

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ВОРОНЕЖСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Факультет *компьютерных наук*
Кафедра *цифровых технологий*

Моделирование нуклеосинтеза в звездах

ВКР *Магистерская диссертация*

02.04.01 Математика и компьютерные науки

Компьютерное моделирование и искусственный интеллект

Допущено к защите в ГЭК _____.2019

Зав. кафедрой _____ д. ф.-м. н., профессор *С.Д. Кургалин*

Обучающийся _____ *А.А. Махно*

Руководитель _____ к. ф.-м. н., доцент *А.А. Крыловецкий*

Воронеж 2019

МИНОБРНАУКИ РОССИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ВОРОНЕЖСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Факультет компьютерных наук
Кафедра цифровых технологий

УТВЕРЖДАЮ
заведующий кафедрой
_____ Кургалин С.Д.,
подпись расшифровка подписи
___ . ___ . 2019

ЗАДАНИЕ
НА ВЫПОЛНЕНИЕ ВЫПУСКНОЙ КВАЛИФИКАЦИОННОЙ РАБОТЫ
ОБУЧАЮЩЕГОСЯ МАХНО АРТЕМА АНДРЕЕВИЧА
_____ *фамилия, имя, отчество*

1. Тема работы «Моделирование нуклеосинтеза в звездах», утверждена решением ученого совета факультета компьютерных наук от __.__.20__
2. Направление подготовки / специальность 02.04.01 Математика и компьютерные науки
шифр, наименование
3. Срок сдачи студентом законченной работы __.__.20__
4. Календарный план: (строится в соответствии со структурой ВКР)

| № | Структура ВКР | Сроки выполнения | Примечание |
|---|---|------------------|------------|
| 1 | Введение | 26.10.2018 | |
| 2 | Глава 1. Моделирование нуклеосинтеза | 30.11.2018 | |
| 3 | Глава 2. Столкновительный β -распад | 16.01.2019 | |
| 4 | Глава 3. REACLIB | 21.02.2019 | |
| 5 | Глава 4. SkyNet | 12.04.2019 | |
| 6 | Глава 5. Построение сечения СБР | 16.03.2019 | |
| 7 | Глава 6. Анализ результатов | 16.04.2019 | |
| 8 | Заключение | 3.05.2019 | |

Обучающийся _____ Махно А.А.
подпись расшифровка подписи

Руководитель _____ Крыловецкий А.А.
подпись расшифровка подписи

Реферат

Магистерская работа 63 с., 18 рис., 1 табл., 3 прил.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ, НУКЛЕОСИНТЕЗ, СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЙ БЕТА-РАСПАД, ОБОЙДЕННЫЕ ИЗОТОПЫ.

Цель работы — оценка влияния столкновительного бета-распада на эволюцию астрофизических процессов и вклада СБР в наблюдаемые распространенности обойденных изотопов.

В процессе выполнения работы были получены сечения для некоторых переходов от праматеринского ядра к материнскому, которое в дальнейшем под действием разрешенного β -распада преобразуется в обойденный изотоп. Затем были найдены параметры температурной зависимости сечений СБР для включения в сеть ядерных реакций. С использованием полученных данных был смоделирован процесс слияния черной дыры - нейтронной звезды и выполнено сравнение с результатами моделирования при использовании немодифицированной базы REACLIB.

В результате работы было выяснено, что СБР при столкновении с протоном может являться источником появления обойденных элементов. Приведенное в работе сравнение может рассматриваться как обоснование включения данных реакций в библиотеку JINA REACLIB для дальнейших исследований.

Одним из результатов данной работы является файл библиотеки реакций, который может быть использован для моделирования нуклеосинтеза с помощью программного пакета SkyNet.

Содержание

| | |
|---|----|
| Введение | 5 |
| 1 Проблема происхождения обойденных элементов | 7 |
| 2 Столкновительный β -распад | 8 |
| 2.1 Дифференциальное сечение процесса столкновительного β -распада ядер в кулоновском поле отталкивания. | 9 |
| 2.2 Полное сечение процесса СБР | 14 |
| 3 REACLIB | 16 |
| 4 SkyNet | 18 |
| 4.1 Основы сети ядерных реакций | 18 |
| 4.2 Кинетическая теория | 18 |
| 4.3 Моделирование r-процесса | 20 |
| 5 Построение сечения СБР | 21 |
| 6 Анализ результатов | 25 |
| Заключение | 36 |
| Список используемой литературы | 37 |
| Приложение А Листинг программы построение СБР | 40 |
| Приложение В Листинг программы параметризации СБР и моделиро- вания слияния | 44 |
| Приложение С Реакции СБР в формате JINA REACLIB | 48 |

Введение

В данной работе рассматривается синтез ядер в астрофизических процессах. Процессы, приводящие к появлению легких элементов (с массовым числом меньше массового числа Fe) относительно известны и изучены. Однако распространенности элементов, тяжелее железа, относительно слабо зависит от массового числа A , что свидетельствует о ином механизме образования этих элементов. Образование таких ядер в результате взаимодействия заряженных частиц сильно подавлено из-за кулоновского барьера. Также большинство тяжелых элементов являются β -радиоактивными. На данный момент считается, что тяжелые элементы образуются в реакциях захвата нейтронов. Обычно различают быстрый (r) и медленный (s) процессы захвата нейтронов (от английских слов *rapid* и *slow*). Эти два механизма различаются отношением скорости захвата нейтронов (реакция (n, γ)) к скорости бета-распада. Предполагается, что примерно половина наблюдаемого количества элементов с $A > 60$ образуется в результате s -процесса. В настоящее время общепризнанно, что многие ядра тяжелее железа, включая все ядра тяжелее ^{209}Bi , образуются r -процессом путем быстрого последовательного захвата большого количества нейтронов. Как было сказано выше, основное условие - высокая скорость захвата нейтронов. Однако эти условия (для возникновения r -процесса) являются экстремальными и встречаются крайне редко. Считается, что такие условия наблюдаются в процессе слияния нейтронная звезда - нейтронная звезда.

Образование некоторых изотопов не может быть объяснено в рамках указанных выше процессов, их принято называть обойденными или r -изотопами. Их название обусловлено тем, что, если рассмотреть картину s -процесса и r -процесса, то можно увидеть стабильные элементы, которые не могут быть получены путем β -распада, так как в данных условиях, он не является разрешенным.

В данной работе моделируются реакции образования химических элементов в процессе поглощения нейтронной звезды черной дырой [1] с учетом столкновительного β -распада как процесса, приводящего к появлению обойденных ядер. Вычисление сечений реакций производится с использованием данных открытой библиотеки REACLIB, в основе которой лежит аппроксимация температурной зависимости сечения специальной функцией, включа-

ющей 7 уникальных для каждой реакции параметров [2].

Столкновительный бета-распад был впервые предложен в работе [3], объяснение образования обойденных элементов на основе СБР - в работе [4]

В настоящей магистерской диссертации вычислены сечения СБР для ряда изотопов, а также найдены параметры температурной аппроксимации в формате библиотеки REACLIB. Полученные результаты включены в набор реакций, возникающих при поглощении нейтронной звезды черной дырой, и в дальнейшем выполнено моделирование синтеза химических элементов с помощью открытой библиотеки SkyNet [5].

Процесс моделирования слияний нейтронная звезда - черная дыра будет выполняться с помощью открытой библиотеки SkyNet, написанную Jonas Lippuner с дополнением ее своим набором реакций.

1 Проблема происхождения обойденных элементов

Процессы, приводящие к происхождению элементов можно разделить на несколько видов. Большой взрыв привел к появлению водорода ($\sim 75\%$ общей массы) и гелий ($\sim 25\%$) в промежутке от первых десяти секунд до минуты после большого взрыва, а также некоторое количество дейтерия, ^3He и ^7Li [6].

Далее происходило горение в звездах малой массы, представляющее из себя р-р-цепь, имеющую малое сечение, приводящее к появлению более тяжелых элементов, таких как ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si и т. д. [7, 8, 9].

Звезды с начальной массой более 8_{\odot} проходят через несколько стадий горения, которые в конечном счете могут произвести элементы вплоть до массового числа $A = 56$ (когда энергия связи на нуклон (протоны и нейтроны) достигает максимума). Поэтому более тяжелые нуклиды связаны слабее, что означает, нужно добавить энергию, для обеспечения слияния за пределами $A = 56$ [7, 10, 11]. Из-за кулоновского барьера распространенность элементов до пика железа намного выше распространенности более тяжелых нуклидов [12].

Процесс приводящий к появлению элементов за пиком железа - захват нейтронов [7]. В зависимости от того, является ли время τ_{β} для β -распада короче или длиннее чем время τ_n для захвата нейтронов, выделяют r-процесс и s-процесс.

R-процесс приводит к появлению элементов с большим массовым числом, однако требует экстремальных условий и места его протекания до сих пор исследуются. Поскольку сечение захвата нейтронов должно быть велико, требуется очень богатая нейтронами среда [13]. Недавние исследования показывают, что коллапс ядра сверхновых и слияние нейтронных, слияние черной дыры - нейтронной звезд являются единственными жизнеспособными кандидатами на места протекания r-процесса [14, 15, 16, 1].

Совсем недавно, было обнаружен коллапсар, который также является местом протекания r-процесса [17].

2 Столкновительный β -распад

Данный процесс является одним из процессов, приводящих к появлению обойденных ядер.

Обойдённые ядра - устойчивые атомные ядра, лежащие в стороне от всех возможных путей образования тяжёлых ядер из более лёгких в процессе последовательного захвата последними нейтронов [18]. Распространённость обойденных ядер, как правило, примерно на два порядка величины ниже, чем у близких к ним ядер, лежащих на пути нейтронного захвата. К таковым относятся: ^{74}Se , ^{78}Kr , ^{80}Kr , ^{84}Sr , ^{92}Mo , 94 , ^{96}Ru , ^{98}Ru , ^{102}Pd , ^{106}Cd , ^{108}Cd , ^{113}In , ^{112}Sn , ^{114}Sn , ^{115}Sn , ^{120}Te , ^{124}Xe , ^{126}Xe , ^{130}Ba , ^{132}Ba , ^{136}Ce , ^{138}Ce , ^{144}Sm , ^{152}Gd , ^{152}Dy , ^{158}Dy , ^{162}Er , ^{164}Er , ^{168}Yb , ^{174}Hf , ^{180}W , ^{184}Os , ^{190}Pt , ^{196}Hg [19].

Столкновительный β -распад стабильных ядер, инициируемый их кулоновскими столкновениями с другими ядерными частицами звездной среды, может быть основой модели процесса синтеза обойденных ядер. Проблема их синтеза на основе физического механизма захвата нейтронов (s - или r -процесса) состоит в прерывании цепочки последовательных β -распадов на β -стабильном ядре (A, Z) .

Процесс СБР стабильных ядер, о котором говорилось выше, для нуклидов главной последовательности предоставляет еще одну возможность преодолеть энергетический порог и осуществить переход

$$(A, Z) \xrightarrow{\beta^-} (A, Z + 1),$$

открывая путь к последующему естественному β -переходу

$$(A, Z + 1) \xrightarrow{\beta^-} (A, Z + 2)$$

Может оказаться, что при этом малость сечений для процесса такого рода уже не будет играть особой роли, если будут не малы плотность вещества в недрах звезды и временная протяженность квазиравновесной стадии звездной эволюции.

Расчеты показывают, что модель синтеза обойденных элементов в звездном веществе на этапе квазиравновесной стадии, основанная на явлении СБР стабильных ядер главной последовательности, качественно, а в ряде случаев и количественно, способна воспроизвести нерегулярный ход кривой относи-

тельной распространенности обойденных ядер. Этот факт можно расценивать как косвенное свидетельство в пользу реальности явления столкновительного β -распада стабильных ядер [4].

В случае столкновительного β -распада возможно несколько видов процессов, а именно: протон-ядерные, ядро-ядерные и процесс, стимулированный нейтронами. Рассчитанные сечения для протон-ядерных и ядро-ядерных оказались невелики (менее 10^{-50} cm^2), и процесс пока не доступен для прямого наблюдения, но при помощи программного обеспечения, позволяющего моделировать данные процессы мы можем оценить влияние их на конечные распространенности элементов [20]. Наряду с кулоновскими столкновениями ядер можно предложить механизм СБР, не связанный с кулоновскими силами и в то же время незамаскированный возможным появлением продуктов β -распада за счет ядерных реакций. Речь идет о процессе СБР ядра, стимулированном столкновениями с нейтронами.

Данная работа рассматривает в первую очередь влияние протон-ядерного столкновения на процессы, протекающие в нейтронных звездах, а именно g -process, так как концентрация протонов при этом достаточно велика, чтобы это влияние оказалось существенным.

2.1 Дифференциальное сечение процесса столкновительного β -распада ядер в кулоновском поле отталкивания.

