АКАДЕМИЯ НАУК СССР

УФН 1990

том сто шестидесятый

Журнал издается с апреля 1918 г.

<u>Август 1990 г.</u> УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.126.33

мюонный катализ и ядерный бридинг

С. С. Герштейн, Ю. В. Петров, Л. И. Пономарев

(Институт физики высоких энергий, Протвино;

Ленинградский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова АН СССР; Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва)

СОДЕРЖАНИЕ

1.	Идея мюонного катализа	3
.2.	Проблема ядерной энергии	7
3.	Мюонно-каталитический гибридный реактор	10
4.	Современное состояние исследований мюонного катализа	14
	4.1. Образование мезоатомов и каскалные переходы в них. 4.2. Мезоатомные	
	процессы. 4.3. Образование мезомолекул. 4.4. Уровни энергии мезомолекул	
	4.5. Резонансный механизм образования мезомолекул. 4.6. Релятивистская	
	структура уровней энергии мезомолекул. 4.7. Резонансное образование мезо-	
	молекул ddu и dtu. 4.8. Каскадные переходы в мезомолекулах. 4.9. Ялерные	
	реакции в мезомолекулах. 4.10. Прилидание и стряхивание мюонов 4.11 Ки-	
	нетика процессов мюонного катализа.	
5	Физические приложения мюонного катализа	31
	51 Структура легких ядер 52 Поляризация вакуума 53 Мезомолекулярные	0.
	процессы и физика слабых взаимолействий 54 физика атомых столичове-	
	ний 55 Развитие писленных метолов	
6	and the factor of the factor and the folder.	35
Π.		27
		20
U		90

I. Идея мюонного катализа. Идея мюонного катализа ядерных реакций синтеза, или просто *мюонного катализа* (µ-катализ, muon catalyzed fusion, MCFusion, MCF, μ CF)⁽¹⁾ чрезвычайно проста и естественна [1]. Отрицательно заряженный мюон µ⁻ (нестабильная частица с временем жизни $\tau_{\mu}=2,2\cdot10^{-6}$ с и массой $m_{\mu}=206,769m_{e}$), попадая в смесь изотопов водорода, образует там *мезоатомы* р µ, d µ и t µ, которые, сталкиваясь затем с молекулами H₂, D₂ и T₂ (а также HD, HT и DT), образуют *мезомолекулы* рр µ, рd µ, pt µ, dd µ, dt µ и tt µ (или, точнее, мезомолекулярные ионы (pp µ)⁺, (pd µ)⁺ и т. д.).

Поскольку мюон примерно в 200 раз тяжелее электрона, то размеры мезомолекул во столько же раз меньше размеров молекулярных ионов H_2^+ , HD⁺ и т. д., в которых ядра удалены друг от друга в среднем на расстояние в две атомных единицы $\sim 2a_0 = 2\hbar^2/m_e e^2 \approx 10^{-8}$ см. В мезомолекулах ядра удалены на расстояние примерно в две мезоатомных еди-

[T. 160

ницы $\sim 2a_{\mu} = 2\hbar^2/m_{\mu}e^2 \approx 5 \cdot 10^{-11}$ см. На такое расстояние сближаются ядра изотопов водорода при кинетической энергии $\sim 3 \text{ кэB} \approx 3 \cdot 10^7$ К, которая сравнима с температурой, достигнутой в современных термо-ядерных установках (рис. 1).

После образования мезомолекул dd μ , dt μ и tt μ чрезвычайно быстро [2, 3], за времена $\tau = 10^{-9} - 10^{-12}$ с, происходит слияние их ядер за счет сильного взаимодействия, в реакциях

$$\begin{array}{ll} d + d \rightarrow {}^{3}\text{He} + n + 3,3 \text{ M} \Rightarrow \text{B}, & (1a) \\ & \rightarrow t + p + 4,0 \text{ M} \Rightarrow \text{B}, & (1a) \\ d + t \rightarrow {}^{4}\text{He} + n + 17,6 \text{ M} \Rightarrow \text{B}, & (16) \\ t + t \rightarrow {}^{4}\text{He} + 2n + 11,3 \text{ M} \Rightarrow \text{B}. & (1B) \end{array}$$

В мезомолекулах pd μ и pt μ сравнительно малая скорость (~10⁶ c⁻⁴) реакции

$$p+d \rightarrow ^{3}He+\gamma+5,4 M \rightarrow B,$$
 (1r)

$$p+t \rightarrow^{*} He + \gamma + 20 M \Im B \tag{1}$$

определяется электромагнитным взаимодействием⁽²⁾.

Поскольку в мезомолекулах реакции (1) идут в присутствии мюона μ^{-} , то для каждой из них возможны два исхода, а именно, мюон может или освободиться, или же образовать мезоатом гелия, например:

$$dt \mu - \downarrow \longrightarrow {}^{4}He + n + \mu^{-}, \qquad (2a)$$

$$\longrightarrow \mu \,^{4}\text{He} + n,$$
 (26)

$$pd\mu \longrightarrow {}^{3}He + \mu^{-},$$
 (2B)

$$\mu^{3}\text{He} + \gamma$$
, (2r)

$$dd \mu - - \downarrow \longrightarrow {}^{3}He + n + \mu^{-}, \qquad (2\pi)$$

Вероятность ω_s образования мезоатомов μ ⁴Неи μ ³Не (точнее, мезоионов (μ ⁴He) ⁺ и (μ ³He) ⁺) называют *коэффициентом прилипания*. Мюон, прилипающий к ядру гелия, распадается, а освободившийся мюон с вероятностью $1 - \omega_s$ может вновь катализировать последовательность реакций, например, $\mu^- \rightarrow t \mu \rightarrow dt \mu \rightarrow {}^{*}He + n + \mu^{-}$. Часть из них была изучена экспериментально и теоретически в десятилетие 1957—1967 гг. [4—27]. Первый обзор этих исследований был дан в «УФН» в 1960 г. Я. Б. Зельдовичем и С. С. Герштейном [28] (исторические детали можно найти также в работах [29—33]). Дальнейшее развитие этой области физики можно проследить по обзорам [34—55].

Новейшее развитие мюонного катализа связано с изучением мезоатомных и мезомолекулярных процессов в смеси дейтерия и трития.

Цикл мюонного катализа в смеси D_2+T_2 , рассмотренный впервые теоретически в 1957 г. [56], сразу же после знаменитого опыта Алвареса [4], удобно представить на схеме рис. 2, где введены обозначения: ω_s — вероятность прилипания мюона к гелию в реакции (26), $\lambda_t = 1/\tau_t$ скорость ядерной реакции синтеза (16) в мезомолекуле dt μ , λ_a —скорость образования мезоатомов d μ и t μ , $\lambda_{dt\mu}$ — скорость образования мезомолекул dt μ , λ_{dt} — скорость перехода мюона от дейтерия к тритию в реакции изотопного обмена

(3)

Изотопическая разность уровней мезоатомов $d\mu$ и $t\mu$ составляет $\Delta E_{dt} = 48$ эВ, что существенно превышает среднюю кинетическую энер-

гию мезоатомов при комнатной температуре $\varepsilon_{\rm T} = (3/2) kT \approx 0.04$ эВ (рис. 3). Поэтому реакция (3) носит необратимый характер. Ее скорость при плотности трития $N_0 = 4.25 \cdot 10^{22}$ ядер/см³ (плотность жидкого водорода) равна $\lambda_{\rm dt} \approx 2.8 \cdot 10^8$ с⁻¹.

Скорость образования мезоатомов $\lambda_a \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ значительно больше скоростей λ_{dt} и $\lambda_{dt\mu}$ (~3·10⁸ c⁻¹), поэтому скорость цикла мюонного катализа λ_c практически не зависит от λ_a .



Рис. 1. Схема преодоления кулоновского барьера при синтезе ядер в мезомолекуле (а) и при столкновении ядер (б). r* — точка остановки

Рис. 2. Основной цикл мюонного катализа в смеси дейтерия и трития

(6)

При указанном соотношении скоростей время цикла μ - к а т а л йтз $= 1/\lambda_c \varphi$ ($\varphi = N/N_0$ — относительная плотность смеси $D_2 + T_2$) складывается главным образом из времени пребывания мюона в основном состоянии $t\mu$ -атомов ($\lambda_{dt\mu}C_d$)⁻¹ и $d\mu$ -атомов ($C_dq_{1s}/\lambda_{dt}C_t$)⁻¹. Скорость цикла λ_c , приведенная к плотности $\varphi = 1$, приближенно равна:

$$\frac{1}{\lambda_{\rm c}} \approx \frac{1}{\lambda_{\rm dt}\mu C_{\rm d}} + \frac{C_{\rm d}q_{\rm 1s}}{\lambda_{\rm dt}C_{\rm t}},\tag{4}$$

где C_{d} и C_{t} — концентрации ядер дейтерия и трития в смеси ($C_{d}+C_{t}=1$), а $q_{1s} < 1$ — некоторый коэффициент, смысл которого будет пояснен ниже.

Число циклов мюонного катализа X_c, осуществляемых одним мюоном за время его жизни τ_{μ} , обратно пропорционально вероятности ухода мюона из цикла вследствие распада или прилипания к гелию:

$$X_{\rm c} \approx \left(\omega_{\rm s} + \frac{\lambda_0}{\lambda_{\rm c} \varphi}\right)^{-1},\tag{5}$$

где $\lambda_0 = 1/\tau_{\mu} = 0.46 \cdot 10^6$ с⁻¹ – скорость распада мюона согласно реакции

 $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_{\mu} + \bar{\nu}_e.$

IT. 160

(8)

Легко видеть, что $X_c \gg 1$, если одновременно $\omega_s \ll 1$ и $\lambda_0 / \lambda_c \phi \ll 1$, т. е. $\{\lambda_{dt\mu}, \lambda_{dt}\} \gg \lambda_0.$

Скорость синтеза в мезомолекуле можно оценить приближенно по формуле⁽³⁾ $(a_{\mu} = \hbar/m_{\mu}e^2, m_{\mu} = 206,769 m_e, m_e - масса e = \hbar = m_e = 1)$ электрона,

$$\lambda_{\rm f} \approx A \frac{1}{4\pi a_{\mu}^3} \exp\left[-\pi \left(2Mr^*\right)^{1/2}\right],$$
(7)

где A — константа ядерной реакции (16), $M = (M_d^{-1} + M_t^{-1})^{-1}$ — приведенная масса системы d+t, а r*- расстояние до точки остановки (см. рис. 1). Значение λ_t критически зависит от вероятности подбарьерного тунеллирования, которая определяется в основном значениями масс частиц M_{d} , M_{t} и m_{μ} , а также значением r^{*} .



По сравнению со скоростью (7) реакции (16) скорость λ_{f}^{coll} аналогичной реакции «на лету», т. е. минуя стадию образования мезомолекул dt µ,

пренебрежимо мала и даже при энергиях столкновения Е~5 кэВ приближенно равна $(a_0 = \hbar^2/m_e e^2)^{(4)}$

$$\lambda_{\rm f}^{\rm coll} \approx \left(\frac{a_{\mu}}{a_0}\right)^3 \lambda_{\rm f} \approx \left(\frac{m_{\rm e}}{m_{\mu}}\right)^3 \lambda_{\rm f} \approx 10^{-7} \lambda_{\rm f}. \tag{9}$$

По этой причине реакция образования мезомолекул в цикле мюонного катализа является ключевой, а скорость цикла (6) λ определяется

в значительной степени скоростью $\lambda_{dt\mu}$ образования мезомолекул dt μ . В табл. І представлены значения ω_s , λ_r и λ_m для различных циклов и-катализа с участием изотопов p, d и t, известные в настоящее время с разумной точностью из всей совокупности экспериментальных и теоретических результатов.

