

Сессия-конференция секции ядерной физики ОФН РАН
посвящённая 70-летию В.А. Рубакова

Москва, Президиум РАН 17-21 февраля 2025

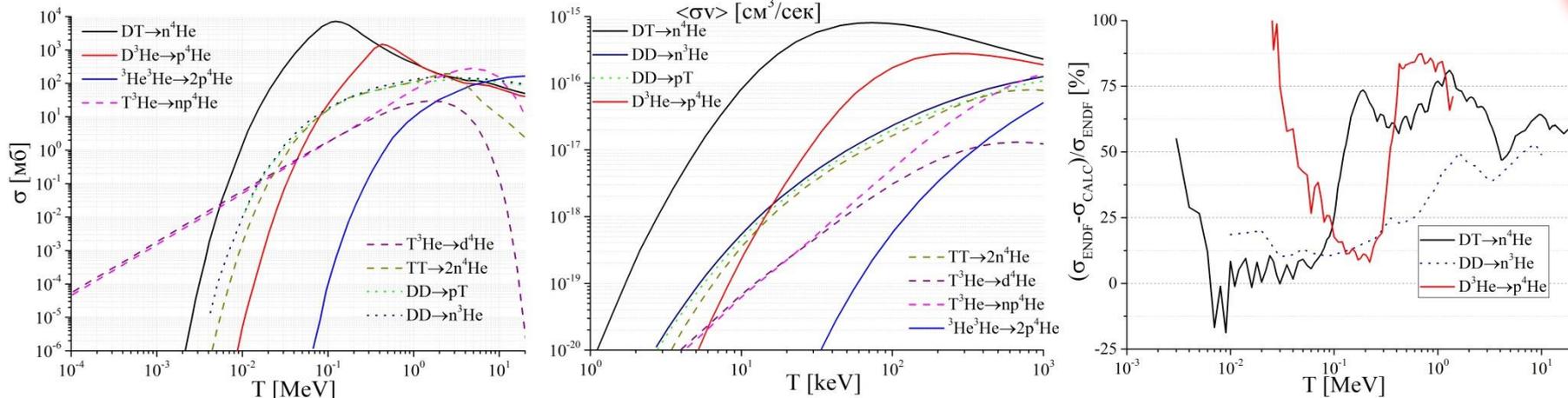
Физика фундаментальных взаимодействий

**Динамика трёх тел в реакциях синтеза
с кулоновским экранированием**

Егоров Михаил Викторович

(Томский государственный университет, ЛТФ ОИЯИ)

- Нет проблемы в получении сечений основных термоядерных реакций



- Есть проблема выбора данных и экстраполяции кривых в область где нет данных
 - «Идеальный» вариант стратегии **расчётного поиска** сечений должен иметь структуру:
 1. Высокоэнергетическая ядро-ядерная часть
 2. Связывание упругих и термоядерных каналов
 3. Корректный учёт кулоновского + + взаимодействия (в т.ч. в виде FSI, ISI)
 4. Захват резонансного полюса на нефизической листе в рамках аналитического продолжения решаемых динамических уравнений.
 5. Учёт кулоновского экранирования — — и антиэкранирования + —
- Последнее можно сделать либо приближённо, либо в рамках теории взаимодействующих N -тел.

Зачем нужна теория?

- Динамическая роль лептонов в низкоэнергетическом синтезе?
- Вклад мюонных атомов в рост сечений?

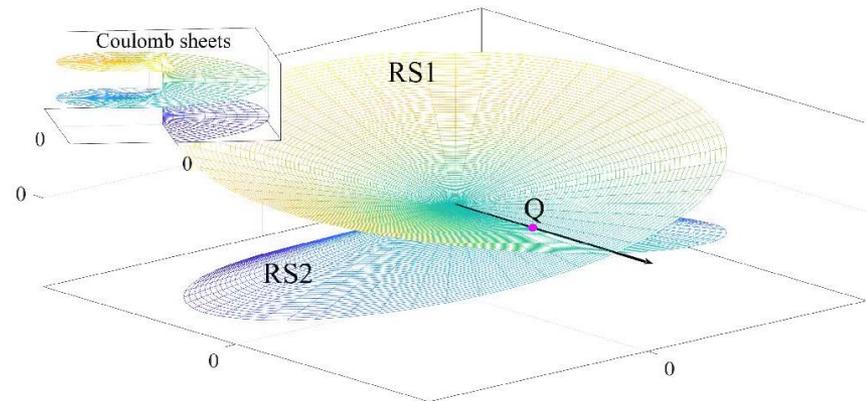
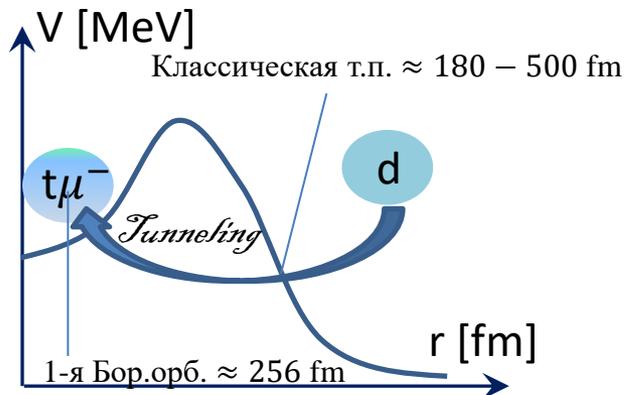
- Эксперименты проблемные и дорогие
- Восстановить малочастичную динамику
- Оценить вклады экзотических процессов (лептонных и мезонных атомов)

Катализ термоядерных реакций:

1. Интенсификация сгорания топлива в гибридных μ^- -катализированных циклах [Nature285(1980)466]
2. Быстрое зажигание в инерциальном синтезе пучком электронов ($n_{e^-} = 10^{26} \text{ см}^{-3}$) $e^- \rightarrow \pi^- \rightarrow \mu^-$ в плотной плазме [Laser Part.Beams29(2011)39;PRE98(2018)053204]
3. Модулирующий интенсивность синтеза эффект лазерного излучения [PRC100(2019)041601(R);PRC104(2021)044614;PRC106(2022)064611]

Размер атома-мишени меньше
→Динамический рост сечений?

Есть ли $d\mu^-$, $dd\mu^-$ резонансы?



- Решение интегральных уравнений Фаддеева относительно развальной T –матрицы $[\text{МэВ}]^{-\frac{7}{2}}$ для задачи вида $dt y^- - n^4\text{He} y^-$ где $y^- \in [e^-, \mu^-]$ с феноменологической парной t –матрицей вида

$$t_1^{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} t_1^{y^- t \rightarrow y^- t} & 0 \\ 0 & t_1^{y^- {}^4\text{He} \rightarrow y^- {}^4\text{He}} \end{pmatrix}, t_2^{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} t_2^{dt \rightarrow dt} & t_2^{dt \rightarrow n^4\text{He}} \\ t_2^{n^4\text{He} \rightarrow dt} & t_2^{n^4\text{He} \rightarrow n^4\text{He}} \end{pmatrix},$$

$$t_3^{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} t_3^{dy^- \rightarrow dy^-} & 0 \\ 0 & t_3^{ny^- \rightarrow ny^-} \end{pmatrix}$$

- Создание и верификация инструмента численного поиска связанных и резонансных состояний системы трёх взаимодействующих тел с одновременным поиском сечений упругого рассеяния и реакций.