Рассмотрим нерелятивистское столкновение двух ядер (A, Z) и (A', Z') , первое из которых для процесса β^- -распада - материнское ядро, а второе - столкновительный партнер (для простоты он будет считаться бесструктурным). Дифференциальное сечение процесса столкновительного β -распада нуклида (A, Z) можно представить в виде:

$$d\sigma_{\beta}^{(col)} = \frac{2\pi\mu}{\hbar^2 k_i} \sum_{\beta_f} \left| \langle f | H^{(\beta^-)} | i \rangle \right|^2 \frac{d^3 K_f}{(2\pi)^3} \frac{d^3 k_f}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_e}{(2\pi\hbar)^3} \frac{d^3 p_{\nu}}{(2\pi\hbar)^3} \times \\ \times \delta \left(\frac{\hbar^2 K_i^2}{2M} + \frac{\hbar^2 k_i^2}{2\mu} - \frac{\hbar^2 K_f^2}{2M} - \frac{\hbar^2 k_f^2}{2\mu} - E_e - E_{\nu} - \Delta - \Delta_f \right). \quad (2.1)$$

Здесь $|i\rangle$ и $|f\rangle$ - волновые функции начального и конечного состояний столкновительной системы, $\hbar\vec{K}_s$ и $\hbar\vec{k}_s$ - ее полный и относительный импульсы в s -том состоянии ($s = i$ или f), \vec{p}_e и \vec{p}_{ν} - импульсы бета-электрона и анти-

нейтрино, E_e и E_ν - их энергии, Δ - пороговая энергия, определяемая разностью энергий связи дочернего и материнского ядер (для β -стабильного ядра $\Delta > 0$), Δ_f - энергия состояния дочернего ядра, отсчитанная от основного, и μ - полная и приведенная массы системы. δ -функция выражает закон сохранения энергии в процессе СБР. Оператор ядерного бета-перехода $H^{(\beta^-)}$ имеет вид:

$$H^{(\beta^-)} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{j=1}^A \exp(-i\vec{q}_\beta \vec{r}_j) (\tau_+)_j (ig_v b_4 - g_a \vec{b} \vec{\sigma}_j), \quad (2.2)$$

где \vec{r}_j - координата j -го нуклона; g_v и g_a - векторная и псевдовекторная константы слабого взаимодействия; $\tau_+ = (\tau_1 + i\tau_2)/2$, τ_k, σ_k - операторы Паули; $b_\lambda = i(\bar{u}_e \gamma_\lambda \omega_\nu)$, u_e, ω_ν - лептонные спиноры; $\gamma_\lambda (\lambda = 1, 2, 3, 4)$ - матрицы Дирака, $\hbar \vec{q}_\beta = \vec{p}_e - \vec{p}_\nu$.

В (2.2) опущены малые слагаемые, пропорциональные импульсам частиц, участвующих в β -распадном процессе и предполагается, что пространственная зависимость лептонных волновых функций имеет вид плоской волны. При необходимости действие кулоновского поля дочернего ядра на β -электрон можно учесть впоследствии введением кулоновской функции Ферми в конечное выражение для сечения процесса.

Переходя в систему центра масс, получим

$$H^{(\beta^-)} = \exp(-i\vec{q}_\beta \vec{R}_c) \exp(-i\vec{\mathcal{X}}_\beta \vec{R}) \sum_{j=1}^A H_j^{(\beta^-)} \exp(-i\vec{q}_\beta \vec{\xi}_j), \quad (2.3)$$

где $\vec{\mathcal{X}}_\beta = \frac{\mu}{Am} \vec{q}_\beta$, m - масса нуклона, \vec{R} - относительная координата, \vec{R}_c - координата центра тяжести системы, ξ_j - координата j -го нуклона, отсчитанная от центра тяжести материнского ядра.

$H_j^{(\beta^-)}$ - β -распадный гамильтониан, действующий на спиновые и изоспиновые координаты j -го нуклона:

$$H_j^{(\beta^-)} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} (\tau_+)_j (ig_v b_4 - g_a \vec{b} \vec{\sigma}_j).$$

Представим волновые функции начального (i) и конечного (f) состоя-

ний столкновительной ядро-ядерной системы в виде:

$$|s\rangle = \Psi(\vec{k}_s, \vec{R}) \exp(i\vec{K}_s \vec{R}_c) |\beta_s\rangle. \quad (2.4)$$

Здесь $|\beta_s\rangle$ - волновые функции, характеризующие внутренние состояния материнского ($s = i$) или дочернего ($s = f$) ядер, $\Psi(\vec{k}_s, \vec{R})$ - волновые функции относительного движения в столкновительной системе (ядра (A, Z) , (A', Z') при $s = i$ и $(A, Z + 1)$, (A', Z') при $s = f$).

Рассмотрим вначале задачу рассеяния в кулоновском поле отталкивания, где имеется спектр только положительных собственных значений энергии. Как известно, в этом случае правильное асимптотическое поведение волновой функции получается, если для начального состояния она представляет собой суперпозицию плоской и расходящейся, а для конечного состояния - плоской и сходящейся сферической волн. Выражения для соответствующих кулоновских волновых функций известны:

$$\Psi(\vec{k}_i, \vec{R}) = e^{-\frac{\pi\lambda_i}{2}} \Gamma(1 + i\lambda_i) e^{i\vec{k}_i \vec{R}} F(-i\lambda_i, 1; i(k_i R - \vec{k}_i \vec{R})), \quad (2.5)$$

$$\Psi(\vec{k}_f, \vec{R}) = e^{-\frac{\pi\lambda_f}{2}} \Gamma(1 - i\lambda_f) e^{i\vec{k}_f \vec{R}} F(i\lambda_f, 1; -i(k_f R + \vec{k}_f \vec{R})). \quad (2.6)$$

Здесь

$$\lambda_i = \frac{ZZ'e^2\mu}{\hbar^2 k_i}, \lambda_f = \frac{(Z+1)Z'e^2\mu}{\hbar^2 k_f}. \quad (2.7)$$

С учетом (2.5), (2.6) матричный элемент процесса СБР принимает вид:

$$\begin{aligned} \langle f | H^{(\beta^-)} | i \rangle &= \langle \beta_f | \sum_{j=1}^A H_j^{(\beta^-)} \exp(-i\vec{q}_\beta \vec{\xi}_j) | \beta_i \rangle \times \\ &\times (2\pi)^3 \delta(\vec{K}_i - \vec{K}_f - \vec{q}_\beta) e^{-\frac{\pi}{2}(\lambda_i + \lambda_f)} \Gamma(1 + i\lambda_i) \Gamma(1 + i\lambda_f) \times \\ &\times \int e^{i(\vec{k}_i - \vec{k}_f - \vec{z}_\beta) \vec{R}} F(-i\lambda_i, 1; i(k_i R - \vec{k}_i \vec{R})) \times \\ &\times F(-i\lambda_f, 1; i(k_f R + \vec{k}_f \vec{R})) d^3 R. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Для вычисления интеграла типа:

$$J(\lambda) \equiv \int d^3r e^{-\lambda r} \frac{e^{i\vec{q}\vec{r}}}{r} F(ia_1, 1; i(p_1 r - \vec{p}_1 \vec{r})) F(ia_2, 1; i(p_2 r + \vec{p}_2 \vec{r})) \quad (2.9)$$

можно воспользоваться способом, в котором каждая из вырожденных гипергеометрических функций заменяется выражением в виде контурного интеграла. В результате получается:

$$J(\lambda) = \frac{2\pi}{\alpha} e^{-\pi a_1} \left(\frac{\alpha}{\gamma}\right)^{ia_1} \left(\frac{\gamma + \delta}{\gamma}\right)^{-ia_2} F\left(1 - ia_1, ia_2, 1; \frac{\alpha\delta - \beta\gamma}{\alpha(\gamma + \delta)}\right), \quad (2.10)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{2}(q^2 + \lambda^2), & \beta &= \vec{p}_2 \vec{q} - i\lambda p_2, \\ \gamma &= \vec{p}_1 \vec{q} + i\lambda p_1 - \alpha, & \delta &= p_1 p_2 + \vec{p}_1 \vec{p}_2 - \beta. \end{aligned}$$

Из сравнения (2.8) и (2.9) видно, что соответствующий интеграл, необходимый для вычисления матричного элемента процесса СБР, может быть найден на основе формулы (2.10), если положить:

$$\begin{aligned} \int e^{i(\vec{k}_i - \vec{k}_f - \vec{\varkappa}_\beta) \vec{R}} F(-i\lambda_i, 1; i(k_i R - \vec{k}_i \vec{R})) \times \\ \times F(-i\lambda_f, 1; i(k_f R + \vec{k}_f \vec{R})) d^3 R = -\frac{\partial J}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda=0} \end{aligned}$$

и установить следующую связь между параметрами:

$$\begin{aligned} a_1 &= -\lambda_i, & a_2 &= -\lambda_f, & \vec{q} &= \vec{k}_i - \vec{k}_f - \vec{\varkappa}_\beta, \\ \vec{p}_1 &= \vec{k}_i, & \vec{p}_2 &= \vec{k}_f. \end{aligned}$$

В результате получаем:

$$\begin{aligned} \text{mod } \langle f | H^{(\beta-)} | i \rangle^2 &= 4\pi^2 b^{-2} \left| \langle \beta_f | \sum_{j=1}^A H_j^{(\beta-)} \exp(-i\vec{q}_\beta \vec{\xi}_j) | \beta_i \rangle \right|^2 \times \\ &\times \left[(2\pi)^3 \delta(\vec{K}_i - \vec{K}_f - \vec{q}_\beta) \right]^2 e^{\pi(\lambda_i - \lambda_f)} \text{mod } \Gamma(1 + i\lambda_i)^2 \text{mod } \Gamma(1 + i\lambda_f)^2 \\ &\times |A F(1 + i\lambda_i, -i\lambda_f, 1; \zeta) + B(1 + i\lambda_i) \lambda_f F(2 + i\lambda_i, 1 - i\lambda_f, 2; \zeta)|^2. \quad (2.11) \end{aligned}$$

Здесь

$$\zeta = \frac{bf - cd}{ab}, \quad (2.12)$$

и введены обозначения:

$$\begin{aligned} A &\equiv \frac{\lambda_f(k_i + k_f)}{a} - \frac{k_i(\lambda_f - \lambda_i)}{c}, \\ B &\equiv \frac{k_id - k_fg}{ab} - \frac{(k_i + k_f)(bf - cd)}{a^2b}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Кроме того,

$$\begin{aligned} a &= \frac{1}{2}(\vec{k}_i^2 + \vec{k}_f^2 - \vec{\kappa}_\beta^2) + k_ik_f, \quad b = \frac{1}{2}(\vec{k}_i^2 + \vec{k}_f^2 + \vec{\kappa}_\beta^2) - \vec{k}_i\vec{k}_f - \vec{\kappa}_\beta\vec{k}_i + \vec{\kappa}_\beta\vec{k}_f, \\ c &= \frac{1}{2}(\vec{k}_i^2 - \vec{k}_f^2 - \vec{\kappa}_\beta^2) - \vec{\kappa}_\beta\vec{k}_f, \quad d = \vec{k}_i\vec{k}_f - k_f^2 - \vec{\kappa}_\beta\vec{k}_f, \\ g &= k_i^2 - \vec{k}_i\vec{k}_f - \vec{\kappa}_\beta\vec{k}_i, \quad f = k_ik_f + k_f^2 + \vec{\kappa}_\beta\vec{k}_f. \end{aligned}$$

Пусть в дочернем ядре имеются состояния, допускающие β -переходы разрешенного типа. Учитывая их как наиболее интенсивные, можно положить $e^{-i\vec{q}_\beta\vec{\xi}_j} \approx 1$. Тогда для ядерного матричного элемента β -перехода $|\beta_i\rangle \rightarrow |\beta_f\rangle$ получим:

$$\begin{aligned} \left| \langle \beta_f | \sum_{j=1}^A H_j^{(\beta-)} e^{-i\vec{q}_\beta\vec{\xi}_j} | \beta_i \rangle \right|^2 &\approx g_v^2 \{ \text{mod } M_v^2 + (g_a/g_v)^2 \text{ mod } M_a^2 \} \equiv \\ &\equiv g_v^2 \xi_\beta(\beta_f), \end{aligned} \quad (2.14)$$

где M_v и M_a - соответствующие ядерные матричные элементы для β -перехода разрешенного типа:

$$M_v = \langle \beta_f | \sum_{j=1}^A \tau_+^{(j)} | \beta_i \rangle, \quad M_a = \langle \beta_f | \sum_{j=1}^A \vec{\sigma}^{(j)} \tau_+^{(j)} | \beta_i \rangle.$$

В реальной ситуации за редкими исключениями отличен от нуля только гамов-теллеровский матричный элемент M_a .

Выбирая в качестве оси z направление начального импульса относительного движения ядер (\vec{k}_i) и полагая $\vec{K}_i = 0$, можно с учетом (2.11) частич-

но проинтегрировать (2.1):

$$\begin{aligned}
d\sigma_{\beta}^{(col)} &= (2\pi c\hbar^3)^{-4} g_v^2 \alpha_e^2 Z(Z+1) Z'^2 \mu^4 \sum_{\beta_f} \xi_{\beta}(\beta_f) \times \\
&\times \frac{|AF(1+i\lambda_i, -i\lambda_f, 1; \zeta) + B(1+i\lambda_i)\lambda_f F(2+i\lambda_i, 1-i\lambda_f, 2; \zeta)|^2}{k_i^2 b^2 (1 - \exp(-2\pi\lambda_i))(\exp(2\pi\lambda_f) - 1)} \times \\
&\times (E_e^2 - m_e^2 c^4)^{1/2} (\varepsilon_i - \varepsilon_f - E_e - \Delta - \Delta_f)^2 E_e dE_e d\Omega_e d\Omega_{\nu} d\varepsilon_f d\Omega_f \equiv \\
&\equiv \sum_{\beta_f} d\sigma_{\beta}^{(col)}(\beta_f). \tag{2.15}
\end{aligned}$$

Здесь $\Omega_f \equiv (\theta_f, \phi_f)$, $\Omega_e \equiv (\theta_e, \phi_e)$, $\Omega_{\nu} \equiv (\theta_{\nu}, \phi_{\nu})$ - углы, задающие направление векторов \vec{k}_f , \vec{k}_e и \vec{k}_{ν} соответственно, α_e - постоянная тонкой структуры, ε_s - энергия относительного движения в столкновительной системе, m_e - масса электрона. При получении (2.15) также учтено, что

$$\begin{aligned}
\text{mod } \Gamma(1+i\lambda_i)^2 e^{\pi\lambda_i} &= \frac{\pi\lambda_i e^{\pi\lambda_i}}{\text{sh}(\pi\lambda_i)} = \frac{2\pi\lambda_i}{1 - \exp(-2\pi\lambda_i)}, \\
\text{mod } \Gamma(1+i\lambda_f)^2 e^{-\pi\lambda_f} &= \frac{2\pi\lambda_f}{\exp(2\pi\lambda_f) - 1}, \tag{2.16}
\end{aligned}$$

а импульс антинейтрино $p_{\nu} = (\varepsilon_i - \varepsilon_f - E_e - \Delta - \Delta_f)/c$.

