减小。实验的 ^{16}O 离子能量范围是 50—90 MeV, 能量步长为 1.0 MeV。对于每个能量点,都在 $5^\circ-22^\circ$ 的角度范围内取了数据,基本上覆盖了角分布的高截面区。为了得到大角度的截面数据,对于 55 MeV, 70 MeV 和 85 MeV 三个能量点还在 $22^\circ-39^\circ$ 的角度范围做了测量,构成了完整的角分布。

三、实验结果

余核角分布,在轰击能量 $E = 55\text{MeV}$ 、 70MeV 和 85MeV 时,在 $\theta_L = 5^\circ - 40^\circ$ 的角度范围内测量了余核角分布。按照复合核的统计蒸发理论,假设复合核的粒子蒸发在质心系中是各向同性的,在实验室坐标系统中余核角分布可以写成

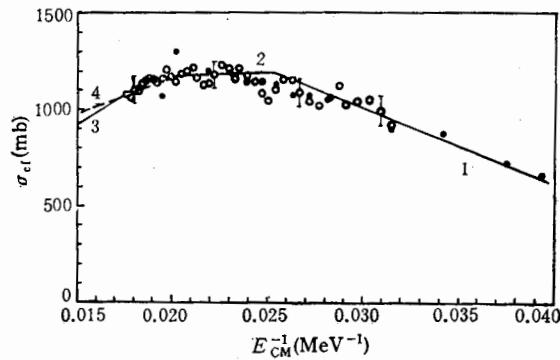
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N \cos^2 \theta_L \exp[-V_c^2 \sin^2 \theta_L / 2\sigma_0^2], \quad (1)$$

其中 V_c 为复合核反冲速度,在全熔合反应中为质心速度。 N 为归一常数。分布宽度参数 σ_0 实际上反映了质心系中伴随粒子蒸发的反冲速度。我们利用方程(1)符合我们的角分布时,发现只在有限的角度范围内是可行的($\theta_L < 15^\circ$)。对于上述三个能量,我们利用 $\theta_L < 15^\circ$ 的实验点测到的 σ_0^2 值分别为 0.0931 , 0.0141 和 $0.0189 \text{ cm}^2/\text{ns}^2$, 与复合核的激发能呈现出线性关系。这与蒸发理论的预示定性符合。每个角分布在 $\theta_L > 15^\circ$ 时的实验点都比方程(1)按小角度数据符合的结果高得多。这表明 α 粒子蒸发成分在较大角度上有更多的贡献。

在激发函数的测量中,取的是在 $5^\circ - 22^\circ$ 之间的数据。在由角分布积分求总截面时,由于 $\theta_L < 5^\circ$ 的角度没有测量点,对于这部分的贡献我们利用方程(1)的符合曲线的截面值。在轰击能量为 55MeV , 70MeV 和 85MeV 时,微分截面对于熔合总截面的贡献随能量增加而下降,分别为 21.4% , 18.8% 和 16.3% 。而从测量角分布积分得到的 $\theta_L > 22^\circ$ 的微分截面对于总截面的贡献分别为 3.4% , 4.6% 和 6.2% , 即随轰击能量增加而增加。总的来说,对总截面的贡献是比较小的。我们利用这些实验点的内插或外推,求得其它能量点上,这部分角度区间微分截面对总截面的贡献。我们使用的探测器 $\Delta E - E$ 望远镜,由于靶子厚度,电离室入射窗和充气的有限厚度,使得一定能量以下的余核不能达到 E 探测器而被阻止于 ΔE 探测器中形成一定的低能探测 Q 阈。这种效应的影响随轰击能量的增加而减小。估计这部分损失在轰击能量为 50MeV 时可能达到 10% , 而当能量增加到 90MeV 时下降到 2% 。我们假定它与轰击能量成线性关系,据此对截面进行修正。

在计算全熔合总截面的误差时,考虑了计数统计误差,数据处理时划分出余核的误差及探测器低能损失的修正误差;还考虑了截面归一中利用库仑归一时探测器的角度误差,以及利用电流积分器测量的照射离子总量归一时的电流积分的误差和靶子厚度的误差等;还考虑了角分布积分求总截面时小角和大角区域修正的误差。这样估计全熔合总截面误差在低能部份约为 8.0% , 到高能部份约为 6.2% 。