Результаты

- Параметризованы ядро-ядерные взаимодействия (феноменология)
- В двухпотенциальной манере учтены кулоновские взаимодействия
- Осуществлён поиск резонансных 2-х и 3-х телных ядро-ядерных и ядро-атомных систем (найдено по 5 резонансов для $dt\mu^-$, $dd\mu^-$ систем)
- Решена задача рассеяния ядра на связанной атомной системе с равноценным учётом кулоновского и короткодействующих взаимодействий.

$$\begin{aligned}
 dt &\rightarrow dt, dd \rightarrow dd - [v_{11}] \\
 dt &\rightarrow n^4\text{He}, dd \rightarrow n^3\text{He}(p^3\text{H}) - [v_{21}] \\
 n^4\text{He} &\rightarrow dt, n^3\text{He}(p^3\text{H}) \rightarrow dd - [v_{12}] \\
 n^4\text{He} &\rightarrow n^4\text{He}, n^3\text{He}(p^3\text{H}) \rightarrow n^3\text{He}(p^3\text{H}) - [v_{22}]
 \end{aligned}$$

Уравнения Липпмана-Швингера

$$\begin{cases}
 t_{11} = v_{11} + v_{11}G_0t_{11} + v_{12}G_0t_{21} \\
 t_{21} = v_{21} + v_{21}G_0t_{11} + v_{22}G_0t_{21}
 \end{cases}$$



$$\begin{pmatrix}
 1 & -(1 - v_{11}G_0)^{-1}v_{12}G_0 \\
 -(1 - v_{22}G_0)^{-1}v_{21}G_0 & 1
 \end{pmatrix}
 \begin{pmatrix}
 t_{11} \\
 t_{21}
 \end{pmatrix}
 =
 \begin{pmatrix}
 (1 - v_{11}G_0)^{-1}v_{11} \\
 (1 - v_{22}G_0)^{-1}v_{21}
 \end{pmatrix}$$

Алгебраическая аппроксимация системы...



Короткодействующие dt, dd потенциалы одной формы

$$V(\vec{p}_f, \vec{p}_i) = \frac{V_R}{\mu_R^2 + p_f^2 + p_i^2 - 2p_f p_i \gamma_{p_f p_i}}$$

$$\gamma_{p_f p_i} = \cos(\theta_{p_i}) \cos(\theta_{p_f}) + \cos(\phi_f + \phi_i) \sin(\theta_{p_f}) \sin(\theta_{p_i}).$$

Выделяя полюс в G_0 резольвентах

$$\begin{aligned}
 v_{12}G_0 &\equiv (2\pi)^{-3} \int \frac{q^2 dq d\Omega_q v_{12}(\vec{p}, \vec{q})}{\frac{p^2}{2\mu_{dt}} - \frac{q^2}{2\mu_{n^4\text{He}}} + Q + i\epsilon} = \frac{2\mu_{n^4\text{He}}}{(2\pi)^3} \int \frac{q^2 dq d\Omega_q v_{12}(\vec{p}, \vec{q})}{q_0^2 - q^2 + i\epsilon} = \\
 &= \frac{2\mu_{n^4\text{He}}}{(2\pi)^3} \left(\int \left(\frac{v_{12}(\vec{p}, \vec{q}) q^2}{q_0^2 - q^2} - \frac{v_{12}(\vec{p}, \vec{q}_0) q_0^2}{q_0^2 - q^2} \right) dq d\Omega_q - \frac{i\pi q_0}{2} \int v_{12}(\vec{p}, \vec{q}_0) d\Omega_q \right)
 \end{aligned}$$

Полные сечения

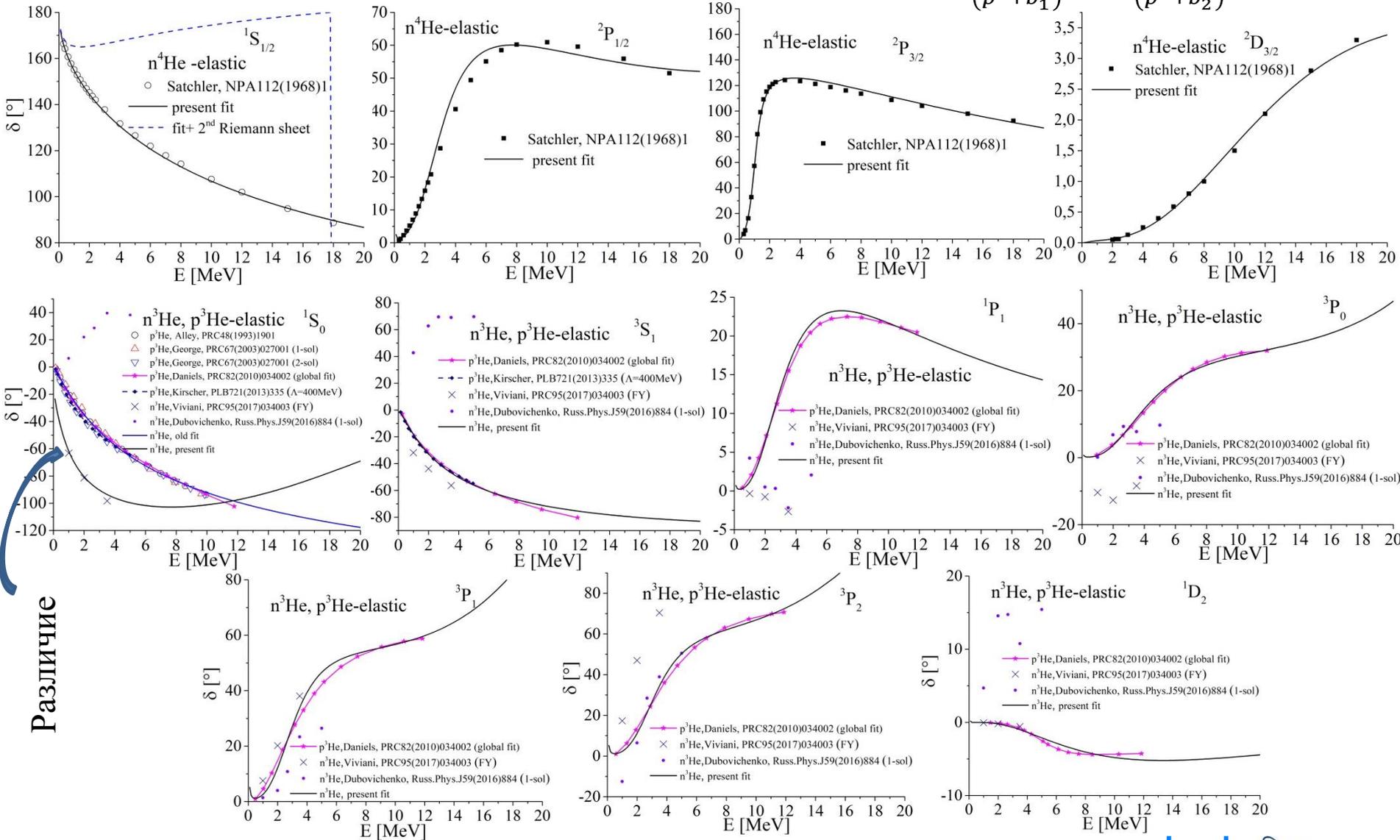
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{E_d(W - E_d)E_f(W - E_f)}{(2\pi W)^2} \frac{p_f}{p_i} \cdot \frac{\sum |t(\vec{p}_f, \vec{p}_i)|^2}{(2j_1 + 1)(2j_2 + 1)}$$