2.2 Полное сечение процесса СБР

Расчет полного сечения процесса СБР на основе выражения (2.15) довольно затруднителен из-за необходимости интегрирования по направлениям вылета лептонов. Однако, задачу можно упростить без существенной потери точности, если воспользоваться аналогией с электромагнитными переходами в кулоновском поле между состояниями непрерывного спектра (задача тормозного излучения). Как известно, в этом случае для применения дипольного приближения достаточно нерелятивистских скоростей у сталкивающихся частиц. В нашем случае мы также рассматриваем ядро-ядерные столкновения в кулоновском поле при нерелятивистских скоростях, так что это условие тоже имеет место. Кроме того, в диапазоне столкновительных энергий, характерных для процесса СБР, практически $\kappa_{\beta} \lesssim 0,1$ Фм⁻¹. Все это вместе позволяет в (2.15) положить $\kappa_{\beta} \approx 0$, что эквивалентно “дипольному” приближению $\exp(-i\vec{\kappa}_{\beta}\vec{R}) \approx 1$ в формуле (2.3). Тогда (2.15) суще-

ственно упрощается и можно проинтегрировать по энергии и направлениям вылета β -электрона и антинейтрино. В результате получим (здесь и дальше используем систему единиц $m_e = \hbar = c = 1$):

$$d\sigma_{\beta}^{(col)}(\beta_f) = \frac{32\sqrt{2}}{\pi} \frac{g_v^2 \alpha_e^2 Z'^2 \mu^{9/2} \lambda_i}{k_i} \xi_{\beta}(\beta_f) \times \\ \times \frac{\Phi(E_f) |F(1 + i\lambda_i, -i\lambda_f, 1; \zeta)|^2}{(1 - \exp(-2\pi\lambda_i))(\exp(2\pi\lambda_f) - 1)} \frac{\lambda_f \varepsilon_f^{1/2} d\varepsilon_f \sin \theta_f d\theta_f}{(\vec{k}_i - \vec{k}_f)^4 (k_i^2 - k_f^2)^2}. \quad (2.17)$$

$E_f = \varepsilon_i - \varepsilon_f - \Delta - \Delta_f$, а функция $\Phi(E)$ имеет вид

$$\Phi(E) = \frac{1}{60} (E^2 - 1)^{1/2} (2E^4 - 9E^2 - 8) + \frac{1}{4} E \ln (E + (E^2 - 1)^{1/2}).$$

Параметр ζ (см. (2.12)) теперь равен:

$$\zeta = \frac{2(1 - \cos \theta_f)}{k_i/k_f + k_f/k_i - 2 \cos \theta_f}.$$

С учетом известного преобразования гипергеометрической функции:

$$F(a, b, c; x) = (1 - x)^{-a} F\left(a, c - b, c; \frac{x}{x - 1}\right),$$

сечение столкновительного β -распада приводится к виду:

$$\sigma_{\beta}^{(col)}(\beta_f) = \frac{4\sqrt{2}}{\pi} \frac{g_v^2 \alpha_e^4 Z(Z + 1) Z'^4 \mu^{9/2}}{\varepsilon_i^{3/2} (1 - \exp(-2\pi\lambda_i))} \xi_{\beta}(\beta_f) \times \\ \times \int_0^{\varepsilon_i - \Delta - \Delta_f} \frac{\Phi(E_f) d\varepsilon_f}{(\exp(2\pi\lambda_f) - 1) k_f (k_i - k_f)^4 (k_i + k_f)^2} \times \\ \times \int_{x_0}^0 \frac{|F(-i\lambda_i, -i\lambda_f, 1; x)|^2}{(1 - x)^2} dx, \quad (2.18)$$

где $x_0 = -4k_i k_f / (k_i - k_f)^2$.

Для возможности использования полученных сечений вместе с другими библиотеками ядерных реакций необходимо привести их к единому формату. Данным форматом был выбран REACLIB.

3 REACLIB

База данных JINA REACLIB представляет из себя список ядерных реакций. Для каждой реакции в библиотеке представлен ее тип (chapter), выражающий количество участников, который может быть:

- 1 участник, 1 продукт
- 1 участник, 2 продукта
- 1 участник, 3 продукта
- 2 участника, 1 продукт
- 2 участника, 2 продукта
- 2 участника, 3 продукта
- 2 участника, 4 продукта
- 3 участника, 1 продукт
- 3 участника, 2 продукта
- 4 участника, 2 продукта
- 1 участника, 4 продукта

База полностью открыта и доступна для сообщества через интернет. Текущая версия библиотеки хранит показатели реакций, таких как зависимость от температуры через семи-параметрическое приближение [2], тип реакции (резонирующая, нерезонирующая, слабая, спонтанный распад), значение температуры, переданное среде, а также параметр v , указывающий, являются ли показатели a_0, \dots, a_6 обратными. В подавляющем большинстве реакций показатели представляют из себя параметризацию сечения в зависимости от температуры:

$$\lambda = \exp \left[a_0 + \sum_{i=1}^5 a_i T_9^{\frac{2i-5}{3}} + a_6 \ln T_9 \right]$$

Чтобы получить параметры a_0, \dots, a_6 для каждой из наших реакций мы воспользуемся статистической моделью.

Модель представляет из себя усредненные коэффициенты перехода T . Они не отражают резонансное поведение, но описывают эффект поглощения через мнимую часть в (оптическом) ядро-ядро потенциале, что приводит к известному выражению:

$$\begin{aligned}
\sigma^{\mu\nu} = & \\
= & \frac{\pi\hbar/(2\mu_{ij}E_{ij})}{(2J_i^\mu + 1)(2J_j + 1)} \sum_{J,\pi} (2J + 1) \\
\times & \frac{T_j^\mu(E, J, \pi, E_i^m, J_i^\mu, \pi_i^\mu) T_0^\nu(E, J, \pi, E_m^\mu, J_m^\nu, \pi_m^\nu)}{T_{tot}(E, J, \pi)} \quad (3.1)
\end{aligned}$$

для сечения $\sigma^{\mu\nu}$ реакции $i^\mu(j, o)m^\mu$ из состояния i^μ в состояние m^ν конечного ядра с центром энергии масс E_{ij} и уменьшенной массой μ_{ij} .

Показатели реакций были посчитаны для набора из 24 температур: $T_9 = 0.1, 0.15, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0, 4.5, 5.0, 6.0, 7.0, 8.0, 9.0, 10.0$ ($T = T_9 \times 10^9 \text{K}$). Для простого применения в астрофизических исследованиях все виды реакций $((n, \gamma), (n, p), (p, \alpha), (p, \gamma), (p, n), (p, \alpha), (\alpha, \gamma), (\alpha, n), (\alpha, p), (\gamma, n), (\gamma, p), (\gamma, \alpha))$ аппроксимируются через единое приближение вида

$$\left. \begin{aligned} N_A \langle \sigma v \rangle \\ \lambda_\gamma \end{aligned} \right\} = \exp(a_0 + a_1 T_9^{-1} + a_2 T_9^{-1/3} + a_3 T_9^{1/3} + a_4 T_9 + a_5 T_9^{5/3} + a_6 \ln T_9) \quad (3.2)$$

с 7 открытыми параметрами $a_0 - a_6$, где T_9 это 10^9K .

Данное приближение является достаточно гибким чтобы удовлетворить различным температурным зависимостям для различных видов реакций в промежутке температур $0.001 \leq T_9 \leq 10$ [21].

4 SkyNet

Программный пакет SkyNet представляет из себя универсальную сеть ядерных реакций, специально разработанную для моделирования r -процесса, но она также применима к другим астрофизическим сценариям [5].

SkyNet написан на языке C++ и имеет модульную архитектуру. Помимо сети ядерных реакций, он также включает в себя модуль решения ядерного статистического равновесия, уравнение состояния Гельмгольца. SkyNet также моделирует эволюцию температуры, отслеживая изменение энтропии при ядерных реакциях и распадах.

SkyNet имеет обертку для использования ее с Python, что делает очень удобным работу с ним его через интерактивные оболочки.

Важно отметить, что SkyNet успешно прошел сравнения с другими аналогичным ПО (WinNet, XNet) и даже, приблизился к симуляции Seitenzahl [22]. Рассмотрим основы работы данного программного обеспечения.

4.1 Основы сети ядерных реакций

Астрофизические сети ядерных реакций отслеживают состав системы, содержащей множество видов ядер, электронов, позитронов, фотонов, а иногда и нейтрино. По сути, они эволюционируют количество различных ядер в системе, учитывая набор реакций и скорости для тех реакций, которые превращают одни ядра в другие. Начнем с кинетической теории, чтобы связать уравнения скорости с микроскопическими процессами, приводящими в действие ядерные превращения.

4.2 Кинетическая теория

Рассмотрим гомогенную систему частиц разных видов (включая ядра, электроны и т. д.), связанных набором взаимодействий, подмножество которых превращает частицы одного типа в другой. Реакция с индексом n , преобразует набор реагентов в набор продуктов и наоборот. Реакция записывается как

$$\sum_{\alpha \in \vec{R}_n} [\alpha] \rightleftharpoons \sum_{\alpha \in \vec{P}_n} [\alpha],$$

где $[\alpha]$ - реагент, $[\beta]$ - продукт, \tilde{R}_n и \tilde{P}_n - набор всех реагентов и продуктов соответственно. Отметим, что все частицы являются индивидуальными участниками, даже если они относятся к одному виду. Например, реакция $^{12}\text{C} + ^4\text{He} \rightleftharpoons ^{16}\text{O} + \gamma$ имеет $\tilde{R}_n = \{0, 1\}$ и $\tilde{P}_n = \{2, 3\}$ с $[0] = ^{12}\text{C}$, $[1] = ^4\text{He}$, $[2] = ^{16}\text{O}$ и $[3] = \gamma$. Для реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightleftharpoons ^{20}\text{Ne} + ^4\text{He} + \gamma$ мы имеем $\tilde{R}_n = \{0, 1\}$ и $\tilde{P}_n = \{2, 3, 4\}$ с $[0] = [1] = ^{12}\text{C}$, $[2] = ^{20}\text{Ne}$, $[3] = ^4\text{He}$ и $[4] = \gamma$. Реакция n включает в себя как прямой процесс (от реагентов к продукту), так и обратный процесс (от продуктов к реагентам). Разумеется, не имеет никакого значения, в таком случае, что называется продуктом, а что реагентом. Далее, при рассмотрении частицы $[\epsilon]$, будем выбирать реагенты и продукты таким образом, чтобы $\epsilon \in \tilde{R}_n$.

Если частицы независимы, система может быть описана в виде функции распределения индивидуальных частиц f_ϵ . Кинетическая теория дает нам эволюцию во времени для распределенной функции [23]. Для частицы $[\epsilon]$ суммирование идет только по тем взаимодействиям, где $[\epsilon]$ выступает как реагент. Показатели $\mathcal{N}_n^{\text{forward}}$ и $\mathcal{N}_n^{\text{backward}}$ также входят в уравнение, чтобы избежать двойного учета, на случай, если взаимодействие включает несколько частиц одного вида.

В общем-то, сеть реакций включает только некоторый поднабор частиц, присутствующих в системе. Например, предполагается что фотоны будут в равновесии в течении всего времени, а плотности электронов и позитронов определяются законом сохранения заряда, поэтому эволюция их количества не тр. Следовательно, полезно определить часть реакций, которые будут включать только частицы, отслеживаемые сетью как:

$$\sum_{j \in R_n} N_j^n[j] \rightleftharpoons \sum_{l \in P_n} N_l^n[l],$$

где $[j]$ - частица реагентов, $[l]$ - частица продуктов, R_n и P_n (без волнистой линии) - наборы уникальных реагентов и продуктов, включающих только частицы, присутствующие в системе. Положительные целые числа N_j^n и N_l^n это количество разрушенных реагентов $[j]$ и количество произведенных продуктов $[l]$.

4.3 Моделирование r-процесса

Для исследования влияния СБР воспользуемся начальными данными, которые использовались для тестирования SkyNet, а именно слияние черной дыры и нейтронной звезды (BHNS).

При моделировании богатой нейтронами среды будут использованы все 3 сети реакций, а также 4-ая, которая представляет из себя набор реакций столкновительного β -распада. В эволюции участвуют 7836 видов ядер и около 93000 реакций. Зависимость плотности от времени - это наблюдаемая плотность выбросов слияния черной дыры - нейтронной звезды [24].

Начальный состав представляет из себя $T = 6.1\text{ГК}$, $\rho = 7.4 \times 10^9\text{гсм}^{-3}$, и $Y_e = 0.07$. Большую часть элементов составляют нейтроны ($\sim 79\%$), поэтому дальнейшие исследования зависимости происхождения р-элементов от столкновения с нейтронами, должны дать более значительный результат. Для столкновения с протоном мы выбрали именно эту систему для моделирования, так как эволюция данного процесса протекает на большом отрезке времени, что дает большее расхождения на конечном этапе эволюции. Временной отрезок здесь от 10^{-3}с до $5 \times 10^8\text{с}$.

5 Построение сечения СБР

Итак, мы пришли к тому, что для добавления новых реакций СБР мы должны построить сечение по формуле (2.18). Для упрощения расчетов, а именно, уменьшения количества операций, связанных с умножениями на константы, было принято решение перейти к системе единиц СГС ($m_e = \hbar = c = 1$). Тогда $\alpha = \frac{e}{\hbar c}$. Таким образом, λ принимает вид

$$\lambda_i = \frac{ZZ'e^2\mu}{\hbar^2 k_i} = \frac{ZZ'e^2\mu}{\sqrt{2\mu\epsilon_i}} = ZZ'e^2 \sqrt{\frac{\mu}{2\epsilon_i}} = ZZ'\alpha \sqrt{\frac{\mu}{2\epsilon_i}} \quad (5.1)$$

$$\lambda_f = \frac{(Z+1)Z'e^2\mu}{\hbar^2 k_f} = (Z+1)Z'e^2 \sqrt{\frac{\mu}{2\epsilon_f}} = ZZ'e^2 \sqrt{\frac{\mu}{2\epsilon_i}} = ZZ'\alpha \sqrt{\frac{\mu}{2\epsilon_i}} \quad (5.2)$$

$$\mu = m_n \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}, \quad (5.3)$$

где $m_n = m_n/m_e = 1,835 \times 10^3$, $g_v = 2.9899 \times 10^{-12}$.