图2给出实验得到的 $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ 反应的全熔合激发函数。在我们的实验能量范围内, E_{CM} 为 $31.8\text{MeV} - 57.3\text{MeV}$, 全熔合截面随能量的改变呈现出下述情况: 大约在 $E_{\text{CM}} < 43\text{MeV}$ 时截面随轰击能量的增加而上升; 在 $53\text{MeV} > E_{\text{CM}} > 43\text{MeV}$ 时截面几乎不随轰击能量变化; 在 $E_{\text{CM}} > 53\text{MeV}$ 时截面或许有下降趋势。图2中还给出了 Rascher 等^[2]的实验结果。能量 $E_{\text{CM}} \approx 22\text{MeV} - 51\text{MeV}$ 时,除去他们的最高两个能量点有过大偏离外,在 $E_{\text{CM}} = 31.8 - 46\text{MeV}$ 的能量范围内,和我们的结果是一致的。

图2 $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ 全熔合激发函数○本工作 ●R. Rascher et al.^[2]

1.位垒穿透模型, 2.临界距离或统计 Yrast 模型, 3.饱和临界角动量, 4.熔合入口线

低能重离子核反应的全熔合激发函数可以借助核势模型来描写。势模型认为在低能区,只要入射粒子能够穿越两核的相互作用位垒就能发生熔合,如忽略量子效应,截面与能量关系可以写为

$$\sigma_{c.f} = \pi R_B^2 \left(1 - \frac{V_B}{E}\right), \quad (2)$$

其中 V_B 和 R_B 分别为熔合位垒和位垒半径。在入射能量较高时,是否穿越位垒已经不能成为全熔合的条件。两碰撞核的最小靠近距离是否达到全熔合的临界距离 R_{cr} 成为发生全熔合反应的条件时,全熔合激发函数就用临界距离模型来描述^[3]。截面与轰击能量关系可以写成

$$\sigma_{c.f}(E) = \pi R_{cr}^2 \left(1 - \frac{V_{cr}}{E}\right), \quad (3)$$

其中 R_{cr} 称为临界距离, V_{cr} 是临界距离处的相互作用势。我们在利用方程(2)和(3)时,考虑了 Rascher 等的实验数据,得到以下的模型参数: $R_B = 8.33\text{fm}$ ($r_B = 1.55\text{fm}$), $V_B = 17.9\text{MeV}$, $R_{cr} = 5.88\text{fm}$ ($r_{cr} = 1.06\text{fm}$), $V_{cr} = -3.0\text{MeV}$ 。这些值与系统值是相符的。在这个能量区间,另一种看法认为是复合核的性质限制了全熔合过程。Lee 等人^[6]认为是复合核的统计 Yrast 线限制了全熔合过程。统计 Yrast 线是一条与 Yrast 线相平行,距离为 ΔQ 的线。在此处复合核有一定内激发能 ΔQ ,这样就具有相当高的态密度,使弹核-靶核的组合物能够过渡过来。按照这个模型,熔合截面与轰击能量的关系可以写成

$$\sigma_{c.f}(E) = \frac{\pi \mathcal{I}_0}{\mu} \left[1 + \frac{Q - \Delta Q}{E}\right], \quad (4)$$

其中 \mathcal{I}_0 为复合核的惯性矩, μ 为组合物体系的约化质量, Q 为熔合反应的基态 Q 值。它们对于复合核采用刚体惯性矩分析轻体系 ($A_1 + A_2 < 80$) 的实验数据得到复合核的半径参数 $r_0 = 1.20 \pm 0.05\text{fm}$ 。统计 Yrast 线到 Yrast 线距离 $\Delta Q = 10 \pm 2.5\text{MeV}$ 。由方程(4)符合我们的数据,得到模型参数: $r_0 = 1.26\text{fm}$, $\Delta Q = 8.3\text{MeV}$ 。这些参数也在合理值的范围之内。所以对 $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ 反应的全熔合激发函数,实验数据并不能判明是入

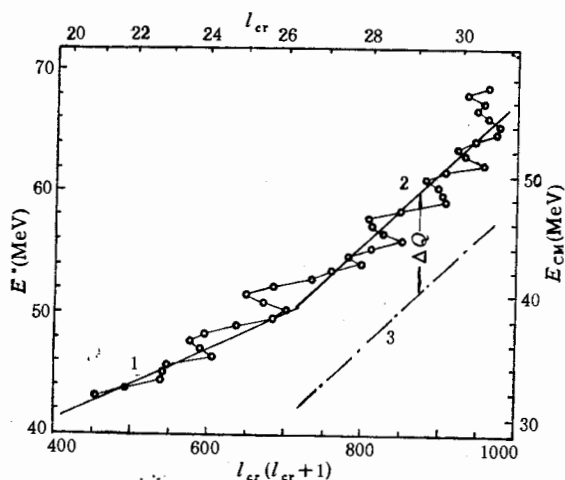


图3 $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ 全熔合临界角动量
1.位垒线, 2.临界距离线, 3.Yrast 线