Сравнение с экспериментом

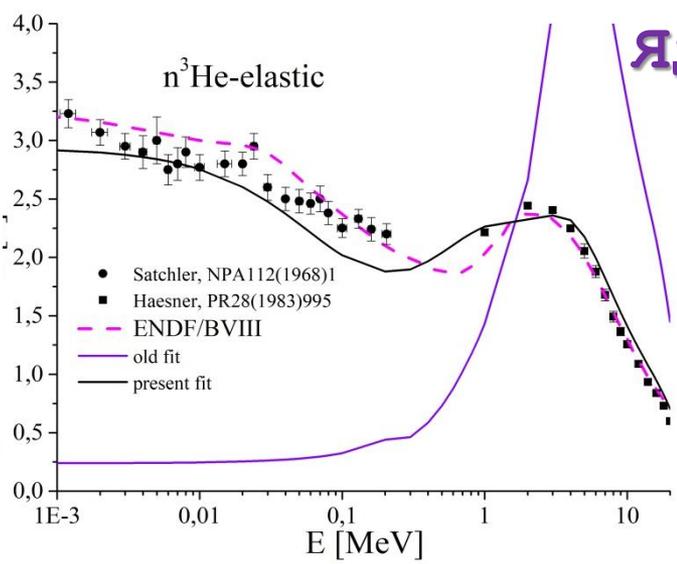
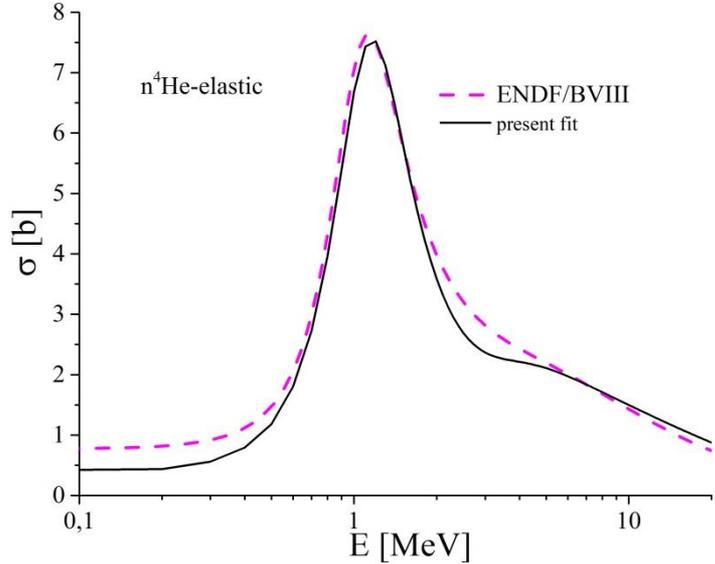
- Акцент на первоначальном воспроизведении $n^4\text{He}$, $n^3\text{He}$

- Потенциал сепарабельный $V_l^J(p_f, p_i) = \lambda_l^J \xi_l(p_f) \xi_l(p_i)$, $\xi_l(p) = \frac{c_1 p^l}{(p^2 + b_1^2)^{l+1}} + \frac{c_2 p^{l+2}}{(p^2 + b_2^2)^{l+2}}$.

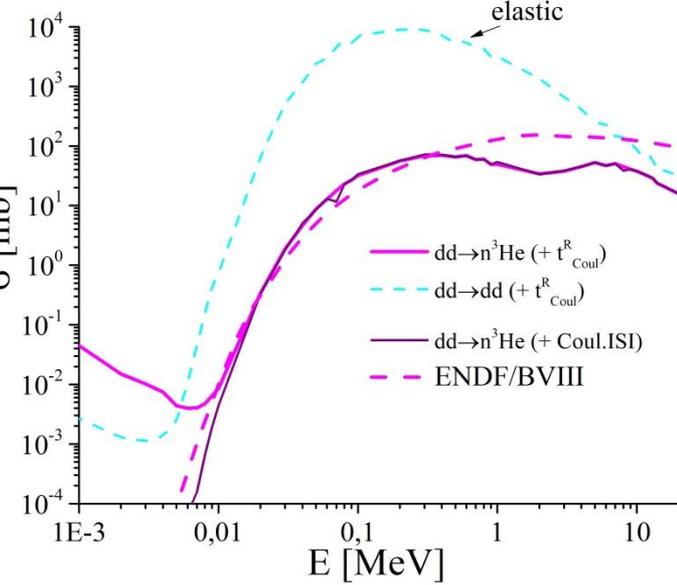
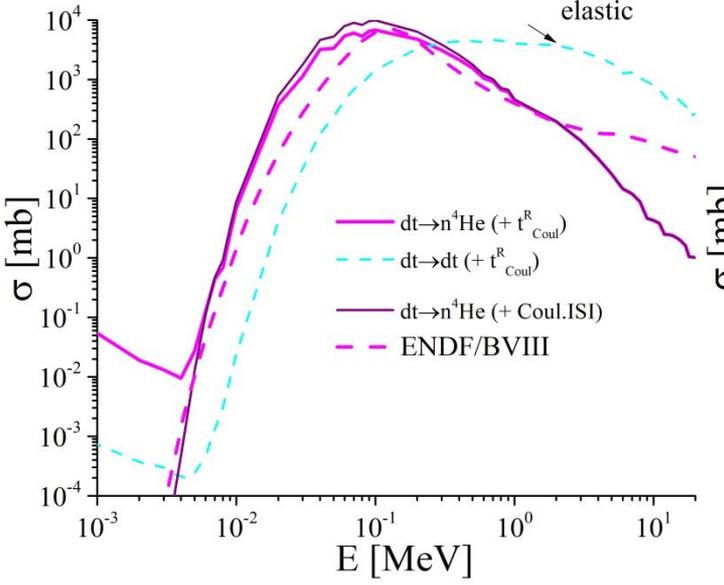


Различие





- Реакции $dt \rightarrow n^4\text{He}$, $dd \rightarrow n^3\text{He}$ восстанавливаются одновременно с сечениями упругих процессов.
- Акцент сделан на воспроизведении экспериментальных полных сечений в области $10 \text{ кэВ} < E < 1 \text{ МэВ}$
- Фактор Гамова явно входит в t .



t_{Coul}^R — кулоновская экранированная матрица

ISI — взаимодействие в начальном состоянии: $\int d^3q T_{\text{Ядро-ядро}}(\vec{p}_f, \vec{q}) G_0(\vec{q}) T_{\text{Coul}}(\vec{q}, \vec{p}_i)$



Вводим экранированный потенциал:

$$V_R(r) = \frac{z_1 z_2 e^2}{r} e^{-\frac{r}{R}},$$

$$R = (2k)^{-1} \exp\left(\frac{C}{\eta}\right), \eta = \frac{\mu z_1 z_2 e^2}{k}$$

• Двухпотенциальный подход

$$T_C = t^{R\phi} + T^\phi$$

$$T^\phi = V^\phi + V^\phi G_0 T^\phi$$

$$t^{R\phi} = V_R + V_R G^\phi t^{R\phi}$$

Парциальные компоненты $t^{R\phi}$:

$$t_l^{R\phi}(p_f, p_i) = V_{R,l}(p_f, p_i) + \frac{\mu}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{V_{R,l}(p_f, p'') + K_{\phi,l}(p_f, p'')}{k^2 - p''^2 + i\epsilon} t_l^{R\phi}(p'', p_i) p''^2 dp'',$$