Для построение сечения, в таком случае, получаем множитель:

$$< \sigma \cdot v > \times 1.4915 \times 10^{-21} \cdot 2.998 \times 10^{10} = < \sigma \cdot v > \times 44,72210^{-12}.$$

Заметим также, что в формуле (2.18) присутствует гипергеометрическая функция вида $F(-i\lambda_i, -i\lambda_f, 1; x)$. Для ее вычисления будем использовать библиотечную функцию из пакета **mpmath**. Вычисление этой функции сама по себе операция очень затратная по производительности, но также на различных значениях параметров могут получаться недостаточно точные значения. Это зависит от того, какой алгоритм был использован. Поэтому в начальной версии программы, получающей сечение СБР была заложена проверка корректности вычисления.

С учетом известного преобразования гипергеометрической функции (5.4), при каждом вычислении ее было также получено значение этой функции для параметров в правой части выражения. Затем полученные значения сравнивались друг с другом и модуль их абсолютной разницы не должен был превышать 10^{-11} .

В текущей версии программы данная проверка была отключена, что-

Таблица 1 Характеристики праматеринских ядер.

| Праматеринское ядро | Материнское ядро | J_i | J_f | $\Delta + \Delta_f$, МэВ | $\lg f_0 t$ |
|------------------------|---------------------|-------|-----------|------------------------------|-------------|
| ^{74}Ge | ^{74}As | 0^+ | (1^+) | 2,766 | |
| ^{74}Ge | ^{74}As | 0^+ | (1^+) | 2,982 | |
| ^{78}Se | ^{78}Br | 0^+ | 1^+ | 3,5737 | 4,8 |
| ^{80}Se | ^{80}Br | 0^+ | 1^+ | 1,8703 | 4,6 |
| ^{84}Kr | ^{84}Rb | 0^+ | 2^- | 2,68 | 9,6 |
| ^{106}Pd | ^{106}Ag | 0^+ | 1^+ | 2,983 | 4,9 |
| ^{106}Pd | ^{106}Ag | 2^+ | 1^+ | 2,471 | 5,3 |
| ^{108}Pd | ^{108}Ag | 0^+ | 1^+ | 1,921 | 4,8 |
| ^{108}Pd | ^{108}Ag | 2^+ | 1^+ | 1,487 | 5,5 |
| ^{112}Cd | ^{112}In | 0^+ | 1^+ | 2,578 | 4,7 |
| ^{112}Cd | ^{112}In | 2^+ | 1^+ | 1,961 | 5,3 |
| ^{114}Cd | ^{114}In | 0^+ | 1^+ | 1,9846 | 4,8 |
| ^{114}Cd | ^{114}In | 2^+ | 1^+ | 1,4266 | 5,3 |
| ^{120}Sn | ^{120}Sb | 0^+ | 1^+ | 2,681 | 4,5 |
| ^{124}Te | ^{124}I | 0^+ | 2^- | 3,157 | 9,3 |
| ^{124}Te | ^{124}I | 2^+ | 2^- | 2,555 | 7,5 |
| ^{126}Te | ^{126}I | 0^+ | 2^- | 2,156 | 9,2 |
| ^{126}Te | ^{126}I | 2^+ | 2^- | 1,49 | 7,4 |
| ^{130}Xe | ^{130}Cs | 0^+ | 1^+ | 3,019 | 5,1 |
| ^{130}Xe | ^{130}Cs | 2^+ | 1^+ | 2,483 | 6,4 |
| ^{132}Xe | ^{132}Cs | 2^+ | $2^{(-)}$ | 1,443 | 6,0 |
| ^{136}Ba | ^{136}La | 0^+ | 1^+ | 2,87 | 4,6 |
| ^{164}Dy | ^{164}Ho | 0^+ | 1^+ | 1,0292 | 4,6 |
| ^{164}Dy | ^{164}Ho | 2^+ | 1^+ | 0,9558 | 4,9 |

бы ускорить процесс вычислений, но мы убедились что на интересующем нас промежутке значение функции через библиотечную реализацию получено верно (для заданной точности).

$$F(a, b, c; x) = (1 - x)^{-a} F\left(a, c - b, c; \frac{x}{x - 1}\right) \quad (5.4)$$

Для построения сечения воспользуемся данными, которые были получены ранее в работе Крыловецкой Т.А. [4]. Они представлены в таблице 1.

Формула (2.18) включает в себя матричный элемент $\xi_b(\beta_f)$, который можно получить из таблицы 1 как параметр $\lg f_0 t$, путем перехода:

$$\lg f_0 t \equiv \beta, f_0 t = 10^\beta$$

$$\xi_b(\beta_f) = \frac{6250}{10^\beta}$$

Программа для построения сечения СБР с протоном работает с наборами входных параметров, таких как **[78.0, 34.0, 3.5737, 0.0, 4.8, 'se', 'br']**. Данный набор представляет из себя переход (5.5).



Для всех реакций, для которых в данной работе было построено сечение, присутствует также параметр Δ_f , равный нулю, потому что присутствие его в переходе значительно снижает вероятность этого перехода и, для оценки влияния СБР на общую картину эволюции, переходами такого рода можно пренебречь.

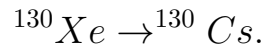
В связи с переходом в другую систему единиц, помимо множителя для (2.18), мы также должны преобразовать входные параметры для перехода в иную систему координат ($E_0 = m_e c^2 = 0.511 \text{ МэВ}$), а именно

$$t^{\text{сгс}} = t^{\text{си}} * \frac{1.16}{0.511} \times 10^{-10},$$

$$\Delta^{\text{сгс}} = \frac{\Delta(\text{МэВ})}{0.511}, \Delta_f^{\text{сгс}} = \frac{\Delta_f(\text{МэВ})}{0.511}.$$

Последние 2 параметра ('se', 'br') представляют собой вручную заданные названия элементов, первый - праматеринское ядро, второй - материнское. Используются для записи построенных сечений в файл.

Рассмотрим, например, сечение для перехода



В результате работы программы, получаем график сечения (рисунок 5.1).

Важно отметить, что при вычислении СБР в начале искомого отрезка температуры ($\sim 10^8 \text{ с}$), возникали ситуации деления на очень малый аргумент. Из-за этого на граничной слева температуре построенное сечение нельзя назвать точным из-за погрешностей округления, но поскольку, как мы знаем, SkyNet игнорирует реакции с небольшим сечением для данной температуры, данные погрешности не имеют смысла из-за пренебрежимо малого

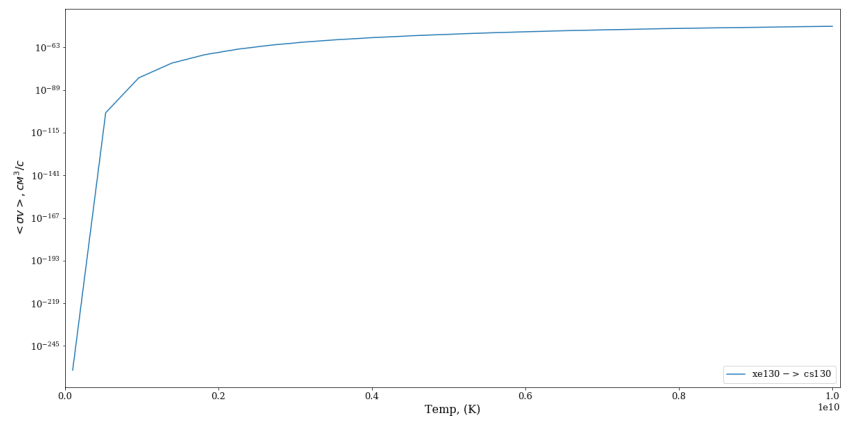


Рисунок 5.1 – Сечение для СБР при столкновении ^{130}Xe с протоном
сечения ($\ll 10^{-100} \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$).

6 Анализ результатов

В данной работе мы построили сечение СБР для столкновения всех элементов из таблицы (1) с протоном (рисунок 6.1, 6.2).

Полученные 24 значения температур являются избыточными в нашем случае, так целью является параметризация данной зависимости через 7 параметров a_0, \dots, a_6 (3.2). Использование только 7 уравнений из данного списка делает конечное решение неустойчивым, так как выбор того, какие конкретно уравнение использовать требует исследования. Поэтому для решения переопределенной системы воспользуемся методом наименьших квадратов (6.3).

Далее, составим необходимый для REACLIB файл библиотеки реакций. Для перехода $^{130}\text{Xe} \rightarrow ^{130}\text{Cs}$ получаем строки вида:

```
1      5
2      pxe130cs130      p      cleaw      0.00000e+00
3      3.631089e+01-2.513083e+01-3.379005e+02 1.434772e+02
4      -2.028014e+00-6.306473e-02-1.208779e+02
```

В данном файле стоит отметить факт явного указания p - протона в качестве участника реакции, так как сечение СБР зависит от концентрации протонов.

Построим также графическое представление параметров a для всех перечисленных в таблице (1) реакций (рисунок 6.4 - 6.7).

Для моделирования ядерных реакций воспользуемся включенной в SkyNet моделью, называемой r -process. Данная модель представляет из себя слияние черная дыра-нейтронная звезда. Она содержит список из 7836 ядер, участвующих в реакциях, начальные распространенности этих ядер, а также зависимости плотности и температуры от времени. Эволюция протекает в промежутке времени от $1.21 \times 10^{-3} \text{c}$ до $5 \times 10^8 \text{c}$.

Если оставлять файл JINA REACLIB в таком виде, в котором он присутствует в библиотеке, влияние добавленных мною реакций отсутствует. Это связано с тем, что в сети уже присутствовали реакции, где данные элементы выступают реагентами, но которые имеют большее сечение, которое перекрывает наши СБР-реакции.

Причины такого сильного влияния относительно добавленных реакций хорошо видно на рисунке (5.1), где можно заметить быстрое затухание сечения при стремлении температуры справа к 10^8K , а именно при относительно низких (10^9K) температурах протекает большая часть эволюции.

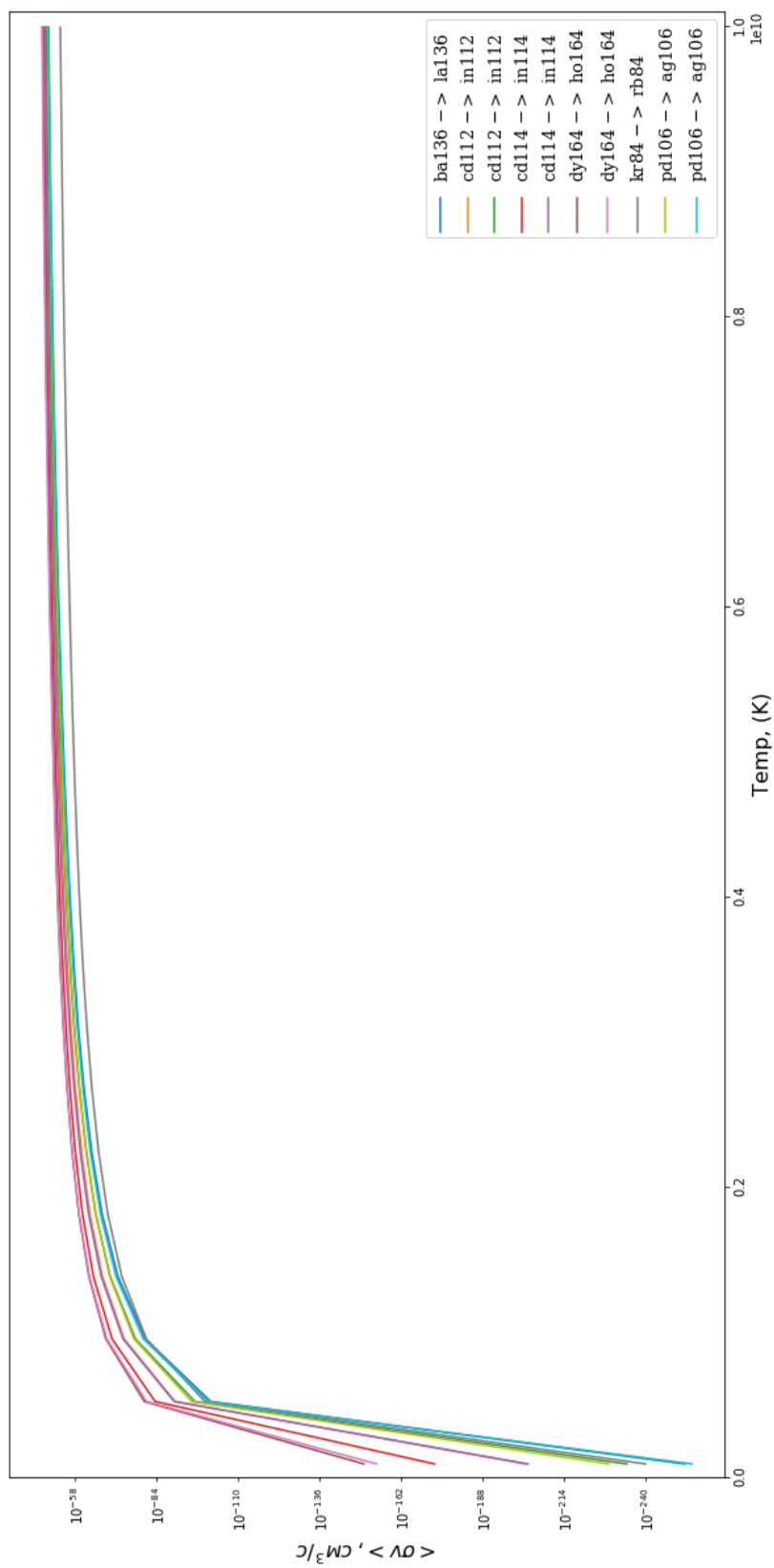


Рисунок 6.1 – Сечение для СБР при столкновении ядер (^{136}Ba , ^{112}Cd , ^{114}Cd , ^{164}Dy , ^{84}Kr , ^{106}Pd) с протоном

