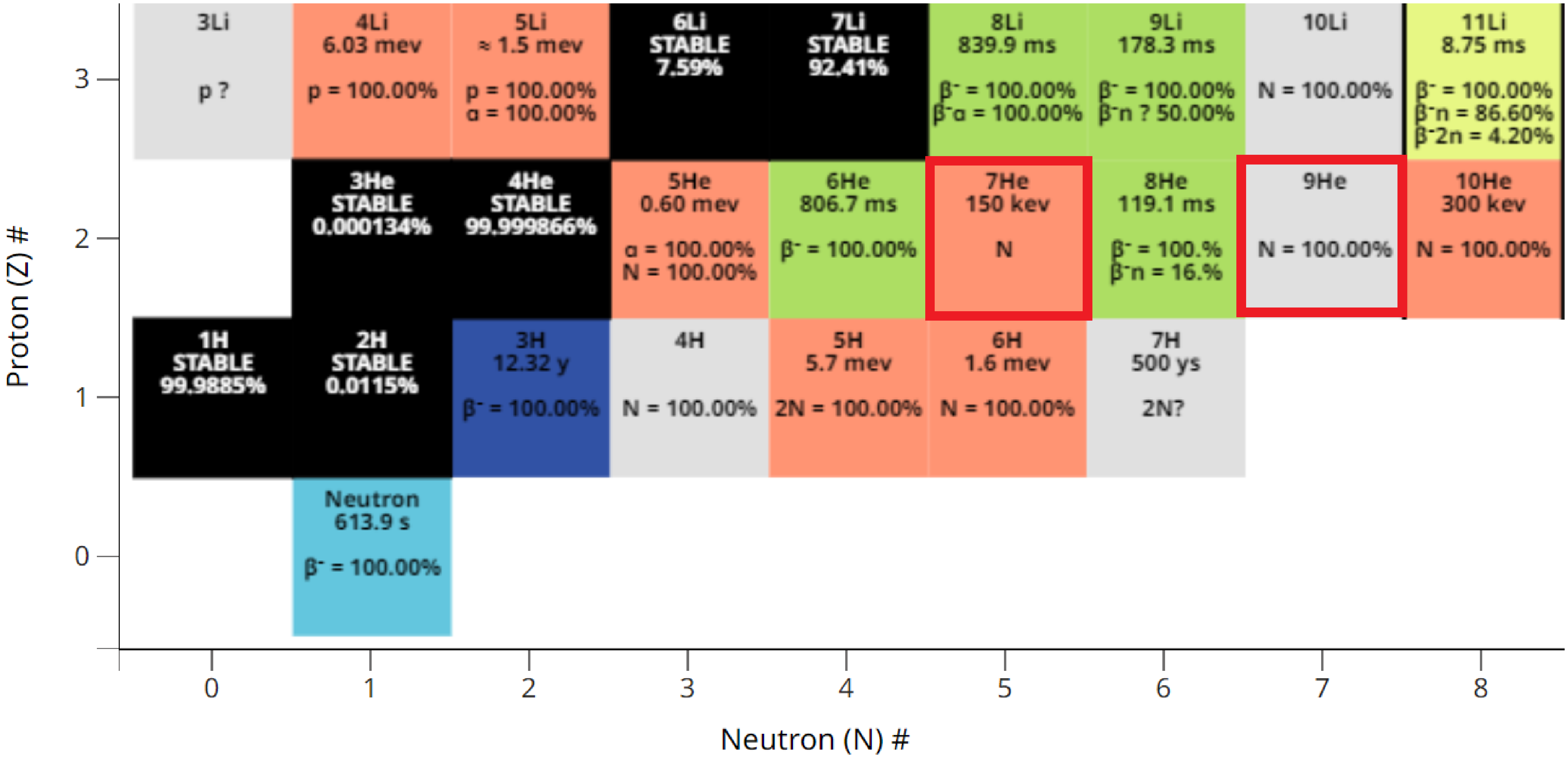
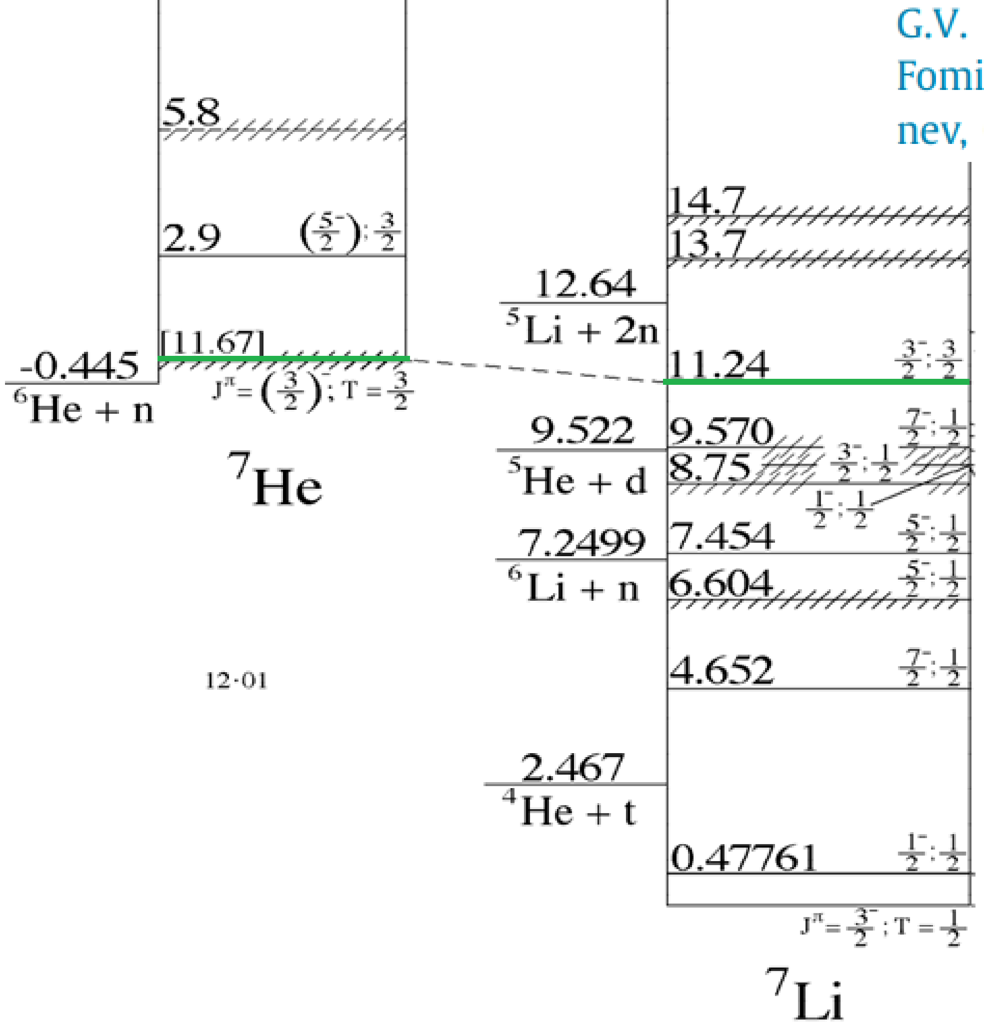
Изучение нейтроноизбыточных изотопов гелия методом резонансного рассеяния

Семинар НИИЯФ 15.09.22

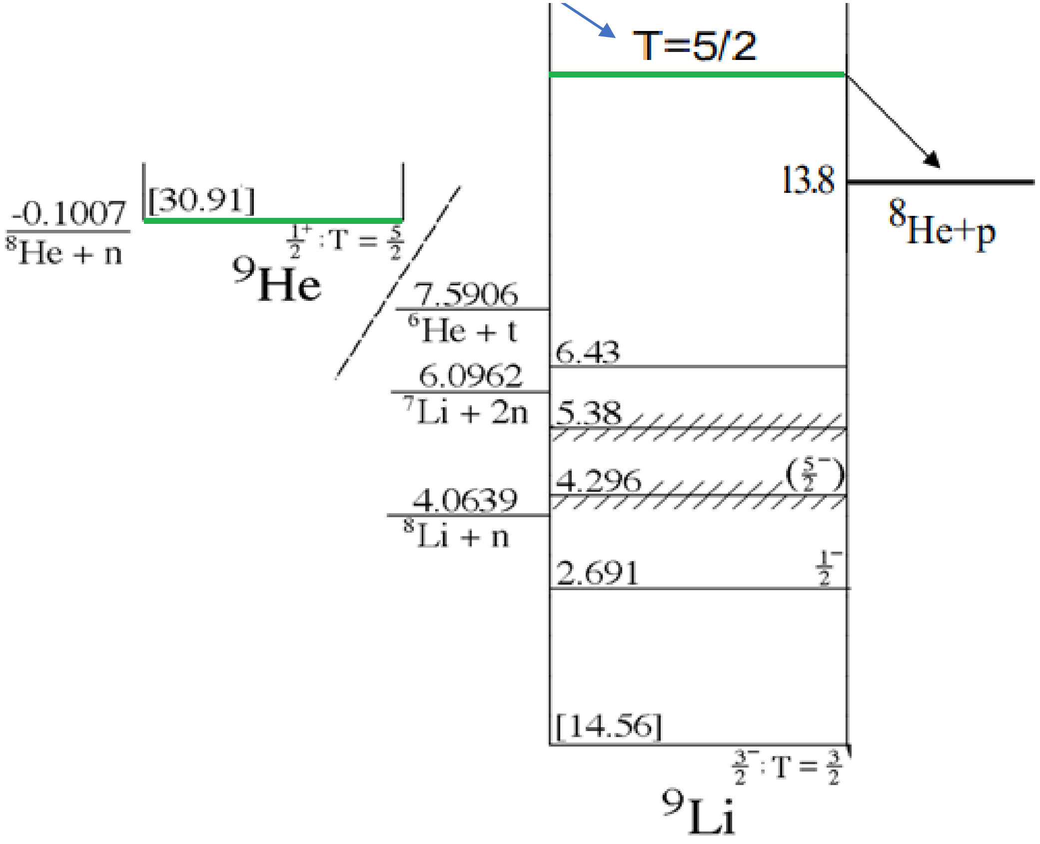

3Li
p ?
4Li
6.03 mev
p = 100.00%
5Li
≈ 1.5 mev
p = 100.00%
α = 100.00%
6Li
STABLE
7.59%
7Li
STABLE
92.41%
8Li
839.9 ms
β⁻ = 100.00%
β⁻α = 100.00%
9Li
178.3 ms
β⁻ = 100.00%
β⁻n ? 50.00%
10Li
N = 100.00%
11Li
8.75 ms
β⁻ = 100.00%
β⁻n = 86.60%
β⁻2n = 4.20%
3He
STABLE
0.000134%
4He
STABLE
99.999866%
5He
0.60 mev
α = 100.00%
N = 100.00%
6He
806.7 ms
β⁻ = 100.00%
7He
150 kev
N
8He
119.1 ms
β⁻ = 100.%
β⁻n = 16.%
9He
N = 100.00%
10He
300 kev
N = 100.00%
1H
STABLE
99.9885%
2H
STABLE
0.0115%
3H
12.32 y
β⁻ = 100.00%
4H
N = 100.00%
5H
5.7 mev
2N = 100.00%
6H
1.6 mev
N = 100.00%
7H
500 ys
2N?
Neutron
613.9 s
β⁻ = 100.00%
Proton (Z) #
3
2
1
0
0
1
2
3
4
5
6
7
8
Neutron (N) #

TTIK метод

- Технику резонансного рассеяния радиоактивных пучков на водородной мишени для изучения экзотических нейтроноизбыточных изотопов впервые предложили В. З. Гольдберг и Г.В. Рогачев в 90ые годы (так называемый Thick Target Inverse Kinematics метод).
- Гольдбергом было также предложено рассеивая ядра (N-1,Z) на водороде получать информацию о состояниях в ядрах (N,Z).