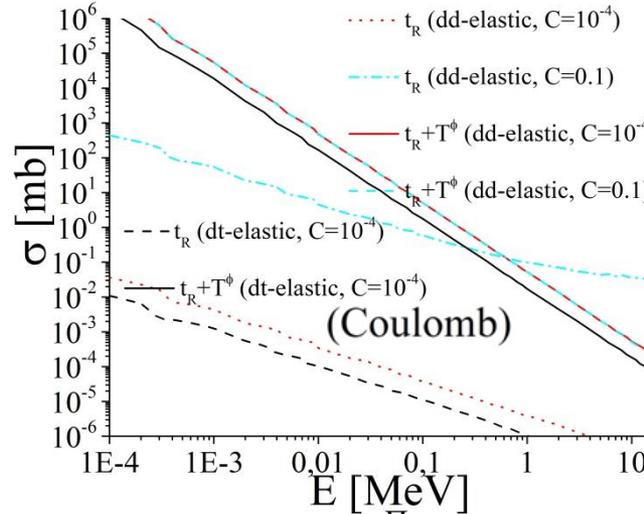
$$K_{\phi,l}(p_f, p'') = \frac{\mu}{\pi^2} \int_0^\infty \left[\frac{p^2 V_{R,l}(p_f, p_i) T_l^\phi(p_i, p'')}{p'''^2 - k^2} - \frac{p'''^2 V_{R,l}(p_f, p''') T_l^\phi(p''', p'')}{p'''^2 - k^2} \right] dp'''$$

Граничные условия для T^ϕ :

$$T_l^\phi(k, k) = T_l^\phi(p, k) = T_l^\phi(k, p) = 0$$

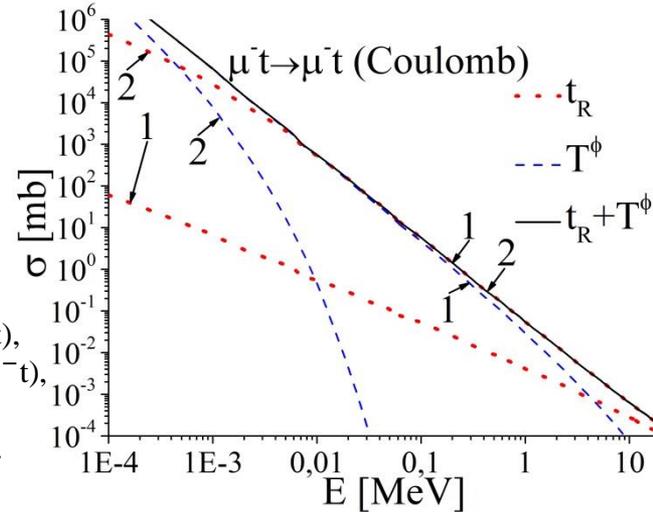
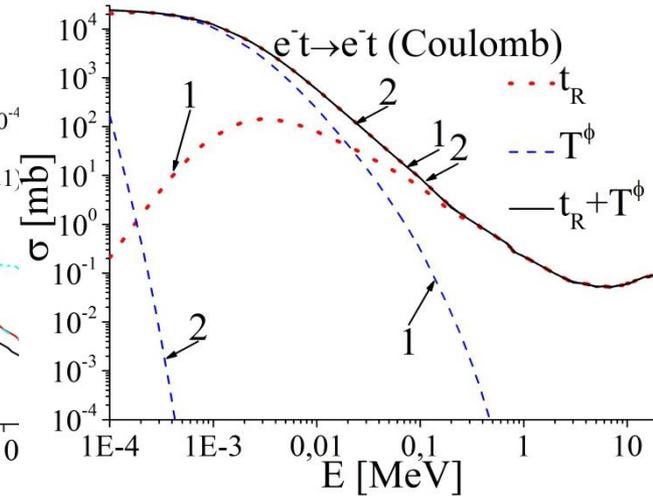
$k \equiv p_i$ — on shell импульс: $z = k^2/2\mu$

Кулоновские t



Полные сечения кулоновских рассеяний в системах dt, e^-t , μ^-t в зависимости от параметра C .

Индексы:
1 → $C = 10^{-4}$ (dt),
 $C = -10^{-2}$ (e^-t, μ^-t),
2 → $C = 1$ (dt),
 $C = -1$ (e^-t, μ^-t).



Кулоновская T_C -не зависит от параметра экранирования C .

Аналитические продолжения t

Продолжим уравнение ЛШ на нефизический $\text{Im}(z) < 0$ лист энергий (RS2). Если в RS1 у нас есть:

$$\Phi^+(z) = \frac{1}{2\pi i} \int_0^{\infty} \frac{\phi(\zeta) d\zeta}{\zeta - z},$$

где $\phi(\zeta)$ — удовлетворяет условию Гёльдера, то продолжением будет

$$\Phi^-(z) = \Phi^+(z) - \phi(z).$$

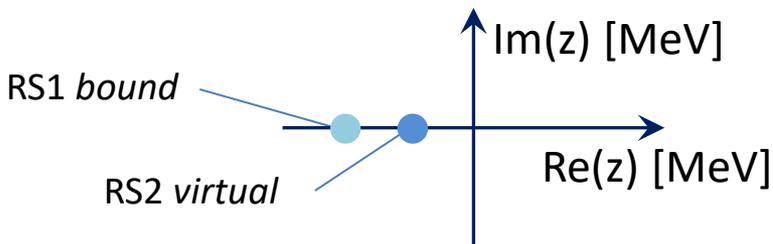
После необходимых преобразований [Pisma Zh.Eksp.Ter.Fiz.33(1981)380]

Получаем выражение для новых потенциалов

$$V^-(\vec{p}_f, \vec{p}_i) = V^+(\vec{p}_f, \vec{p}_i) + \frac{i\mu k}{4\pi^2} V^+(\vec{p}_f, \vec{k}) V^+(\vec{k}, \vec{p}_i) + \frac{i\mu k}{4\pi^2} V^+(\vec{k}, \vec{k})$$

Решая ур.ЛШ с $V^-(\vec{p}_f, \vec{p}_i)$

Можно захватить виртуальные состояния в RS2.