射道的临界距离还是复合核的统计 Yrast 线对于全熔合反应起了限制作用。

我们的实验截面似乎在 $E_{\text{cm}} > 54\text{MeV}$ 时有随轰击能量的增加而下降的趋势。这在临界角动量 l_{cr} 与能量 E 的关系曲线上看得更清楚, 见图 3。这里临界角动量 l_{cr} 是用公式

$$\sigma_{\text{cf}} = \pi \lambda^2 (l_{\text{cr}} + 1)^2 \quad (5)$$

从实验截面计算的。从图(3)看到, 在 $E > 53\text{MeV}$ 时 l_{cr} 在 30 到 31 之间变化, 呈现出饱和状态。图 2 中的直线 3 相应于临界角动量饱和值取 30.4 时的熔合截面值。Matsuse et al.^[7] 提出了一个熔合入口线的概念, 也可能成为在这个能量范围内的熔合限制机制。按照这个模型, 两碰撞核的熔合条件是最小靠近距离必须小于 $\langle d^2 \rangle^{1/2}$, $\langle d^2 \rangle$ 为两核 A_1 和 A_2 间的均方距离。由以下关系式给出,

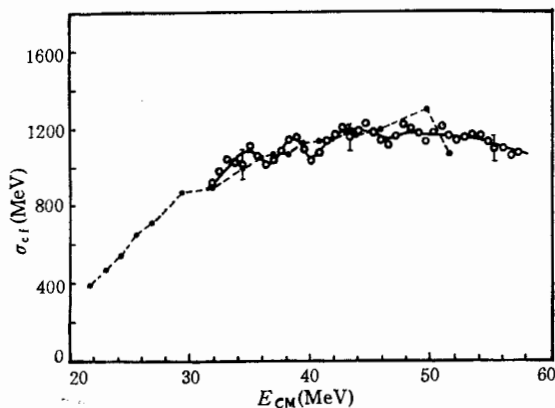


图4 $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ 全熔合激发函数
○ 本工作 ● R. Rascher et al.

$$\frac{A_1 A_2}{A} \langle d^2 \rangle = A \langle r^2 \rangle_A - A_1 \langle r^2 \rangle_{A_1} - A_2 \langle r^2 \rangle_{A_2}, \quad (6)$$

其中 A_1 , A_2 和 A 分别为弹核, 靶核和复合核质量数. 对于 $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{44}\text{Ti}$ 反应, $\langle d^2 \rangle = 13.94 \text{fm}^2$. 由它所给出全熔合截面, 在图 2 中以直线 4 表示. 我们看到 $E > 50 \text{MeV}$ 的实验数据, 都在此限制线以上, 似乎熔合入口线对于该体系的全熔合反应没有显现出限制作用.

我们的实验激发函数与 R. Rascher 等结果相比较, 有一个明显的不同. Rascher 的激发函数随轰击能量的变化基本上是平滑的. 除去最高两个能量点外, 没有观测到多大起伏. 随轰击能量的增加一直成上升的形式. 而我们的实验激发函数随轰击能量的变化不是平滑的. 特别是在 $E_{\text{CM}} < 46 \text{MeV}$ 的能量范围内, 截面随轰击能量的变化有较大的、较为规则的起伏, 似乎呈现出一定的粗结构. 其振荡结构的峰位大体上在 34.5 MeV, 38.5 MeV 和 43 MeV (见图 4). 在 $E > 46 \text{MeV}$ 时, 实验点的起伏在实验误差之内, 不能判定结构的存在. 一般来说, 全熔合激发函数的结构和弹性散射特定角度激发函数的结构可能产生于相同的机制, 这样两者的结构可能存在某种关联现象. 图 5 中给出了 Barrett^[3] 和 Braun-Munzinger^[4] 测量 $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ 的 180° 的弹性散射激发函数. Kubono^[5] 同时测量了 90° 的弹性散射激发函数. 两个激发函数的粗结构是成反向关联的, 见图 5 (b). 他们得到 180° 弹性散射激发函数的峰位在我们的实验能量范围内是 35 MeV. Braun-Munzinger 的 180° 激发函数的主要峰位在 35、38.5、42、45 和 47.5 MeV. 这些能量位置大体上相应于我们测量的全熔合激发函数上的峰位. 虽然, 我们的激发函数在 41—46