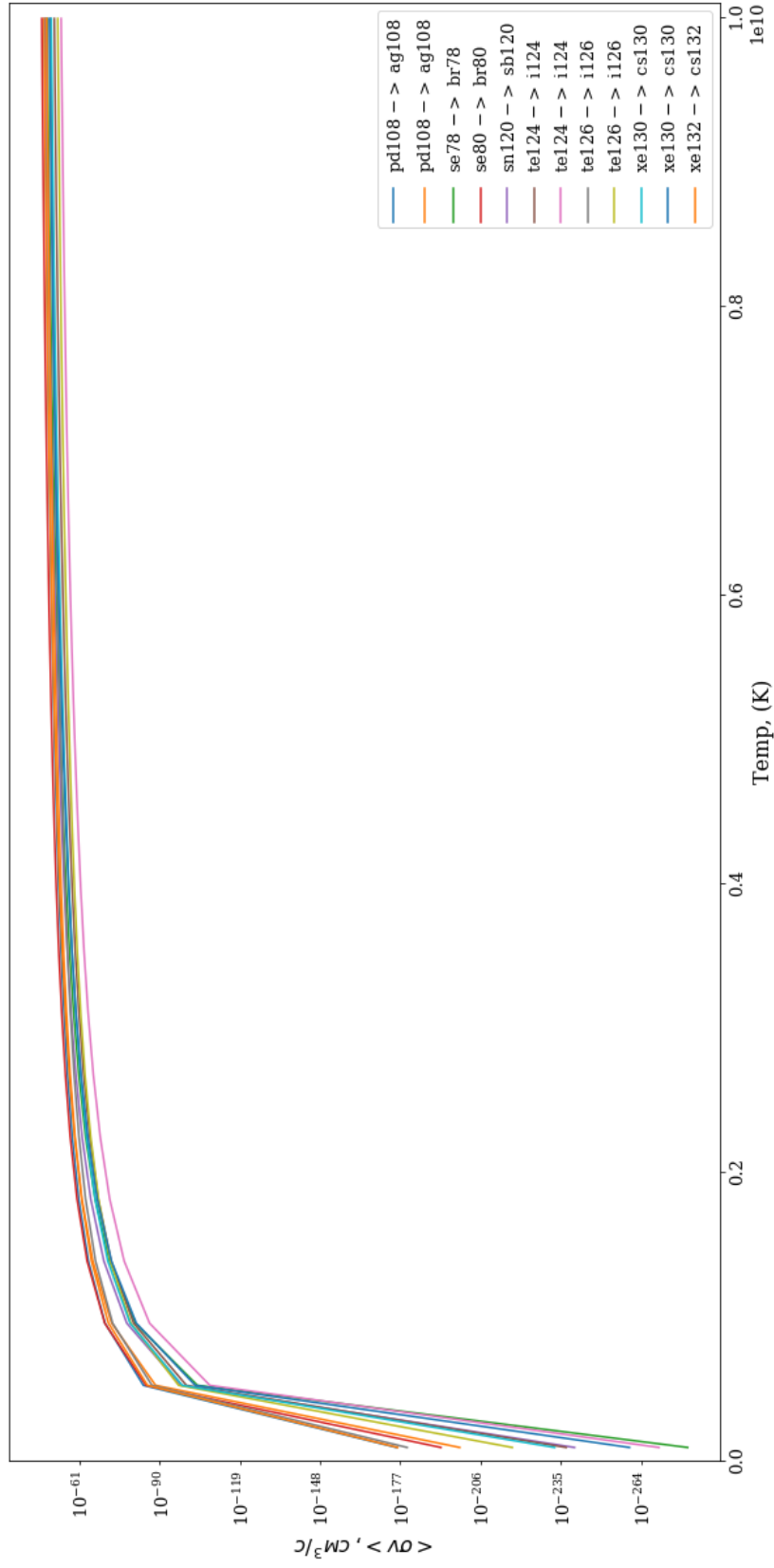


Рисунок 6.2 — Сечение для СБР при столкновении ядер (^{108}Pd , ^{78}Se , ^{80}Se , ^{120}Sn , ^{124}Te , ^{126}Te , ^{130}Xe , ^{132}Xe) с протоном

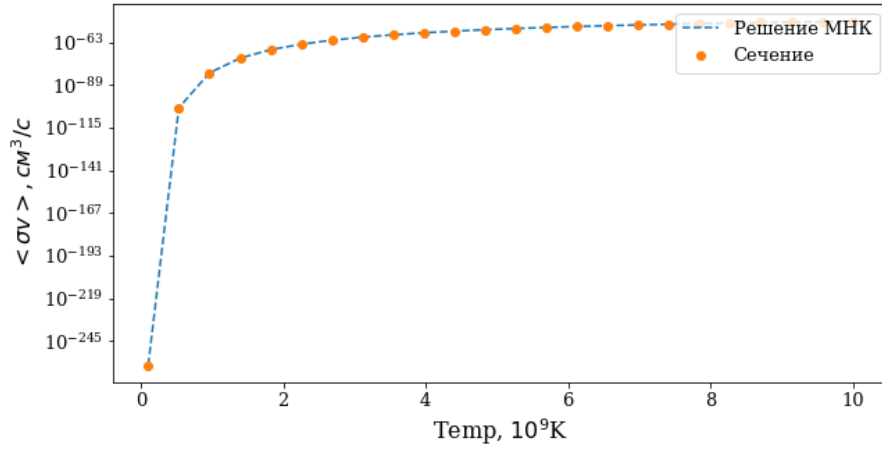


Рисунок 6.3 – Сравнение решения методом наименьших квадратов с рассчитанным сечением

Поэтому, для оценки влияния наших процессов, было решено учесть только те реакции, приводящие к образованию обойденных ядер, которые представляют из себя разрешенный β -распад. Таким образом, в сеть реакций добавляются только вида

праматеринское ядро \rightarrow материнское ядро.

Чтобы в системе только реакции вида материнское ядро \rightarrow обойденное ядро производили обойденные элементы, исключим все процессы приводящие к обойденным ядрам кроме β -распада.

Для этого из библиотеки REACLIB были исключены реакции вида (6.1), то есть 168 реакций.



Сформируем полученный файл библиотеки и проведем моделирование с помощью SkyNet. Полученные в результате моделирования данные представляют из себя иерархические данные формата h5. Извлекая конечные распространённости, видим результат для всех обойденных ядер (рисунок 6.8):

Самое важным на данном графике является то, что, несмотря на ожидание увидеть меньшие распространённости всех элементов, мы наблюдаем то, что для некоторых ядер эта разница незначительна ${}^{114}\text{Sn}$. Более того, наблюдается относительный избыток ядер ${}^{78}\text{Kr}$ и ${}^{80}\text{Kr}$.

Построим график относительной ошибки между эволюцией элементов

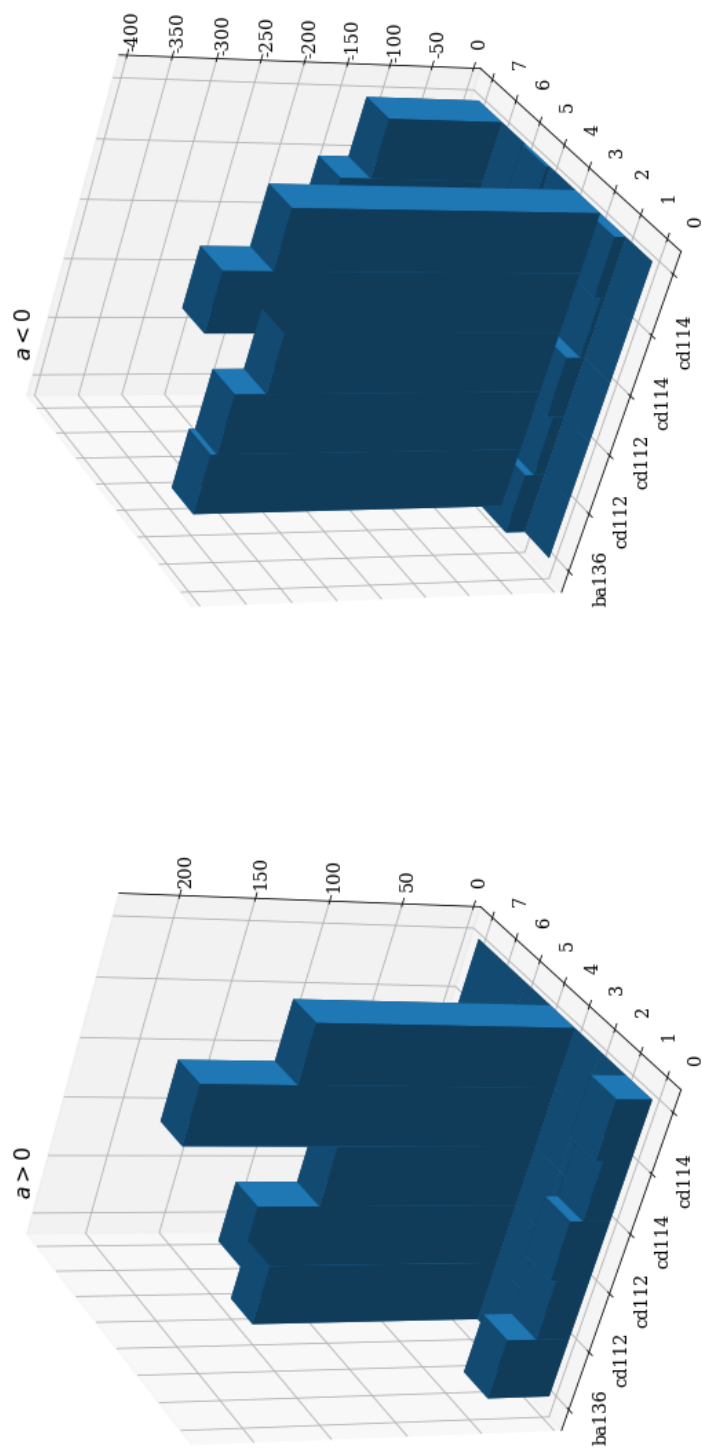


Рисунок 6.4 – Значения параметров a для столкновения протона с ^{136}Ba , ^{112}Cd , ^{114}Cd

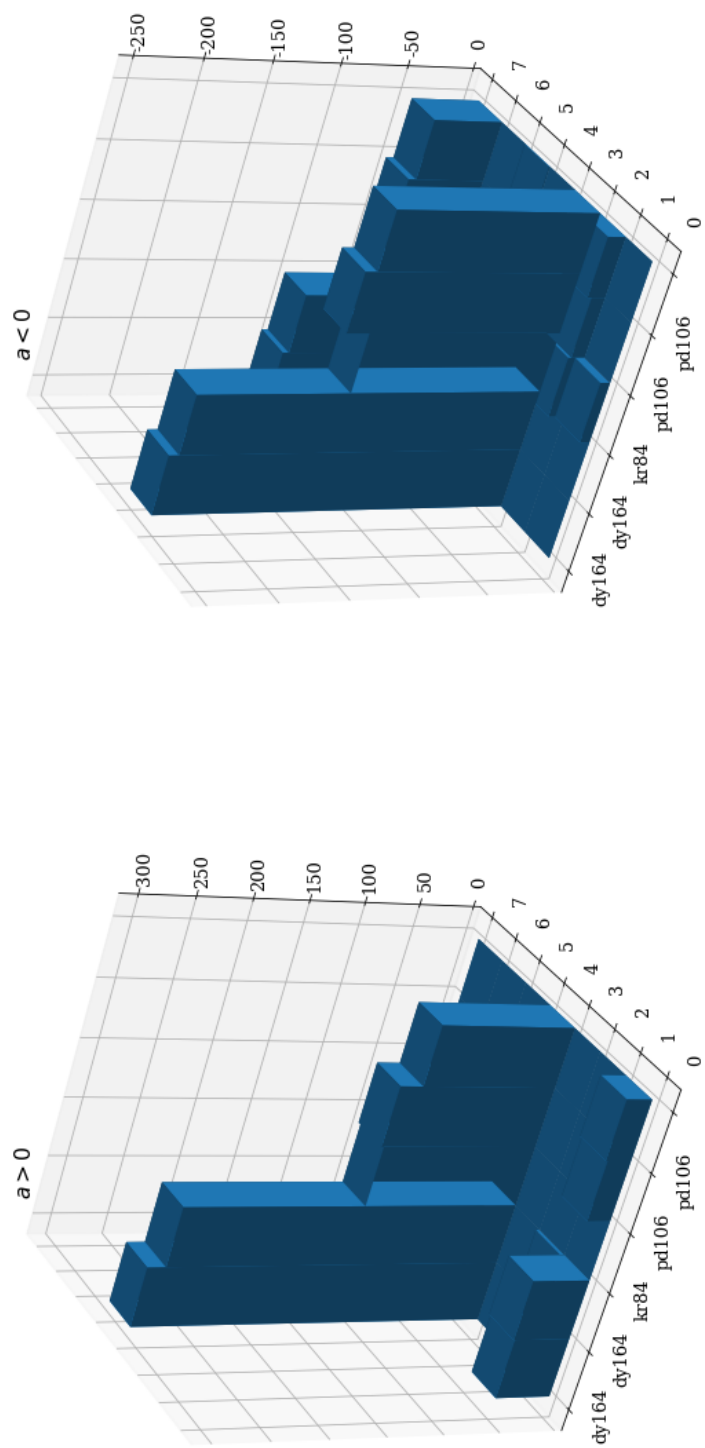


Рисунок 6.5 — Значения параметров a для столкновения протона с ^{164}Dy , ^{84}Kr , ^{106}Pd