Резонансы на нефизическом листе:

$$\sqrt{2\mu z} \rightarrow p = \sqrt{2\mu \left(E_R - \frac{i}{2} \Gamma \right)} = [(2\mu E_R)^2 + (\mu\Gamma)^2]^{\frac{1}{4}} \exp\left(\frac{i}{2} \arctan\left(-\frac{\Gamma}{2E_R}\right)\right)$$

Для dt подсистемы с локальным потенциалом имеем полюса [в кэВ]:

Данная работа	Int.J.Mod.Phys.E28(2019)1950064	PRC44(1991)1289
10-i4	9.1-i.4.5	47-i37.1
54-i47	50.2-i23.2	
61-i43.5	62.1-i46.2	

Система	Полюса [в кэВ] в RS2
$dt\mu^-$	$1.5-i2.5 \cdot 10^{-3}, 2.5-i5 \cdot 10^{-2}, 5-i5 \cdot 10^{-3}, 6.5-i2.5 \cdot 10^{-3}, 8.7-i5 \cdot 10^{-3}$
$dd\mu^-$	$3.0-i5 \cdot 10^{-2}, 6.5-i2.5 \cdot 10^{-2}, 7-i2.5 \cdot 10^{-3}, 8-i5 \cdot 10^{-2}, 9.5-i2.5 \cdot 10^{-3}$

Исходная система уравнений Фаддеева

$$\begin{aligned}
 T_1(\vec{p}, \vec{q}) &= \left\langle \vec{p} \left| t_1 \right| \vec{q}_0 + \frac{m_2}{m_2 + m_3} \vec{q} \right\rangle \left\langle -\frac{m_1}{m_3 + m_1} \vec{q}_0 - \vec{q}, \vec{q}_0 \right| \Psi \Bigg|_2 + \left\langle \vec{p} \left| t_1 \right| -\vec{q}_0 - \frac{m_3}{m_2 + m_3} \vec{q} \right\rangle \left\langle \frac{m_1}{m_2 + m_1} \vec{q}_0 + \vec{q}, \vec{q}_0 \right| \Psi \Bigg|_3 \\
 &\int d^3 q'' \left[\left\langle \vec{p} \left| t_1 \right| \vec{q}'' + \frac{m_2}{m_2 + m_3} \vec{q} \right\rangle \left(E - \frac{q^2}{2\mu_{31}} - \frac{q''^2}{2\mu_{23}} - \frac{qq'' y_{qq''}}{m_3} \right)^{-1} T_2 \left(-\frac{m_1}{m_3 + m_1} \vec{q}'' - \vec{q}, \vec{q}'' \right) \right. \\
 &\quad \left. + \left\langle \vec{p} \left| t_1 \right| -\vec{q}'' - \frac{m_3}{m_2 + m_3} \vec{q} \right\rangle \left(E - \frac{q^2}{2\mu_{12}} - \frac{q''^2}{2\mu_{23}} - \frac{qq'' y_{qq''}}{m_2} \right)^{-1} T_3 \left(\frac{m_1}{m_2 + m_1} \vec{q}'' + \vec{q}, \vec{q}'' \right) \right]; \\
 T_2(\vec{p}, \vec{q}) &= \left\langle \vec{p} \left| t_2 \right| -\vec{q}_0 - \frac{m_1}{m_1 + m_3} \vec{q} \right\rangle \left\langle \frac{m_2}{m_3 + m_2} \vec{q}_0 + \vec{q}, \vec{q}_0 \right| \Psi \Bigg|_2 + \left\langle \vec{p} \left| t_2 \right| \vec{q}_0 + \frac{m_3}{m_1 + m_3} \vec{q} \right\rangle \left\langle -\frac{m_2}{m_2 + m_1} \vec{q}_0 - \vec{q}, \vec{q}_0 \right| \Psi \Bigg|_3 \\
 &\int d^3 q'' \left[\left\langle \vec{p} \left| t_2 \right| -\vec{q}'' - \frac{m_1}{m_1 + m_3} \vec{q} \right\rangle \left(E - \frac{q^2}{2\mu_{23}} - \frac{q''^2}{2\mu_{31}} - \frac{qq'' y_{qq''}}{m_3} \right)^{-1} T_1 \left(\frac{m_2}{m_3 + m_2} \vec{q}'' + \vec{q}, \vec{q}'' \right) \right. \\
 &\quad \left. + \left\langle \vec{p} \left| t_2 \right| \vec{q}'' + \frac{m_3}{m_1 + m_3} \vec{q} \right\rangle \left(E - \frac{q^2}{2\mu_{12}} - \frac{q''^2}{2\mu_{31}} - \frac{qq'' y_{qq''}}{m_1} \right)^{-1} T_3 \left(-\frac{m_2}{m_2 + m_1} \vec{q}'' - \vec{q}, \vec{q}'' \right) \right]; \\
 T_3(\vec{p}, \vec{q}) &= \left\langle \vec{p} \left| t_3 \right| \vec{q}_0 + \frac{m_1}{m_2 + m_1} \vec{q} \right\rangle \left\langle -\frac{m_3}{m_3 + m_2} \vec{q}_0 - \vec{q}, \vec{q}_0 \right| \Psi \Bigg|_1 + \left\langle \vec{p} \left| t_3 \right| -\vec{q}_0 - \frac{m_2}{m_2 + m_1} \vec{q} \right\rangle \left\langle \frac{m_3}{m_3 + m_1} \vec{q}_0 + \vec{q}, \vec{q}_0 \right| \Psi \Bigg|_2 \\
 &\int d^3 q'' \left[\left\langle \vec{p} \left| t_3 \right| \vec{q}'' + \frac{m_1}{m_2 + m_1} \vec{q} \right\rangle \left(E - \frac{q^2}{2\mu_{23}} - \frac{q''^2}{2\mu_{12}} - \frac{qq'' y_{qq''}}{m_2} \right)^{-1} T_1 \left(-\frac{m_3}{m_3 + m_3} \vec{q}'' - \vec{q}, \vec{q}'' \right) \right. \\
 &\quad \left. + \left\langle \vec{p} \left| t_3 \right| -\vec{q}'' - \frac{m_2}{m_2 + m_1} \vec{q} \right\rangle \left(E - \frac{q^2}{2\mu_{31}} - \frac{q''^2}{2\mu_{12}} - \frac{qq'' y_{qq''}}{m_1} \right)^{-1} T_2 \left(\frac{m_3}{m_3 + m_1} \vec{q}'' + \vec{q}, \vec{q}'' \right) \right].
 \end{aligned}$$


 Ψ_k
 t_k

Ингредиенты: Волновые функции $\Psi_k = \phi_k \cdot e^{i\vec{q}_0 \vec{r}}$,
Парные t – матрицы.

Система уравнений Фаддеева учитывающая
термоядерный канал

$$\begin{pmatrix} T_1^{11} \\ T_1^{21} \\ T_2^{11} \\ T_2^{21} \\ T_3^{11} \\ T_3^{21} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_1^{11}(\phi_2 + \phi_3) \\ t_1^{21}(\phi_2 + \phi_3) \\ t_2^{11}(\phi_3 + \phi_1) \\ t_2^{21}(\phi_3 + \phi_1) \\ t_3^{11}(\phi_1 + \phi_2) \\ t_3^{21}(\phi_1 + \phi_2) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & t_1^{11}R_0 & 0 & t_1^{11}R_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & t_1^{22}R_0 & 0 & t_1^{22}R_0 \\ t_2^{11}R_0 & t_2^{12}R_0 & 0 & 0 & t_2^{11}R_0 & t_2^{12}R_0 \\ t_2^{21}R_0 & t_2^{22}R_0 & 0 & 0 & t_2^{21}R_0 & t_2^{22}R_0 \\ t_3^{11}R_0 & 0 & t_3^{11}R_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & t_3^{22}R_0 & 0 & t_3^{22}R_0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_1^{11} \\ T_1^{21} \\ T_2^{11} \\ T_2^{21} \\ T_3^{11} \\ T_3^{21} \end{pmatrix}$$

Система решается итерациями, собирая [1/1], [2/2] Паде-аппроксиманты.