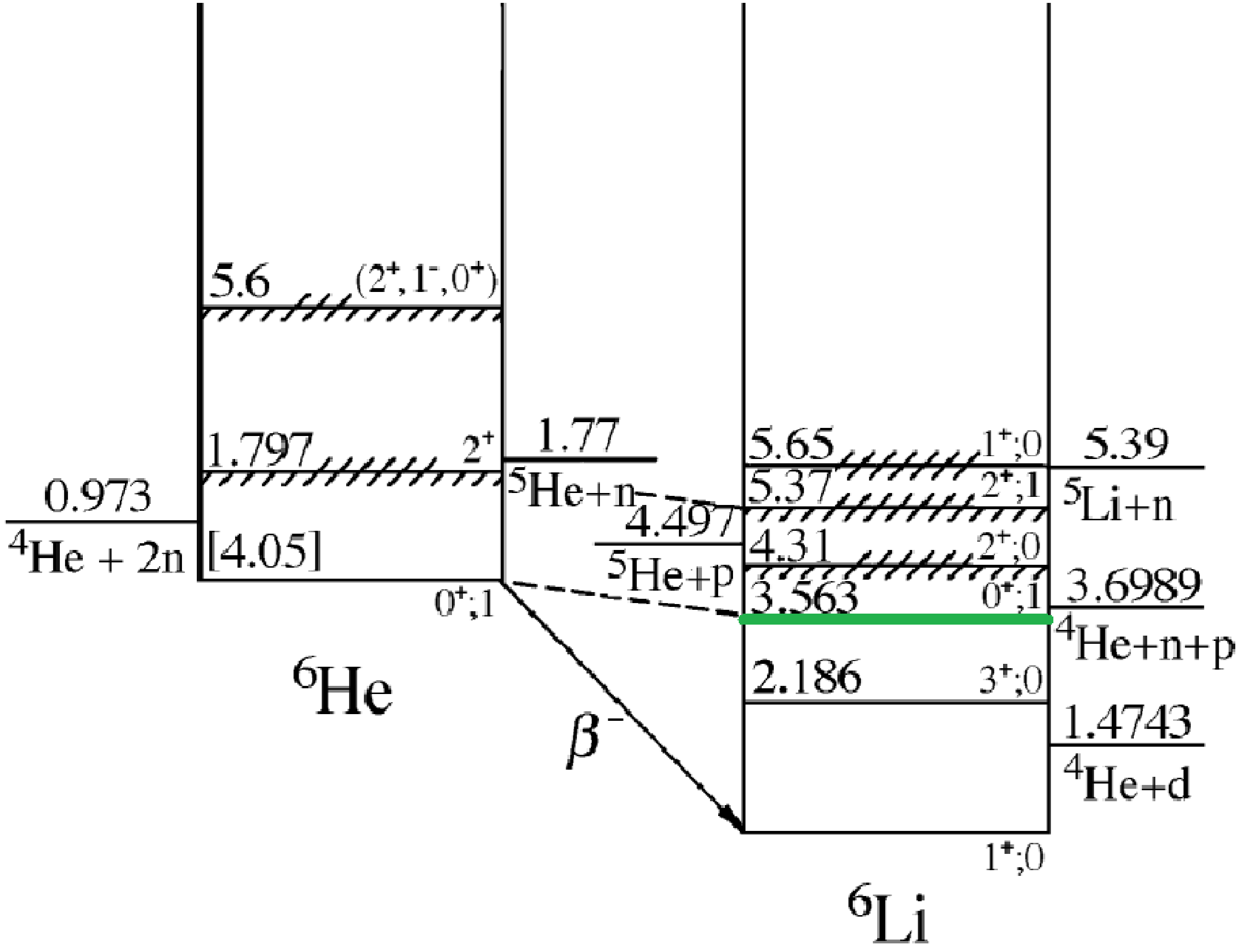


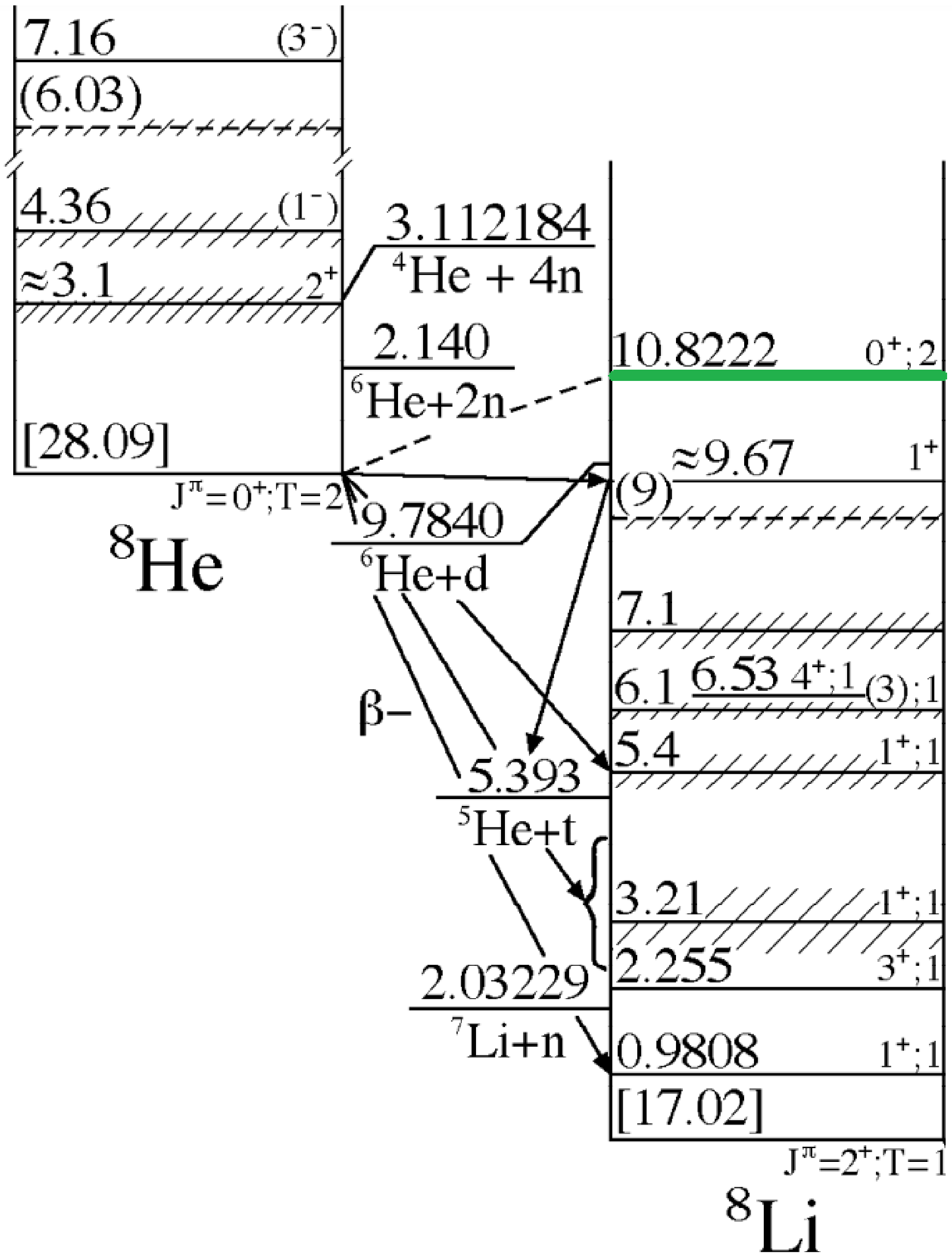
G.V. Rogachev, V.Z. Goldberg, J.J. Kolata, G. Chubarian, D. Aleksandrov, A. Fomichev, M.S. Golovkov, Y.T. Oganessian, A. Rodin, B. Skorodumov, R.S. Slepnev, G. Ter-Akopian, W.H. Trzaska, R. Wolski, Phys. Rev. C 67 (2003) 041603.



$^{1}H(^{8}He,\ ^{8}He)^{1}H$

From an analysis of the excitation function for $^{8}He + p$ elastic scattering obtained by the thick target inverse kinematics method, three T = 5/2 states of ^{9}Li were identified at $E_x = 16.0 \pm 0.1$, 17.1 ± 0.2, and 18.9 ± 0.1 MeV. The corresponding widths are < 100, 800 ± 300, and 240 ± 100 keV, respectively. The properties of the three levels are compared with the apparent analog states in ^{9}He (2003RO07).

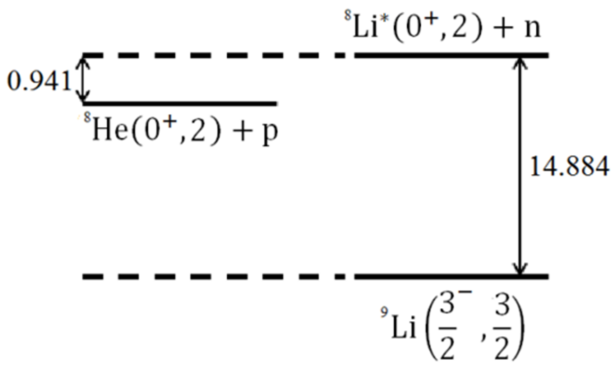

5.6
(2+,1-,0+)
1.797
2+
0.973
4He + 2n
[4.05]
0+;1
6He
1.77
5He+n
4.497
5He+p
β-
5.65
1+;0
5.37
2+;1
4.31
2+;0
3.563
0+;1
2.186
3+;0
1+;0
6Li
5.39
5Li+n
3.6989
4He+n+p
1.4743
4He+d


7.16
(3-)
(6.03)
4.36
(1-)
≈3.1
2+
[28.09]
Jπ=0+;T=2
8He
3.112184
4He + 4n
2.140
6He+2n
9.7840
6He+d
β−
5.393
5He+t
2.03229
7Li+n
10.8222
0+;2
(9)
≈9.67
1+
7.1
6.1
6.53 4+;1
(3);1
5.4
1+;1
3.21
1+;1
2.255
3+;1
0.9808
1+;1
[17.02]
Jπ=2+;T=1
8Li

Волновые функции в кластерном представлении можно переписать через состояния с чистым изоспином следующим образом:

$$|\,{}^8He+p\rangle = C^{3/2\;-3/2}_{2\;-2\;1/2\;1/2}|3/2\;,-3/2\rangle + C^{5/2\;-3/2}_{2\;-2\;1/2\;1/2}|5/2\;,-3/2\rangle$$

$$|\,{}^8Li^*+n\rangle = C^{3/2\;-3/2}_{2\;-1\;1/2\;-1/2}|3/2\;,-3/2\rangle + C^{5/2\;-3/2}_{2\;-1\;1/2\;-1/2}|5/2\;,-3/2\rangle$$



То есть:

$$|\,{}^8He+p\rangle = -\sqrt{\frac{4}{5}}|3/2\;,-3/2\rangle + \sqrt{\frac{1}{5}}|5/2\;,-3/2\rangle$$

$$|\,{}^8Li^*+n\rangle = \sqrt{\frac{1}{5}}|3/2\;,-3/2\rangle + \sqrt{\frac{4}{3}}|5/2\;,-1/2\rangle$$

Выделив состояния с чистым изоспином, имеем:

$$\boxed{\begin{gathered}|3/2\;,-3/2\rangle = -\sqrt{\frac{4}{5}}|\,{}^8He+p\rangle + \sqrt{\frac{1}{5}}|\,{}^8Li^*+n\rangle \\ |5/2\;,-3/2\rangle = \sqrt{\frac{1}{5}}|\,{}^8He+p\rangle + \sqrt{\frac{4}{5}}|\,{}^8Li^*+n\rangle\end{gathered}}$$

