

СКОРОСТИ РЕАКЦИЙ, СУЩЕСТВЕННЫХ ДЛЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ МИШЕНЕЙ

© 2019 г. А.А. Белов^{1,2}, Н.Н. Калиткин³, О.И. Топор¹, И.А. Федоров¹

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва

² Российский университет дружбы народов, Факультет физико-математических и естественных наук, Москва

³ Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва
aa.belov@physics.msu.ru, kalitkin@imamod.ru

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-11-10001.

DOI: 10.1134/S023408791909003X

Для расчета задач управляемого термоядерного синтеза традиционно используют четыре ядерные реакции. В работе проведено сравнение сечений большого числа термоядерных реакций между легчайшими элементами. Показано, что помимо традиционных четырех реакций ощутимый вклад может внести реакция $T+T \rightarrow \rightarrow 2n + {}^4\text{He}$. При низких температурах существенный вклад вносят реакции $D+p \rightarrow \gamma + {}^3\text{He}$ и $T+p \rightarrow \gamma + {}^4\text{He}$, остальными реакциями, по-видимому, можно пренебречь. Для указанных реакций проведена более тщательная обработка экспериментальных данных и построены аппроксимации высокой точности. У новых реакций точность нахождения S-фактора составила 2-6%, а точность скорости реакции – 3-5%.

Ключевые слова: термоядерные реакции, сечения, скорости реакций, аппроксимации.

REACTIVITIES OF THE REACTIONS IMPORTANT FOR CONTROLLED FUSION TARGETS

A.A. Belov^{1,2}, N.N. Kalitkin³, O.I. Topor¹, I.A. Fedorov¹

¹ Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow

² People's Friendship University of Russia (RUDN University), Moscow

³ Keldysh Institute of Applied Mathematics RAS, Moscow

For simulations of controlled fusion problems, 4 major reactions are conventionally accounted for. In the present work, we compare cross sections of many thermonuclear reactions between lightest elements. We show that along with the traditional reactions, con-

siderable contribution can be given by the reaction $T+T \rightarrow 2n + {}^4\text{He}$. At low temperatures, two reactions $D+p \rightarrow \gamma + {}^3\text{He}$ and $T+p \rightarrow \gamma + {}^4\text{He}$ also have considerable contribution, the rest reactions are likely to be neglected. For the outlined reactions, we perform a more thorough processing of experimental data and construct high-precision approximations. For the new reactions, the accuracy of the S-factor is 2 – 6% and that of the reactivities is 3 – 4%.

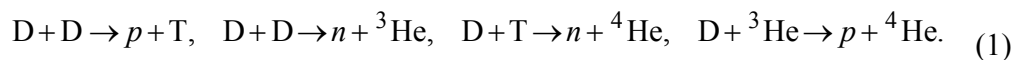
Key words: thermonuclear reactions, cross sections, reactivities, approximations.

1. Введение

Мишени для управляемого термоядерного синтеза обычно состоят из сферической оболочки, наполненной чистым дейтерием. В теоретических расчетах рассматривают также наполнение смесью дейтерия и трития. Но в экспериментах тритий подмешивают редко, поскольку он исключительно опасен для человека. Такие мишени подвергают сильному нагреву и сжатию с помощью лазерных или тяжелоионных пучков. При этом начинают протекать термоядерные реакции как между исходными ядрами, так и между продуктами первичных реакций. Число в принципе возможных реакций измеряется десятками. Многочисленные эксперименты по измерению сечений таких реакций (это тысячи точек) содержатся в компендиумах [1,2]. Обработке сечений и вычислению скоростей посвящено большое количество работ.

В 1989 году вышла классическая монография по скоростям термоядерных реакций, быстро переведенная на Западе на английский язык [3]. В ней рассматривается 9 изотопов 4 легких химических элементов (H, D, T, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$) и 66 термоядерных реакций с их участием. Зависимости логарифмов скоростей реакций от логарифмов температуры аппроксимируются кубическими сплайнами. Аналогично аппроксимируются зависимости логарифмов S-факторов от логарифмов энергии в системе центра масс; в логарифмических переменных зависимости становятся более простыми, что облегчает построение аппроксимаций.

Однако какую часть этих реакций необходимо учитывать при расчете термоядерных мишеней? Уже в 1950-е годы были отобраны четыре важнейшие реакции



В начале 2000-х годов сотрудники Физического института им. П.Н. Лебедева РАН и Института математического моделирования РАН В.Б. Розанов, Н.В. Змитренко, В.Я. Карпов проводили расчеты термоядерных мишеней с

включением реакции $T+T \rightarrow 2n + {}^4\text{He}$, но пришли к выводу, что вклад этой реакции несущественен.

Для основных реакций (1) имеется большое количество экспериментальных данных, и в разные годы предлагался ряд хороших аппроксимаций. В российской литературе до сих пор часто используются ранние формулы Козлова [4]. Сравнение с современными данными показывает, что их погрешность не превышает $\sim 5-10\%$ и лишь в самых худших условиях доходит до $\sim 20\%$.