Далее находятся операторы упругого рассеяния \hat{U} и развала \hat{U}_0

$$\begin{aligned} \hat{U}\Psi_{1(23)} &= PR_0^{-1}\Psi_{1(23)} + PT_1\Psi_{1(23)} \\ \hat{U}_0\Psi_{1(23)} &= (1+P)T_1\Psi_{1(23)}, \quad P = (P_{12}+P_{13})P_{23} \\ U(\vec{q}, \vec{q}_0) &= \phi_1 \left(\vec{q}_0 + \frac{m_2}{m_2+m_3} \vec{q} \right) \left(E - \frac{q^2}{2\mu_{31}} - \frac{q_0^2}{2\mu_{23}} - \frac{qq_0 y_{qq_0}}{m_3} \right) \phi_2 \left(-\frac{m_1}{m_3+m_1} \vec{q}_0 - \vec{q} \right) \\ &+ \phi_1 \left(-\vec{q}_0 - \frac{m_3}{m_2+m_3} \vec{q} \right) \left(E - \frac{q^2}{2\mu_{12}} - \frac{q_0^2}{2\mu_{23}} - \frac{qq_0 y_{qq_0}}{m_2} \right) \phi_3 \left(\frac{m_1}{m_2+m_1} \vec{q}_0 + \vec{q} \right) \\ &+ \int d^3q'' \left[\phi_1 \left(\vec{q}'' + \frac{m_2}{m_2+m_3} \vec{q} \right) \left\langle -\frac{m_1}{m_3+m_1} \vec{q}'' - \vec{q}, \vec{q}'' \middle| T_2 \middle| \vec{q}_0 \Psi_{2(31)} \right\rangle \right. \\ &\quad \left. + \phi_1 \left(-\vec{q}'' - \frac{m_3}{m_2+m_3} \vec{q} \right) \left\langle \frac{m_1}{m_2+m_1} \vec{q}'' + \vec{q}, \vec{q}'' \middle| T_3 \middle| \vec{q}_0 \Psi_{3(12)} \right\rangle \right] \end{aligned}$$

$$U_0(\vec{p}, \vec{q}; \vec{q}_0) = \langle \vec{p}\vec{q} | T_1 | \vec{q}_0 \Psi_{1(23)} \rangle + \langle \vec{p}\vec{q} | T_2 | \vec{q}_0 \Psi_{2(31)} \rangle + \langle \vec{p}\vec{q} | T_2 | \vec{q}_0 \Psi_{2(31)} \rangle, \text{ где } \vec{p}(\vec{p}, \vec{q}), \vec{q}(\vec{p}, \vec{q}), \vec{p}(\vec{p}, \vec{q}), \vec{q}(\vec{p}, \vec{q})$$

- Волновые функции $dd, n^4\text{He}, n^3\text{He}$ систем находились решением соответствующих алгебраических задач на собственное значение
- Волновые функции $y^-d, y^-t, y^{-3^4}\text{He}$ систем определялись из аналитических решений соответствующих кулоновских задач.

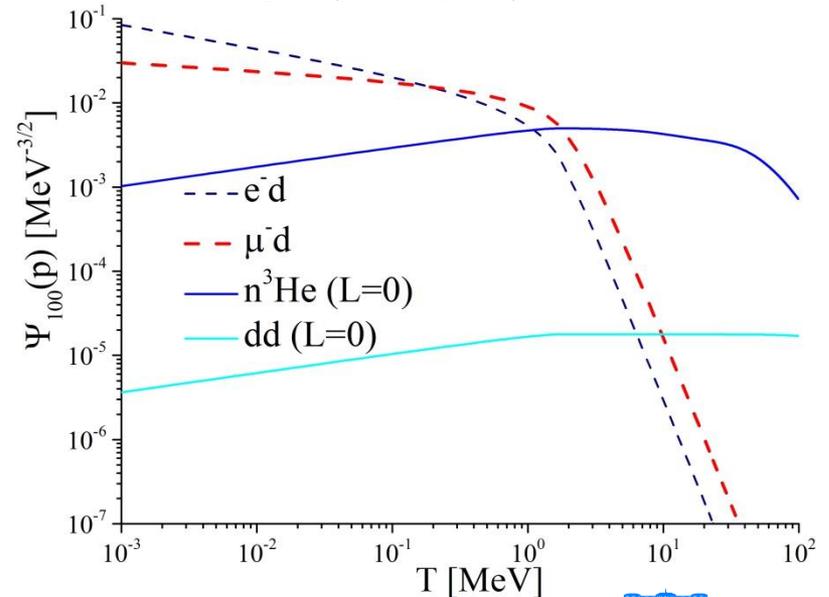
$$\Psi_{nlm}(r, \theta, \phi) = \sqrt{\frac{(n-l-1)!}{2m(n+l)!}} \cdot \left(\frac{2}{na_0}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{r}{na_0}} \cdot \left(\frac{2r}{na_0}\right)^l \cdot L_{n-l-1}^{2l+1}\left(\frac{2r}{na_0}\right) \cdot Y_{lm}(\theta, \phi)$$

$$\Psi_{100}(r, \theta, \phi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{2}{a_0}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{r}{a_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \rightarrow \Psi_{100}(p) = \frac{a_0^{\frac{3}{2}}}{\pi^{\frac{5}{2}}(p^2 a_0^2 + 1)^2}, a_0 - \text{радиус Бора,}$$