Легко видеть, что только для случая мезомолекулы dt µ выполнены все условия, обеспечивающие большое число циклов мюонного катализа

Мезомолекулы	ω _s	λ _m , c-1*)	λ _i , c-1	λ _{ab} , c ^{-1**})	Энерговыделе- ние Q, МэВ
pd µ pt µ dd µ dt µ tt µ	$\begin{array}{c} 0,99\\ 0,94\\ 0,12\\ 0,43\cdot 10^{-2}\\ 0,14\end{array}$	$5,8\cdot10^{6} \\ 6,8\cdot10^{6} \\ \sim 4\cdot10^{8} \\ \sim 3\cdot10^{8} \\ 3\cdot10^{6}$	$2, 6 \cdot 10^{5} \\ 0, 7 \cdot 10^{5} \\ 4, 3 \cdot 10^{8} \\ 1, 2 \cdot 10^{12} \\ 1, 5 \cdot 10^{7}$	$\begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$	5,4 20 3,3 17,6 11,3

Таблица I. Основные характеристики процессов мюонного катализа

*) Скорости образования мезомолекул λ_m приведены при плотности φ=1, комнатной температуре 300 К и усреднены по внутренним переменным частиц. **) Для симметричных систем вместо скоростей λ_{ab} процессов изотопного обмена аμ+b-эa+bμ при-

ведены скорости переворота спина dµ (\uparrow \uparrow) \rightarrow dµ (\uparrow \downarrow) и tµ (\uparrow \uparrow) \rightarrow tµ (\uparrow \downarrow).

в смеси D_2+T_2 . При реалистических параметрах $\varphi = 0.6$, $q_{1s} \approx 0.5$ и $C_t = 0.4$ согласно формулам (4) и (5) находим: $\lambda_c \approx 0.8 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$, $X_c \approx 100$.

Максимальное значение X_c, измеренное в настоящее время в жидкой и твердой смесях дейтерия и трития, соответственно равно

 $X_{\rm c} = 150 \pm 20 \, (\varphi = 1, 2)$

(Коллаборация «Лос-Аламос, Прово, Айдахо»),

 $X_{\rm c} = 114 \pm 10$ ($\varphi = 1,2$), = 124 ± 10 ($\varphi = 1,45$)

(Коллаборация «Виллиген, Вена, Мюнхен, Беркли, Лос-Аламос».

Таким образом, в смеси дейтерия и трития один мюон может каталидировать свыше 100 реакций синтеза и освободить при этом $X_c Q \sim ~2$ ГэВ энергии и X_c -нейтронов. Выделившейся энергии все еще недостаточно, чтобы покрыть энергетические затраты на рождение на ускорителе отрицательного мюона (5—10 ГэВ для пучка дейтронов [72]), и общий баланс энергии остается отрицательным даже при $X_c = 100$ [29, 56]. Чистый мюонный катализ может стать коммерчески выгодным способом производства энергии лишь при $X_c \sim 10^4$.

Ситуация меняется, если нейтроны, выделившиеся в реакции (2a), с начальной энергией 14,1 МэВ, будут использованы для получения энергии деления и расширенного воспроизводства ядерного топлива (nuclear breeding) в реакциях

$$n + {}^{238}U \longrightarrow {}^{239}P_{11}$$
 (10)

Расчеты показывают [67], что один нейтрон может осуществить примерно одно деление и произвести 2,5 ядра плутония, в которых запасена энергия $2,5 \cdot 200 \cdot 1,7 \approx 800$ МэВ (с учетом коэффициента умножения плутония 1,7 при сжигании его в тепловых ядерных реакторах за счет наработки дополнительного плутония). Общая тепловая энергия, освобождаемая одним мюоном при $X_c = 100$, составляет, таким образом, $(0,2+0,8) \cdot 100 \approx 100$ ГэВ, кроме того, высокоэнергетичные нуклоны исходного пучка после рождения мезонов тоже взаимодействуют с. ураном, повышая полный выход энергии до 180 ГэВ, что значительно превышает энергию, затраченную на рождение мюона (~8 ГэВ). По сравнению с этой энергией энергия самого dt-синтеза пренебрежимо мала (~1%).

Эти теоретические заключения, сделанные впервые в 1977—78 гг, [57—59, 67, 72], возродили интерес к мюонному катализу [60—66] и побудили серьезно рассмотреть все возможности использовать его как альтернативный способ получения ядерной энергии и нейтронов ⁽⁵⁾ [68—69].

2. Проблема ядерной энергии. Известно только два пути освобождения ядерной энергии: деление и синтез (fission and fusion), причем для целей энергетики реализован только первый из них. В наиболее важной реакции деления легкого изотопа урана ²³⁵U при поглощении им медленных нейтронов

$$n_{(медл.)} + {}^{235}U \rightarrow осколки + 200 MэB + v_fn$$
(11)

выделяется v_t нейтронов и энергия почти в 50 миллионов раз большая, чем при сжигании одного атома углерода (C+O₂→CO₂+4,2 эB). Эта реакция используется уже давно в ядерных реакторах и (увы!) в атомных бомбах, и проблема состоит лишь в том, что общее количество ²³⁵U

ВЫП. 8]

8

на Земле ограничено: его разведанные и доступные запасы (при приемлемом на сегодня уровне затрат на их добычу) не превышают 50 тыс. тонн, поскольку в природном уране его доля составляет всего 0,72%, а остальное приходится на долю ²³⁸U.

Тепловая мощность современной мировой энергетики составляет $\approx 3.10^{20}$ Дж (тепл.)/год, из которых -30% идет на производство электричества, т. е. 10^{20} Дж.

В 1 г урана содержится $6,02 \cdot 10^{23}/235 \sim 3 \cdot 10^{21}$ ядер урана, или $3 \cdot 10^{21} \cdot 200 \text{ МэВ} \times 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж/МэВ} \approx 10^{41} \text{ Дж/г тепловой энергии. Таким образом, чтобы обеспечить производство всей современной электроэнергии мира (сейчас АЭС обеспечивают только 17% электроэнергии), необходимо <math>10^{20} \text{ Дж}/10^{11} \text{ Дж} \cdot 10^9 \text{ г} = 1000 \text{ т}^{235} \text{U/год, т. е. при таком темпе потребления}^{235} \text{U}$ будет исчерпан уже через 50 лет, а с учетом роста потребностей в электроэнергии — еще быстрее.

Известен и путь решения этой проблемы: необходимо вначале с помощью реакции

$$n + {}^{238}U \rightarrow {}^{239}U + \gamma \rightarrow {}^{239}Pu + 2e^- + 2\bar{v}_e$$
 (12)

превратить тяжелый изотоп урана в делящийся изотоп плутония, который затем можно «сжигать» в ядерных реакторах на тепловых нейтронах — точно так же, как и легкий изотоп урана ²³⁵U.

Путь этот реализован в так называемых реакторах-размножителях (breeder'ax), которые, в отличие от обычных ядерных реакторов, работают не на медленных, а на быстрых нейтронах. Это обстоятельство сильно усложняет и примерно вдвое удорожает их конструкцию, но зато позволяет на каждое «сожженное» ядро урана получить дополнительно 0,3 ядра «коммерческого»²³⁹Pu⁽⁶⁾.

До сих пор это единственный реализованный способ переработки Урана в плутоний, и все же нельзя не отметить его крайне малую эффективность: чтобы обеспечить топливом один ядерный реактор на медленных нейтронах, необходимо, по крайней мере, два реактора на быстрых нейтронах. Неудивительно, что поиски других способов превращения урана в плутоний продолжаются и по сей день.

Один из них — электроядерный бридинг — предложен еще в начале 50-х годов Нобелевскими лауреатами Э. Лоуренсом, Э. Мак-Милланом, а также Н. Н. Семеновым. Идея этого способа предельно проста: пучок протонов с энергией ~1 ГэВ из ускорителя направляют на массивную мишень из ²³⁸U, в которой каждый из них осуществляет ~20 делений ядер урана, а вторичные нейтроны, образующиеся при этом, дают дополнительно еще ~80 ядер ²³⁹Pu [706]. Общее энерговыделение (20+80· .1,7) .0,2≈31 ГэВ/нуклон превышает исходную энергию протона 1 ГэВ. Однако с учетом КПД ускорителя, конечных размеров урановой мишени, потерь нейтронов в конструкционных материалах, а также эффективности превращения тепла в электричество, выигрыш снижается до 2—3 раз, и баланс энергии становится неудовлетворительным. Эти простые оценки и значительная стоимость установки предопределили нынешнее состояние электроядерного бридинга: до сих пор он не вышел из стадии поисковых экспериментов и предварительных проектов [71].

Другой способ получения плутония — использование быстрых нейтронов, образующихся при синтезе гелия из ядер дейтерия и трития по схеме:

 $d+t \rightarrow He (3.5 M B) + n (14.1 M B).$

(13)

В этой реакции нейтрон образуется с энергией 14,1 МэВ, что позволяет ему в массивной урановой мишени осуществить примерно 1 деление ядра ²³⁸U и произвести 4 новых нейтрона, которые, внедрясь в ядра ²³⁸U, могут дать 4 ядра ²³⁹Рu. В действительности, один из этих нейтронов нужно израсходовать на воспроизводство трития (в природе его практически нет) в реакции с литием

n+⁰Li→⁴He+t,

(14)

а с помощью оставшихся 3 нейтронов — в силу особенностей конструкции разрабатываемых сейчас термоядерных реакторов — в бланкете удается осуществить только 0,5 делений и произвести 1,1 ядро ²³⁹ Pu [69], Тем не менее, даже в этих условиях суммарная энергия деления (0,5+ +1,1 · 1,7) · 200 \approx 470 МэВ примерно в 27 раз превышает полную энергию синтеза (17,6 МэВ) и более чем в 100 раз — кинетическую энергию образующихся при этом ядер гелия (3,5 МэВ).

Отсюда видно, что первоначальный замысел «чистого термояда», т. е. без окружающей реактор урановой оболочки (уранового бланкета),— красивая, но неэкономичная идея, поскольку энергия «чистого» термояда по сравнению с гибридным его вариантом (синтез+деление) составляет всего 4%, т. е. меньше, чем КПД паровоза.

Кроме того, несмотря на оптимистические утверждения об «океане энергии», который станет доступным благодаря реакции синтеза ядер дейтерия (1а), все профессионалы молчаливо признают, что в обозримом будущем можно осуществить только реакцию dt-синтеза (1б), сечение которой примерно в 100 раз больше, чем dd-реакции (1а). А в этом случае лимитирующим фактором становится литий, из которого лолучают тритий в реакции (14). Лития на Земле мало и добывать его трудно, поскольку это — рассеянный элемент.

В земной коре (на глубину до 16 км) содержится в среднем 0,64 $\cdot 10^{-4}$ г/г ⁶Li и 0,36 $\cdot 10^{-5}$ г/г урана. В пересчете на энергию синтеза и деления, которая в них запасена, это означает, что в каждом грамме земной коры потенциально содержится 1,2 $\cdot 10^{6}$ Дж/г энергии синтеза и $3 \cdot 10^{5}$ Дж/г энергии деления ядер (с учетом запасов тория ~ 10^{6} Дж/г) [40]. Иными словами, потенциальные запасы энергии синтеза не превышают запасов энергии деления, образовавшихся в Земле при ее сотворении. (Речь идет, конечно, о всех запасах, большая часть которых реально недоступна.)

Из предыдущего рассмотрения следует, что проблему ядерной энергии будущего нельзя решить, не разрешив проблему ядерного бридинга, а эта последняя сводится к получению интенсивных потоков быстрых нейтронов — независимо от способа их получения.

Не считая электроядерного бридинга, таких способов в настоящее время предложено несколько: токамаки, стеллараторы, открытые ловушки, установки плазменного фокуса, лазерный и инерционный термояд — со многими их разновидностями. При веем разнообразии предлагаемых и частично реализованных методов их объединяет одна общая идея: нагреть все ядра дейтерийтритиевой плазмы до средней температуры ~ 10 кэВ с тем, чтобы небольшая их часть могла, «просочившись» сквозь барьер кулоновского отталкивания ядер, вступить в реакцию синтеза гелия (1).

Эта идея, по существу ничем не отличается от идеи ускорения обычных химических реакций: для ее начала или ускорения смесь реагентов необходимо зачастую предварительно нагреть.

Но в химии давно используется и другой метод ускорения реакций, а именно, с помощью катализаторов. Как мы уже знаем, в качестве такого катализатора для ядерной реакции dt-синтеза (1б), можно использовать отрицательно заряженный мюон μ^- . Как правило, катализатор стоит дорого, и рентабельность его использования зависит от затрат на его производство, а также относительной стоимости всей каталитической установки. Мюоны образуются при распаде пионов

$$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_{\mu}, \tag{15}$$

время жизни которых $\tau_{\pi} \approx 2,6 \cdot 10^{-8}$ с. Пионы образуются при столкновении протонов и нейтронов с ядрами атомов. Наиболее эффективно π^- -мезоны образуются в пп-взаимодействиях, например, при энергии 1 ГэВ каждое неупругое столкновение нейтрона пучка с каким-либо нейтроном ядра-мишени, с вероятностью 0,83 приводит к образованию π^- -мезона:

$$n+n\rightarrow n+p+\pi^{-}$$
.