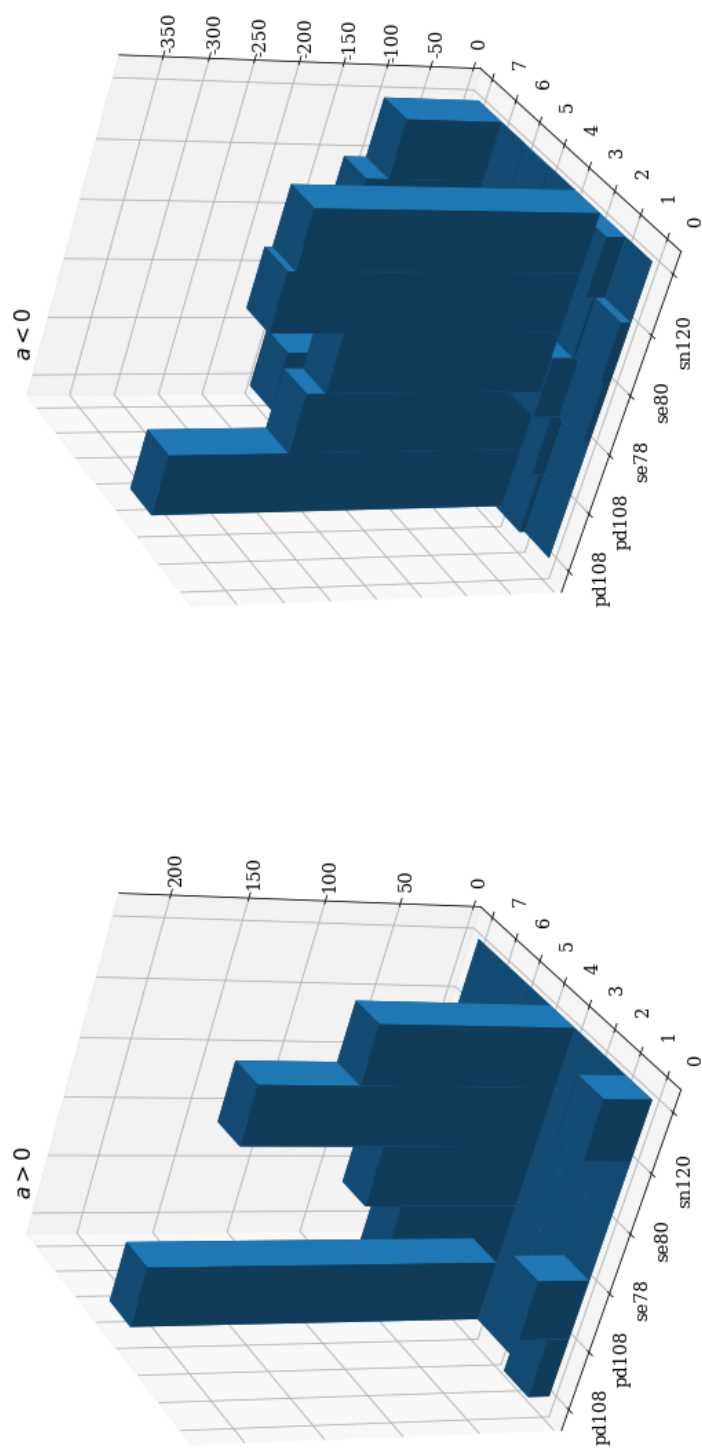


Рисунок 6.6 – Значения параметров a для столкновения протона с ^{108}Pd , ^{78}Se , ^{80}Se , ^{120}Sn

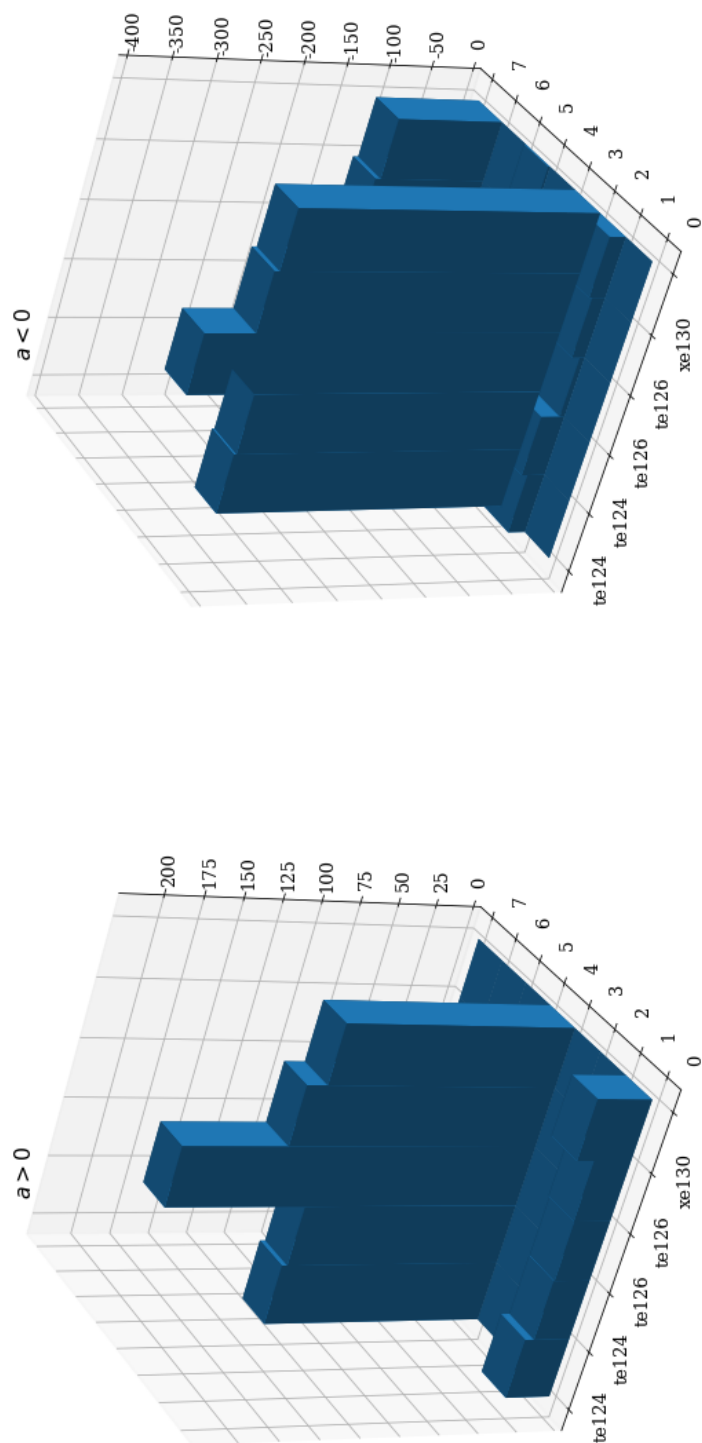


Рисунок 6.7 – Значения параметров a для столкновения протона с ^{124}Te , ^{126}Te , ^{130}Xe

с нашей библиотекой реакций и тем, что присутствовало в изначальной версии REACLIB (рисунок 6.9):

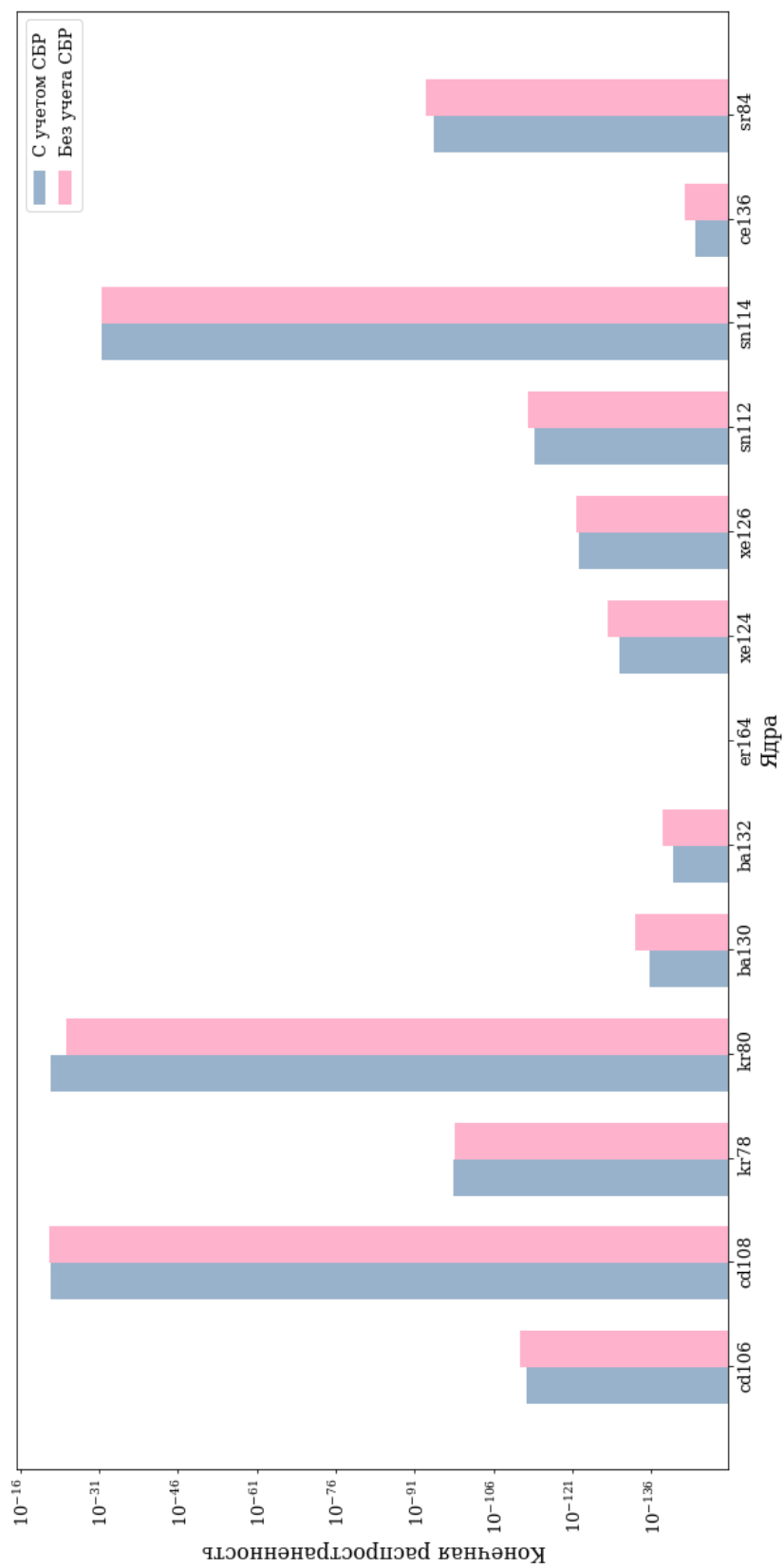


Рисунок 6.8 – Конечные распространенности обойденных ядер с исходной библиотекой (синий график), и библиотекой, включающей СБР (розовый график)

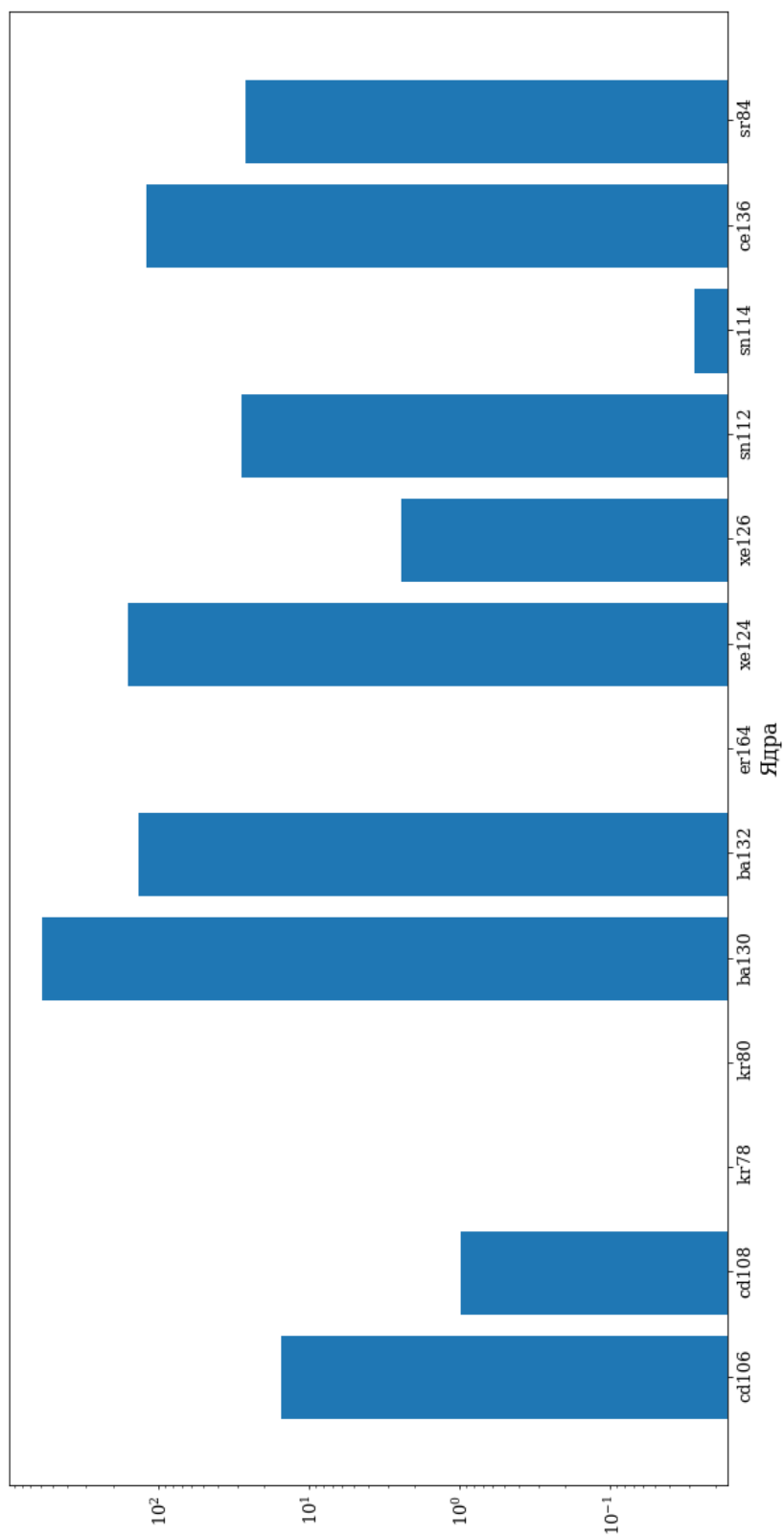


Рисунок 6.9 – Относительная разница при сравнении результатов моделирования со стандартной библиотекой реакций SkyNet и библиотекой, учитывающей только СБР для образования обойденных изотопов

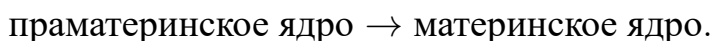
Заключение

В данной работе было рассмотрено влияние столкновительного бета-распада на синтез химических элементов.