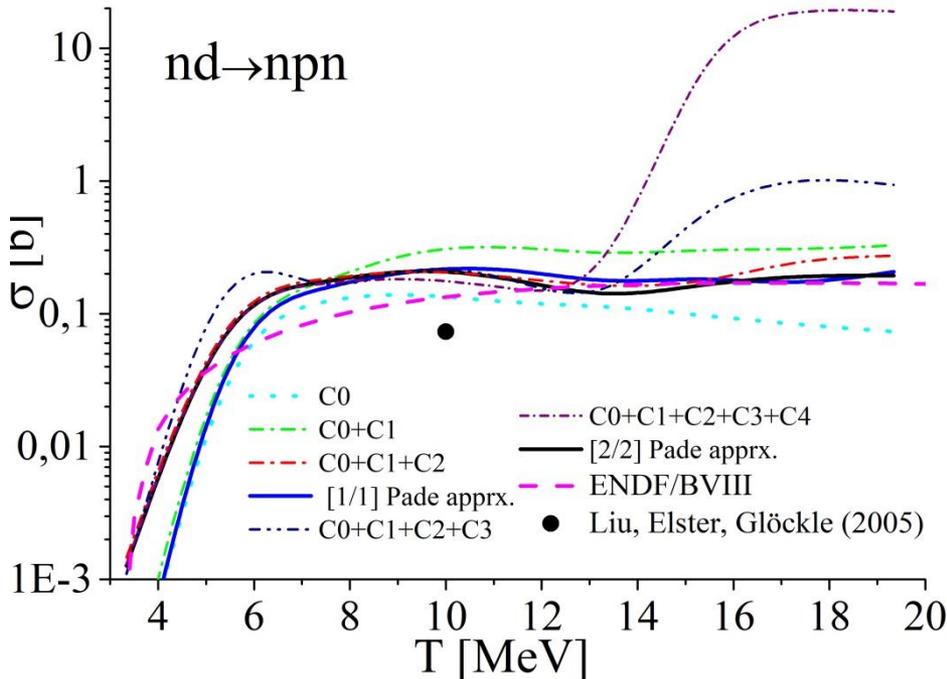
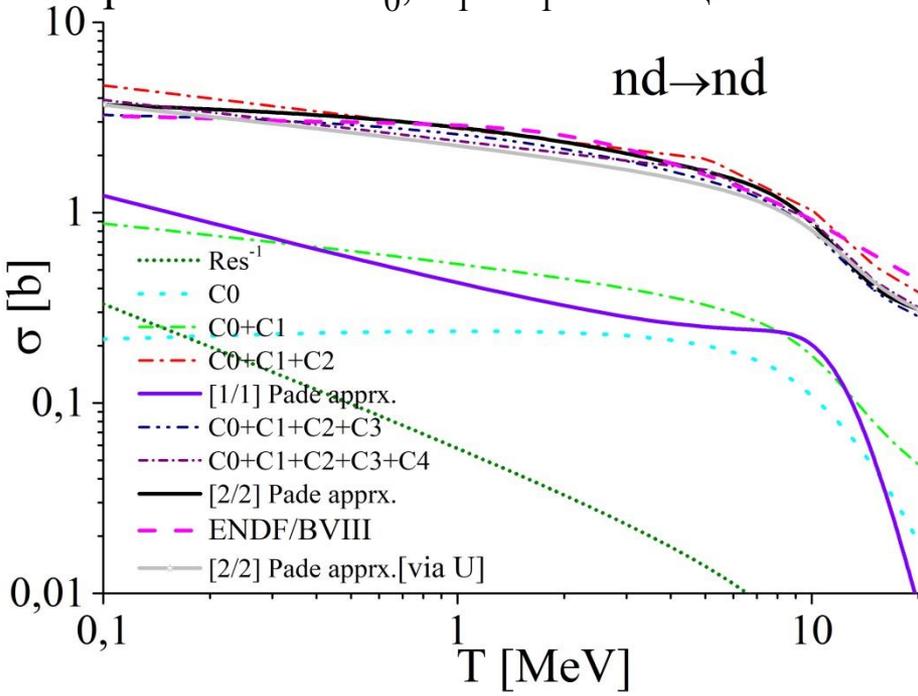
система	Энергия Связи (n=1/n=2)	Экранирующий множитель C (n=1/n=2)
e^-d	-13.6 eV/-3.4 eV	-0.265/1.28
μ^-d	-2.66keV/-0.66keV	-0.885/0.78
e^-t	-13.6 eV/-3.4 eV	-0.265/1.28
μ^-t	-2.71keV/-0.68keV	-0.885/0.78
$e^{-3}\text{He}$	-54.41eV/-13.6eV	-0.621/1.11
$\mu^{-3}\text{He}$	-10.84keV/-2.71keV	-0.879/0.755
$e^{-4}\text{He}$	-54.41eV/-13.6eV	-0.621/1.11
$\mu^{-4}\text{He}$	-10.94keV/-2.73keV	-0.879/0.755

$$a_0 = 52917.74 \text{ фм}(e^-d, e^-t)$$

$$a_0 = 255.927 \text{ фм}(\mu^-d, \mu^-t)$$

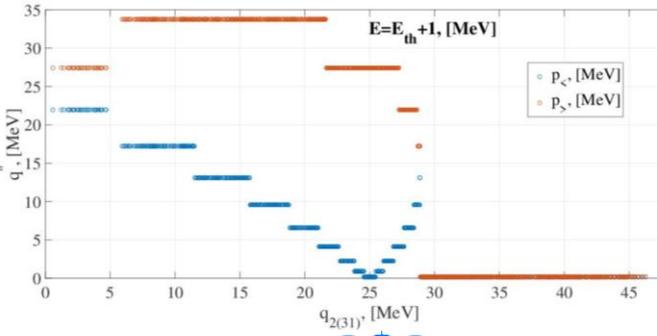
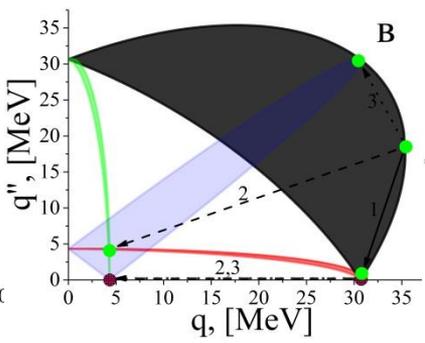
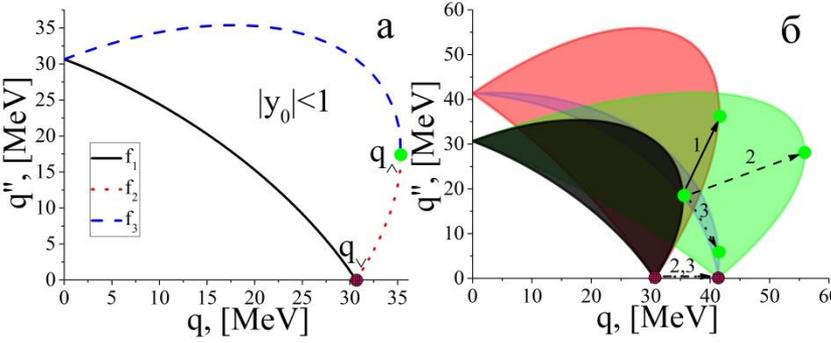


- Решена задача nd – рассеяния с Боннским сепарабельным $^1S_0, ^3S_1-^3D_1$ потенциалом

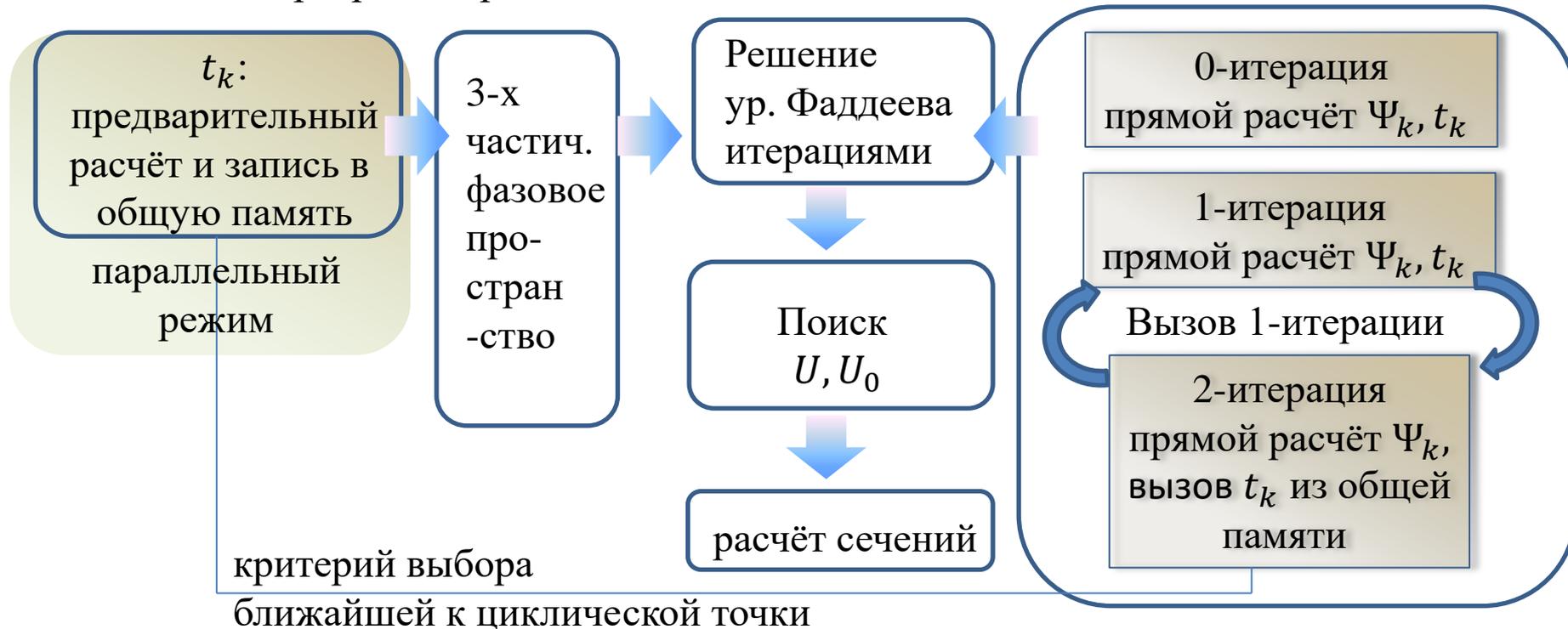


- Детально проанализировано поведение логарифмических сингулярностей в зависимости от изменения масс частиц и сеточной дискретизации