(16)

[T. 160

Менее эффективно (с вероятностью 0,23) рождаются π^- -мезоны в при рп-столкновениях с той же энергией 1 ГэВ. Наконец, в рр-взаимодействиях π^- практически не рождаются. Таким образом, для рождения π^- целесообразно использовать и мишень, и пучки ядер, обогащенные нейтронами. При неупругих соударениях дейтронов с энергией ~2 ГэВ (или 1 ГэВ/нуклон) с ядрами атомов с массой A и зарядом Z, которые содержат примерно поровну нейтронов и протонов ($A \approx 2Z$), вероятность



Рис. 4. Зависимость затрат на рождение одного π⁻ при столкновении нейтронов (1) и протонов (2) с Ве в бесконечной мишени (без учета поглощения π⁻) (из [75])

образования π^- равна ~1/3, т. е. для образования одного π^- в неупругих соударениях надо затратить ~3 ГэВ, а с учетом упругих взаимодействий в реальных экспериментах — около 6 ГэВ [72, 73]. Если в качестве пучка и мишени использовать тритий, то требуемая энергия снизится до 4 ГэВ, что уже сравнимо с энергией синтеза (~2 ГэВ), освобождаемой одним мюоном при 100 циклах катализа ⁽⁷⁾ (рис. 4).

С учетом потерь при конверсии $\pi^- \rightarrow \mu^-$ (15) (теоретически эффективность этого процесса можно довести до 0,6—0,75 [79]) энергетические затраты на рождение одного μ^- возрастают до 8—10 ГэВ и могут быть снижены до 5 ГэВ/ μ^- при специальном выборе пучка, вещества и плотности мишени. Для дальнейших оценок примем умеренное значение $C_{\mu} \approx 8$ ГэВ/ μ^- [69].

3. Мюонно-каталитический гибридный реактор. На рис. 5 представлена концептуальная схема мюонно-каталитического гибридного реактора (МКГР), предложенная в работах [67—69], которую мы и положим в основу дальнейшего рассмотрения.

10

ВЫП. 8]

Из ускорителя (A) пучок ядер (дейтерия или трития) с энергией ~1 ГэВ/нуклон направляется на мишень из легких элементов (Li, Be, B, C), в которой часть энергии пучка (~30%) затрачивается на рождение π^- , а оставшаяся часть (~70%) расходуется на деление ядер ²³⁸U и производство ²³⁹Pu в урановой мишени — точно так же, как при обычном электроядерном бридинге.

В конвертере (C) π^- распадаются на μ^- и антинейтрино ν_{μ} (15), а μ^- затем направляется в синтезатор, наполненный смесью дейтерия и трития, где и происходят все процессы μ -катализа. Нейтрон из синтезатора попадает в бланкет, состоящий из смеси ²³⁸U и ⁶Li, в котором рождаются тритий и делящийся плутоний. Плутоний, получаемый в обоих каналах (электроядерном (ЭЯ) и мюонно-каталитическом (МК)) сжигается затем в тепловых ядерных реакторах (с коэффициентом умножения плутония $\Psi = 1,7$), а энергия деления в урановой мишени ЭЯ-канала и бланкета МК-канала может быть непосредственно использована на питание ускорителя и всех других систем МКГР. Оценим энергетический баланс такой системы.



Рис. 5. Концептуальная схема мюонно-каталитического гибридного реактора (МКГР), A — ускоритель; L1 — мишень для производства π^- ; C — конвертер, в котором происходит распад $\pi^- \rightarrow \mu^-$; D₂+T₂ — синтезатор, ²³⁸U, ⁶Li — бланкет, $A \partial C$ — атомная электростанция

Ниже приведены результаты расчета методом Монте-Карло реалистической модели установки. В модели учитывались конечные размеры системы, конструктивные материалы стенки корпуса синтезатора и оболочек тепловыделяющих элементов, влияние теплоносителя, графитовой отражатель и т. д. (подробнее об этом см. в работах [69, 77—82]).

В электроядерном канале каждый нуклон дейтронного пучка с энергией 1 ГэВ/нуклон в ограниченной урановой мишени даст 13 делений и 43 ядера Rt [706, 81]. Мишень ЭЯ-канала — это, по-существу, глубоко подкритический ядерный реактор на быстрых нейтронах, для которых коэффициент преобразования тепловой энергии в электрическую равен $\eta_t = 0,40$ (в то время как для тепловых реакторов $\eta_s = 0,34$). С учетом этого обстоятельства, а также коэффициента умножения $\Psi = 1,7$ при сжигания плутония, найдем электрическую энергию, производимую одним нуклоном в ЭЯ-канале:

 $0,7(13 \cdot 0,40 + 43 \cdot 1,7 \cdot 0,34) 200 \text{ M} \Rightarrow B =$

= (0,73+3,5) ГэВ \approx 4,2 ГэВ/ГэВ·нуклон (электр.)

При энергетической стоимости μ^- мезона $C_{\mu} = 8 \Gamma_{\Im}B/\mu^-$ каждый нуклон с энергией 1 ГЭВ/нуклон дает $1/C_{\mu} \approx 0,13 \mu^-/\Gamma_{\Im}B$ -нуклон, т. е. при

числе циклов μ -катализа $X_c = 100$ каждый нуклон дает $X_c/C_{\mu} \approx 13$ нейтронов/ГэВ·нуклон с энергией 14,1 МэВ. В бланкете МКГР каждый из этих нейтронов производит 0,82 делений, 2,4 ядра Ри и 0,7 ядер трития

[80] (0,6-0,7 ядер трития производятся дополнительно в электроядерном канале).

Таким образом, энергетический баланс МК-канала имеет вид:

 $13(0,82 \cdot 0,40 + 24 \cdot 1,7 \cdot 0,34) 200 \text{ M} \ni \text{B} =$

=(0,85+3,56) ГэВ \approx 4,4 ГэВ/ГэВ · нуклон (электр.).

Всего в обоих каналах вырабатывается $(4,2+4,4) = 8,6 \ \Gamma \ni B / \Gamma \ni B \cdot$ нуклон электрической энергии, причем только $0,73+0,85 \approx 1,6 \ \Gamma \ni B / / \Gamma \ni B \cdot$ нуклон приходится на энергию деления в МКГР. В ЭЯ-канале вырабатывается 49% (4,2 ГэВ) полной энергии, а МК-канале -51%, (4,4 ГэВ), т. е. МКГР удваивает электрическую мощность чистого ЭЯ-канала при той же исходной мощности пучка ускорителя.

При КПД ускорителя $\eta_a = 0,6$ (что, по утверждениям специалистов, вполне достижимо для сильноточных ускорителей) [83, 84] на его питание надо затратить энергию 1,6 ГэВ/ГэВ·нуклон, т. е. около 20% выходной мощности системы (или всю мощность, выделяющуюся в бланкете самого гибридного реактора). Электрическая энергия наработанного плутония (7 ГэВ) больше затраченной (1,6 ГэВ) примерно в 4 раза, и это означает, что МКГР можно рассматривать как высокоэффективный бридер, вырабатывающий ядерное топливо для 4 тепловых реакторов, равной ему электрической мощности. При единичной выходной мощности всей системы в 1 Гвт (электр.) для рассматриваемого случая на долю ускорителя приходится ≈ 200 МВт (электр.), что при КПД ускорителя $\Pi_d = 0,6$ и энергии 2 ГэВ/d соответствует току ускоренных дейтронов $I_d = 120$ мА. При этом в синтезаторе выделяется термоядерная мощность около 50 МВт.

При снижении затрат на производство мюонов примерно в той же пропорции снижается мощность МКГР при сохранении числа делений и нарабатываемого плутония, т. е. увеличивается число равных ему по мощности тепловых реакторов, питаемых вырабатываемым в МКГР топливом.

Кроме кратко изложенной здесь принципиальной схемы МКГР предложены и другие схемы, в частности, схема Элицера, Тажимы и Розенблюта [85]. Основное отличие их схемы от рассмотренной — предложение объединить конвертер с синтезатором, т. е. в качестве легкой мишени для рождения π^- использовать смесь D_2+T_2 в небольшом синтезаторе и рециркулировать дейтронный пучок. Это упрощает конструкцию, но увеличивает поглощение в смеси D_2+T_2 . Тем не менее, это предложение всьма привлекательно и заслуживает дальнейшего рассмотрения, особенно в случае, если удастся понизить затраты энергии на рождение π^- или же увеличить число циклов катализа ⁽⁸⁾.

Оценим теперь экономические ограничения на стоимость гибридного мезокаталитического реактора способом, изложенным в работах [69, 71]. Затраты на строительство системы «1 гибридный мезокаталитический реактор+ *n* тепловых реакторов» составляют $S_{H+T} = (C_H + nC_T) P_{eH}$, где C_H и C_T — капитальные затраты на единицу мощности. Затраты на строительство тепловых реакторов, отдающих ту же электрическую мощность в сеть, равны $S_T = C_T (1 - \beta + n) P_{eH}$, где β -затраты энергии МКГР на собственные нужды. Относительное увеличение затрат на строительство симбиотической системы равно

$$B_{\rm F} = \frac{S_{\rm H+T} - S_{\rm T}}{S_{\rm T}} = \frac{(C_{\rm H}/C_{\rm T}) - (1 - \beta)}{n + 1 - \beta},$$

ВЫП. 8]

И

$$\frac{C_{\rm H}}{C_{\rm T}} = nB_{\rm F} + (1 + B_{\rm F}) (1 - \beta).$$

Величина $B_{\rm F}$ в симбиотической системе заменяет собой долю затрат на топливо в обычной схеме использования реакторов на тепловых нейтронах. Сейчас для этих реакторов $B_{\rm F} \approx 0,1$, но в будущем, по мере исчерпания богатых ураном месторождений, $B_{\rm F}$ будет расти. Для реакторов на быстрых нейтронах в настоящее время $B_{\rm F} \approx 1$,но планируется снизить это значение до $B_{\rm F} = 0,4-0,5$. Для дальнейших оценок можно принять $B_{\rm F} = 0,45$ и определить из предыдущего выражения ограничения на $C_{\rm H}$, при которых гибридный мезокаталитический реактор будет конкурентоспособен в сравнении с быстрыми реакторами.

Таблица II. Эффективность разных способов производства электроэнергии

Параметры	Гибридный термоядерный реактор	Электроядер- ный метод	Гибридный ме- зокаталитиче- ский реактор
Число тепловых реакторов, питающихся от наработчика топлива Затраты энергии на питание ускорителя β Предельные относительные капитальные за- траты на гибридный мезокаталитический реактор C _H /C _T	3,6 0 2,9	4,9 1,6 1,3	4,4 1,0 2,0

Результаты показаны в табл. II, где для сравнения приведены также данные для чисто злектроядерного метода и гибридного термоядерного реактора. Предполагается, что в гибридном термоядерном реакторе осуществлен режим зажигания, т. е. введенная в плазму энергия пучка пренебрежимо мала ($K_{\rm H} = \infty$). Видно, что капитальные затраты на электроядерный метод могут быть лишь на 30% выше, чем для обычных легководных реакторов, что явно нереально. Гибридный мезокаталитический реактор может быть дороже легководных не более чем вдвое. Возможно этого и удастся добиться, если стоимость ускорителя составит около 0,4 $C_{\rm T}$ [83]. Хотя по капитальным затратам требования к гибридному мезокаталитическому реактору жестче, чем к гибридным тер-моядерным (для них $C_{\rm H} < 3 C_{\rm T}$), с технической точки зрения он выглядит проще и надежнее. Синтезатор работает при обычной температуре и не требует получения температуры 10⁸ К. В нем отсутствуют такие явления, как удары плазменного шнура о первую стенку, приводящие к ее постепенному испарению. Пробег а-частиц в плотном газе составляет около миллиметра, и поэтому они не достигают корпуса синтезатора, в то время как в разреженной плазме они поглощаются первой стенкой, вызывая такие нежелательные явления, как образование блистеров. Для подпитки топливом его не нужно выстреливать в виде крупинок твердого водорода, а можно просто подавать газ более высокого давления. Отпадает сложная система дивертеров и лимитеров для удаления вредных примесей, а объемный расход при откачке газа сокращается в миллионы раз. Однолинейная конструкция гибридного мезокаталитического реактора проще для технического обслуживания, разборки и замены, чем тороидальная конфигурация токамака. Эти и другие преимущества делают такую концепцию привлекательной, несмотря на более жесткий энергетический баланс (см. также работы [88—90]).