Сначала мы вычислили сечения столкновительного бета рас-пада для реакций из таблицы 1, а именно, столкновения протона с праматеринским ядром. Для этого была написана программа на языке Python, позволяющая получить сечение, имея небольшое количество начальных данных.

Данные сечения были параметризованы через 7 параметров a_0, \dots, a_6 , определяющих зависимость от температуры, чтобы иметь возможность дополнить реакциями библиотеку JINA REACLIB. Из полученных наборов параметров, был построен файл, который представляет из себя реакции REACLIB для каждого из процессов таблицы 1.

Далее, при помощи пакета SkyNet были приведено моделирование слияние черной дыры-нейтронной звезды, чтобы оценить влияние СБР на общую картину распространенностей элементов. Моделирование проводилось дважды, сначала - с немодифицированной библиотекой JINA REACLIB, затем - с модифицированной, в которую были включены реакции



Было выполнено сравнение полученных картин распространенностей элементов. Сравнение производилось только лишь для обойденных элементов, так как именно их происхождения является темой данной работы. Было подтверждено, что СБР может являться источником обойденных ядер и при больших концентрациях протонов (в условиях рассматриваемого процесса) это влияние существенно, более того, мы можем также получить избыток некоторых элементов.

В данной работе рассматривается образование материнских ядер только при столкновениях с протонами. В дальнейшем предполагается учесть вклад СБР с другими ядрами и нейтронами (отсутствие кулоновско-го барьера), что должно увеличить суммарное сечение СБР, приводящее к появлению обойденных элементов, что даст иную результирующую картину.

Список использованных источников

- 1 Foucart, Francois. Neutron star-black hole mergers with a nuclear equation of state and neutrino cooling: Dependence in the binary parameters [Text] / Francois Foucart, M. Brett Deaton // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 90.
- 2 The jina reaclib database: Its recent updates and impact on type-I X-ray bursts [Text] / R. H. Cyburt, A. M. Amthor, Z. Meisei, S. Warren // The Astrophysical Journal Supplement Series. — 2010.
- 3 Баткин И.С. Копытин И.В., Пенионжкевич Ю. Э. - [Text] / Пенионжкевич Ю. Э. Баткин И.С., Копытин И.В. // ЭЧАЯ. — 1991. — Vol. 22. — P. 512.
- 4 Крыловецкая, Т. А. Столкновительный бета-распад ядер и проблема происхождения обойденных изотопов [Text] : Ph.D. thesis / Т. А. Крыловецкая ; ВГУ. — [S. l. : s. n.], 1998.
- 5 Lippuner, Jonas. r-Process Nucleosynthesis in Neutron Star Mergers with the New Nuclear Reaction Network SkyNet [Text] : Ph. D. thesis / Jonas Lippuner ; California Institute of Technology. — [S. l. : s. n.], 2018.
- 6 Tytler D., J. M. O'Meara N. Suzuki. Review Of Big Bang Nucleosynthesis And Primordial Abundances [Text] / J. M. O'Meara N. Suzuki Tytler, D., D. Lubin // Physica Scripta. — 2000. — Vol. 85. — P. 12.
- 7 Rolfs, C. E. Cauldrons in the cosmos: Nuclear astrophysics [Text] / C. E. Rolfs, W. S. Rodney. — Chicago IL, United States : University of Chicago Press, 1988.
- 8 Bethe, H. A. Energy Production in Stars [Text] / H. A. Bethe // Physical Review. — 1939. — Vol. 55. — P. 434.
- 9 Hansen C. J., S. D. Kawaler. Stellar interiors : physical principles, structure, and evolution [Text] / S. D. Kawaler Hansen, C. J., V. Trimble. — [S. l.] : Springer-Verlag, 2004.
- 10 Bodansky D., D. D. Clayton. Nuclear Quasi-Equilibrium during Silicon Burning [Text] / D. D. Clayton Bodansky, D., W. A. Fowler // Astrophysical Journal. — 1968. — Vol. Supplement 16. — P. 299.

- 11 Woosley S. E., A. Heger. The evolution and explosion of massive stars [Text] / A. Heger Woosley, S. E., T. A. Weaver // Reviews of Modern Physics. — 2002. — Vol. 74. — P. 1015.
- 12 Iwamoto K., F. Brachwitz K. Nomoto N. Kishimoto H. Umeda W. R. Hix. Nucleosynthesis in Chandrasekhar Mass Models for Type IA Supernovae and Constraints on Progenitor Systems and Burning-Front Propagation [Text] / F. Brachwitz K. Nomoto N. Kishimoto H. Umeda W. R. Hix Iwamoto, K., F.-K. Thielemann // Astrophysical Journal. — 1999. — Vol. Supplement 125. — P. 439.
- 13 Mathews, G. J. New insights into the astrophysical r-process [Text] / G. J. Mathews, J. J. Cowan // Nature. — 1990. — Vol. 345. — P. 491.
- 14 Thielemann, F.-K. What are the astrophysical sites for the r-process and the production of heavy elements? [Text] / F.-K. Thielemann, R. Käppeli A. Arcones, T. Rauscher M. Liebendörfer // Progress in Particle and Nuclear Physics. — 2011. — Vol. 66. — P. 346.
- 15 Qian, Y.-Z. Nucleosynthesis in Neutrino-driven Winds.I. The Physical Conditions [Text] / Y.-Z. Qian, S. E. Woosley // Astrophysical Journal. — 1996. — Vol. 471. — P. 331.
- 16 Mass ejection from the merger of binary neutron stars [Text] / K. Hotokezaka, K. Shibata, K. Kiuchi [et al.] // Physical Review D. — 2013. — Vol. 87.2. — P. 024001.
- 17 Siegel, Daniel M. Collapsars as a major source of r-process elements [Text] / Daniel M. Siegel, Jennifer Barnes, Brian D. Metzger // Nature. — 2019.
- 18 Франк-Каменецкий, Д. А. Реакции (p, n) и (p, 2n) и происхождение обойдённых ядер [Text] / Д. А. Франк-Каменецкий // Астрономический журнал. — 1961. — Vol. 38, no. 1. — P. 91.
- 19 Role of core-collapse supernovae in explaining solar system abundances of p nuclides [Text] / C. Travaglio, T. Rauscher, A. Heger [et al.] // Astrophysical Journal. — 2018. — Vol. 18, no. 854.

- 20 Копытин И. В., Крыловецкая Т. А. Столкновительный β -распад ядер в кулоновском поле и проблема происхождения обойденных элементов [Text] / Крыловецкая Т. А. Копытин И. В. // Ядерная физика. — 1998. — Vol. 61, no. 9. — P. 1589.
- 21 Astrophysical reaction rates from statistical model calculations [Text] : Rep. / Universita Basel ; Executor: T. Rauscher, F. Thielmann : 2000.
- 22 Nuclear statistical equilibrium for Type Ia supernova simulations [Text] / Ivo R. Seitenzahl, Dean M. Townsley, Fang Peng, James W. Truran // Atomic Data and Nuclear Data Tables. — 2008. — no. 95. — P. 96–114.
- 23 Transport-theoretical description of nuclear reactions [Text] / O. T. Buss, K. Gaitanos, Gallmeister H. van Hees [et al.] // Physics Reports. — 2012. — Vol. 512. — P. 1.
- 24 The influence of neutrinos on r-process nucleosynthesis in the ejecta of black hole-neutron star mergers [Text] / L. F. Roberts, J. Lippuner, M. D. Duez [et al.] // Monthly Notices of the RAS. — 2017. — Vol. 464.

Приложение А

Листинг программы построение СБР

В данном приложении приведен текст программы, позволяющей построить сечение СБР

```
1 import mpmath as mp
2 import scipy.integrate as integrate
3 import numpy as np
4 import cmath
5 import math
6 from multiprocessing import Pool
7 import time
8
9
10 class Sig_Calculate:
11     mev = 0.511
12     d = 3.6
13     df = 0.0
14     z1 = 48.0
15     z2 = 1.0
16     a1 = 112.0
17     a2 = 1.0
18
19     mn = 1.835E3
20     gv = 2.9899e-12
21     aplha_e = 1/137.03
22
23     # substitute
24     ksi_b = 1.0
25     plank = 1.0
26     e = 1.0
27
28     m = mn*a1*a2/(a1+a2)
29
30     d = d/mev
31     df = df/mev
32
33     # global
34     lambda_i = 0.0
35     k_i = 0.0
36
37     def __init__(self, a1, z1, d, df, beta):
38         self.a1 = a1
39         self.z1 = z1
40         self.d = d/self.mev
41         self.df = df/self.mev
42         self.m = self.mn*a1*self.a2/(a1+self.a2)
```



```

43         self.ksi_b = 6250.0 / 10.0**beta
44
45     def Phi(self, E):
46         return 1.0/60.0 * (E**2.0 - 1.0)**0.5 * (2.0*E**4.0 - 9.0*E**2.0 - 8.0) \
47             + 1.0/4.0 * E * np.log(E + (E**2.0 - 1.0)**0.5)
48
49     def Get_k_f(self, ef):
50         return math.sqrt(2.0*self.m*ef)
51
52     def Lambda_f(self, ef):
53         return (self.z1+1)*self.z2*self.aplha_e*np.sqrt(self.m/2.0/ef)
54
55     def Lambda_i(self, ei):
56         return self.z1*self.z2*self.aplha_e*np.sqrt(self.m/2.0/ei)
57
58     def Get_k_i(self, ei):
59         return np.sqrt(2.0*self.m*ei)
60
61     def Inner_func(self, x, eps_f):
62         lambda_f = self.Lambda_f(eps_f)
63         return abs(mp.hyp2f1(-self.lambda_i*1.0j, -lambda_f*1.0j, 1.0, x))**2.0 / (
64
65     def E_f(self, eps_f, eps_i):
66         return eps_i - eps_f - self.d - self.df
67
68     def Outer_func(self, eps_f, eps_i):
69         e_f = self.E_f(eps_f, eps_i)
70         k_f = self.Get_k_f(eps_f)
71         result = self.Phi(e_f) / (np.exp(2.0*cmath.pi*float(self.Lambda_f(eps_f)) -
72             * k_f*(self.k_i - k_f)**4.0 * (self.k_i+k_f)**2.0)
73
74         return result
75
76     def X_0(self, eps_f):
77         k_f = self.Get_k_f(eps_f)
78         result = -4.0*self.k_i*k_f / (self.k_i - k_f)**2.0
79         return result
80
81     def ResultFunc(self, x, eps_f, args):
82         eps_i = args
83         result = self.Outer_func(eps_f, eps_i)*self.Inner_func(x, eps_f)
84         return float(result.real)
85
86     def sig(self, eps_i):
87         self.k_i = self.Get_k_i(eps_i)
88         self.lambda_i = self.Lambda_i(eps_i)
89         top_limit = eps_i - self.d - self.df
90         integral = integrate.dblquad(self.ResultFunc, 0.0, top_limit, self.X_0, lam
91             args=[eps_i])
92         mltiple = (4.0 * 2.0**0.5 / cmath.pi) * \

```

```

92         ((self.gv**2.0 * self.alpha_e**4.0 * self.z1 * (self.z1 + 1.0) * self.z1
93         / (eps_i**1.5 * (1.0 - np.exp(-2.0 * cmath.pi * float(self.lambda_i))))))
94     return mltiple * integral[0]
95
96     def fun3(self, eps_i, tt):
97         return math.exp(-eps_i/tt)*eps_i*self.sig(eps_i)
98
99     def sigv(self, tt):
100         tt = tt * 1e-10/1.16/self.mev
101         res = integrate.quad(self.fun3, self.d+self.df+1.0, np.inf, args=tt)
102         return math.sqrt(8/math.pi/self.m/tt/tt/tt)*res[0] * 0.19448 * 44.7e-12
103
104
105     def thread_work(input_array):
106         tt = input_array[0]
107         a1 = input_array[1]
108         z1 = input_array[2]
109         d = input_array[3]
110         df = input_array[4]
111         beta = input_array[5]
112         calc = Sig_Calculate(a1, z1, d, df, beta)
113         return calc.sigv(tt)
114
115
116     def build_full_range(a1, z1, d, df, beta, nuc_name1, nuc_name2):
117         t_array = np.linspace(1.0e8, 1.0e10, 24)
118         input_array = []
119         for i in range(0, len(t_array)):
120             input_array.append([t_array[i], a1, z1, d, df, beta])
121         f = open('out-sig/{0}{1}-{2}{1}.txt'.format(nuc_name1,
122                                                     int(a1), nuc_name2), 'w')
123         p = Pool(12)
124         start_time = time.time()
125         y_array = p.map(thread_work, input_array)
126         p.close()
127         p.join()
128         for i in range(0, len(y_array)):
129             print(str(t_array[i]) + ' ' + str(y_array[i]), file=f)
130         print("--- %s seconds ---" % (time.time() - start_time))
131         print(y_array)
132         return y_array
133
134     if __name__ == "__main__":
135         result = build_full_range(78.0, 34.0, 3.5737, 0.0, 4.8, "se", "br")
136         result = build_full_range(80.0, 34.0, 1.8703, 0.0, 4.6, "se", "br")
137         result = build_full_range(84.0, 36.0, 2.6800, 0.0, 9.6, "kr", "rb")
138         result = build_full_range(106.0, 46.0, 2.9830, 0.0, 4.9, "pd", "ag")
139         result = build_full_range(106.0, 46.0, 2.4710, 0.0, 5.3, "pd-2-", "ag")
140         result = build_full_range(108.0, 46.0, 1.9210, 0.0, 4.8, "pd", "ag")