[см подробнее <https://arxiv.org/abs/2412.07572v2>]



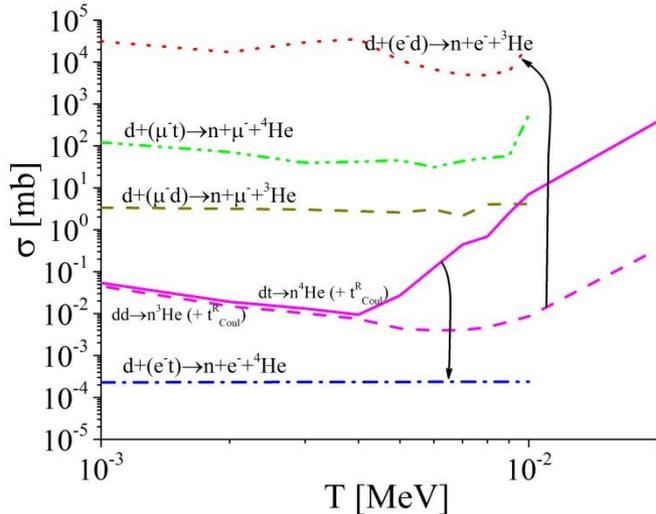
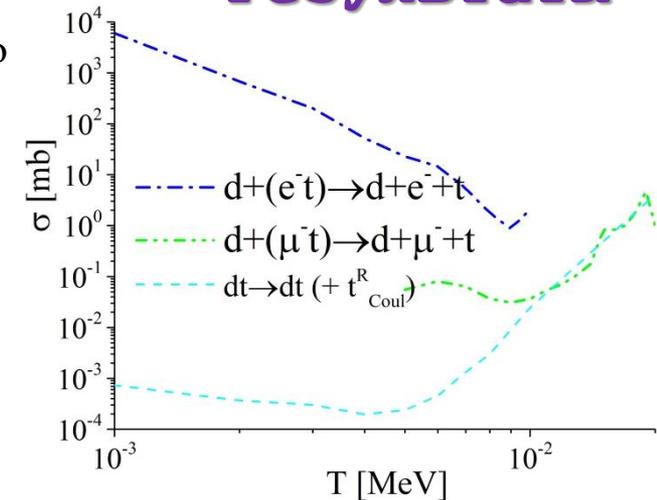
- Создана модель-программа, позволяющая находить спектр 3-х частичной системы (связанные, виртуальные и резонансные состояния) и сечения реакций и упругого рассеяния с изменением типов двух частиц (в перспективе - с изменением всех частиц) вида $dy^{-t} - ny^{-4}\text{He}$
- Блок-схема программы расчёта сечений:



- Программа позволяет считать $[1/1]$, $[2/2]$ Паде-аппроксиманты для трёхчастичной T -матрицы в комбинированном параллельном и последовательном режимах с выделением границ зон сингулярностей в виде индексов массивов. Внутри меняющихся зон сингулярностей осуществляется поиск вычетов. Выбор нужных t_k осуществляется по критерию близости к текущей точке фазового пространства.

- В упругом рассеянии $dt \rightarrow dt$, $d + (y^- t) \rightarrow d + y^- + t$ вклад последнего фактически есть ионизация атома и σ — велико
- Вклады в термоядерные каналы возникают только начиная со 2-й итерации Фаддеевского уравнения. При этом вклад процесса $d + (y^- t) \rightarrow n + (y^- ^4\text{He})$ пренебрежимо мал.
- Совпадений 2-х и 3-х частичных расчётов в выбранной манере счёта нет.
- Различная μ^- — модификация сечений
- Дальнейшая апробация малочастичной динамики

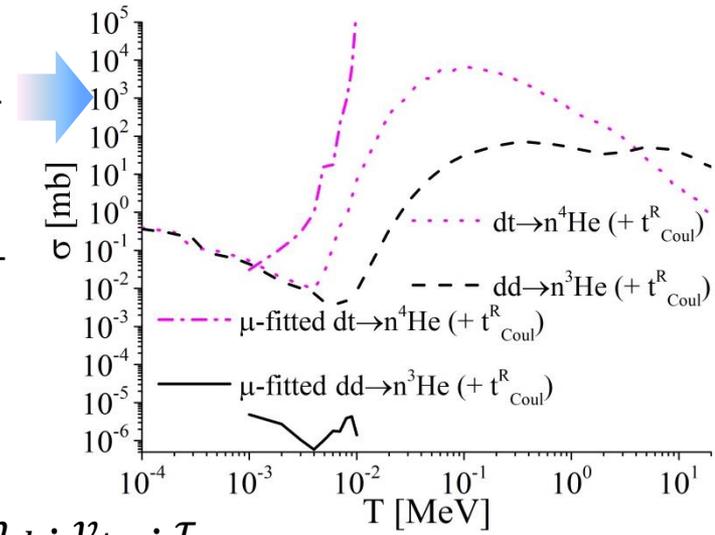
Результаты



Определяя отношения:

$$\frac{d + (\mu^- t) \rightarrow n + \mu^- + ^4\text{He}}{d + (e^- t) \rightarrow n + e^- + ^4\text{He}}$$

$$\frac{d + (\mu^- d) \rightarrow n + \mu^- + ^3\text{He}}{d + (e^- d) \rightarrow n + e^- + ^3\text{He}}$$



Классическая оценка σ^{max} для катализа: $N^{max} = \sigma^{max} \cdot n_d \cdot v_{t\mu} \cdot \tau_\mu$

при оптимистичных параметрах плазмы [Phys.Plasmas28(2021)124501] приводит к связи
 $N^{max} \approx \sigma^{max}$ [барн] $\cdot 0.026$ при $T_d = 1$ keV и
 $N^{max} \approx \sigma^{max}$ [барн] $\cdot 0.084$ при $T_d = 10$ keV

Для экспериментального $N^{max} \approx 100$
 $\sigma^{max} \approx 1000 - 4000$ барн!

Благодарю за внимание!

- Исследования выполнены при поддержке гранта Правительства Российской Федерации (Соглашение No 075-15-2024-667 от 23.08.2024 г.)
 - Работа также поддержана фондом развития теоретической физики и математики «Базис» проект №23-1-3-3-1
-

Егоров М.

- Int.J.Mod.Phys.E33,№11(2024)2441001;
- Phys.Atom.Nuclei.87(6)(2024)682;
- <https://arxiv.org/abs/2412.07572v2>