Сейчас разработаны более точные методы обработки экспериментов, которые при наличии большого числа экспериментальных точек позволяют восстановить сечения с точностью $\sim 4-5\%$, а скорости реакций – с точностью $\sim 1\%$ при температурах $T > 1-2$ кэВ (при уменьшении температуры до $T \sim 10$ эВ погрешность может возрасти до 4%). Соответствующие обработки для реакций (1) содержатся в [5–7] и размещены в открытом доступе в базе данных ТЕФИС [8]. Остаются две проблемы:

- Отобрать реакции, которые помимо упомянутых четырех целесообразно дополнительно учитывать при расчете термоядерных мишеней.
- Провести для отобранных реакций обработку экспериментов и построить аппроксимации высокой точности.

Этим проблемам посвящена данная работа.

2. Отбор реакций

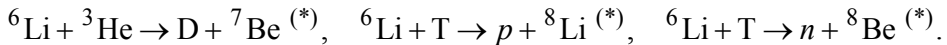
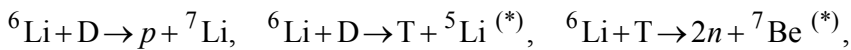
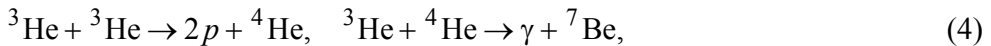
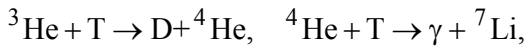
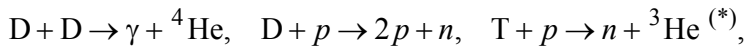
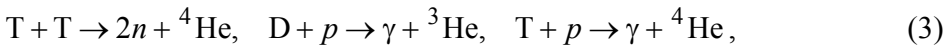
Кулоновский барьер. В высокотемпературной плазме сталкиваются не нейтральные атомы, а полностью ионизованные ядра. Они имеют положительные заряды Z_1, Z_2 , и кулоновское отталкивание препятствует их сближению. Вероятность сближения на столь малые расстояния, на которых начинают действовать ядерные силы, определяется известным множителем Гамова [9]

$$G = \exp\{-\pi Z_1 Z_2 \sqrt{2M/E}\}. \quad (2)$$

Здесь E – энергия в системе центра масс, M – приведенная масса. Мы используем атомную систему единиц, в которой принято $m_e = 1, e = 1, \hbar = 1$. Напомним, что атомная единица энергии E и температуры T равна $27.2\dots$ эВ, а приведенная масса измеряется в единицах m_e , то есть получается из приведенного атомного веса умножением на $1836.1\dots$

Обратим внимание на то, что на величину кулоновского барьера сильно влияют параметры сталкивающихся частиц. Вероятность туннельного про-

никновения резко уменьшается при увеличении Z_1Z_2 и не столь резко – при увеличении приведенной массы M . Этот эффект сильно выражен при малых значениях E и ослабевает при увеличении E . Поэтому в первую очередь нужно учитывать столкновения между собой однозарядных частиц p , D , T ; во вторую очередь – столкновения однозарядных частиц с двухзарядными изотопами гелия. Менее значимы столкновения однозарядных частиц с трехзарядными изотопами лития. Следом идут столкновения двух ядер гелия. Всеми другими видами столкновений в условиях управляемого мюдерного синтеза можно пренебречь. Поэтому в качестве кандидатов на расширение списка (1) мы отобрали из [3] следующие 16 реакций:



К сожалению, для части перечисленных реакций экспериментальные данные имеются лишь при $E > 100$ кэВ. Такие энергии на порядки превышают температуру не только зажигания мишеней, но даже их горения. По имеющимся данным невозможно сказать, каковы будут сечения этих реакций при существенно более низких энергиях. Поэтому мы вынуждены их откинуть. Эти реакции помечены звездочкой, в основном в них участвуют изотопы Li , которого нет в начальном составе термоядерных мишеней.

Сравнение сечений. Сечение реакции $\sigma(E)$ сильно зависит от энергии сталкивающихся частиц, и величина сечения может меняться на много порядков в практически значимом диапазоне энергий. Поэтому в справочниках экспериментальные данные по столкновениям частиц приводятся не в форме сечений, а в виде так называемых S-факторов $S(E)$. S-фактор связан с сечением соотношением

$$S(E) = \sigma(E)E / G. \quad (5)$$

Фактор $S(E)$ обусловлен чисто ядерными силами, и в широком диапазоне E его изменение редко превосходит 1–2 порядка. Отметим одно важное свойство S-фактора. При столкновениях медленных частиц ($E \rightarrow 0$) величина $S(E)$ стремится к константе [10].

Скорости термоядерных реакций выражаются сверткой сечения с функцией распределения частиц, которую чаще всего можно считать максвелловской. Поэтому для выделения существенных реакций нужно сравнивать не S-факторы, а сечения.

Учтем, что в начальном составе мишеней имеется обычно только дейтерий, а все остальные компоненты вырабатываются в ходе горения, так что вблизи момента зажигания их концентрации незначительны. Поэтому в момент зажигания и в начале горения основными будут два канала реакции $D+D$, сечения которых мало отличаются. Выберем для определенности канал $D+D \rightarrow p+T$ в качестве эталона для сравнения.