Мы намеренно не обсуждаем здесь многочисленные технические проблемы МКГР, (охлаждение синтезатора [876], очистка от накапливающегося в результате синтеза гелия [87в] и т. д.) потому, что к тому времени, когда (и если) это понадобится, изменятся не только материа-

лыитехнология, нотакже самирамкивозможногоидопустимоговобласти.

Значительно плодотворнее, на наш взгляд, соредоточиться в настоящее время на физических процессах μ -катализа и электроядерного бридинга, понять, какие из них наиболее существенны, и найти количественные их характеристики. В следующем разделе мы постараемся представить современное состояние исследований по мюонному катализу и наметить основные направления дальнейших работ в этой области.

4. Современное состояние исследований мюонного катализа. Сегодня исследования явления мюонного катализа ведутся примерно в 50 лабораториях в 15 странах мира. Ниже мы дадим краткую сводку результатов, полученных в этой области исследований за последние 10 лет и попытаемся представить более полную картину последовательных стадий процесса мюонного катализа.

4.1. Образование мезоатомов и каскадные переходы в них. Спектр энергий мюонов, полученных в результате распада (15) пионов, полученных при столкновении дейтронов с ядрами мишени, простирается вплоть до ~600 МэВ, с максимумом вблизи 100 МэВ (рис. 6). После торможения и остановки в смеси дейтерия и трития



Рис. 6. Энергетический спектр пионов, получаемых в легкой мишени из Ве на пучке дейтронов с энергией ~1 ГэВ/нуклон (из [79])

мюоны образуют с их ядрами мезоатомы $d\mu$ и $t\mu$ с вероятностями, пропорциональными концентрациям C_d и C_t компонентов смеси.

Процесс образования мезоатомов — наименее изученный из всех процессов мюонного катализа, хотя исследования его начались более 40 лет назад с известной работы Ферми и Теллера [91] и в последующие годы развивались в многочисленных теоретических работах [92-105]. Только в последние несколько лет появились прямые измерения скорости этого процесса [106—108] и расчеты, учитывающие молекулярную структуру смеси изотопов водорода [109]. Согласно этим исследованиям при плотности жидкого водорода ($\phi = 1$) мюон с начальной энергией ~5 кэВ тормозится до энергий ~10 эВ и захватывается в высоковозбужденные состояния мезоатомов $d\mu$ и $t\mu$ со скоростью $\lambda_a \approx 3 \cdot 10^{12}$ с⁻¹. Механизм этого захвата уда-

лось выяснить только в последние 2 года: оказалось, что при столкновениях μ^- с молекулами D_2 и T_2 вначале образуются комплексы $D_2^+\mu^-$ и $T_2^+\mu^-$, которые затем распадаются с образованием мезоатомов $(d \mu)_n$ и $(t \mu)_n$ в квантовых состояниях $10 \le n \le 12$ и с кинетической энергией $\epsilon \sim 1$ эВ [109].

В дальнейшем мезоатомы замедляются в упругих столкновениях типа

$$(\mathrm{d}\mu)_n + \mathrm{d} \rightarrow (\mathrm{d}\mu)_n + d$$
,

(17)

и, кроме того, в них происходят неупругие процессы девозбуждения, путем внешнего оже-эффекта при столкновениях мезоатомов с молекулами среды, например:

$$(d\mu)_n + D_2 \rightarrow (d\mu)_{n'} + D_2^+ + e,$$
 (18a)

$$(d\mu)_n + T_2 \rightarrow (d\mu)_{n'} + T_2^+ + e, \quad n' < n$$
 (186)

(и аналогично для t µ-атомов), и перезарядки

 $(d\mu)_n + t \rightarrow (t\mu)_n + d.$

При малых *n* и φ существенны также процессы радиационного девозбуждения, например

$$(d\mu)_n \rightarrow (d\mu)_{n'} + \gamma.$$
 (18B)

(Экспериментальные и теоретические исследования этих процессов-в работах [102, 110—116].)

При $\phi \approx 1$ в результате каскадных процессов (18) мезоато-ΜЫ $(d\mu)_n$ И $(t\mu)_n$ за время тсаяс≤10-11 с оказываются в основном ls-состоянии, причем в силу процессов изотопного обмена (19) из первоначально образовавшихся $(d \mu)_n$ -атомов до основного состояния $(d \mu)_{1s}$ доходит только их часть $q_{1s} < 1$. Расчет зависимости $q_{is}(\varphi, C_t)$ является в настоящее одной из актуальных и трудных проблем описания каскадных переходов в мезоатомах [117-123].

Другой проблемой является определение энергетического распределения мезоатомов в процессе каскада, которое, в частности, зависит от сечений процессов (18) и (19), а также процессов ускорения мезоатомов в электрических полях соседних атомов, в частности в процессах изотопного обмена типа (19) и кулоновского девозбуждения [124—126].

 $(t\mu)_n + d \rightarrow (t\mu)_{n'} + d, n' < n.$ (18r)

После перехода в основное состояние мезоатомы теряют энергию в результате столкновений с молекулами вещества (при этом существенное значение для столкновений $d\mu$ +p, $t\mu$ +p имеет эффект Рамзауэра). Одновременно мезоатомы могут приобретать дополнительную энергию в результате изотопного обмена и специфических для мезоатомов водорода процессов перехода в нижнее состояние сверхтонкой структуры мезоатомов (см. ниже).



Рис. 7. Сечения различных мезоатомных процессов как функции энергии столкновения E (эВ). Сечения упругого рассеяния tµ+d (a), dµ+р (б) и tµ+t (в) в нижнем состоянии сверхтонкой структуры мезоатома tµ (по данным вычислений М. Бубака и М. П. Файфмана [136])

(19)

Вследствие всех этих процессов энергетическое распределение мезоатомов в основном состоянии может отличаться от максвелловского, и это отличие может оказаться существенным при детальном описании кинетики процессов µ-катализа. В последние годы получены экспериментальные свидетельства в пользу этого заключения [127—129].

4.2. Мезоатомные процессы. Примерами процессов рассеяния мезоатомов являются реакции (18) и (19). Однако теория таких процессов для n>1 в настоящее время разработана плохо, и существуют только отдельные оценки их сечений.

Значительно лучше развита теория процессов столкновения мезоатомов в основном состоянии [130—140], в настоящее время готовится к печати атлас всех сечений этих процессов [141].

На рис. 7 представлены сечения для трех из таких процессов (их общее число превышает 50), а именно:

сечение упругого рассеяния t µ-атомов на ядрах дейтерия:

 $t \mu + d \rightarrow t \mu + d$,

(20a)

(206)

которое имеет характерный максимум в состоянии рассеяния с полным моментом J=1 при энергии $E \approx 5$ эВ;

сечение упругого рассеяния

$$d \mu + p \rightarrow d \mu + p$$
,

с характерным эффектом Рамзауэра при $E \approx 1,6$ эВ в состоянии J=0:

сечение упругого рассеяния t µ-атомов в нижнем состоянии F=0 сверхтонкой структуры

$$(t\mu)_{F=0} + t \rightarrow (t\mu)_{F=0} + t \tag{20B}$$

(имеет пороговую особенность при энергии столкновения $E = \Delta E^{hfs} = 0.24$ эВ, равной сверхтонкому расщеплению ls-состояния t µ-атома).

Сечения неупругих процессов при малых энергиях столкновения ведут себя как $\sigma \sim \text{const}/E^{\frac{1}{2}}$, поэтому вместо них разумно рассматривать скорости этих процессов, постоянные при малых энергиях, определенные соотношением

 $\lambda = \sigma v N_{o},$

где σ -сечение, v-относительная скорость частиц, а $N_0 = 4,25 \cdot 10^{22}$ см⁻³ — плотность жидкого водорода. Такие скорости представлены в табл. І для процессов типа

$$(d\mu)_{1s} + t \rightarrow (t\mu)_{1s} + d \tag{21a}$$

и для процессов перехода между уровнями сверхтонкой структуры мезоатомов

$$d\mu (\uparrow\uparrow) + d (\downarrow) \rightarrow d\mu (\uparrow\downarrow) + d (\uparrow)$$
(216)

из орто- в пара-состояние мезоатомов. Схема сверхтонкого расщепления основногосостояния d µ- и t µ-атомов представлена на рис. 8.

При малых энергиях столкновения (E < 1 эВ) следует учитывать тот факт, что в действительности мезоатомы в процессах типа (20) – (21) рассеиваются не на ядрах, а на молекулах, т. е.

$$t \mu + D_2 \rightarrow t \mu + D_2$$
 и т. д., (22)

и при расчетах этих сечений необходимо принимать во внимание как вращение молекул, так и их электронную оболочку, которая меняет потенциал взаимодействия между мезоатомом и ядром молекулы [142— 148]. Все эти сечения необходимы для описания кинетики процессов

мюонный катализ

µ-катализа. Лишь некоторые из них измерены экспериментально [26, 60, 127, 149-151].

Особо следует отметить процесс перехвата мюона от мезоатомов водорода d µ и t µ к ядрам ³He и ⁴He, которые всегда присутствуют в смеси D_2+T_2 как результат распада трития t→³He+e+ \overline{v}_e и как конечные продукты реакций синтеза (1) и (2). Скорость прямых процессов перехвата, например

$$d\mu + He^{++} \rightarrow (\mu He)^{+} + d,$$
 (23a)

весьма мала и не превышает λ_{dHe} ≤10⁶ с⁻¹ [20, 152, 153]. Однако существует эффективный механизм *молекулярной перезарядки* по схеме

$$d\mu + He \rightarrow d\mu He \rightarrow \mu He + d + \gamma,$$
 (236)

т. е. с образованием промежуточной мезомолекулы d µ He в возбужденном по движению мюона состоянии [154—160].



Рис. 8. Сверхтонкое расщепление основного состояния dµ-атома (а) и tµ-атома (б). F — полный спин мезоатома (энергии в мэВ)

Этот процесс весьма важен и, вместе с процессом первоначального образования мезоатомов μ Не в смеси изотопов водорода и гелия, ограничивает допустимую концентрацию гелия до уровня 0,01 %.

4.3. Образование мезомолекул. При столкновениях мезоатомов с молекулами возможны также неупругие процессы образования мезомолекул в оже-процессе

 $t \mu + D_2 \rightarrow [(dt \mu) de]^+ + e.$ (24a)

В этой реакции t μ -атом «прилипает» к одному из ядер D_2 -молекулы, образуя с ним мезомолекулу dt μ (мезомолекулярный ион (dt μ)+), которая становится «ядром» мезомолекулярного комплекса [(dt μ)+de]+ (аналог молекулярного иона (HD)⁺), а выделившуюся энергию связи мезомолекулы (30—300 эВ) уносит электрон конверсии.

Скорости некоторых процессов такого типа, например

$$d \mu + H_2 \rightarrow [(pd \mu)pe]^+ + e, \qquad (25)$$

$$d\mu + D_2 \rightarrow [(dd\mu)de]^+ + e, \qquad (26a)$$

были вычислены еще в 1954—1957 гг. [3, 13].

В табл. III приведены результаты более поздних вычислений [161] скоростей образования мезомолекул в различных вращательно-колебательных состояниях (Jv). В целом приведенные значения согласуются с экспериментально измеренными в настоящее время [162—164], за исключением мезомолекул dd µ и dt µ, которые образуются не в реакциях типа (24a), (25) и (26a), а в так называемых резонансных реакциях (см. ниже).

Легко видеть, что практически все мезомолекулы образуются во вращательном состоянии с орбитальным моментом J = 1, поскольку при столкновениях медленных мезоатомов в состоянии рассеяния с момен-

том J = 0 наиболее вероятным является дипольный E1-переход с конверсией электрона.