Ранее:
Изоспиновое смешивание в Ξ-гиперядрах

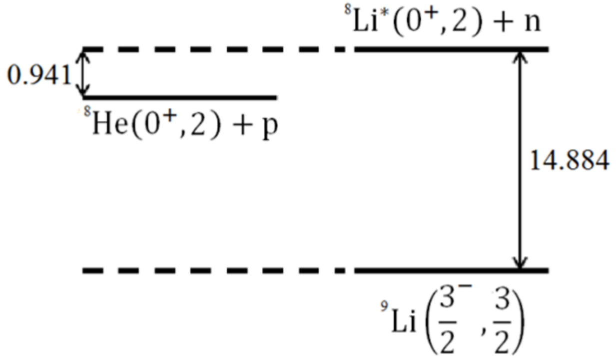
$\boxed{Z=(A\text{-}2)/2\ !}$

$\boxed{|{}^A_\Xi Z\rangle_{GS} - ?}$

Чистые зарядовые состояния	Чистые изоспиновые состояния
$|{}^A_\Xi Z\rangle_{GS} \approx |{}^{A-1}(Z+1)+\Xi^-\rangle$ либо $|{}^A_\Xi Z\rangle_{GS} \approx |{}^{A-1}Z+\Xi^0\rangle$	$|{}^A_\Xi Z\rangle_{GS} \approx \frac{\sqrt{2}}{2}|{}_{\Xi^0}^{A}Z\rangle \pm \frac{\sqrt{2}}{2}|{}_{\Xi^-}^{A}Z\rangle$
$|{}^A_\Xi Z\rangle_{GS} \approx \frac{\sqrt{2}}{2}|T=0\rangle \pm \frac{\sqrt{2}}{2}|T=1\rangle$	$|{}^A_\Xi Z\rangle_{GS} \approx |T=1\rangle$ либо $|{}^A_\Xi Z\rangle_{GS} \approx |T=0\rangle$

Межкластерное взаимодействие можно записать в следующем виде:

$\boxed{\hat{V} = \hat{P}_{3/2}V_{3/2} + \hat{P}_{5/2}V_{5/2}}$, где проекционные операторы



$$\hat{P}_{3/2} = |3/2\ ,-3/2\rangle\langle 3/2\ ,-3/2|$$

$$\hat{P}_{5/2} = |5/2\ ,-3/2\rangle\langle 5/2\ ,-3/2|$$

Переходные матричные элементы:

$$\langle\, {}^{8}Li^{*} + n|\hat{P}_{3/2}|\, {}^{8}Li^{*} + n\rangle = 1/5 \qquad \langle\, {}^{8}Li^{*} + n|\hat{P}_{5/2}|\, {}^{8}Li^{*} + n\rangle = 4/5$$

$$\langle\, {}^{8}Li^{*} + n|\hat{P}_{3/2}|\, {}^{8}He + p\rangle = -2/5 \qquad \langle\, {}^{8}Li^{*} + n|\hat{P}_{5/2}|\, {}^{8}He + p\rangle = 2/5$$

$$\langle\, {}^{8}He + p|\hat{P}_{3/2}|\, {}^{8}He + p\rangle = 4/5 \qquad \langle\, {}^{8}He + p|\hat{P}_{5/2}|\, {}^{8}He + p\rangle = 1/5$$

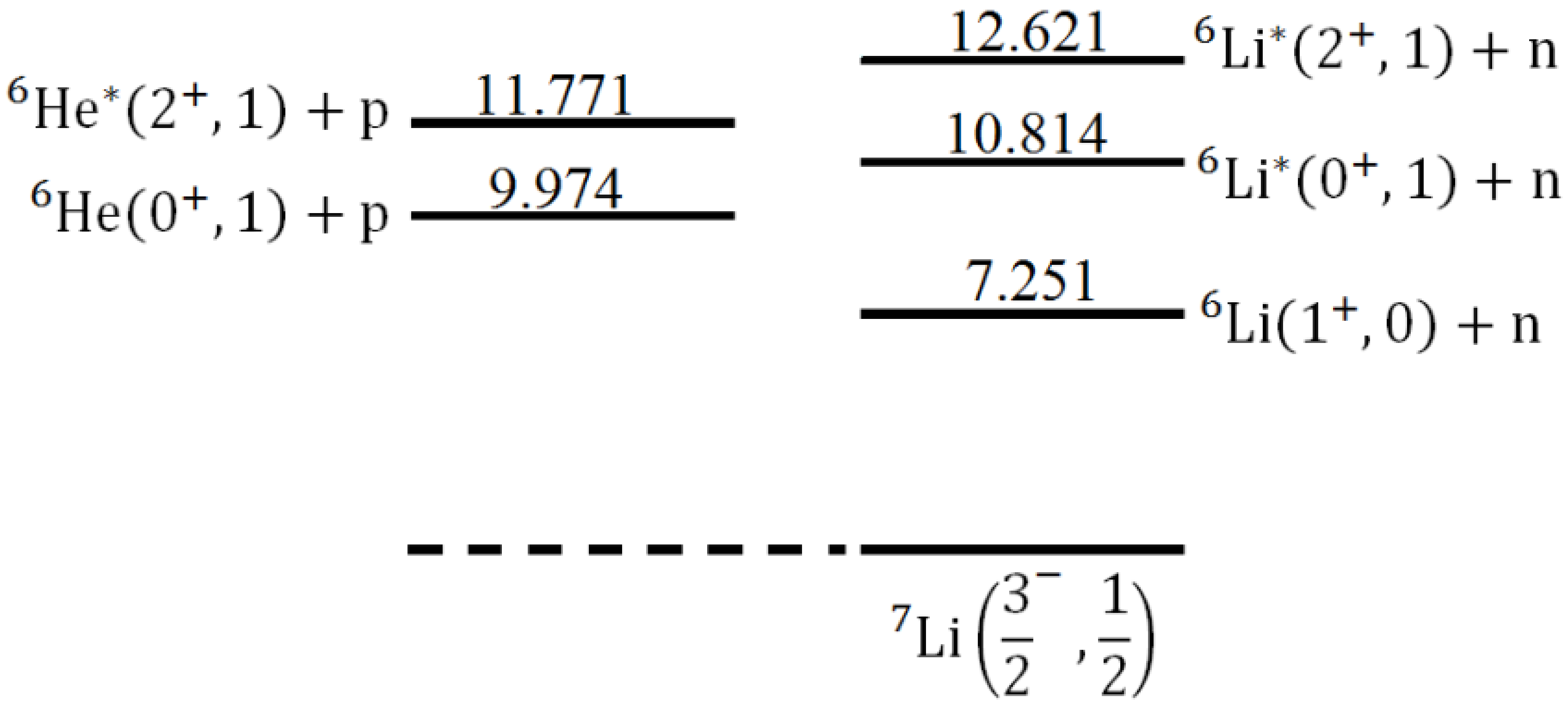
Таким образом, имеем систему уравнений Шрёдингера со связанными каналами:

$$\boxed{\begin{cases} \left(T - E + V_{coul} + \frac{4V_{3/2}+V_{5/2}}{5}\right)\Psi_{\,^{8}He+p} + \frac{2}{5}\left(V_{5/2} - V_{3/2}\right)\Psi_{\,^{8}Li+n} = 0 \\ \left(T - (E - 0.941) + \frac{V_{1/2}+2V_{3/2}}{5}\right)\Psi_{\,^{8}Li+n} + \frac{2}{5}\left(V_{5/2} - V_{3/2}\right)\Psi_{\,^{8}He+p} = 0 \end{cases}}$$

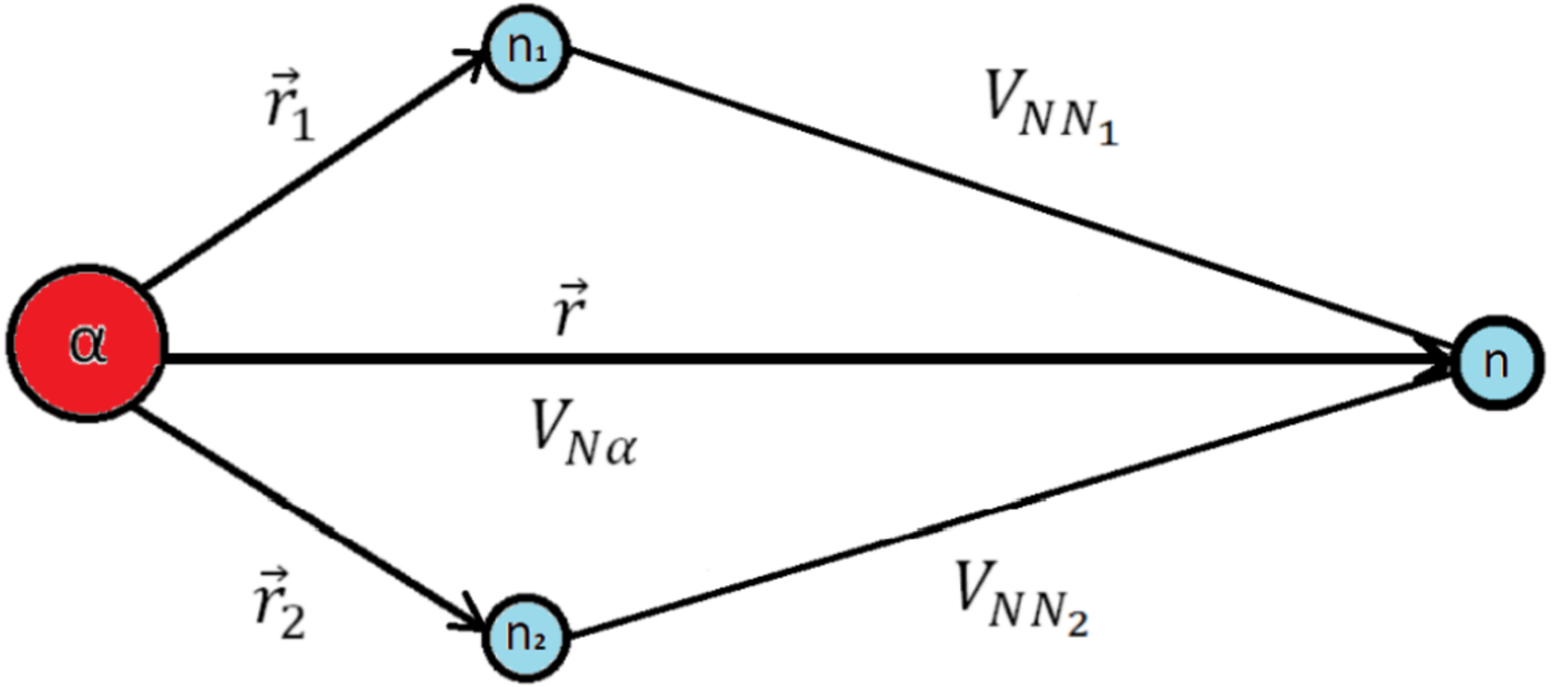
Энергия отсчитвается от порога $^{8}He(0^{+},2) + p$

Произвольная вариация потенциалов $V_{5/2}$ и $V_{3/2}$ (чистые канальные и изоспиновые состояния)

Модель потенциалов свертки. Четырехканальное рассмотрение рассеяния (6He+p).



Кластерная модель α-3N



$$V_{\alpha N}(r) = V_0^{(\alpha)} e^{\left(-r/r_0^{(\alpha)}\right)^2}$$

$$\mathrm{V_{NN_k}} = \mathrm{V_c}(|\vec{\mathrm{r}} - \vec{\mathrm{r}}_\mathrm{k}|)[\mathrm{a}_0 + \mathrm{a}_\sigma(\vec{\sigma}\vec{\sigma}_\mathrm{k}) + \mathrm{a}_\tau(\vec{\tau}\vec{\tau}_\mathrm{k}) + \mathrm{a}_{\sigma\tau}(\vec{\sigma}\vec{\sigma}_\mathrm{k})(\vec{\tau}\vec{\tau}_\mathrm{k})]$$

Калибровка потенциалов на «известный» резонанс 7He. Двухканальная задача.