На рис.1 показаны зависимости отношения сечения рассматриваемой реакции к эталонной от энергии. Рисунок построен в двойном логарифмическом масштабе. На рисунке приведены данные по четырем традиционным реакциям (1) и трем дополнительным реакциям (3). Жирными линиями показаны аппроксимации в диапазонах доступных экспериментальных данных, тонкими линиями – их экстраполяции на низкие энергии. Алгоритм построения экстраполяций будет описан ниже.

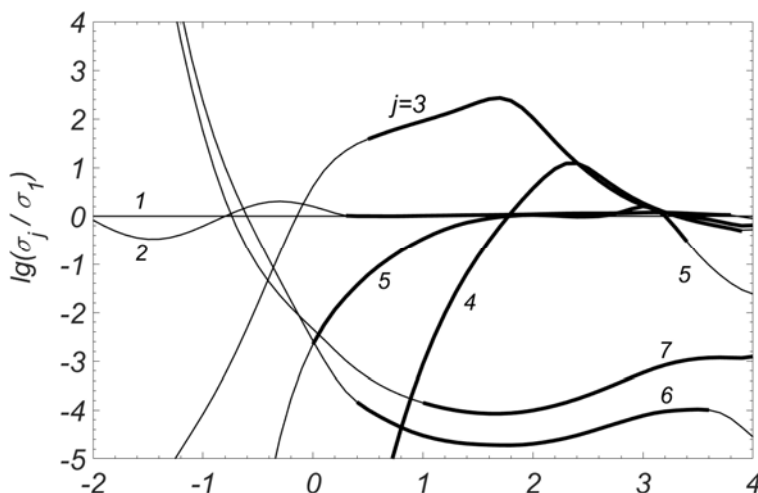


Рис.1. Отношения сечений j -х термоядерных реакций к сечению 1-й реакции:

- 1 – $D+D \rightarrow p+T$, 2 – $D+D \rightarrow n+{}^3\text{He}$, 3 – $D+T \rightarrow n+{}^4\text{He}$, 4 – $D+{}^3\text{He} \rightarrow p+{}^4\text{He}$,
 5 – $T+T \rightarrow 2n+{}^4\text{He}$, 6 – $D+p \rightarrow \gamma+{}^3\text{He}$, 7 – $T+p \rightarrow \gamma+{}^4\text{He}$.

Рассматриваемый диапазон энергий очень велик: от 10 эВ до 10 МэВ. Быстрое горение мишени начинается при температурах $T > 1$ кэВ. Но малые энергии представляют интерес, так как во многих экспериментах достигаются лишь невысокие температуры. В них сопоставляют расчетный и экспериментальный выход нейтронов. При этом зажигания не происходит,

но подобные эксперименты служат для отработки конструкции мишеней. Пределы по оси ординат выбраны из следующих соображений. Если реакция составляет меньше 10^{-5} от основной, то ей бесспорно можно пренебречь. Верхний предел выбран так, чтобы показать одну из важнейших реакций $D+T$.

Видно, что сечение реакции $D+T$ может быть существенно выше эталонной, так что учет этой реакции необходим. Однако в чисто дейтериевых мишенях тритий отсутствует в начальном составе. Поэтому вклад этой реакции является не преобладающим, а лишь сопоставимым с реакцией $D+D$. Сечение реакции $D+{}^3\text{He}$ при $E < 5$ кэВ очень мало, но далее оно быстро нарастает. Поэтому на стадии зажигания мишеней этой реакцией можно пренебречь, но на стадии горения ее учитывать необходимо. Поэтому включение данной реакции в список (1) оправдано.

Сечение реакции $T+T$ достигает 1% от эталона при $E \sim 1$ кэВ, а при энергиях 20 кэВ и выше сечение этой реакции сравнивается с эталоном. Поэтому учет такой реакции в дейтериевых мишенях может оказаться целесообразным, а в дейтериево-тритиевых – необходимым.

Обе реакции $D+p \rightarrow \gamma + {}^3\text{He}$ и $T+p \rightarrow \gamma + {}^4\text{He}$ при $E > 1$ кэВ малы по сравнению с эталонной реакцией. Поэтому на стадии интенсивного горения мишеней ими можно пренебречь. Однако при уменьшении энергии их вклад быстро возрастает, а их сечение становится существенно больше эталонного (это связано с тем, что в этих реакциях мала приведенная масса, и соответственно более проницаем кулоновский барьер). Поэтому на стадии зажигания учет этих реакций может оказаться целесообразным.

3. Параметры дополнительных реакций

Метод обработки экспериментов детально описан в [5–7]. Вкратце напомним его. Берут все известные экспериментальные измерения сечений реакции $\sigma(E)$ с теми оценками точности, которые дают авторы экспериментов. Делением на множитель Гамова из сечений получают S-факторы $S(E)$. Далее рассматривают зависимость $\lg S$ от $\lg E$, которая имеет особенно простой вид, удобный для аппроксимации. В частности, $S \rightarrow \text{const}$ при $E \rightarrow 0$. Это означает, что кривая $\lg S(\lg E)$ при $\lg E \rightarrow -\infty$ ($E \rightarrow 0$) асимптотически переходит в горизонтальную прямую.