Существенное различие между вероятностями образования различных мезомолекул с одинаковыми ядрами (ppµ, dd µ и tt µ) объясняется тем, что E1-переход в связанное состояние с четной (относительно перестановки одинаковых ядер) волновой функцией Σ_g может происходить только из состояния с нечетной волновой функцией Σ_u , соответствующему отталкивательному терму системы мезоатом+ядро. Вследствие этого волновая функция начального р-состояния в подбарьерной области затухает существенно быстрее, чем в случае S-рассеяния.

Таблица III. Скорости λ_{Jv} , 10⁶ с⁻¹ нерезонансного образования мезомолекул изотопов водорода * |

	(<i>Jv</i>)=(00)	(01)	(10)	(11)	(20)	(30)	Эксперимент
ppµ	-		2,2	-			2,5
pdµ			5,9				$\sim 6^{**}$)
ptµ			6,5				
ddµ		0,026	0,013		3.10-4		0,046
dtu	-	0,093	5.10-4		0,006		
ttµ		0,002	0,003	3,0	-		1,8
*) Значения скоростей привелены при плотности жилкого волорода «=1.							

**) Экспериментальные значения λ_{pdµ} довольно сильно различаются между собой. Компиляция
 экспериментальных результатов приведена в обзоре [36].

	(Jv) = (00)	(01)	(10)	(11)	(20)	(30)	
ppµ pdµ ptµ ddµ dtµ ttµ	$\begin{array}{c} 253,152\\ 221,549\\ 213,840\\ 325,074\\ 319,140\\ 362,910 \end{array}$	35,844 34,834 83,771	$\begin{array}{c} 107,266\\97,498\\99,127\\226,682\\232,472\\289,142\end{array}$	$\begin{array}{c} \\ \\ \\ 0,7482 \\ 0,66017 \\ 45,206 \end{array}$	86,493 102,649 172,652	48,813	
*) Приведенные значения взяты из обзоров [170, 185]. Значения для J=2 и J=3 вычислены Коробо- вым, Скринци и Шалевичем.							

Таблица IV. Энергии связи $|\varepsilon_{J_U}|$, эВ состояний (Jv) мезомолекул*)

4.4. Уровни энергии мезомолекул. Для вычисления скоростей образования мезомолекул λ_{Jv} , представленных в табл. III, необходимо знать структуру их уровней энергии в состояниях с различными вращательными (*J*) и колебательными (*v*) квантовыми числами, а также соответствующие им волновые функции. Такие расчеты предпринимались неоднократно, начиная с 1957 г. ⁽⁹⁾, но только в 1973—1977 гг., в Дубне был развит общий метод (адиабатическое представление в задаче трех тел), позволивший вычислить их все с разумной точностью [165—169]. В последние годы прямые вариационные методы расчетов позволили существенно улучшить точность прежних расчетов [170—185]. В табл. IV приведены результаты последних вычислений с точностью 10^{-3} эВ = 1 мэВ (для состояний (J=v=1) мезомолекул dd μ и dt μ – с точностью 0,01 мэВ).

Для большинства состояний (Jv) мезомолекул энергия связи $|\epsilon_{Jv}|$ превышает энергию ионизации $I \approx 15$ эВ электрона в молекулах изотопов водорода, и поэтому процессы типа (25) и (26а) протекают в них со сравнительно большой скоростью (в частности, потому, что при таких энерговыделениях (~100 эВ) очень велик коэффициент конверсии (~10⁵) для электромагнитных переходов из состояний рассеяния мезоатом-fядро в связанные состояния мезомолекул.

Схема такого перехода представлена на рис. 9. Как правило, среди многочисленных возможных переходов при образовании мезомолекул доминирует лишь один — дипольный Е1-переход из состояния J=0 непрерывного спектра системы мезоатом+ядро (образование мезомолекул



Рис. 9. Схема нерезонансного механизма образования мезомолекул в реакции, аналогичной (24а). dµ+ +H₂→[(pdµ)pe]++е

происходит, как правило, при малых энергиях столкновений) в состояние J=1 мезомолекулы (см. табл. III). При образовании мезомолекул dd μ и dt μ в нерезонансных реакциях (24a) и (26a) доминирует, однако, монопольный E0-переход (J=0) \rightarrow (J=0), что объясняется большим коэффициентом конверсии, который обусловлен сравнительно малым энерговыделением в этих реакциях при образовании мезомолекул в состояниях (J=0, v=1).

4.5. Резонансный механизм образования мезомолекул. В табл. IV обращают на себя внимание уровни (J = v = 1) мезомолекул dd µ и dt µ с очень малой энергией связи $|\varepsilon_{11}| = 1,97482$ эВ и $|\varepsilon_{11}| = 0,66017$ эВ (напомним, что мезоатомная единица энергии равна $\varepsilon_{\mu} = m_{\mu}2Ry = 5626,47$ эВ, т. е. в естественных мезоатомных единицах (м. а. е.) энергии этих состояний составляют всего ~ 10⁻⁴ м. а. е.) (рис. 10).

Этой энергии недостаточно, чтобы оторвать электрон от молекулы D_2 (~15 эВ) или вызвать ее диссоциацию (~4,5 эВ). Однако при этомстановится возможным другой, более эффективный механизм образо-



Рис. 10. Схема уровней энергии вращательно-колебательных состояний (Jv) мезомолекулы ddµ

вания µ-мезомолекул, предположенный в 1967 г. Э. А. Весманом [186] (задолго до первого вычисления [166] энергии связи $|\epsilon_{11}|$ мезомолекул dd µ в 1973 г.) ⁽¹⁰⁾. Суть его состоит в следующем. В отличие от реакции (26a), согласно которой dd µ-молекулы образуются во всех состояниях (*Jv*), кроме (J=v=1), при образовании dd µ в состоянии (J=v=1) энергия связи $|\epsilon_{11}|$ передается в колебательно-вращательные степени



Рис. 11. Схема резонансного образования мезомолекул ddµ в реакции (266). Условие резонанса: $\varepsilon_0 + |\varepsilon_{11}| = \Delta E_{\nu}$, где ΔE_{ν} равно разности энергий начального состояния молекулы D₂ и конечного состояния мезомолекулярного комплекса [(ddµ)dee]_v в возбужденном состоянии v

свободы (νK) мезомолекулярного комплекса [(dd μ) dee] $_{\nu \kappa}$, «ядром» которого становится образовавшаяся мезомолекула dd μ (рис. 11):

$$d \mu + D_2 \rightarrow [(dd \mu) dee]_{\nu}.$$
⁽²⁶⁶⁾

Легко видеть, что эта *резонансная реакция* возможна только при выполнении условия резонанса,

$$\varepsilon_0 + |\varepsilon_{11}| = \Delta E_{\nu}, \tag{27}$$

т. е. при определенной кинетической энергии ϵ_0 столкновения $d \mu + D_2$.

Если происходит термализация мезоатомов d μ , то зависимость скорости резонансного образования мезомолекул dd μ от температуры среды *T* будет определяться распределением Максвелла (для значения энергии d μ -атомов $\varepsilon = \varepsilon_0$)

$$f(\varepsilon, T) = 2 \left(\frac{\varepsilon}{\pi}\right)^{1/2} T^{-3/2} e^{-\varepsilon/kT}.$$
(28)

В соответствии с этим максимальная скорость образования мезомолекул достигается при температуре T, отвечающей энергии $\varepsilon = (3/2)kT$ (поскольку именно при этой температуре распределение Максвелла (28) имеет максимум.

Согласно современным вычислениям это условие наилучшим образом удовлетворяется при переходах в колебательное состояние $v_t = 7$ комплекса [(dd µ) dee']. При низких температурах ($T \leq 30$ K), когда молекулы D₂ находятся преимущественно во вращательных состояниях $K_i = 0$ и $K_i = 1$ условие резонанса $\varepsilon_0 = \varepsilon_T$ лучше всего удовлетворяется для перехода ($v_1 = 0, K_i = 0$) $\rightarrow (v_f = 7, K_f = 1)$.

Кинетическая энергия мезоатомов ($\varepsilon_T = (3/2)kT \approx 0.04$ эВ при $T \approx \approx 300$ K) много меньше энергии связи $|\varepsilon_{11}|$ и разности $E_6 - E_7 = 0.26$ эВ колебательных квантов комплекса [(dd µ) dee], поэтому, меняя температуру T дейтерия, мы осуществляем тонкую подстройку резонанса и вместе с этим меняем скорость $\lambda_{dd\mu}$ образования мезамолекул dd μ .

 $\langle a \sigma \rangle$

Это рассуждение вполне объясняло результаты ранних экспериментов дубненской группы и было подтверждено всей совокупностью последующих экспериментов [151, 159, 188-198] и расчетов [59, 199-206].

Точно такая же резонансная реакция возможна и в случае образования мезомолекул dt μ , и такая гипотеза была высказана в 1977 году [57—59], сразу же после предсказания существования в dt μ слабосвязанного состояния (J = v = 1) [59]. Однако в этом случае переход

$$t\mu + [D_2]_{v_i=0} \rightarrow [(dt\mu) dee]_{v_f=2}$$
 (246)

происходит в колебательное состояние $v_t = 2$ комплекса [(dt µ) dee] (рис. 12, *a*), и, поскольку скорость резонансного образования мезомолекул зависит экспоненциально от номера v_t колебательного состояния комплекса, то скорость реакции (246) примерно в 100 раз больше, чем реакции (266) и составляет $\lambda_{dt\mu} \ge 10^8 \text{ c}^{-1}$ [59, 199, 207].



Рис. 12. Схема резонансного (а) образования мезомолекул dtµ в парных соударениях (24б) с отрицательным дефектом резонанса ($\Delta \varepsilon = |\varepsilon_{11}| - \Delta E_v < 0$) и квазирезонансного (б) образования dtµ-молекул в тройных соударениях (29) при положительном дефекте резонанса $\Delta \varepsilon > 0$. В резонансном случае отрицательный дефект $\Delta \varepsilon < 0$ восполняется за счет кинетической энергии столкновения ε_0 ; в квазирезонансном случае положительный дефект $\Delta \varepsilon > 0$ уносится третьей частицей с энергией $\varepsilon' > \varepsilon$ (MD — мезомолекуляр-ный комплекс [(dtµ)dee])

Кроме реакции (24б) возможна также резонансная реакция
$$t\mu + [DT]_{v_i=0} \rightarrow [(dt \mu) tee]_{v_i},$$
 (24в)

но для нее резонансные условия будут несколько иными, чем для реакции (24б), поскольку величина колебательного кванта в комплексе $\int (dt \mu) tee]$ отличается от колебательного кванта в комплексе $\int (dt \mu) dee]$.

Наконец, возможно квазирезонансное образование мезомолекул в тройных соударениях типа

$$t\mu + D_2 + D_2 \rightarrow [(dt \,\mu) \, dee] + D_2,$$
 (29)

которые единственно возможны, когда так называемый дефект резонанса $\Delta \varepsilon = |\varepsilon_{11}| - \Delta E_v > 0$, как это изображено на рис. 12, δ [208].

В случае реакции (24б) отрицательный дефект резонанса $\Delta \varepsilon < 0$ (см. рис. 12, *a*) компенсируется за счет кинетической энергии ε_0 столкновения $t \mu + D_2$. В случае реакции (29) положительный дефект резонанса $\Delta \varepsilon$ уносится третьей частицей D_2' (рис. 12, *б*).

Ширины резонансов реакций (24б), (24в), (26б) и им подобных, например, $d\mu$ +HD, $t\mu$ +HD, $d\mu$ +DT весьма малы и составляют величину $\sim kT \approx 0,003$ эВ при $T \approx 30$ К. Это означает, что для описания процессов резонансного образования мезомолекул нужно знать их уровни энергии с точностью не менее чем 0,001 эВ = 1 мэВ или даже ~0,1 мэВ. (В настоящее время нерелятивистские энергии состояния (J = v = 1) мезомолекул dd µ и dt µ вычислены с точностью 0,01 мэВ и лучше).

4.6. Релятивистская структура уровней энергии мезомолекул. Энергии связи $|\varepsilon_{Jv}|$ состояний (Jv) мезомолекул, представленные в табл. IV, вычислены в нерелятивистском приближении задачи трех тел с точечными ядрами. Чтобы найти истинные энергии состояний ε_{11} , необходимо внести в ε_{Jv} поправки на электромагнитную структуру ядер, их поляризуемость и ядерное взаимодействие в молекулах, на экранирование зарядов частиц в мезомолекуле, погруженной в





Рис. 13. Схема тонкого и сверхтонкого расщепления уровней энергии dµ-атома и ddµмолекулы (a), tµ-атома и dtµ-молекулы (б). F — полный спин атома, S — полный спин мезомолекулы, I — суммарный спин ядер, J=S+L — полный момент системы, L=1 орбитальный момент. Все значения приведены в мэВ. (На основе работ Д. Бакалова и В. И. Коробова [212].)