MeV 间从实验误差角度来考虑只能看作是一个凸起. 47.5 MeV 附近较难判定峰的存在. 我们在实验中也以较大的角分散 ($\pm 5^\circ$), 粗略地测量了 90° 角的弹性散射激发函数, 见图 5 (c). 在 $E_{\text{CM}} < 46 \text{MeV}$ 时, 平均截面随轰击能量没有什么变化, 这与 Kubono 的结果是相似的. 可能是由于角分辨差没有观测到他们那样的大幅度振荡. 但是在 $E_{\text{CM}} < 46 \text{MeV}$ 的能量范围内, 其粗结构是相同的. 我们的激发函数 $\sigma_{\text{el}}/\sigma_{\text{Ruth}}(90^\circ)$ 在 $E_{\text{CM}} > 46 \text{MeV}$ 时随轰击能量的增加成指数下降形式, 这一点也表现在 Braun-Munzinger 的 180° 弹性散射激发函数上. 随能量增加, 弹性散射截面下降, 这说明弹性散射背角抬高

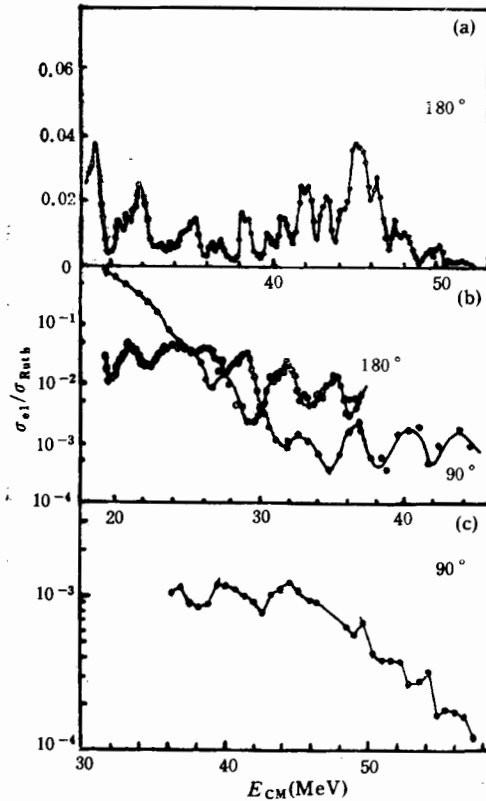


图 5 $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ 弹性散射激发函数

(a) Braun-Munzinger et al.^[4]

(b) Kubono et al.^[5]

(c) 本工作

现象在减小。这点似乎与在这个能量范围全熔合激发函数结构的消失是相应的。

参 考 文 献

- [1] P. Sperr et al., *Phys. Rev. Lett.*, **36**(1976), 405; *Phys. Rev. Lett.*, **37**(1976), 321.
- [2] R. Rascher et al., *Phys. Rev.*, **C20**(1979), 1028.
- [3] J. Barrette et al., *Phys. Rev. Lett.*, **40**(1978), 455.
- [4] P. Braun-Munzinger et al., *Phys. Rev.*, **C24**(1981), 1010.
- [5] J. Galin et al., *Phys. Rev.*, **C9**(1974), 1018.
- [6] S. M. Lee et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 165.
- [7] T. Matsuse et al., Proceedings of Tsukuba International Symposium on Heavy Ion Fusion Reaction, Tsukuba, 1984.
- [8] S. Kubono et al., *Phys. Rev.*, **C21**(1980), 459; *Phys. Lett.*, **84B**(1979), 408.

Measurement of the Complete Fusion Excitation Function for the $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ Reaction

ZHENG JIWEN ZHENG PINGZI LIU GUOXING CHEN KELIANG

WANG SUFANG BAI XINGPING YU XIAN

(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou 730000*)

ZHANG HUANQIAO XU JINCHENG LIU ZUHUA RUAN MING LÜ JUN XU KAN

(*Institute of Atomic Energy, Beijing 102413*)

ABSTRACT

The complete fusion excitation function for the $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ reaction is measured in the range of 50—90 MeV with step of 1.0 MeV. It is analysed by using some theoretical models and the model parameters are extracted from this analysis. Gross structure is found in the excitation function when $E_{\text{CM}} < 46\text{MeV}$. The energies of peaks are 34.5, 38.5 and 43.0 MeV, respectively. The structure vanishes gradually when $E_{\text{CM}} > 46.0\text{MeV}$.