Затем эту зависимость аппроксимируют специфическим переопределенным рядом Фурье (так называемый метод двойного периода). При этом ставится такое левое краевое условие, которое обеспечивает переход аппроксимации в горизонтальную кривую при $\lg E \rightarrow -\infty$. Последнее поз-

воляет достаточно надежно экстраполировать S-фактор в область малых энергий, лежащих левее границы экспериментального диапазона.

Для уменьшения нефизичных осцилляций аппроксимирующей кривой вводят стабилизатор Тихонова со штрафом за большие значения второй производной. Поскольку при этом используется большое число коэффициентов Фурье, то результат удобно представлять не в виде таблицы коэффициентов, а в виде таблицы непосредственно $\lg S(\lg E)$.

В [7] разработана процедура статистически достоверной оценки точности полученной кривой. Она начинается со сравнения экспериментальных точек и найденной среднеквадратичной аппроксимации. При этом фактически проводится сопоставление данных различных лабораторий и корректируются их оригинальные оценки точности. Имея скорректированные экспериментальные оценки, можно непосредственно оценить достоверный коридор аппроксимации по формулам статистики [11], но соответствующие формулы громоздки и выглядят непрозрачно. Проще найти достоверный коридор методом виртуального эксперимента, описанным в [7]. Если используется много экспериментальных точек, то ширина достоверного коридора оказывается гораздо меньше, чем можно было бы ожидать от экспериментов отдельно взятой лаборатории. Для хорошо изученных реакций погрешности составляют 2–4%.

Остановимся на одном важном вопросе. Экспериментальные данные начинаются при довольно высоких энергиях $E \sim 2$ кэВ и выше. Начиная с этих энергий, полученные аппроксимации S-фактора имеют высокую точность, поскольку построены усреднением по большому числу экспериментальных точек. Однако для расчета зажигания термоядерных мишеней нужны существенно меньшие температуры и энергии. Для этого построенные аппроксимации необходимо экстраполировать на меньшие значения энергии. Как такую экстраполяцию построить и насколько ей можно доверять?

Физической основой такой экстраполяции является то обстоятельство, что $S(E) \rightarrow \text{const}$ при $E \rightarrow 0$. Это означает, что в логарифмических переменных зависимость $\lg S(\lg E)$ при $\lg E \rightarrow -\infty$ должна переходить в горизонтальную прямую. Это условие перехода в горизонтальную прямую было непосредственно использовано в качестве граничного условия в методе двойного периода. Для тех реакций, в которых экспериментальные S-факторы визуально выходят на константу при наименьших значениях $\lg E$ такая экстраполяция является надежной. Обычно такой выход на прямую реализуется вблизи $E \sim 3$ кэВ. Для тех реакций, у которых эксперименты доходят до этой границы, экстраполяцию можно считать надежной. В противном случае вопрос о точности экстраполяции остается открытым.

Умножая полученную зависимость $S(E)$ на множитель Гамова, найдем аппроксимацию сечения $\sigma(E)$. Свертывая численным интегрированием полученную аппроксимацию с максвелловским (или иным) распределением скоростей, получим табличную зависимость скорости реакции K от температуры T . Коридор достоверности кривой $K(T)$ также определяется методом виртуального эксперимента. Для наиболее изученных реакций ширина коридора составляет $\sim 1-4\%$ при малых температурах и существенно уменьшается при высоких температурах.

Результаты обработки. Экспериментальные данные по реакции $T+T$ в форме S -фактора приведены на рис.2, для реакции $D+p$ – на рис.3, для реакции $T+p$ – на рис.4. Обсудим эти эксперименты.

1^0 . Для реакции $T+T$ на рис.2 приведено в общей сложности ~ 130 точек. Из них ~ 50 точек получены в Los Alamos National Laboratory. Итоговые данные опубликованы в базе [1], однако первичные данные и детали методов обработки приведены в отчете [12], который отсутствует в открытом доступе. Известно лишь, что эти данные получены с помощью теории R -матриц. Поэтому мы оцениваем их точность в $\sim 5\%$ (по аналогии с [13]).

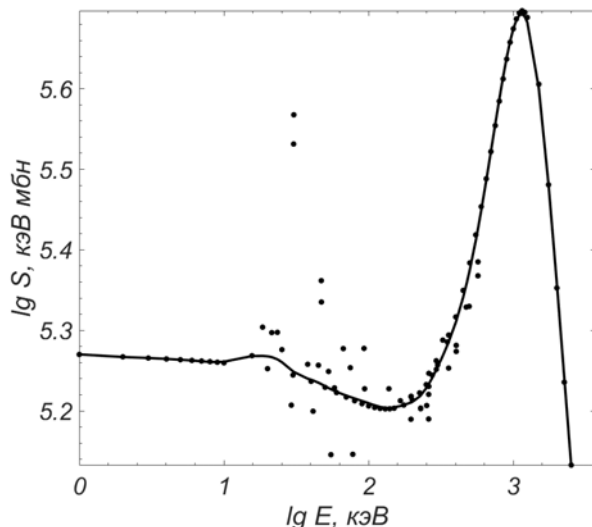


Рис.2. S -фактор реакции $T+T \rightarrow 2n + {}^4\text{He}$, маркеры – эксперименты, линия – данная аппроксимация.