электронное облако мезомолекулярного комплекса, а также сдвиг уровней энергии комплекса, обусловленный конечными размерами мезомолекул. Нужно вычислить также релятивистские поправки, которые слагаются, в свою очередь, из поправок на поляризацию вакуума (важнейшая из них), отдачу ядер, так называемых дарвиновских поправок и т. д. Необходимо, наконец, рассчитать тонкую и сверхтонкую структуру уровней энергии мезоатомов и мезомолекул (рис. 13, 14)⁽¹¹⁾. Все эти поправки (общим числом около десяти) вычислены с точностью ~0,1 мэВ в последние десять лет различными группами исследователей (София, Дубна, Гейнсвилл, Токио) [209—223]. В табл. V представлены последние результаты этих групп, хотя некоторые из них еще нельзя назвать окончательными. Из табл. V видно, что наибольший вклад в $\Delta \varepsilon_{11}^{\text{tot}}$ вносит поправка на поляризацию вакуума $\Delta \varepsilon_{11}^{\text{VP}}$, что объясняется близостью значений радиуса мезоатома $\hbar^2/m_{\mu}e^2$ и комптоновской длины волны электрона \hbar/m_ec . Достигнутая точность вычислений (~0,1 мэВ) достаточна для всех последующих расчетов резонансного образования мезомолекул dd μ и dt μ , поскольку в температурной шкале 0,1 мэВ соответствует изменению температуры на $\Delta T \approx 1$ градус.



Рис. 14. Схема переходов в процессе (266) резонансного образования $dd\mu$ -молекул. При низких температурах $T \approx 30$ К доминирует переход (F = 3/2) \rightarrow (S = 1/2)

4.7. Резонансное образование мезомолекул $dd\mu$ и $dt\mu$. В настоящее время наилучшее согласие между теорией и экспериментом достигнуто для случая резонансного образования $dd\mu$ -молекул. Схема соответствующих переходов $(d\mu)_F \rightarrow (dd\mu)_{SI}^{J=\upsilon=1}$ из состояний с полным спином F мезоатома $(d\mu)_F$ в состояние (SI) с полным спином S и суммарным спином ядер $I=1^{(12)}$ мезомолекулы $(dd\mu)_{sI}$ представлена на рис. 14. Энергии $\Delta \varepsilon_{FS}$ и веса ξ_{FS} соответствующих переходов $\{F; \nu_1=0, K_1\} \rightarrow \{S; \nu_t=7, K_t\}$

$$(\mathrm{d}\mu)_{F} + [\mathrm{D}_{2}]_{\nu_{\mathrm{i}}=0, \mathcal{K}_{\mathrm{i}}} \xrightarrow{\lambda_{\nu_{l}}\mathcal{K}_{\mathrm{i}}; \nu_{\mathrm{f}}\mathcal{K}_{\mathrm{f}}} \to [(\mathrm{d}\mu)_{S^{J}}^{J=\upsilon=1} \mathrm{dee}]_{\nu_{\mathrm{f}}=7, \mathcal{K}_{\mathrm{f}}}$$
(26B)

приведены сбоку от стрелок переходов $F \rightarrow S$. Наибольшую интенсив-

Таблица V. Релятивистские и **д**ругие поправки (мэВ) к нерелятивистским энергиям ε_{11}^{NR} состояний (J=v=1) мезомолекул ddµ и dtµ

Поправки	Обозначение	ddµ	dtµ
Нерелятивистская энергия, мэВ Поляризация вакуума	ϵ_{11}^{NR} $\Delta \epsilon_{VP}^{VP}$		660,17
Электромагнитная структура ядер	$\Delta \varepsilon_{11}^{FSZ}$	-1,5	13,3
Релятивистский сдвиг	$\Delta \varepsilon_{11}^{re_1}$	1,4	0,1
Электронное экранирование (конеч- ные размеры µ-молекул)	$\Delta arepsilon_{11}^{\dim}$	1,0	0,3
Поляризуемость ядер	$\Delta \varepsilon_{11}^{\text{pol}}$	0,0	1,9
Поправки на ядерные силы	$\Delta \varepsilon_{11}^{nucl}$	≤10-4	≤10-4
Суммарный сдвиг уровня энергии	$\Delta \varepsilon_{11}^{tot}$	9,6	28,4
Истинная энергия состояния	ε11	-1965,2	631,8

ность имеют переходы $(F=3/2) \rightarrow (S=1/2)$, и $(F=3/2) \rightarrow (S=3/2)$ с характеристиками: $\Delta \varepsilon_{3/2, 1/2} = 1997,5$ мэВ, $\xi = 5/9$, и $\Delta \varepsilon_{3/2, 3/2} = 1973,5$ мэВ, $\xi = 1/9$, (спин-орбитальное расшепление уровней энергии dd μ -молекулы (~0,1 мэВ) во внимание не принимается). Энергии уровней (vK) комплексов [(dd μ) dee] и [(dt μ) dee] вычислены в работах [222, 223].



Рис. 15. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими расчетами процесса резонансного образования мезомолекул ddµ. а — Усредненное значение наблюдаемой скорости образования $\overline{\lambda}_{dd\mu}(T)$ как функция температуры T дейтерия. $\overline{\sigma}$ — Скорости $\overline{\lambda}_{F}$ образования ddµ-молекул из спиновых состояний F мезоатомов dµ. Точками ограничен коридор теоретических значений $\overline{\lambda}_F$ при изменении энергии связи состояния (J=v=1) в интервале значений $|\varepsilon_{11}|\pm 0.5$ мэВ [203]

Усредняя вычисленные значения скоростей $\lambda_{\nu_i K_i}^{FS}$; $\nu_i K_f$ (ε , T) по K_i и ε (с учетом больцмановского распределения О2-молекул по вращательным состояниям К₁ и максвелловского распределения t µ атомов по энергиям столкновения ε), суммируя по значениям полного спина *S* мезомолекул dd μ и вращательным состояниям K_t комплекса [(dd μ) dee]_{v_tK_t}, а также учитывая скорости $\Gamma^{SF'}_{v_j \kappa'_j; v_i \kappa'_i}$ обратного распада комплекса [203, 224— 226]

$$\left[(\mathrm{dd}\mu)_{S^{I}} \operatorname{dee} \right]_{\nu_{\mathbf{f}}K'_{\mathbf{f}}} \to (\mathrm{d}\mu)_{F'} + \left[D_{2} \right]_{\nu_{\mathbf{i}}=0,K'_{\mathbf{i}}}$$
(26r)

и скорость ядерного синтеза $\lambda_t = 0,43 \cdot 10^9$ с⁻¹ из состояния (J = v = 1) мезомолекулы dd µ, можно вычислить наблюдаемые температурные зависимости $\lambda_F = \lambda_{ddu}^F$ (T) реакции [203, 227]

$$(\mathrm{d}\mu)_F + [\mathrm{D}_2]_{v_i=0} \rightarrow [(\mathrm{d}\mathrm{d}\mu)^{J=v=1} \mathrm{dee}]_{v_i=7},$$

из состояний F=1/2 и F=3/2 мезоатомов d µ. Они представлены на рис. 15 вместе с экспериментальными данными, полученными различными экспериментальными группами. (Детали вычислений и описание экспериментов представлены в ряде статей журнала «Muon Catalyzed Fusion», vols. 1—4).



Рис. 16. Схема доминирующего перехода (F=3/2; $v_i=0$, $K_i=0$) \rightarrow (S==1/2; $v_t=7$, $K_t=1$) в реакции (266)

Достигнутое согласие теории и эксперимента следует считать удивительным, поскольку изменение вычисленных энергий переходов $\Delta \varepsilon_{FS}$ всего на 1 мэВ существенно изменяет зависимости $\lambda_{dd\mu}^{F}(T)$ и заметно разрушает согласие теории с экспериментом (см. рис. 15).

Наибольший вклад в $\lambda_{dd\mu}^{F}(T)$ для реакции (26в) дает переход из начального состояния {F=3/2; $v_1=0$, $K_1=0$ } в конечное состояние {S=1/2; $v_t=7$, $K_t=1$ } с энергией перехода $\Delta \varepsilon_{FS}=1997,5$ мэВ (см. рис. 14 и 16) и резонансной кинетической энергией $\varepsilon_0=4,9$ мэВ, которая достигается при температуре T=33 К (см. рис. 15) ⁽¹³⁾. (Всего для вычисления скоростей $\lambda_{dd\mu}^{F}(T)$ следует учесть около 200 различных переходов (F; v_i , K_i) \rightarrow (S; v_t , K_t) [203].)

В случае реакции (24б) резонансного образования dt µ-молекул, до сих пор не удалось достигнуть такого же согласия теории и эксперимента, как в случае реакции (26б) образования dd µ-молекул, хотя изучению этого процесса посвящено уже довольно много теоретических [224239] и экспериментальных [60—63, 240, 241 а] работ. Причина этого заключается в том, что непосредственному экспериментальному измерению доступна только скорость цикла λ_c , а скорость $\lambda_{dt\mu}$ извлекается после этого из соотношений типа (4) и еще более сложных, которые кроме величин λ_{dt} и q_{1s} содержат также другие, неизвестные величины. Кроме того, в случае образования dt µ-молекул существуют серьезные основания предполагать заметный вклад реакции (29) образования мезомолекул dt µ в тройных соударениях, теория которых развита в настоящее



Рис. 17. Зависимость измеренной скорости цикла μ -катализа λ_c от относительной плотности $\phi = N/N_0$ смеси $D_2 + T_2$; $N_0 = 4.25 \cdot 10^{22}$ см⁻³ (взято из работ [240, 241])

время недостаточно хорошо. Пробным камнем для будущих теорий будет объяснение экспериментальной зависимости $\lambda_{dt\mu}(\varphi)$ скорости резонансного образования dt μ -молекул от плотности φ смеси D_2+T_2 , представленной на рис. 17 ⁽¹⁴⁾. (Заметим, что в случае образования мезомолекул dd μ аналогичные скорости $\lambda_{dd\mu}$, приведенные к плотности $\varphi = 1$, не зависят от плотности дейтерия) [2416].

4.8. Каскадные переходы в мезомолекулах. Мезомолекулы, как правило, образуются в возбужденных вращательно-колебательных состояниях (Jv) (см. табл. III). В мезомолекулах с одинаковыми ядрами (рр μ , dd μ и tt μ) наиболее сильные электромагнитные E1-переходы в нижние состояния (J'v') мезомолекул запрещены (в нерелятивистском приближении) принципом Паули (монопольными E0-переходами можно пренебречь). Поэтому в дальнейшем они гибнут либо в том же состояниий (Jv) вследствие распада μ -мезона (или захвата его протоном, как в мезомолекуле рр μ), либо в результате ядерной реакции синтеза (как в мезомолекулах dd μ и tt μ), либо же в результате обратнаго распада комплекса (25г).

Мезомолекулы pd μ и pt μ , которые образуются преимущественно в состоянии (J=1, v=0), испытывают в дальнейшем оже-переходы в основное состояние (J=v=0) с конверсией на электроне мезомолекулярных комплексов, например:

со скоростью $\lambda_{i0} \approx 10^{i1}$ с⁻¹ [242-247].

$$[(\text{pd}\,\mu)_{J=1}, \text{pee}] \rightarrow [(\text{pd}\,\mu)_{J=0}]^+ + e$$
 (30)

[T. 160

На рис. 18 представлена схема и скорости каскадных El-переходов в мезомолекуле dt μ , образовавшейся в состоянии (J=v=1) [247]. Из нее видно, что за времена ~ 10^{-11} с мезомолекула dt μ переходит в состояния (J=0, v=1) и (J=v=0), откуда возможны ядерные реакции dt-синтеза.

4.9. Я дерные реакции в мезомолекулах. Ядерные реакции синтеза в мезомолекулах с разными ядрами происходят с подавляющей вероятностью из состояний с орбитальным моментом J = 0, куда они попадают после одного или нескольких оже-переходов вслед за образованием в состоянии с J=1.