$^{6}\mathrm{He}^{*}(2^{+},1)$ 1.797

$^{6}\mathrm{He}(0^{+},1)$ G.S.

$$\langle\, {}^{6}He(0^{+}) + n|V|\, {}^{6}He(0^{+}) + n\rangle = \frac{2}{3}\langle\, {}^{6}Li(0^{+}) + n|V|\, {}^{6}Li(0^{+}) + n\rangle +$$

$$+\frac{2\sqrt{2}}{3}\langle\, {}^{6}Li(0^{+}) + n|V|\, {}^{6}He(0^{+}) + p\rangle + \frac{1}{3}\langle\, {}^{6}He(0^{+}) + p|V|\, {}^{6}He(0^{+}) + p\rangle$$

$$\langle\, {}^{6}He(0^{+}) + n|V|\, {}^{6}He(2^{+}) + n\rangle =$$

$$= \frac{2}{3}\langle\, {}^{6}Li(0^{+}) + n|V|\, {}^{6}Li(2^{+}) + n\rangle + \frac{\sqrt{2}}{3}\langle\, {}^{6}Li(0^{+}) + n|V|\, {}^{6}He(2^{+}) + p\rangle$$

$$+\frac{\sqrt{2}}{3}\langle\, {}^{6}Li(2^{+}) + n|V|\, {}^{6}He(0^{+}) + p\rangle + \frac{1}{3}\langle\, {}^{6}He(0^{+}) + p|V|\, {}^{6}He(2^{+}) + p\rangle$$

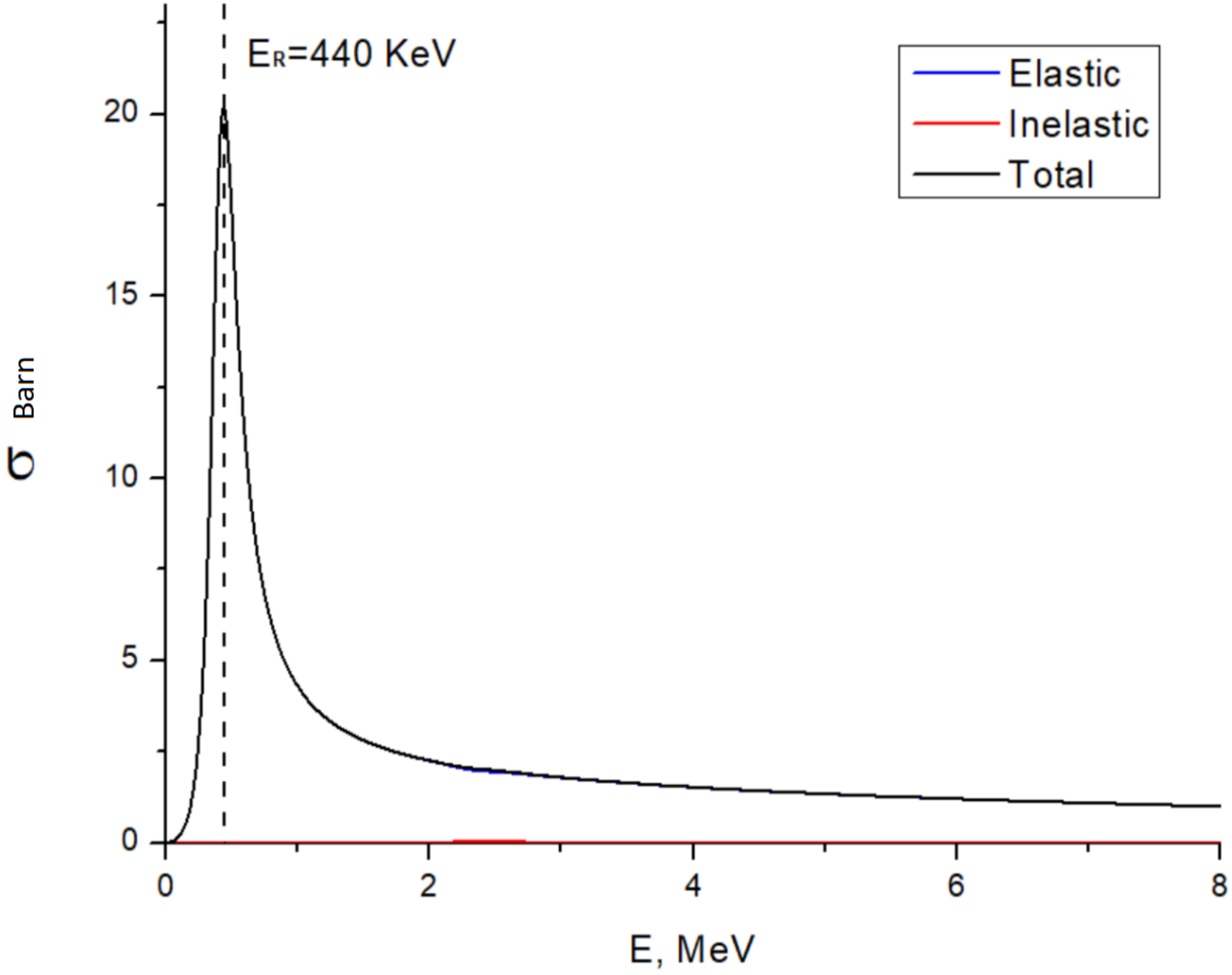
Результаты расчетов

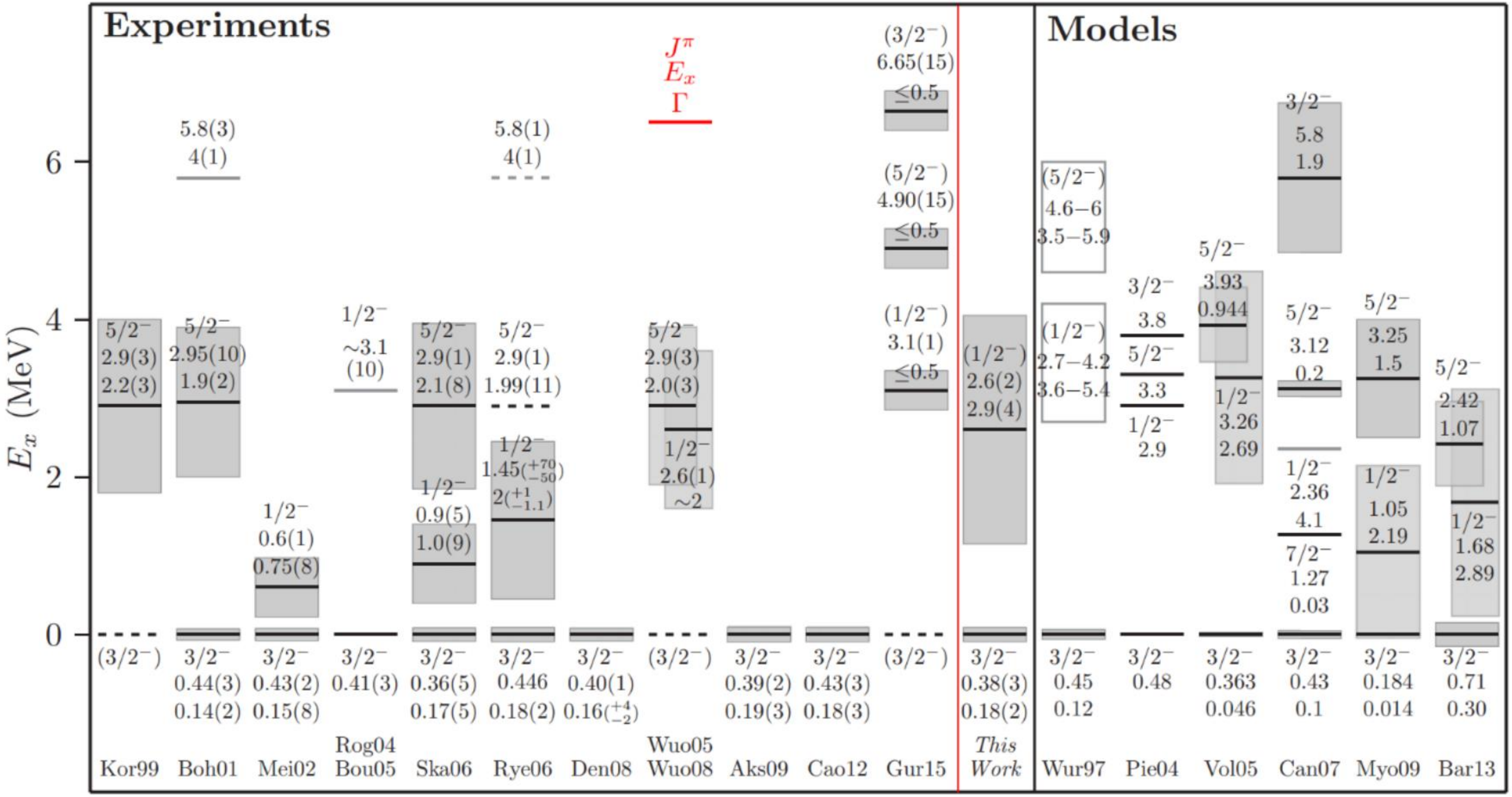
- Энергия резонанса Er ~ 0.44 МэВ

(Хорошее согласование с имеющимися данными)

- Ширина резонанса Г ~ 0.29 МэВ

(Результат не согласуется, известная из эксперимента ширина почти в 2 раза меньше)