```

```

141     result = build_full_range(108.0, 46.0, 1.4870, 0.0, 5.5, "pd-2-", "ag")
142     result = build_full_range(112.0, 48.0, 2.5780, 0.0, 4.7, "cd", "in")
143     result = build_full_range(112.0, 48.0, 1.9610, 0.0, 5.3, "cd-2-", "in")
144     result = build_full_range(114.0, 48.0, 1.9846, 0.0, 4.8, "cd", "in")
145     result = build_full_range(114.0, 48.0, 1.4266, 0.0, 5.3, "cd-2-", "in")
146     result = build_full_range(120.0, 50.0, 2.6810, 0.0, 4.5, "sn", "sb")
147     result = build_full_range(124.0, 52.0, 3.1570, 0.0, 9.3, "te", "i")
148     result = build_full_range(124.0, 52.0, 2.5550, 0.0, 7.5, "te-2-", "i")
149     result = build_full_range(126.0, 52.0, 2.1560, 0.0, 9.2, "te", "i")
150     result = build_full_range(126.0, 52.0, 1.4900, 0.0, 7.4, "te-2-", "i")
151     result = build_full_range(130.0, 54.0, 3.0190, 0.0, 5.1, "xe", "cs")
152     result = build_full_range(130.0, 54.0, 2.4830, 0.0, 6.4, "xe-2-", "cs")
153     result = build_full_range(132.0, 54.0, 1.4430, 0.0, 6.0, "xe", "cs")
154     result = build_full_range(136.0, 57.0, 2.8700, 0.0, 4.6, "ba", "la")
155     result = build_full_range(164.0, 66.0, 1.0292, 0.0, 4.6, "dy", "ho")
156     result = build_full_range(164.0, 66.0, 0.9558, 0.0, 4.9, "dy-2-", "ho")

```

Приложение В

Листинг программы параметризации СБР и моделирования слияния

В данном приложении приведен текст программы, сравнивающей

```
1 import numpy as np
2 import matplotlib
3 matplotlib.use("agg")
4 import matplotlib.pyplot as pylab
5 import pandas as pd
6 from SkyNet import *
7 import gc
8 import os
9
10 def write_solution(filename ,multiply):
11     with open(filename) as f:
12         content = f.readlines()
13
14     content = [x.strip() for x in content]
15
16     t_array = []
17     sig_array = []
18
19     for index in range(0, len(content)):
20         splitted = content[index].rsplit(' ')
21         t_array.append(float(splitted[0])/1e9)
22         val = float(splitted[1]) * multiply
23         if (val > 0):
24             sig_array.append(np.log(val))
25         else:
26             sig_array.append(np.log(np.abs(val)))
27
28
29 def build_a(t_arr):
30     if isinstance(t_arr, list):
31         if len(t_arr) >= 7:
32             a = []
33             for index in range(len(t_arr)):
34                 t = t_arr[index]
35                 a.append([1, t**(-1), t**(-1.0/3), t**(1.0/3), t, t**(5.0/3), r
36             return a
37         else:
38             pass
39     else:
40         pass
41
42 a = build_a(t_array)
43 b = sig_array
44
```

```

45     x = []; y = []
46
47     x_lstsq_full, __, __, __ = np.linalg.lstsq(a, b, rcond=1)
48
49     def save_to_file_with_p(x_lstsq_full, filename, elem1, elem2):
50         save_file = open(filename, 'a')
51         print >>save_file, "5"
52         print >>save_file, "          p{:>5}{:>5}          p          cleaw          ...
0.00000e+00          ".format(elem1, elem2)
53         prettyfied = []
54         for index in range(len(x_lstsq_full)):
55             prettyfied.append("{0:1.6e}".format(x_lstsq_full[index]))
56             print >>save_file, "{:>13}{:>13}{:>13}{:>13}          ".format(
57                 print >>save_file, "{:>13}{:>13}{:>13}
...
".format(prettyfied[4], prettyfied[5], prettyfied[6])
58         save_file.close()
59
60     names = os.path.splitext(os.path.basename(filename))[0].rsplit('-', 1)
61
62     print(x_lstsq_full)
63     save_to_file_with_p(x_lstsq_full, "mylib.txt", names[0], names[1])
64
65 def calculate_rprocess(with_my, fileName):
66     do_heat = False; do_inv = False; do_screen = False
67     with open("r-process/sunet") as f:
68         nuclides = [l.strip() for l in f.readlines()]
69
70     # make trajectory
71     t0 = 1.0e-3
72     tfin = 1.0e9
73
74     nuclib = NuclideLibrary.CreateFromWinv("r-process/winv_v2.0.dat", nuclides)
75
76     opts = NetworkOptions()
77     opts.ConvergenceCriterion = NetworkConvergenceCriterion.Mass
78     opts.MassDeviationThreshold = 1.0E-10
79     opts.IsSelfHeating = do_heat
80     opts.EnableScreening = do_screen
81     opts.DisableStdoutOutput = True
82
83     helm = HelmholtzEOS(SkyNetRoot + "/data/helm_table.dat")
84     if (with_my):
85         strongReactionLibrary = REACLIBReactionLibrary("output",
86             ReactionType.Strong, do_inv, LeptonMode.TreatAllAsDecayExceptLabelEC,
87             "Strong reactions", nuclib, opts, True, True)
88         weakReactionLibrary = REACLIBReactionLibrary("output",
89             ReactionType.Weak, False, LeptonMode.TreatAllAsDecayExceptLabelEC,
90             "Weak reactions", nuclib, opts, True, True)
91     else:

```

```

92     strongReactionLibrary = REACLIBReactionLibrary("r-process/reactlib",
93         ReactionType.Strong, do_inv, LeptonMode.TreatAllAsDecayExceptLabelEC,
94         "Strong reactions", nuclib, opts, True, True)
95     weakReactionLibrary = REACLIBReactionLibrary("r-process/reactlib",
96         ReactionType.Weak, False, LeptonMode.TreatAllAsDecayExceptLabelEC,
97         "Weak reactions", nuclib, opts, True, True)
98     symmetricFission = REACLIBReactionLibrary("r-process/nfis",
99         ReactionType.Strong, False, LeptonMode.TreatAllAsDecayExceptLabelEC,
100        "Symmetric neutron induced fission with 0 neutrons emitted",
101        nuclib, opts, True, True)
102     spontaneousFission = REACLIBReactionLibrary("r-process/sfis",
103         ReactionType.Strong, False, LeptonMode.TreatAllAsDecayExceptLabelEC,
104        "Spontaneous fission", nuclib, opts, True, True)
105     myLib = REACLIBReactionLibrary("mylib.txt",
106         ReactionType.Weak, False, LeptonMode.TreatAllAsDecayExceptLabelEC,
107        "CAP", nuclib, opts, True, True)
108
109     if (with_my):
110         reactionLibraries = [strongReactionLibrary, weakReactionLibrary,
111             symmetricFission, spontaneousFission, myLib]
112     else:
113         reactionLibraries = [strongReactionLibrary, weakReactionLibrary,
114             symmetricFission, spontaneousFission]
115
116     screen = SkyNetScreening(nuclib)
117     net = ReactionNetwork(nuclib, reactionLibraries, helm, screen, opts)
118
119     dat = np.loadtxt("r-process/traj_skynet")
120     density_vs_time = PiecewiseLinearFunction(dat[:,0], dat[:,2], True)
121     temperature_vs_time = PiecewiseLinearFunction(dat[:,0], dat[:,1], True)
122
123     Ye0 = 0.07
124     Temp0 = dat[0,1]
125     tfinal = 5.0e8
126
127     initY = np.loadtxt("r-process/init_Y")
128
129     if (do_heat):
130         output = net.EvolveSelfHeatingWithInitialTemperature(initY, t0, tfinal,
131             Temp0, density_vs_time, fileName)
132     else:
133         output = net.Evolve(initY, t0, tfinal, temperature_vs_time, density_vs_time, fi
134
135     index = 1
136     multiply = 1
137
138     onlyfiles = [f for f in os.listdir('out-sig') if os.path.isfile(os.path.join('out-s
139
140     os.remove("mylib.txt")

```

```
141 for file_index in range(0, len(onlyfiles)):
142     write_solution('out-sig/' + onlyfiles[file_index], multiply)
143
144 calculate_rprocess(True, "out-r/WithMy-" + str(index))
145 calculate_rprocess(False, "out-r/WithoutMy-" + str(index))
```

Приложение С

Реакции СБР в формате JINA REACLIB

```

1 5
2      pte126 i126      p      cleaw      0.00000e+00
3  2.281125e+01-5.496421e+00-4.008360e+02  2.231683e+02
4  -6.240691e+00  1.845512e-01-1.648236e+02
5 5
6      psn120sb120      p      cleaw      0.00000e+00
7  3.149285e+01-2.212854e+01-3.129733e+02  1.277574e+02
8  -1.692477e+00-5.843363e-02-1.096239e+02
9 5
10     pcd112in112      p      cleaw      0.00000e+00
11  2.267758e+01-1.283205e+01-3.479969e+02  1.743613e+02
12  -4.165791e+00  8.405660e-02-1.347517e+02
13 5
14     p kr84  rb84      p      cleaw      0.00000e+00
15  -1.417094e+01-2.418662e+01-2.789091e+02  1.364999e+02
16  -3.270284e+00  6.576762e-02-1.047894e+02
17 5
18     pdy164ho164      p      cleaw      0.00000e+00
19  5.043759e+01  3.593263e+00-4.953757e+02  2.941897e+02
20  -8.724481e+00  2.835735e-01-2.128278e+02
21 5
22     ppd108ag108      p      cleaw      0.00000e+00
23  3.388941e+01-1.484015e+01-2.611982e+02  7.641218e+01
24  4.399835e-01-1.401443e-01-8.023448e+01
25 5
26     pxe132cs132      p      cleaw      0.00000e+00
27  2.974127e+01-4.531735e+00-4.104980e+02  2.284703e+02
28  -6.356318e+00  1.860572e-01-1.690290e+02
29 5
30     pte126 i126      p      cleaw      0.00000e+00
31  2.359375e+01-1.493930e+01-3.450751e+02  1.582639e+02
32  -3.051697e+00  1.239065e-02-1.282881e+02
33 5
34     ppd108ag108      p      cleaw      0.00000e+00
35  1.421290e+01-6.205115e+00-3.891701e+02  2.276700e+02
36  -6.867725e+00  2.301854e-01-1.636765e+02
37 5
38     ppd106ag106      p      cleaw      0.00000e+00
39  2.267129e+01-2.641416e+01-2.947632e+02  1.186203e+02
40  -1.505358e+00-6.051613e-02-1.020285e+02
41 5
42     ppd106ag106      p      cleaw      0.00000e+00
43  2.073511e+01-1.996446e+01-3.118206e+02  1.386853e+02
44  -2.548141e+00  4.781875e-04-1.133507e+02
45 5

```



```

46      pte124 i124      p      cleaw      0.00000e+00
47  2.310765e+01-2.715714e+01-3.268021e+02 1.364521e+02
48 -1.825448e+00-6.885763e-02-1.157351e+02
49 5
50      pdy164ho164      p      cleaw      0.00000e+00
51  4.888328e+01 4.934657e+00-5.096360e+02 3.100644e+02
52 -9.466989e+00 3.215684e-01-2.219119e+02
53 5
54      pba136la136      p      cleaw      0.00000e+00
55  4.234529e+01-2.276866e+01-3.547273e+02 1.545404e+02
56 -2.356629e+00-5.367225e-02-1.287969e+02
57 5
58      pte124 i124      p      cleaw      0.00000e+00
59  2.860496e+01-2.004594e+01-3.295323e+02 1.397718e+02
60 -2.088189e+00-4.430339e-02-1.178810e+02
61 5
62      p se80 br80      p      cleaw      0.00000e+00
63 -1.098184e+01-1.373916e+01-3.212955e+02 1.920979e+02
64 -6.106347e+00 2.194028e-01-1.349119e+02
65 5
66      pxe130cs130      p      cleaw      0.00000e+00
67  3.478340e+01-1.880850e+01-3.395518e+02 1.454414e+02
68 -2.214540e+00-4.313775e-02-1.222852e+02
69 5
70      pcd114in114      p      cleaw      0.00000e+00
71  1.860931e+01-5.017798e+00-4.004088e+02 2.343207e+02
72 -7.042089e+00 2.347369e-01-1.687306e+02
73 5
74      pcd112in112      p      cleaw      0.00000e+00
75  2.693896e+01-2.102584e+01-3.134425e+02 1.338579e+02
76 -2.132414e+00-2.892247e-02-1.119824e+02
77 5
78      p se78 br78      p      cleaw      0.00000e+00
79 -6.732098e+00-3.586643e+01-2.406014e+02 1.003990e+02
80 -1.642343e+00-1.838054e-02-8.278553e+01
81 5
82      pcd114in114      p      cleaw      0.00000e+00
83  2.399687e+01-1.315938e+01-3.462052e+02 1.722629e+02
84 -4.062339e+00 7.847170e-02-1.335736e+02
85 5
86      pxe130cs130      p      cleaw      0.00000e+00
87  3.631089e+01-2.513083e+01-3.379005e+02 1.434772e+02
88 -2.028014e+00-6.306473e-02-1.208779e+02

```