Косвенным подтверждением этой оценки служит малый разброс этих точек относительно мысленной гладкой усредненной линии. Остальные точки принадлежат нескольким работам, в каждой из которых измерено $\sim 10-15$ точек. Их погрешности в основном составляют $\sim 10-20\%$ и изредка доходят до 50% .

Наша обработка по описанной выше методике дала гладкую аппроксимацию, приведенную на рис.2. Виртуальный эксперимент показал, что ширина ее коридора достоверности составляет 2–5%.

Эта кривая и ее коридор достоверности приведены в табл.1. В ней значения энергии даны в кэВ, значения S-фактора – в единицах кэВ·мбн, а ширина коридора достоверности при каждом значении энергии указана в процентах от значения S-фактора (а не его логарифма!).

Таблица 1. Зависимость S-факторов [кэВ мбн] от E [кэВ] с доверительными интервалами в процентах.

lg E	$T+T \rightarrow 2n + {}^4\text{He}$		$D+p \rightarrow \gamma + {}^3\text{He}$		$T+p \rightarrow \gamma + {}^4\text{He}$	
	lg S	±	lg S	±	lg S	±
0	5.271	4.7				
0.1	5.268	4.5				
0.2	5.267	4.3				
0.3	5.265	4.2				
0.4	5.264	3.5	-0.630	2.5		
0.5	5.268	3.1	-0.621	2.3		
0.6	5.265	3.4	-0.605	2.0		
0.7	5.262	3.3	-0.594	1.8		
0.8	5.263	2.8	-0.588	1.9		
0.9	5.262	2.9	-0.579	2.0		
1	5.262	4.2	-0.561	2.1	0.343	3.0
1.1	5.267	4.5	-0.534	2.1	0.345	2.8
1.2	5.268	4.7	-0.500	2.1	0.350	2.6
1.3	5.266	3.4	-0.464	2.2	0.361	2.4
1.4	5.260	3.1	-0.425	2.5	0.377	2.1
1.5	5.246	3.2	-0.382	2.7	0.401	1.8
1.6	5.238	3.1	-0.336	2.7	0.435	1.6
1.7	5.230	2.6	-0.287	2.7	0.480	1.6
1.8	5.220	2.6	-0.237	2.7	0.537	1.8
1.9	5.217	2.1	-0.181	2.7	0.610	2.0
2	5.211	2.0	-0.116	2.6	0.697	2.2
2.1	5.204	2.0	-0.037	2.7	0.799	2.2
2.2	5.206	1.9	0.054	2.9	0.916	2.3
2.3	5.212	1.9	0.154	3.1	1.047	2.4
2.4	5.229	2.2	0.262	3.2	1.189	2.5
2.5	5.264	2.6	0.375	3.3	1.340	2.6
2.6	5.310	2.3	0.495	3.4	1.497	2.7
2.7	5.377	2.2	0.620	3.2	1.657	2.7

Таблица 1. Зависимость S-факторов [кэВ мбн] от E [кэВ] с доверительными интервалами в процентах (продолжение).

$\lg E$	$T+T \rightarrow 2n + {}^4\text{He}$		$D+p \rightarrow \gamma + {}^3\text{He}$		$T+p \rightarrow \gamma + {}^4\text{He}$	
	$\lg S$	\pm	$\lg S$	\pm	$\lg S$	\pm
2.8	5.472	2.5	0.747	3.1	1.816	2.9
2.9	5.582	2.4	0.875	2.8	1.971	3.0
3	5.673	1.6	1.001	2.6	2.119	3.1
3.1	5.679	1.9	1.129	2.3	2.256	3.1
3.2	5.562	2.6	1.257	2.0	2.380	3.2
3.3	5.360	3.0	1.383	1.7	2.491	3.3
3.4	5.133	5.8	1.500	1.7	2.586	3.4
3.5			1.605	1.8	2.666	3.5
3.6			1.702	1.6	2.731	3.6
3.7			1.792	1.4	2.783	3.7
3.8			1.875	1.8	2.823	3.8
3.9			1.959	2.8	2.852	3.9
4.0				1.4	2.872	3.7
4.1				1.8	2.886	3.4
4.2					2.894	3.3
4.3					2.898	3.2

Экспериментальные данные начинаются с энергии 1кэВ. Визуально видно, что экспериментальные точки выходят на горизонтальную прямую. Поэтому экстраполяцию построенной кривой на $E \rightarrow 0$ можно считать надежной.

Соответствующие значения $K(T)$, рассчитанные для максвелловского распределения скоростей, приведены в табл.2. Для скорости реакции используется единица $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$. В таблице также указана ширина доверительного коридора, который при низких температурах составляет 2–4.5%.