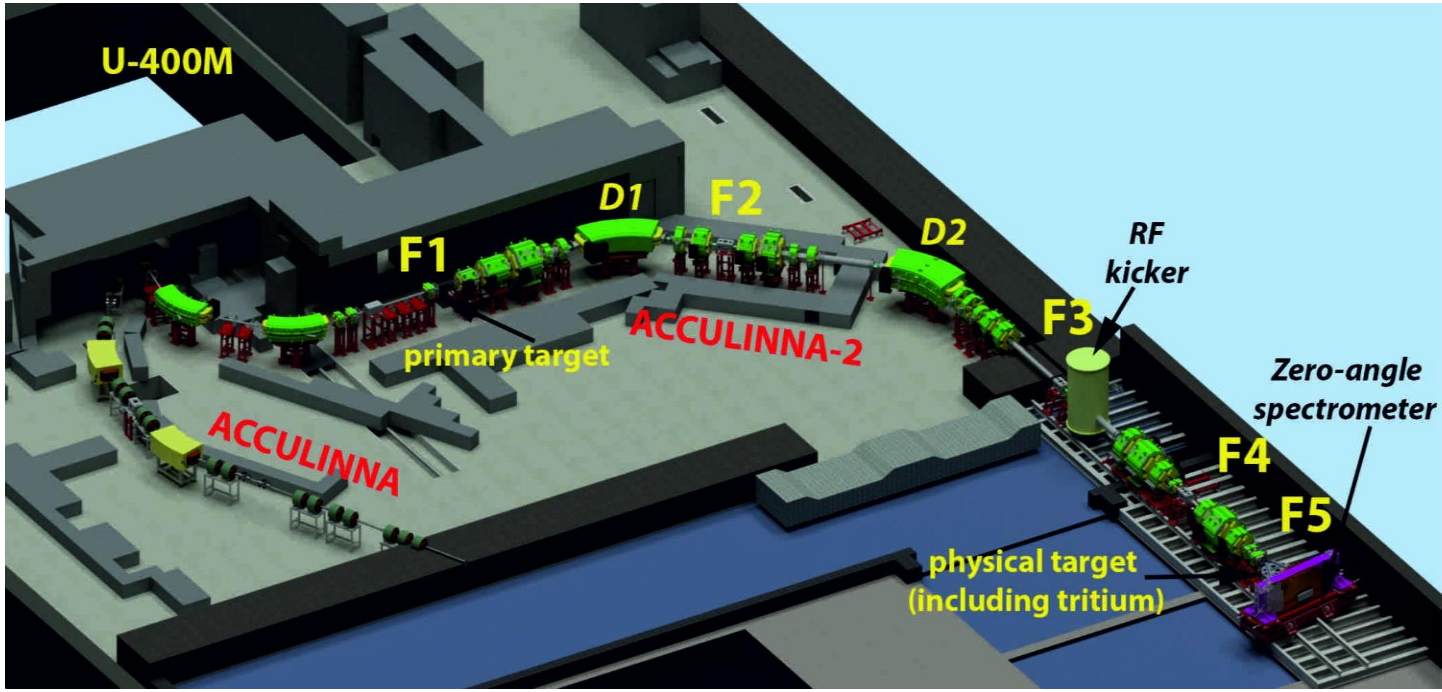




F. Renzi, R. Raabe et al. // Phys. Rev. C 94, 024619, 2016

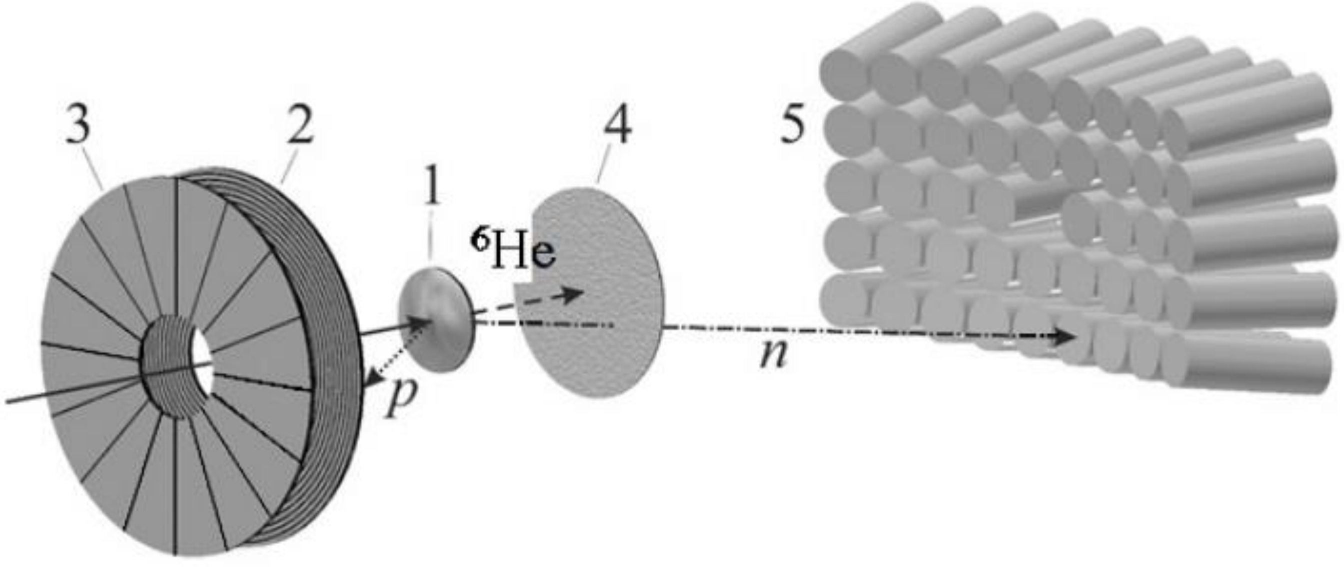
Эксперимент на Акулине 2 (ОИЯИ ЛЯР)

- Реакция 6He(d,p)7He
- Первичный пучок 11Be из тяжелоионного циклотрона U-400M 33.4 A МэВ. Бериллиевая производящая (первичная) тонкая мишень 1мм
- 29 A МэВ вторичный пучок 6He (чистота ~92%)
- Вторичная дейтронная мишень 6мкм (охлажденный до 26К газ при давлении 1.48 атм, ~5*10^20 атомов/см^2)



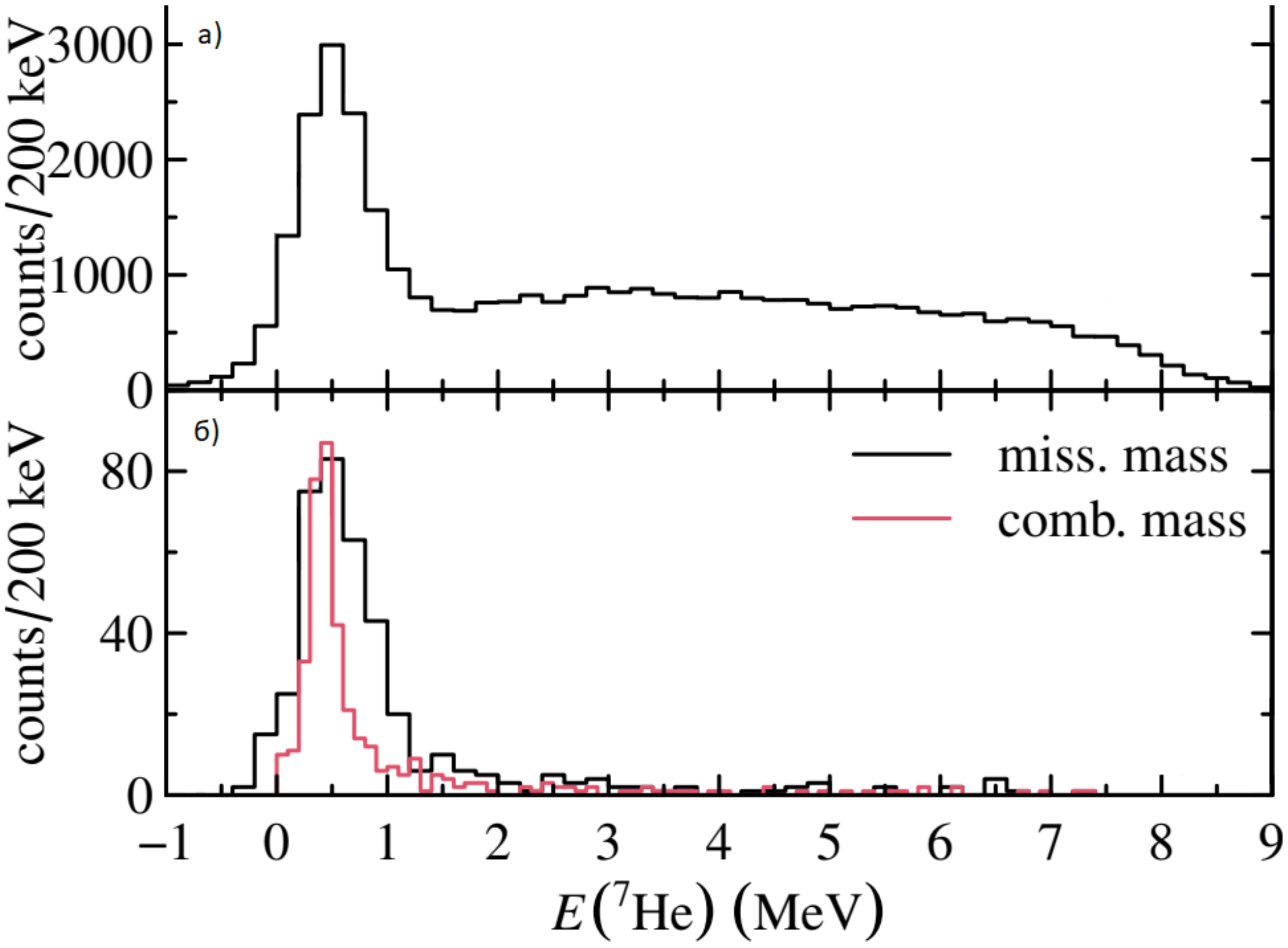
Экспериментальная установка

1) Дейтронная мишень
2) Двусторонний кремниевый телескоп, регистрирующий протоны, летящие назад
3) Вето детектор
4) Пластиковый ToF детектор
5) Стильбеновая стенка, регистрирующая нейтроны



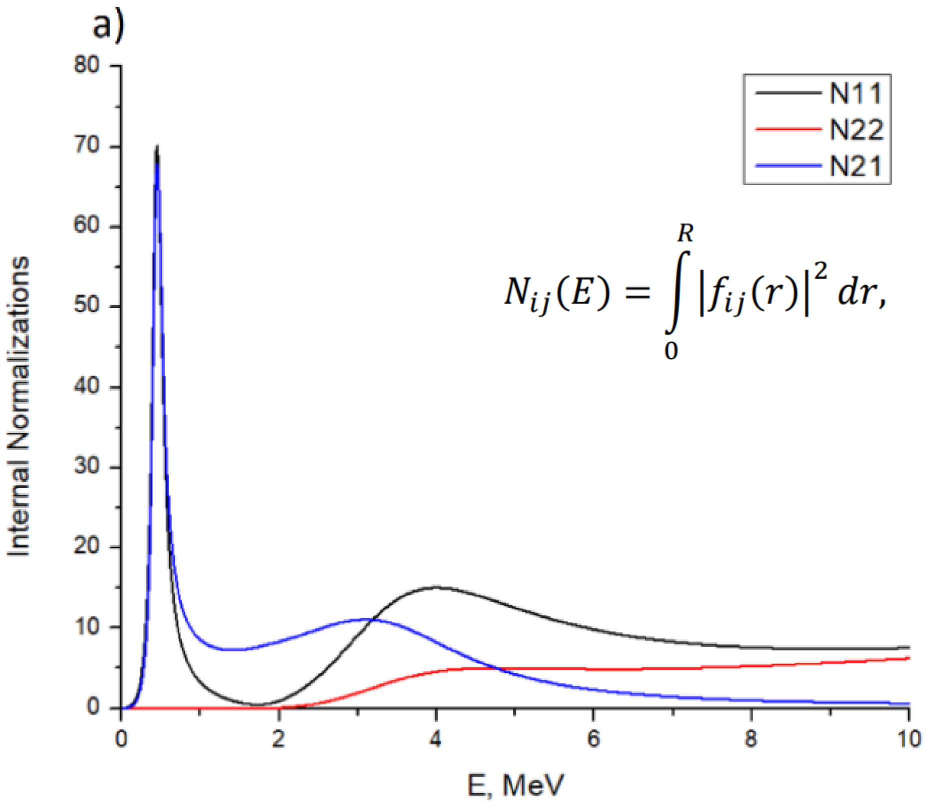
Полученные спектры

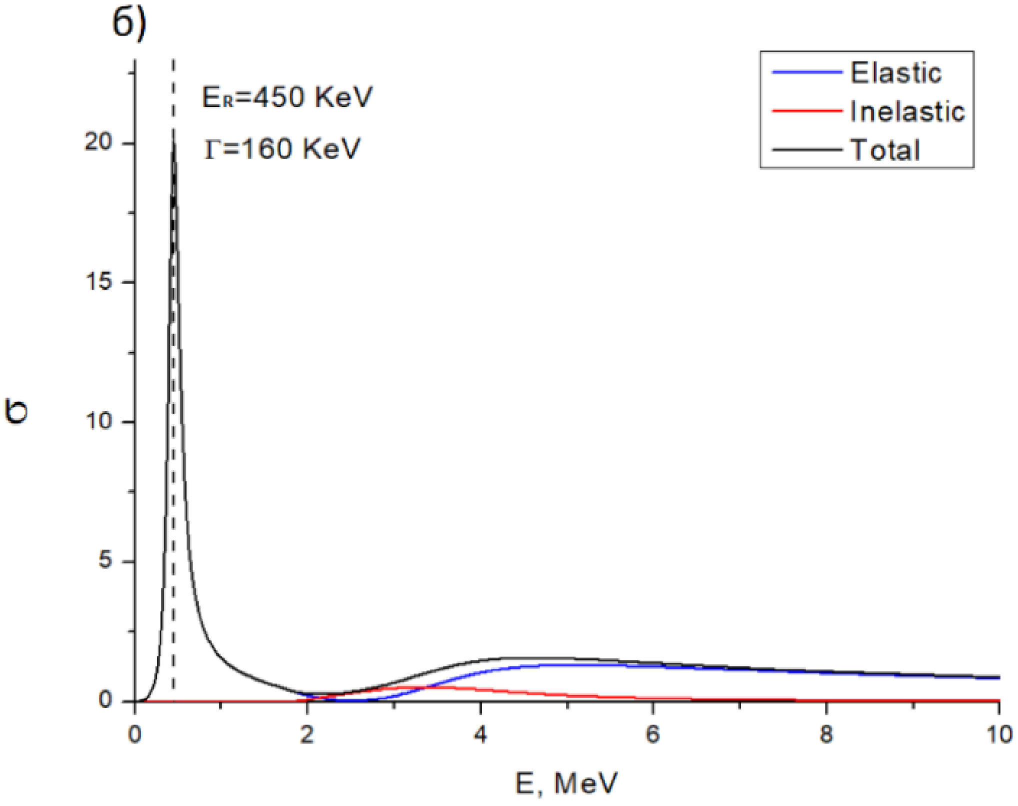
- а) Спектр недостающей массы
- б) Спектр комбинированной массы



Вариация межканальных потенциалов V11, V12 и V22
Общие закономерности, проявляющиеся в двухканальной задаче с порогом.