Рис. 18. Схема каскадных переходов в мезомолекуле dtµ, образовавшейся в состоянии (11) в резонансной реакции (246). Все скорости приведены в 10¹¹с⁻¹

В симметричных системах ($dd \mu$ и $tt \mu$), где каскадные E1-переходы запрещены принципом Паули, ядерная реакция происходит в исходном р-состоянии (15).

Скорости реакций λ_t можно вычислить по простым формулам, применимость которых подтверждена и обоснована более точными и изощренными расчетами [248—257]:

из состояний J=0:

 $\lambda_{\mathrm{f}} = A_{\mathrm{o}} | \Psi_{\mathrm{m}}(0) |^{2},$

из состояний J=1:

$$\lambda_{\mathbf{f}} = A_{\mathbf{i}} |\nabla \Psi_{\mathbf{m}}(0)|^2,$$

(316)

(31a)

где $\Psi_m(R)$ —волновая функция мезомолекулы, R — межъядерное расстояние, A_0 и A_4 — константы ядерных реакций «на лету», т. е. при столкновениях d+d, d+t, и т. д. в отсутствие μ -мезона, в состояниях рассеяния J=0 и J=1 соответственно (их значения для различных реакций можно найти в обзорах [13, 36]).

В табл. VI приведены результаты вычислений и измерений скоростей реакций синтеза в различных состояниях (Jv) мезомолекул. (Скорость синтеза в мезомолекуле рр µ пренебрежимо мала по сравнению с λ_0 .) Реакции в мезомолекулах могут происходить из различных состояний (Jv) и по разным каналам (в таблице приведены скорости преобладающего канала):

$dd \mu \rightarrow {}^{3}He + n + \mu^{-},$	(32a)
→ ³ µHe 4 n,	(326)
\rightarrow t + p + μ^{-} ,	(33a)
\rightarrow t μ + p,	(336)

$$pt \mu \to {}^{4}He + \mu^{-}, \tag{34a}$$

$$\rightarrow \mu^4 \text{He} + \gamma,$$
 (346)

$$\rightarrow \mu^{4} \mathrm{He} + \mathrm{e}^{+} + \mathrm{e}^{-}, \qquad (34B)$$

$$pd \mu \rightarrow {}^{3}He + \mu^{-},$$
 (35a)

$$\rightarrow \mu^{3}\text{He} + \gamma.$$
 (356)

В мезомолекуле dd μ , например, реакции (32а) и (32б) в 1,5 раза вероятнее, чем (33а) и (33б) [190], вероятность реакции (35а) в мезомолекуле pd μ составляет всего ~14%, а соотношение вероятностей каналов реакции (34) в мезомолекуле pt μ до сих пор является предметом исследований.

Таблица VI. Скорости реакций синтеза λ_{f}^{Jv} , с⁻¹ из состояний (Jv) мезомолекул*)

	(Jv) == (00)	(01)	(10)	(11)	(20)	(30)	Эксперимент
рdµ ptµ ddµ dtµ ttµ *) Экспер различных гр	8.10 ⁵ ~10 ⁶ 	 1,0·10 ¹² ские значени	 1,5·10 ⁹ 1,3·10 ⁷ ены для ори ля приведени	4,3.10 ⁸ 1,2.10 ⁷ нентировки, об согласно о	—— —— —— без надлеж бзору [255].	 ащего анали	3.10 ⁵ 0,7.10 ⁵ 4,1.10 ⁸ 1,5.10 ⁷ за результатов

Соотношение скоростей каскадных переходов и ядерных реакций приводит к тому, что в dt μ -молекуле ядерные реакции происходят из состояний (01) и (00) с вероятностями 0,8 и 0,2 соответственно [247]. Скорость синтеза из начального состояния (11) мезомолекулы dt μ незначительна, (~10⁷ c⁻¹), а вероятность потерь мюона за счет его распада, в процессе каскада в dt μ -молекуле пренебрежимо мала ($\leq 10^{-5}$).

4.10. Прилипание и стряхивание мюонов. В каналах реакций (326), (346) и (356) мюон в конечном состоянии ядерной реакции «прилипает» к гелию и выбывает из дальнейших циклов катализа — происходит «отравление катализатора». Вероятность прилипания мюона в состояние (*nl*) мезоатома (μ He)_{*nl*} при ядерном синтезе из состояния (*Jv*) мезомолекулы можно довольно точно оценить по формулам ⁽¹⁶⁾:

$$\omega_{\rm s}^{Jv} = \sum_{n,l} \omega_{nl}^{Jv},$$

где

$$\omega_{nl}^{Jv} = \left| \int \Psi_{m}^{Jv} \left(\mathbf{r}, 0 \right) e^{-i\mathbf{p}_{\mu}\mathbf{r}} \psi_{nl} \left(\mathbf{r} \right) d\mathbf{r} \right|^{2}, \tag{36}$$

где **r** – координаты мюона при R = 0, \mathbf{p}_{μ} – импульс мюона, $\psi_{nl}(\mathbf{r})$ и $\Psi_{m}^{Jv}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ – волновые функции (μ He) $_{nl}^{+}$ и мезомолекулы в состоянии (Jv). В последние годы значения ω_{nl}^{Jv} вычислены многими способами [258–266], которые в основном дают согласующиеся результаты. Часть из них представлена в табл. I.

В реакциях (246) и (266) мезоатомы (µ³He)⁺и (µ⁴He)⁺образуются с кинетическими энергиями 0,8 МэВ и 3,5 МэВ соответственно. При торможении в смеси D, и T, они сталкиваются с ядрами атомов и могут

[T. 160

при этом «потерять» мюон — происходит так называемое «стряхивание» мюонов в реакциях:

$$(\mu He)_{nl}^{+} + d \rightarrow He^{++} + d + \mu^{-}, \qquad (37a)$$

$$\rightarrow \mathrm{He}^{++} + (\mathrm{d}\mu)_{n'l'}, \tag{376}$$

$$\rightarrow (\mu \text{He})^{+}_{n'l'} + d \rightarrow \text{He}^{++} + d + \mu^{-}. \tag{37B}$$

Вероятность этих процессов зависит от плотности φ среды и может достигать величины R = 0.35 (в случае реакции (24б)) [56, 279—298, 307—310]. Наблюдаемый коэффициент прилипания ω_s вычисляется по формулам

$$\omega_{\rm s} = \omega_{\rm s}^{\rm o} \left(1 - R\right),\tag{38}$$

где ω_{s}^{0} — начальный коэффициент прилипания без учета процессов стряхивания (37) ⁽¹⁷⁾.

Таблица VII. Значения ω_{nl} , ω_s^0 и ω_s для реакций синтеза в мезомолекулах ddµ и dtµ*)

Молекула	$dd\mu(J=v=1)$	$dt\mu (J=v=1)$			
ω ⁰ _{1S}	0,097	0,683%			
ω ⁰ ₂₅	0,013	0,098			
ω_{2p}^{0}	0,010	0,024			
	0,008	0,039			
$\omega_{n=4}^{0}$	0,003	0,017			
ω_{s}^{0}	0,137	0,886			
$R (\phi = 0, 1)$	0,11	0,30			
$R (\varphi = 1, 2)$	0,17	0,35			
$\omega_{s} (\psi = 0, 1)$	0,125 0.115	0,57			
$\Im_{s} (\Psi^{-1}, 2)$ Эксперимент LNPI ($\omega = 0.1$)	0.122 ± 0.003				
Эксперимент LAMPF ($\phi=1,2$)	~	$0,37\pm0,07$ %			
Эксперимент PSI ($\phi=1,2$)	-	$0,45\pm0,05$ %			
 *) Таблица составлена на основе работы [278 6]. ω_s н ω⁰_{nl} для dtµ в %. 					

В табл. VII представлены результаты последних вычислений и измерений величин ω_s^0 , ω_s и *R*, а на рис. 19 — сравнение вычисленных значений с экспериментально измеренными [62, 65, 241 a, 299—306] при различных плотностях φ смеси D₂ и T₂. Легко видеть, что для реакции dt $\mu \rightarrow \mu^4$ He+n вычисленные значения систематически превышают измеренные экспериментально, хотя в случае реакции dd $\mu \rightarrow \mu^3$ He+n при $\varphi = 0.1$ налицо превосходное согласие. Причину отмеченных расхождений еще предстоит выяснить.

4.11. Кинетика процессов мюонного катализа. Схема процессов μ -катализа в смеси D_2+T_2 представлена на рис. 20. В первом приближении кинетика этих процессов описывается системой ~10 диф-ференциальных уравнений первого порядка с постоянными коэффициентами (λ_0 , λ_{dt} , $\lambda_{dt\mu}$ и т. д.) [311-319]. В тройной смеси $H_2+D_2+T_2$ (рис. 21) число уравнений, по крайней мере, утраивается, а с учетом процессов стряхивания мюонов и каскадных переходов в мезоатомах и мезомолекулах, оно становится внушительным. Кроме того, при описании резонансных процессов μ -катализа необходимо учитывать одновременно

многочисленные процессы упругого и неупругого рассеяния мезоатомов, сечения которых также довольно прихотливо зависят от энергии столкновения. Это означает, что вместо системы уравнений с постоянными коэффициентами необходимо решать систему уравнений с коэффициентами $\lambda_{dt\mu}(\varepsilon)$, $\lambda_{dt}(\varepsilon)$ и т. д., зависящими от энергии столкновения ε .В этом случае задача описания кинетики μ -катализа — и по сложности, и по характерным особенностям — становится очень похожей на проблему описания замедления нейтронов в атомном реакторе с учетом процессов резонансного их поглощения в ²³⁸U.





Конечным итогом кинетического описания процессов μ катализа должны быть экспериментально наблюдаемые величины, а также их зависимость от времени и характеристик среды (*T*, φ , *C*_t и т. д.).

В настоящее время созданы экспериментальные установки, которые позволяют наблюдать практически все продукты реакций µ-катализа:

нейтроны от реакций (1), (32) и (34) и зависимость их выхода от времени dN_n/dt (ОИЯИ, LAMPF, PSI, RAL, TRIUMF);



Рис. 20. Схема процессов мюонного катализа в смеси дейтерия и трития

α-частицы и мезоионы (µ He)⁺ от реакций (24б) и (26б), (ЛИЯФ, LAMPF, PSI, RAL);

 γ -кванты от ядерных реакций (34б) и (35б), а также рентгеновские лучи от каскадных переходов в (μ He)⁺ и в молекулярной реакции перезарядки (23б) (PSI, KEK, TRIUMF);

скорость деполяризации мюонов в процессах спин-флипа (22) (ОИЯИ) [325];

распад $\mu^- \rightarrow e + v_e + v_\mu$ как эталонный процесс во всех процессах μ -катализа.

Следует подчеркнуть, что именно эти величины измеряют в экспериментах, а уже затем, используя соотношения между различными характеристиками процесса μ -катализа, следующие из кинетических уравнений, извлекают из них скорости индивидуальных процессов, например: λ_{dt} , $\lambda_{dt\mu}$, $\lambda_{dd\mu}$, ω_s и т. д. (Примером таких соотношений могут служить формулы (4) и (5)). Таким образом, без детального рассмотрения кинетики μ -катализа невозможно уверенное сравнение теории с экспериментом. Эта задача в полном объеме и на должном уровне до сих пор не решена.



Рис. 21. Схема процессов µ-катализа в тройной смеси H₂+D₂+T₂

5. Физические приложения мюонного катализа. Если не знать теоретической картины процессов мюонного катализа, то опыт по наблюдению только конечного результата последовательности реакций $\mu^- \rightarrow d \mu \rightarrow \rightarrow d d \mu \rightarrow ^{3}He + n + \mu^-$ может показаться истинным чудом. В самом деле, меняя температуру дейтерия, мы изменяем (в десятки раз!) наблюдаемый выход нейтронов ядерной реакции dd-синтеза. Это наблюдение, будь оно известно Марии Кюри, без сомнения, немало бы ее озадачило: действительно, внешне оно ничем не отличается от вариации радиоактивности образца в зависимости от изменения его температуры. Мы, конечно, понимаем теперь, что в цикле реакций мюонного катализа реализован «принцип реле», который через последовательность все более мощных выключателей позволяет, например, включать крупные агрегаты простым нажатием кнопки.