2⁰. Для реакции $D + p$ имеется ~ 140 точек, представленных на рис.3. Из них ~ 110 точек расположены в диапазоне низких энергий от 2.5кэВ до 30кэВ. Они получены в разных работах и разумно согласуются друг с другом в основном в пределах $\sim 15\%$. Эту величину можно принять за предварительную оценку точности на данном интервале энергий. В диапазоне высоких энергий 1-5МэВ лежит 20 точек. Они ложатся на гладкую кривую с малым визуальным разбросом $\sim 5\%$. Это также можно считать предварительной оценкой точности. В достаточно широком промежуточном диапазоне энергий 30кэВ–1МэВ имеется всего 12 точек. Визуально они посред-

твенно согласуются с данными остальных диапазонов: заметно ощутимое систематическое отклонение. В соответствии с этим визуальным отклонением мы предварительно приписывали им погрешность $\sim 30\%$.

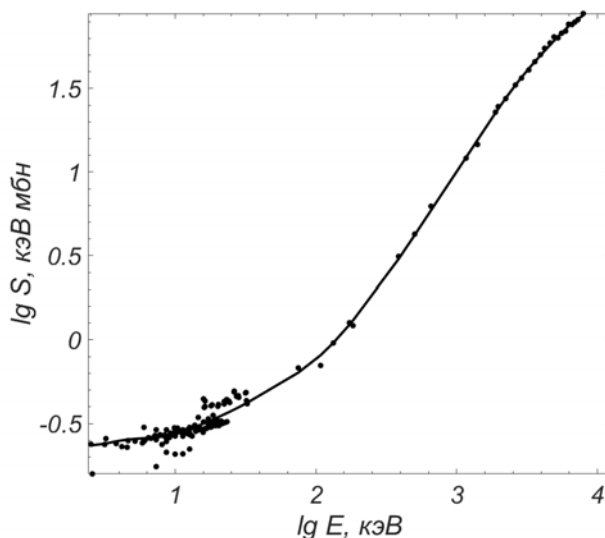


Рис.3. S-фактор реакции $D + p \rightarrow \gamma + {}^3\text{He}$, обозначения соответствуют рис.2.

Наша обработка описанных экспериментальных точек приведена на рис.3 и в табл.1. Оценка ее коридора достоверности по методу виртуального эксперимента составляет 2-4.5%.

Экспериментальные данные начинаются с энергии 2.5кэВ. Хорошо видно, что экспериментальные точки выходят на горизонтальную прямую. Поэтому экстраполяцию построенной кривой на $E \rightarrow 0$ можно считать надежной.

Рассчитанные значения $K(T)$ представлены в табл.2. Их точность составляет $\sim 4\%$ во всем диапазоне температур 10эВ–2МэВ.

3^0 . Для реакции $T + p$ экспериментальных данных очень мало. Они разбиваются на 2 группы: 10 точек в диапазоне средних энергий 10–100 кэВ и 10 точек в диапазоне огромных энергий 10–30 МэВ. Как в промежуточной области, так и в области малых энергий экспериментальных измерений нет. Видно, что участки средних и сверхвысоких энергий можно разумно соединить монотонной гладкой кривой. Физическим обоснованием этого является то, что ядро ${}^4\text{He}$ образуется в основном состоянии, ибо его низшее возбужденное состояние имеет очень большую энергию ~ 21 МэВ. Поэтому резонансных максимумов на кривой $S(E)$ быть не должно.

Таблица 2. Зависимость скоростей реакций K [$\text{см}^3\text{с}^{-1}$] от T [кэВ] с доверительными интервалами в процентах.

$\lg T$	$T+T \rightarrow 2n + {}^4\text{He}$		$D+p \rightarrow \gamma + {}^3\text{He}$		$T+p \rightarrow \gamma + {}^4\text{He}$	
	$\lg K$	\pm	$\lg K$	\pm	$\lg K$	\pm
-2	-55.445	4.4	-50.935	2.2	-51.308	3.4
-1.9	-52.306	4.4	-48.556	2.2	-48.830	3.4
-1.8	-49.403	4.5	-46.358	2.2	-46.541	3.4
-1.7	-46.719	4.5	-44.326	2.2	-44.425	3.4
-1.6	-44.239	4.5	-42.450	2.2	-42.471	3.4
-1.5	-41.946	4.6	-40.718	2.2	-40.666	3.4
-1.4	-39.829	4.6	-39.118	2.2	-38.999	3.4
-1.3	-37.872	4.4	-37.642	2.2	-37.460	3.4
-1.2	-36.066	4.1	-36.279	2.2	-36.040	3.4
-1.1	-34.398	3.6	-35.023	2.2	-34.730	3.4
-1	-32.859	3.4	-33.863	2.3	-33.521	3.4
-0.9	-31.437	3.4	-32.795	2.3	-32.407	3.4
-0.8	-30.126	3.4	-31.810	2.3	-31.379	3.4
-0.7	-28.916	3.1	-30.902	2.3	-30.433	3.4
-0.6	-27.801	2.8	-30.065	2.2	-29.561	3.5
-0.5	-26.773	2.6	-29.292	2.2	-28.759	3.5
-0.4	-25.827	2.4	-28.578	2.1	-28.021	3.5
-0.3	-24.955	2.3	-27.920	2.0	-27.342	3.5
-0.2	-24.152	2.1	-27.315	1.9	-26.718	3.5
-0.1	-23.413	1.9	-26.760	1.9	-26.146	3.5
0	-22.734	1.8	-26.249	1.8	-25.620	3.5
0.1	-22.109	1.9	-25.779	1.8	-25.138	3.5
0.2	-21.534	2.2	-25.346	1.7	-24.695	3.4
0.3	-21.007	2.6	-24.945	1.6	-24.290	3.4
0.4	-20.524	2.8	-24.574	1.5	-23.918	3.3
0.5	-20.082	2.7	-24.231	1.5	-23.575	3.1
0.6	-19.680	2.5	-23.913	1.6	-23.261	2.9
0.7	-19.314	2.4	-23.620	1.8	-22.971	2.7
0.8	-18.981	2.2	-23.349	2.0	-22.702	2.4
0.9	-18.678	2.1	-23.098	2.1	-22.453	2.2
1	-18.403	2.0	-22.867	2.2	-22.219	1.9
1.1	-18.154	1.8	-22.652	2.3	-22.000	1.8
1.2	-17.928	1.7	-22.453	2.3	-21.791	1.7
1.3	-17.723	1.5	-22.267	2.3	-21.592	1.7
1.4	-17.538	1.4	-22.092	2.2	-21.399	1.8