Подбор «идеальных» параметров потенциалов (1)

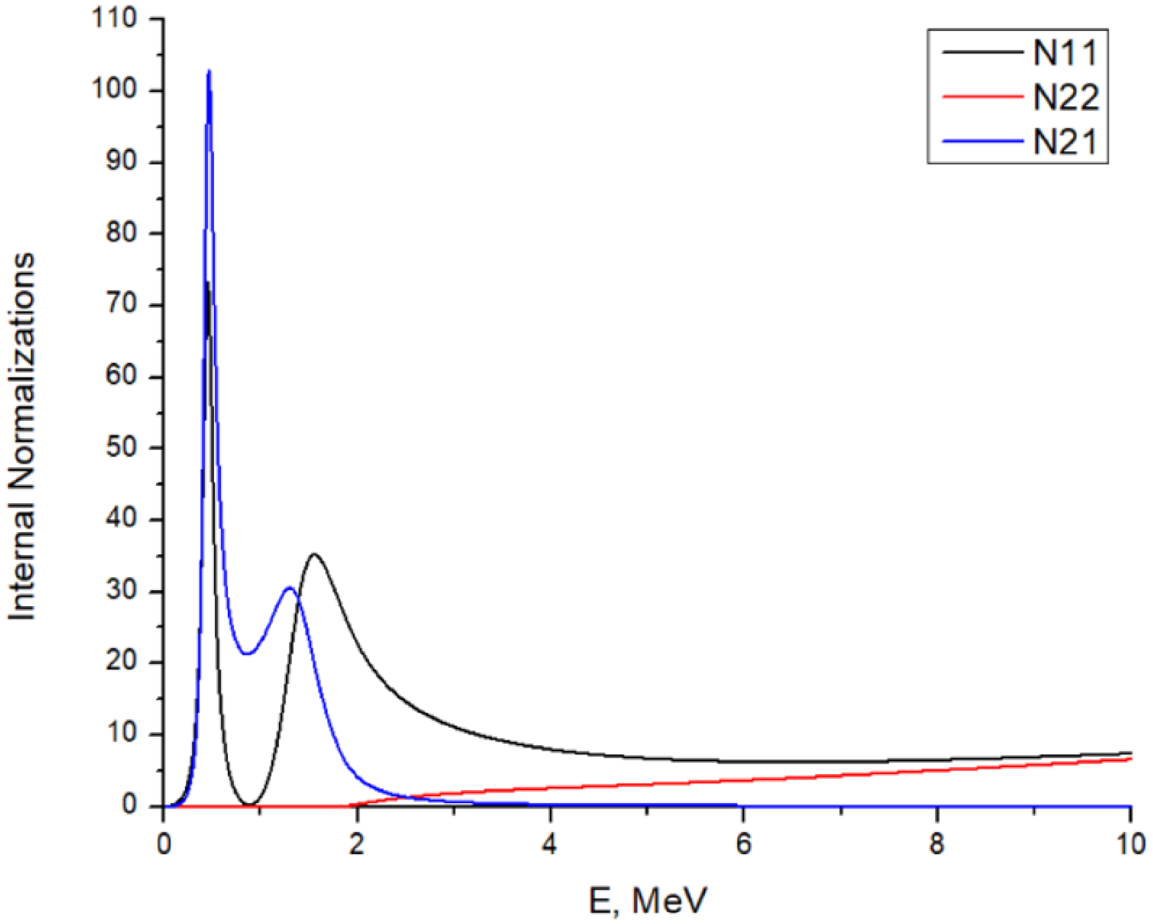




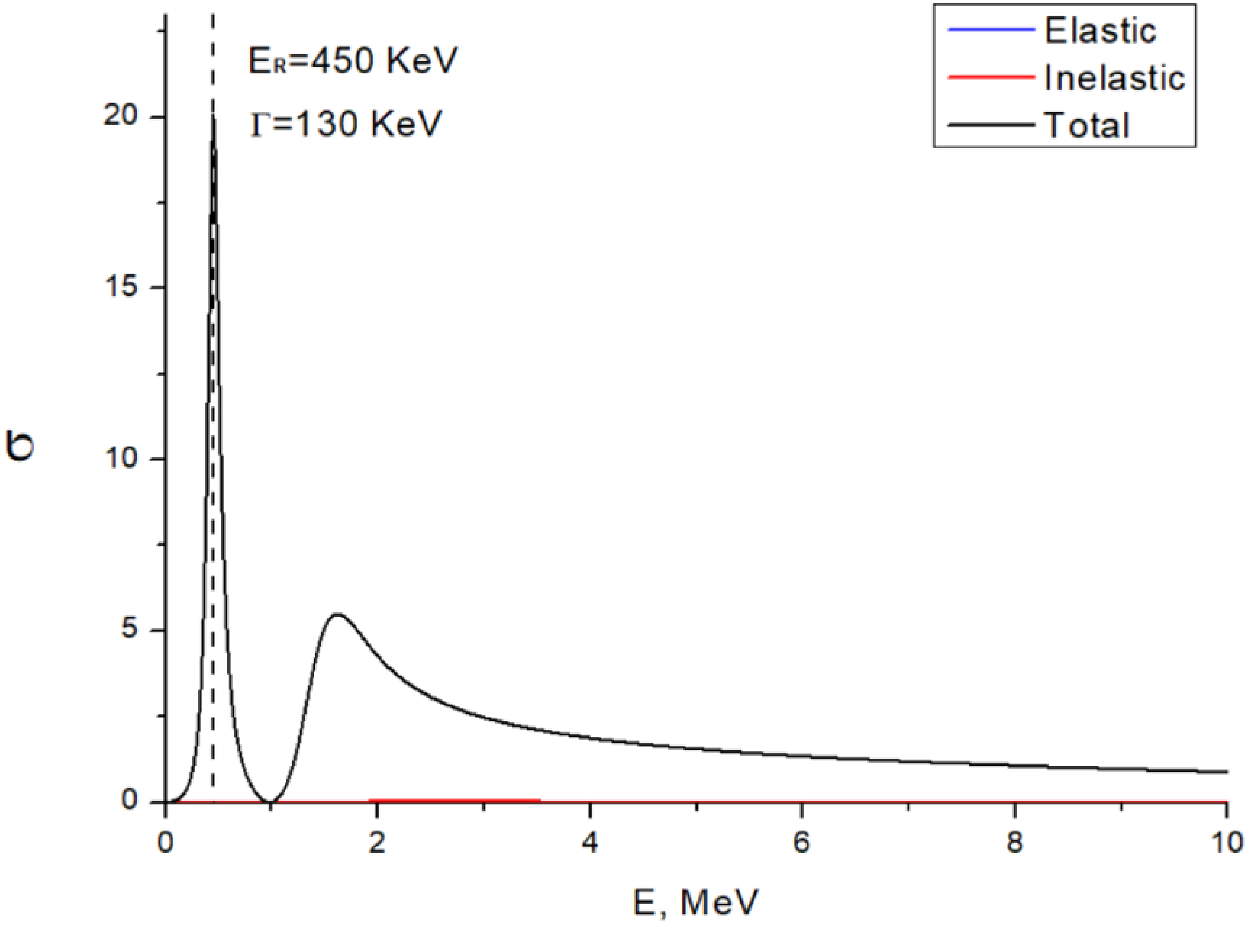
почти 50% примесь конфигурации $|\,{}^6\mathrm{He}(2^+) + n(p_{3/2})\rangle$ к $|\,{}^6\mathrm{He}(0^+) + n(p_{3/2})\rangle$

Подбор «идеальных» параметров потенциалов (2)

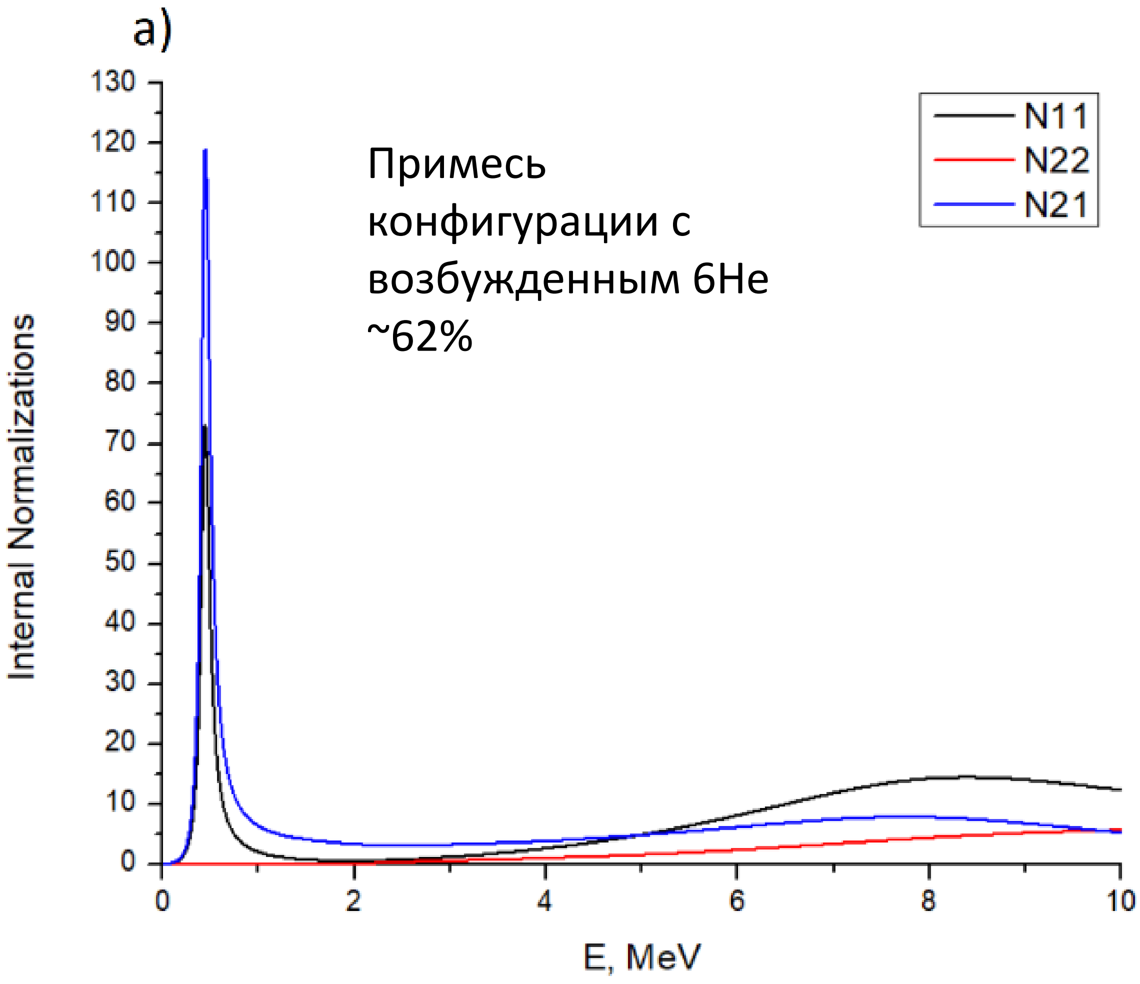
а)

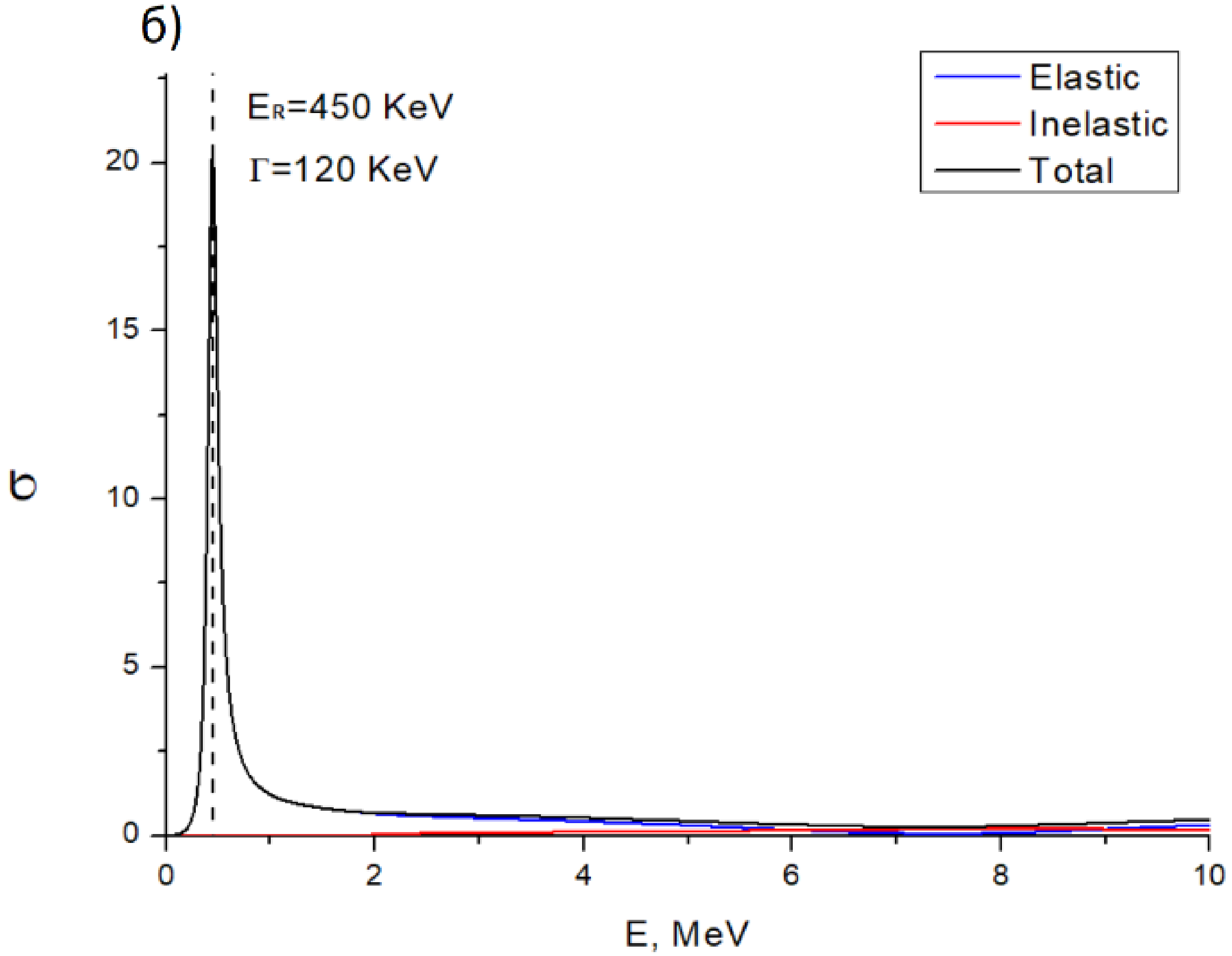


б)



Подбор «идеальных» параметров потенциалов (3)





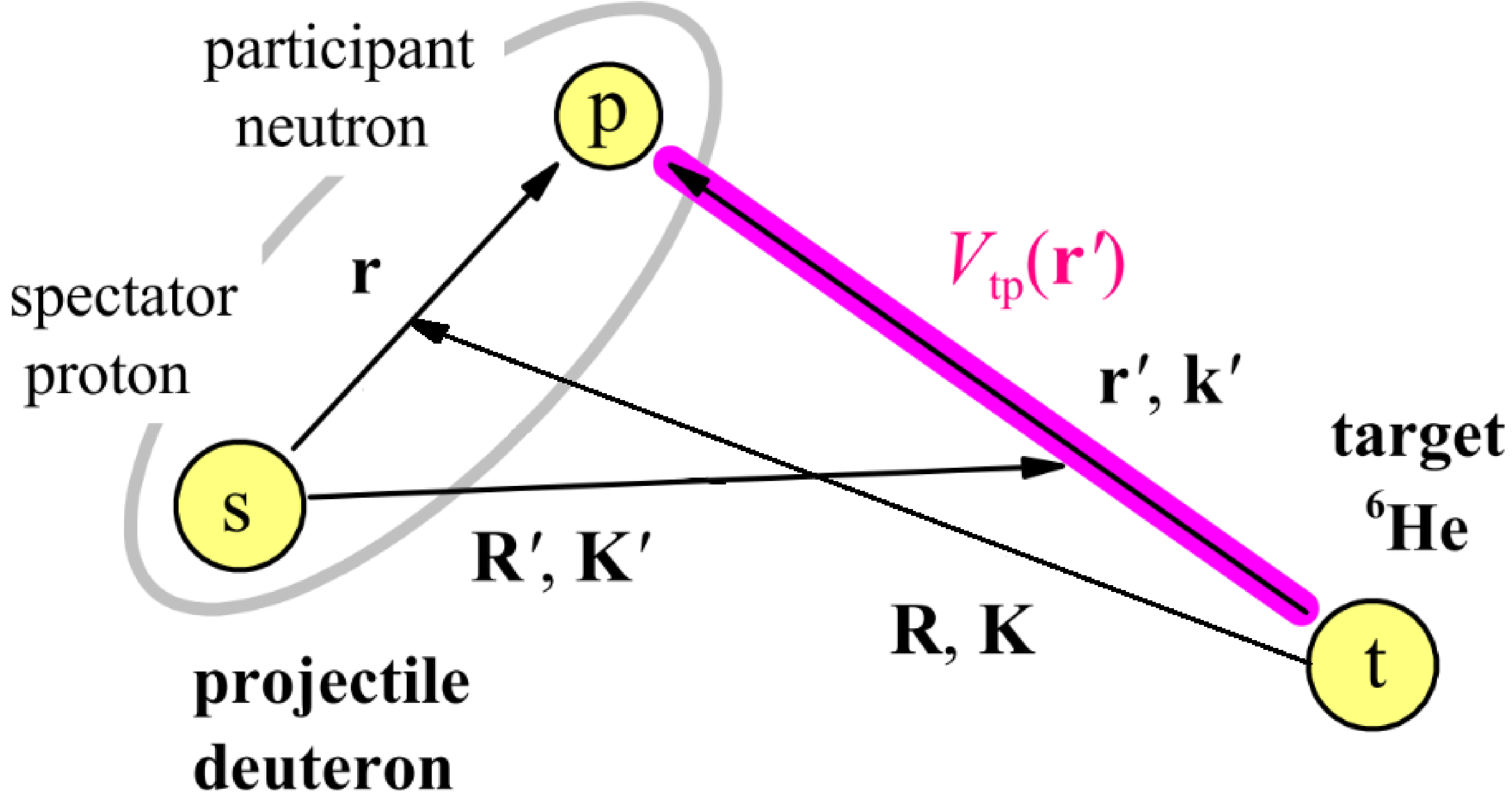
[15] S. Baroni, P. Navratil, S. Quaglioni. // Phys. Rev. C, 87, 034326, 2013

^{7}He J^π	^{6}He $- n(lj)$	NCSM	CK	VMC	GFMC	Exp.
$3/2_1^-$	$0^+ - p\frac{3}{2}$	$\boxed{0.56}$	0.59	0.53	0.565	0.512(18) [39]
						0.64(9) [53]
						0.37(7) [48]
$3/2_1^-$	$2_1^+ - p\frac{1}{2}$	0.001	0.06	0.006		
$3/2_1^-$	$2_1^+ - p\frac{3}{2}$	$\boxed{1.97}$	1.15	2.02		
$3/2_1^-$	$2_2^+ - p\frac{1}{2}$	0.12		0.09		
$3/2_1^-$	$2_2^+ - p\frac{3}{2}$	0.42		0.30		

При увеличении примеси второй конфигурации до значений, воспроизводящих данное соотношение, ширина падает до величины меньше 100 КэВ

Необходима более сложная модель с учетом антисимметризации трех нейтронов

QFS PWIA модель. Учет механизма реакции.



$$\mathbf{r}' = \mathbf{R} + \frac{M_s}{M_s + M_p}\mathbf{r} = \mathbf{R} + \alpha\mathbf{r}$$

$$\mathbf{R}' = -\frac{M_t}{M_t + M_p}\mathbf{R} + \frac{M_p(M_t + M_p + M_s)}{(M_s + M_p)(M_t + M_p)}\mathbf{r}$$

$$= -\beta\mathbf{R} + \gamma\mathbf{r}$$

$$\mathbf{K} = \frac{M_t}{M_b + M_t}\mathbf{K}_{\text{in}}$$

$$\mathbf{K}' = \frac{M_s}{M_b + M_t}\mathbf{K}_{\text{in}} - \mathbf{K}_{\text{out}}$$

Простая QFS PWIA модель. Учет механизма реакции.