Таблица 2. Зависимость скоростей реакций K [$\text{см}^3\text{с}^{-1}$] от T [кэВ] с доверительными интервалами в процентах (продолжение).

lg T	$T+T \rightarrow 2n + {}^4\text{He}$		$D+p \rightarrow \gamma + {}^3\text{He}$		$T+p \rightarrow \gamma + {}^4\text{He}$	
	lg K	\pm	lg K	\pm	lg K	\pm
1.5	-17.370	1.2	-21.925	2.2	-21.210	1.8
1.6	-17.218	1.1	-21.765	2.2	-21.024	1.8
1.7	-17.079	1.0	-21.611	2.3	-20.840	1.8
1.8	-16.951	1.0	-21.460	2.6	-20.657	1.7
1.9	-16.831	0.9	-21.313	2.8	-20.475	1.7
2	-16.716	0.9	-21.169	3.1	-20.296	1.8
2.1	-16.604	0.9	-21.028	3.3	-20.120	2.0
2.2	-16.494	0.9	-20.890	3.5	-19.949	2.4
2.3	-16.387	0.9	-20.756	3.5	-19.784	2.9
2.4	-16.288	0.9	-20.626	3.4	-19.627	3.4
2.5	-16.201	0.9	-20.499	3.2	-19.480	3.8
2.6	-16.132	0.9	-20.378	3.0	-19.342	4.2
2.7	-16.084	1.0	-20.261	2.6	-19.216	4.6
2.8	-16.058	1.0	-20.150	2.3	-19.102	4.8
2.9	-16.053	1.0	-20.046	2.0	-19.001	5.0
3	-16.070	1.0	-19.949	1.6	-18.911	5.1
3.1	-16.105	1.0	-19.859	1.4	-18.835	5.1
3.2	-16.156	1.2	-19.774	1.2	-18.770	5.0
3.3	-16.222	1.4	-19.694	1.1	-18.716	4.9

Это позволяет совместно обработать оба участка экспериментальных данных описанным выше методом. Полученная кривая приведена на рис.4, а расчетные значения S-фактора – в табл.1. Оценка погрешности расчетного S-фактора методом виртуального эксперимента дает 2–3% в районе средних энергий и до 4% в промежуточной области (в которой данных нет).

Экспериментальные данные начинаются с энергии 10кэВ. Для этой реакции имеется мало экспериментальных точек, и визуально выход экспериментальных значений $S(E)$ на константу просматривается хуже. Тем не менее аппроксимирующая кривая хорошо выходит на горизонтальную прямую. Поэтому экстраполяцию на $E \rightarrow 0$ можно считать достаточно надежной.

Соответствующие значения $K(T)$ и их погрешности приведены в табл.2. Погрешность составляет 3–4% во всем рассматриваемом диапазоне температур.

Замечание. Табл.1 приведена в тех диапазонах энергий, в которых есть экспериментальные данные. Вниз по энергии она экстраполируется константой; это относится как к значению S-фактора, так и к его погрешности.

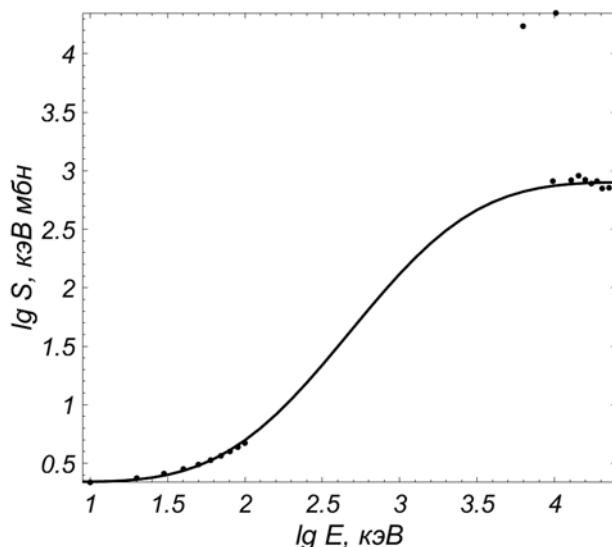


Рис.4. S-фактор реакции $T + p \rightarrow \gamma + {}^4\text{He}$, обозначения соответствуют рис.2.

4. Заключение

Для реакций $T + T \rightarrow 2n + {}^4\text{He}$, $D + p \rightarrow \gamma + {}^3\text{He}$ и $T + p \rightarrow \gamma + {}^4\text{He}$ построены аппроксимации рекордно высокой точности для S-факторов и скоростей реакций в широком диапазоне энергий и температур. Точность построенных кривых существенно превышает мировой уровень, и ее величина надежно определена по правилам статистики. Она настолько высока, что в течение многих лет построенные кривые вряд ли будут нуждаться в пересмотре.

Отметим важные преимущества использованного метода обработки. Во-первых, он позволяет уверенно экстраполировать $S(E)$ на энергии, гораздо меньшие реализуемых в экспериментах. Во-вторых, он позволяет разумно интерполировать сечения даже в достаточно широких промежуточных участках, где отсутствуют экспериментальные данные. Это позволяет находить скорости реакций в огромном диапазоне температур, включая низкие температуры зажигания мишеней.

Таким образом, ранее аппроксимированные реакции (1) совокупно с реакцией $T + T$ вполне достаточны для расчета задач управляемого термоядерного синтеза. Две другие реакции из (3) целесообразно учитывать на начальном этапе зажигания мишени. Вкладом реакций (4), по-видимому, можно пренебречь.

Авторы искренне благодарны Н.В. Змитренко за ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. NEA Data Bank – Nuclear Data Services. <http://www.oecd-nea.org/janisweb/search/exfor>
2. NIST Standard Reference Data – <https://www.nist.gov/srd>
3. *Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Жеребцов В.А., Звенигородский А.Г.* Ядерно-физические константы термоядерного синтеза / Справочное пособие. – М.: ЦНИИАтоминформ, 1989.
Abramovich S.N., Guszhovskij B.Ya., Zherebtsov V.A., Zvenigorodskij A.G. Nuclear Physics Constants for Thermonuclear Fusion – A Reference Handbook. IAEA Rep. INDC(CCP)-326/L+F, IAEA, Vienna (1991).
4. *Козлов Б.Н.* Скорости термоядерных реакций // Атомная энергия, 1962, т.12, №3, с.238–240;
Kozlov B.N. Skorosti termoiadernykh reaktsii // Atomnaja energija, 1962, т.12, № 3, s.238–240.
5. *Белов А.А., Калиткин Н.Н.* Обработка экспериментальных кривых регуляризованным методом двойного периода // ДАН, 2016, т.470, № 3, с.266–270;
Belov A.A., Kalitkin N.N. Processing of Experimental Curves by Applying a Regularized Double Period Method // Doklady Mathematics. 2016, v.94, № 2, p.539–543.
6. *Белов А.А., Калиткин Н.Н.* Регуляризация метода двойного периода при обработке экспериментальных данных // ЖВМ и МФ, 2017, т.57, № 11, с.7–17;
Belov A.A., Kalitkin N.N. Regularization of the Double Period Method for Experimental Data Processing // Comput. Mathem. and Mathem. Physics, 2017, v.57, №11, p.1741–1750.
7. *Belov A.A., Kalitkin N.N., Kozlitin I.A.* Refinement of thermonuclear reaction rates // Fusion Engineering and Design, 2019, v.141, p.51–58.
8. *Калиткин Н.Н., Козлитин И.А., Белов А.А.* База данных ТЕФИС / Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва. <http://tefis.keldysh.ru>, <http://tefis.ru>
Kalitkin N.N., Kozlitin I.A., Belov A.A. Baza dannykh TEFIS / Institut prikladnoi matematiki im. M.V. Keldysha RAN, Moskva.
9. *Гамов Г.А.* Очерк развития учения о строении атомного ядра. Теория радиоактивного распада // Успехи физических наук, 1930, т.10, № 4, с.531–544;
Gamow G.A. Oчерk razvitiia ucheniia o stroenii atomnogo iadra. Teoriia radioaktivnogo raspada // Uspekhi fizicheskikh nauk, 1930, t.10, № 4, s.531–544.
10. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика, изд. 6-е. – М.: Физматлит, 2004;
Landau L.D., Lifshitz E.M. Quantum Mechanics (Non-relativistic theory) / Third edition. Butterworth-Heinemann. Oxford, 1981.
11. *Днестровская Е.Ю., Калиткин Н.Н.* Регрессия экспериментальных кривых // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша, 1987, № 181, 24 с.
Dnestrovskaia E.Yu., Kalitkin N.N. Regressiia eksperimentalnykh krivykh // Preprinty IPM im. M.V. Keldysha RAN. 1987, № 181, 24 s.
12. Los Alamos Scientific Lab. Reports, number 7722-PR, page 1, 1978/12
13. *Bosch H.-S., Hale G. M.* Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities // Nuclear Fusion, 1992, v.32, p.611.

Поступила в редакцию 11.03.2019

После доработки 11.03.2019

Принята к публикации 08.04.2019