Переходная амплитуда в приближении квазифри:

$$T_{fi}(\mathbf{K}',\mathbf{k}',\mathbf{K}) = \int d^3r\, d^3R\; \Psi^*_{tp}(\mathbf{k}',\mathbf{r}')\Psi^*_{s(tp)}(\mathbf{K}',\mathbf{R}')\, \underline{V_{tp}(\mathbf{r}')}\, \Psi_{sp}(\mathbf{r})\Psi_{t(sp)}(\mathbf{K},\mathbf{R})\,,$$

Плосковолновое приближение:

$$\boxed{\Psi_{t(sp)}(\mathbf{K},\mathbf{R}) = e^{i\mathbf{K}\mathbf{R}} \quad , \qquad \Psi^*_{s(tp)}(\mathbf{K}',\mathbf{R}') = e^{-i\mathbf{K}'\mathbf{R}'}\,.}$$

После всех преобразований имеем:

$$T_{fi}(\mathbf{K}',\mathbf{k}',\mathbf{K}) = T_{fi}(\mathbf{K}_{\mathrm{out}},\mathbf{k}',\mathbf{K}_{\mathrm{in}}) = T^{\dagger}_{\mathrm{QFS}}(\mathbf{k}',\mathbf{q}_2)\;\Phi_{sp}\,(\mathbf{q}_1)\;\;.$$

Где: $\Phi_{sp}(\mathbf{q}_1) = \int d^3r\; e^{-i\mathbf{q}_1\mathbf{r}}\,\Psi_{sp}(\mathbf{r})$ $\qquad T^{\dagger}_{\mathrm{QFS}}(\mathbf{k}',\mathbf{q}_2) = \int d^3r\,\psi^{\dagger}_{tp}(\mathbf{k}',\mathbf{r})V_{tp}(\mathbf{r})e^{-i\mathbf{q}_2\mathbf{r}}$

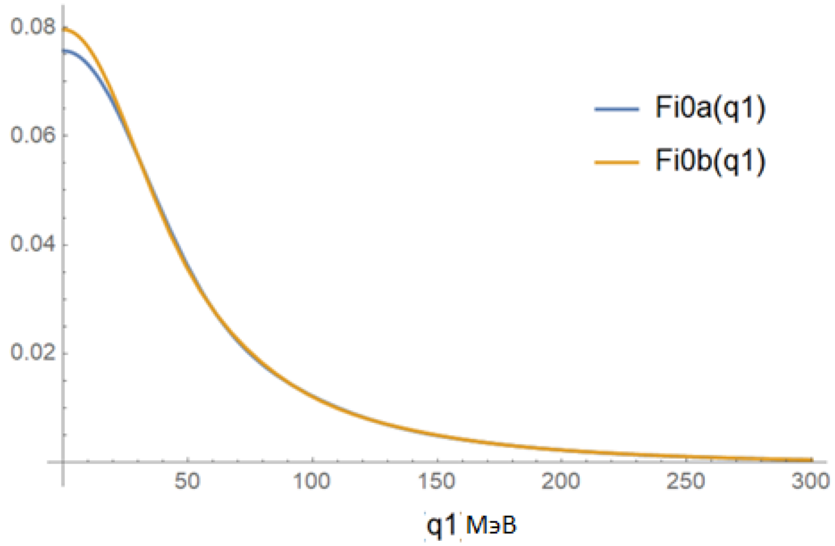
Фурье преобразование волновой функции дейтрона

Сопряженная T-матрица

Простая QFS PWIA модель. Учет механизма реакции.

$$\frac{d\sigma}{dE_T\, d\Omega_{cm}\, d\Omega_{k'}} = \frac{2\sqrt{M_{tp}^3 M_{s(tp)}^3 (E_K + Q - E_T) E_T}}{(2J_i+1) v_K (2\pi)^5} \sum_{M_i \mu'_s \mu'_p} \left| T_{fi,\mu'_s \mu'_p, J_i M_i}(\mathbf{K}', \mathbf{k}', \mathbf{K}) \right|^2$$

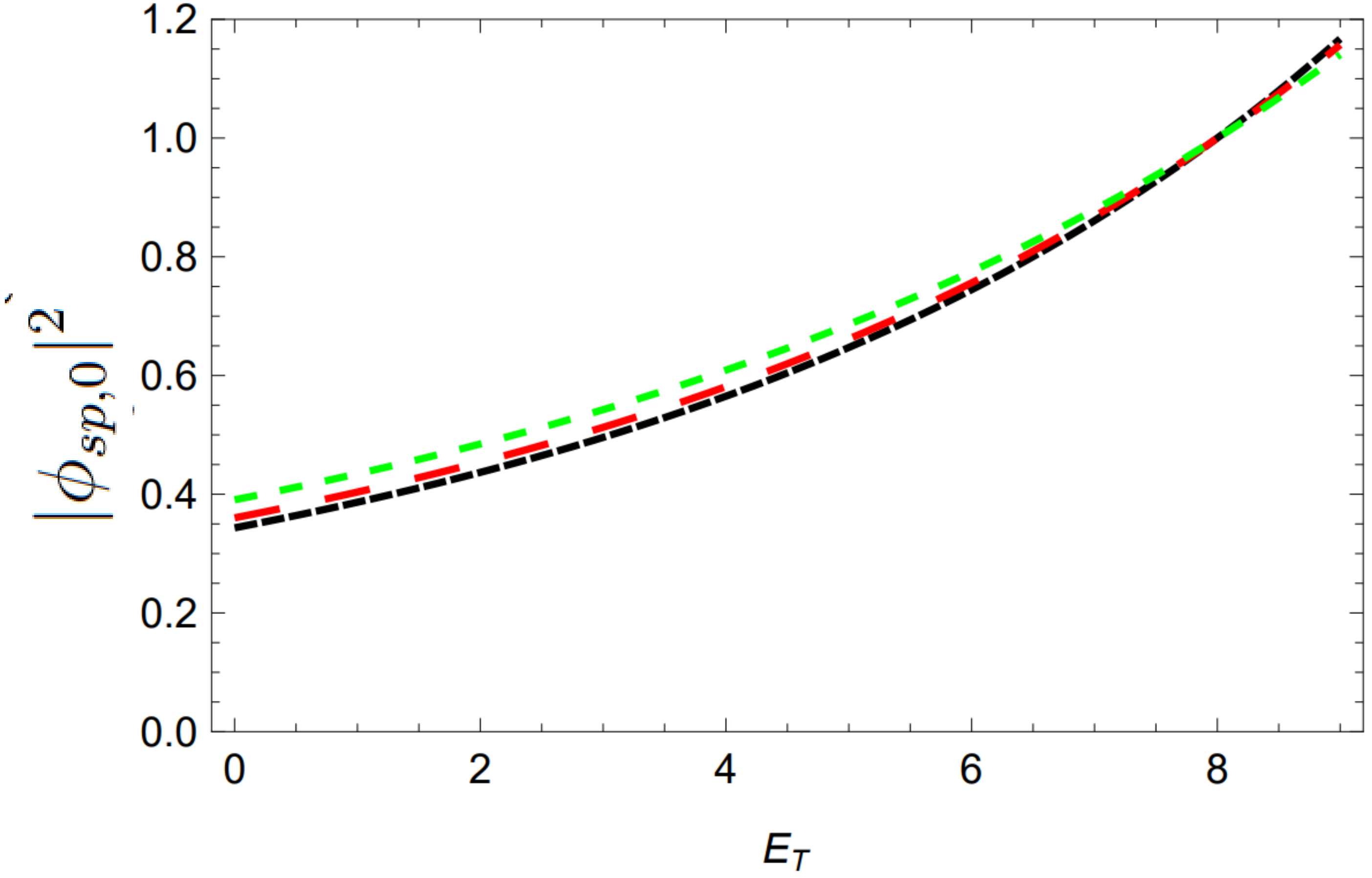
$$\frac{d\sigma}{dE_T d\Omega_{cm}} = \frac{\sqrt{M_{tp}^3 M_{s(tp)}^3 (E_K + Q - E_T) E_T}}{v_K} \frac{8}{\pi} \boxed{|\phi_{sp,0}(q_1)|^2} \sum_{jl} \boxed{|T_{jl}(q_2, k')|^2}$$



$$\phi_{sp,0}(q_1) = \frac{1}{q_1} \int dr\; F_0(q_1 r)\; \psi_{sp,0}(r)$$

$$T_{jl}(q_2, k') = \frac{1}{k'} \int dr\; F_l(q_2 r)\; V_{jl}(r)\; f_{jl}(k' r)$$

Дейтронный фактор



В рассматриваемом энергетическом диапазоне, фактор дейтрона меняет свое значение в 2 раза. Это необходимо учитывать в разговоре о спектроскопических свойствах состояний 7He.

Результаты по 7He

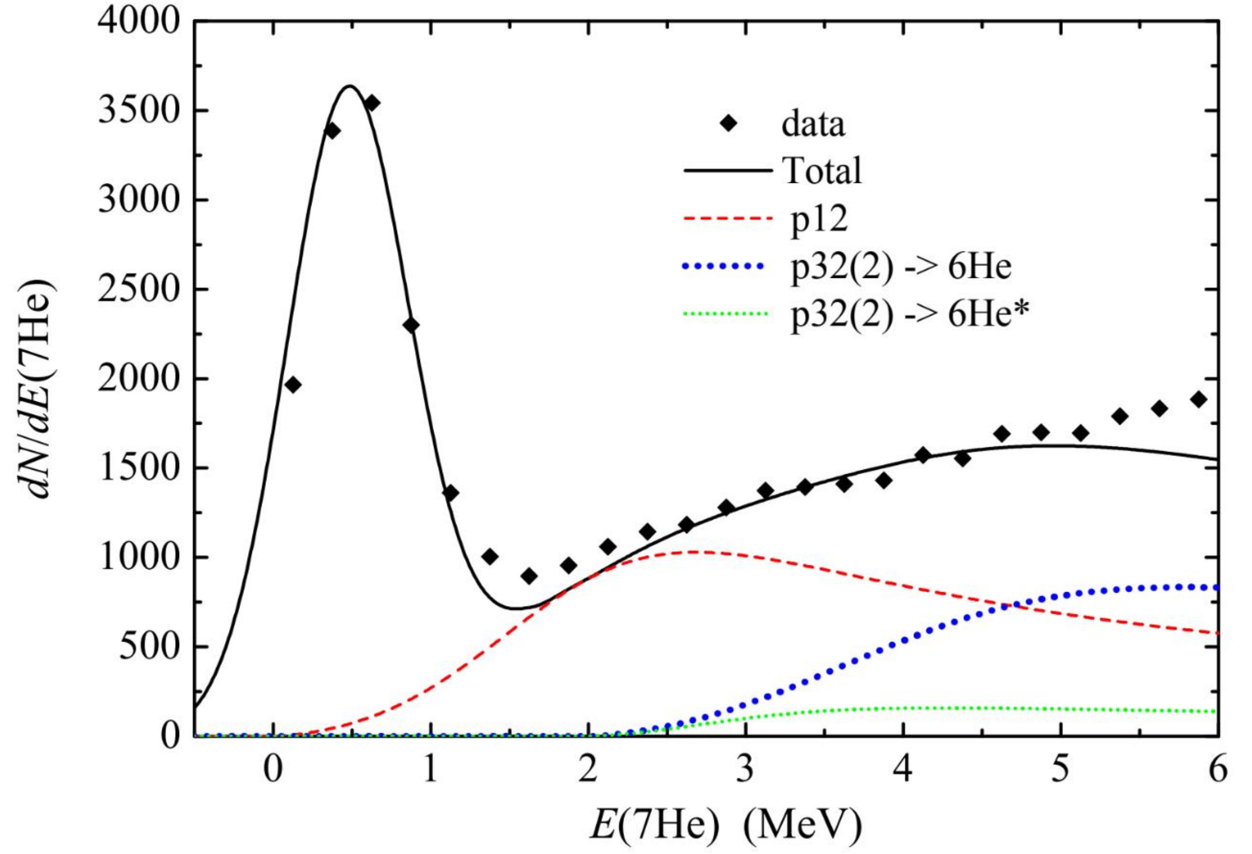
Показано, как в зависимости от величин недиагональных и диагональных потенциалов менялись примеси конфигурации $|\,{}^6\mathrm{He}(2^+) + n(p_{3/2})\rangle$ к $|\,{}^6\mathrm{He}(0^+) + n(p_{3/2})\rangle$ в основном состоянии ${}^7\mathrm{He}\,(3/2_1^-)$, и как это влияло на ширину данного состояния.

Подобраны новые наборы параметров NN-взаимодействия, наиболее удачно воспроизводящие энергетические характеристики резонанса.

Показано, что в отсутствии примеси конфигурации $|\,{}^6\mathrm{He}(2^+) + n(p_{3/2})\rangle$ полученная в рамках нашей модели ширина превышает экспериментальную в 1.5-2 раза.

Показано, что энергетическое положение состояния ${}^7\mathrm{He}\,(3/2_2^-)$ не коррелирует с величиной данной примеси.

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ



data
Total
p12
p32(2) -> 6He
p32(2) -> 6He*
dN/dE(7He)
E(7He) (MeV)
0
500
1000
1500
2000
2500
3000
3500
4000
0
1
2
3
4
5
6