На рис. 22 представлена временная, энергетическая и пространственная шкала изменений, происходящих в цикле μ -катализа dt-синтеза: за время ~10⁻⁸ с мезоатомы t μ с кинетической энергией 0,01—0,05 эВ (от других ядер они удалены на среднее расстояние ~10⁻⁸ см) образуют мезомолекулы dt μ в возбужденном состоянии (J=v=1), размеры которых ~10⁻¹⁰ см, а характерная энергия связи ~1 эВ. После этого за время ~10⁻¹¹ с происходит переход в нижние состояния dt μ -молекулы с энергией связи ~100 эВ (средние размеры ~10⁻¹¹ см) и, наконец, за время ~10⁻¹² с из этих состояний происходит синтез ядер дейтерия и трития на расстояниях ~10⁻¹² см с энерговыделением ~1 МэВ. Таким образом, за время ~10⁻⁸ с, благодаря сочетанию внутриатомных полей, система испытывает компрессию в 10⁴ раз по размерам и в 10⁸ —по ха-

рактерным энергиям. Такой процесс стал возможен благодаря уникальному стечению случайных обстоятельств.

Прежде всего, даже при незначительном изменении любой из масс частиц (всего на. доли процента!) слабосвязанное состояние (J = v = 1) в мезомолекуле dt дибо исчезает, либо становится настолько глубоким, что полностью разрушаются условия эффективного образования «dt µ-молекул в резонансной реакции (24).



Очень существенно, что слабосвязанное состояние $dt \mu$ -молекулы обладает орбитальным моментом J=1: благодаря этому возможен интенсивный дипольный E1-переход в это состояние из s-состояния рассеяния $t \mu$ +d.

Скорость ядерной реакции в dt μ -молекуле чрезвычайно велика, поскольку, во-первых, dt μ -молекула состоит из неодинаковых ядер и потому очень быстро переходит в основное состояние, и, во-вторых, в ядерной системе d+t имеет место околопороговый резонанс $3/2^+$, благодаря которому константа A_0 ядерной реакции dt-синтеза в dt μ -молекуле аномально велика (в 100 раз больше, чем константа dd-синтеза в dd μ -молекуле).

Молекула dt μ — единственная система, при ядерном синтезе в которой вероятность прилипания мюона к гелию меньше 1 %.

Наконец, энерговыделение в реакции $dt \rightarrow {}^{4}He + n + 17,6$ МэВ достаточно велико, чтобы отнестись к нему серьезно.

Все эти, почти чудесные, совпадения не могли остаться без внимания физиков, которые не только стремятся использовать их в практических целях для производства ядерного топлива, но и пытаются применить эти знания для целей чисто физических исследований. Упомянем кратко только некоторые из них.

5.1. Структура легких ядер. При изучении зеркальных ядерных реакций

 $d + d \rightarrow {}^{3}He + n,$ $\rightarrow t + p$

«на лету» при низких энергиях (≤100 кэВ) было давно замечено, что канал d(d, ³He)n, более вероятен, чем канал d(d, t)p, что находится в противоречии с общими положениями гипотезы изотопической инвариантности ядерных реакций. Экспериментально измеренное отношение полных сечений нейтронного и протонного каналов этих реакций оказалось равным [31.5]

$$\frac{o_n^{\text{tot}}}{o_p^{\text{tot}}} = 1,07 \pm 0,04.$$
 (39a)

Дальнейшие опыты с поляризованными пучками дейтронов показали, что указанная аномалия почти целиком объясняется особенностями МЮОННЫЙ КАТАЛИЗ

реакции dd-синтеза в состоянии рассеяния с орбитальным моментом J=1 (вклад р-волны в полное сечение реакции dd-синтеза даже при малых энергиях составляет ~10%). Измеренное в этих же опытах отношение р-волновых сечений оказалось аномально большим [315]:

$$\beta = \left(\frac{o_n}{o_p}\right)^{J=1} = 1,39 \pm 0,04.$$
(396)

Мюонный катализ позволяет довольно просто и убедительно проверить результаты этих сложных опытов. Действительно, как мы теперь знаем, в резонансной реакции (266) мезомолекулы dd μ образуются в состоянии с орбитальным моментом J=1. В силу принципа Паули суммарный спин ядер в этом состоянии мезомолекулы равен I=1, и она не может перейти в другое квантовое состояние в силу того же принципа. Таким образом, в отличие от реакции «на лету», когда dd-синтез происходит из смеси состояний (плоская волна содержит вклады всех орбитальных моментов), dd-реакция синтеза в dd μ -молекуле происходит из чистого р-состояния и, измеряя выходы нейтронного и протонного каналов (32) и (33), мы измерим одновременно и отношение β , которое оказалось равным [190]

$$\beta = 1.46 \pm 0.03$$

(39в)

в хорошем согласии с результатом (39б). Подчеркнем еще раз, что в этом случае мы имеем уникальную возможность приготовить чистое начальное состояние ядерной системы.

Другой пример использования μ -катализа в ядерной физике дает реакция (35). Реакция d(p, ³He) γ — одна из основных в солнечном термоядерном цикле, поэтому каждый дополнительный метод ее изучения не должен быть оставлен без внимания. В отличие от реакции (356), которая происходит путем E1-перехода, реакция (35а) происходит путем E0-перехода с конверсией μ -мезона и в его отсутствие не может быть реализована «на лету» в pd-соударениях. Очевидно, что ее изучение даст дополнительную информацию о структуре ядер с массовым числом A = 3.

Точно так же изучение pt-реакций синтеза (34), а также реакций синтеза в $tt \mu$ -молекуле может дать дополнительную информацию о структуре ядер ⁴Не, взаимодействии продуктов реакции в конечном состоянии, информацию о длине nn-рассеяния и т. д.

Переходы между уровнями сверхтонкой структуры мезоатомов $d\mu$ и $t\mu$, предшествующие образованию мезомолекул pd μ и pt μ , изменяют суммарный спин ядер мезомолекул и тем самым вероятности ядерной реакции синтеза и соотношение каналов реакции. Этот эффект также может быть использован для изучения структуры ядер A = 3 и A = 4.

5.2. Поляризация вакуума. Резкая температурная зависимость скорости образования dd μ -молекул от энергии связи $|\epsilon_{11}|$ мезомолекулы дает уникальную возможность измерить абсолютный сдвиг уровней энергии системы трех заряженных частиц, обусловленный эффектами поляризации вакуума [320]. На рис. 23 представлены три зависимости $\lambda_{dd\mu}(T)$, вычисленные при трех различных энергиях связи: истинной $|\epsilon_{11}|$ и двух других, отличающихся от истинной на ±10 мэВ. Легко видеть, что при температурах ≤ 100 К эти скорости различаются в несколько раз. Кроме того, на основании известных экспериментов (см. рис. 16 и 23) уже сейчас можно утверждать, что релятивистские эффекты в мезомолекуле dd μ вычислены верно и составляют ~9 мэВ, что с хорошей точностью равно сдвигу нерелятивистской энергии состояния (J=v=1) за счет поляризации вакуума (другие поправки к энергии связи $|\epsilon_{11}|$ почти полностью компенсируют друг друга; см. табл. V). 5.3. Мезомолекулярные процессы и физика слабых взаимодействий. Долгое время процессы µ-катализа изучали как неизбежный фон при исследовании процессов слабого взаимодействия.

В свое время учет мезомолекулярных явлений сыграл существенную роль в экспериментальной проверке универсального слабого (V—A) взаимодействия для процессов захвата мюонов в водороде и дейтерии

$$\mu^{-} + p \rightarrow n + \nu_{\mu}, \tag{40}$$
$$\mu^{-} + d \rightarrow 2n + \nu_{\mu}. \tag{41}$$

В настоящее время после успеха теории электрослабых взаимодействий некоторые эффекты, наблюдаемые в реакциях (40), (41), могут, наоборот, служить количественным подтверждением картины мезомолекулярных процессов, предшествующих указанным реакциям. Поскольку подробное рассмотрение их выводит за рамки настоящего обзора, ограничимся лишь несколькими качественными примерами.



Рис. 23. Иллюстрация резкой зависимости скорости $\lambda_{dd\mu}(T)$ от энергии связи $|\varepsilon_{11}|$ состояния (J = v = 1) мезомолекулы ddµ

(42

Реакция (40) в мезоатоме водорода с подавляющей вероятностью идет из синглетного состояния сверхтонкой структуры $(p \mu)_{r=0}$. Поэтому быстрый переход

$$(\mathbf{p}\mu)_{F=1} + \mathbf{p} \rightarrow (\mathbf{p}\mu)_{F=0} + \mathbf{p},$$

который происходит даже в газообразном водороде, при давлении всего в несколько атмосфер, увеличивает вероятность захвата мюонов в мезоатомах р μ в 4 раза по сравнению с ожидаемой при статистическом распределении по уровням сверхтонкой структуры (соответственно: 1/4 и 3/4) для (р μ)_{*F*=0} и (р μ)_{*F*=1}).

В жидком водороде захвату мюона протоном предшествует образование мезомолекул pp μ , которые в силу принципа Паули образуются в орто-состоянии (полный момент J=1) с суммарным спином ядер I=1 и полным спином молекулы S=1/2. В этом состоянии мюон по отношению к каждому из протонов находится на 3/4 в синглетном (F=0) и на 1/4 в триплетном (F=1) состояниях. Поэтому скорость μ^- захвата в жидком водороде приблизительно втрое больше, чем в разреженном газе при статистическом распределении по уровням сверхтонкой структуры мезоатомов. В настоящее время все эти теоретические заключения экспериментально подтверждены.

Для процесса (41) переходы

 $(d\mu)_{F=3/2} + d \rightarrow (d\mu)_{F=1/2} + d$

ВЫП, 8]

увеличивают в согласии с теоретическими ожиданиями вероятность захвата мюона в мезоатоме $d\mu$ приблизительно в 3 раза по сравнению с ожидаемым результатом при статистическом распределении по уровням мезоатомов.

По-видимому, к этим экспериментам еще предстоит возвратиться на новом уровне — после тщательного изучения процессов µ-катализа и сопутствующих ему мезоатомных и мезомолекулярных явлений, в частности явления орто-пара перехода в мезомолекуле pp µ [322, 323].

5.4. Физика атомных столкновений. Сечения процессов атомных столкновений, аналогичные мезоатомным процессам (37), измерить чрезвычайно трудно, поскольку возбужденные состояния He⁺ можно реализовать только в разреженных газах и требуются специальные ухищрения, чтобы осуществить эти реакции при малых энергиях столкновения, соответствующих относительным скоростям $v \ll 1$ а. е. В то же время их знание необходимо для решения многочисленных вопросов астрофизики, физики плазмы и термоядерного синтеза.

Экспериментальные и теоретические исследования мюонного катализа открывают неожиданные возможности исследовать процессы (37) и затем использовать их в атомной физике, масштабируя полученные сечения путем замены в формулах массы мюона на массу электрона. Следует отметить, что потребности µ-катализа стимулировали развитие новых методов расчета сечений реакций типа (37), которые, конечно, приложимы и для расчета многочисленных сечений в атомной физике [119].

5.5. Развитие численных методов. В связи с проблемами мюонного катализа особое развитие получили методы решения задачи трех тел с кулоновским взаимодействием. В частности, при этом был введен новый класс функций — сфероидальные кулоновские функции [341], развит общий метод (адиабатическое представление в задаче трех тел), позволяющий единообразно находить энергии связи системы трех заряженных частиц и вычислять сечения процессов рассеяния и перераспределения частиц в этих системах [326—333].

Далее, именно в связи с потребностями µ-катализа был развит эффективный алгоритм (непрерывный аналог метода Ньютона), позволивший в едином подходе решать задачу Коши и задачу Штурма — Лиувилля для систем большого (~10³) числа связанных дифференциальных уравнений [334—336]. Продолжая эти исследования, удалось решить аналогичные задачи математической физики на плоскости и в пространстве, без разделения переменных в исходном уравнении и введения промежуточного базиса [337—340].

Наконец, потребности μ -катализа дали толчок развитию вариационных методов, позволивших вычислить энергию основного и возбужденных состояний системы трех тел с кулоновским взаимодействием с относительной точностью ~10⁻⁷ и лучше. Нет сомнения, что развитые методы решения математических задач μ -катализа найдут применения и в других областях физики.

6. Заключение. Мюонный катализ, как правило, сравнивают с термоядерным синтезом, поскольку в их основе лежит общая реакция dt-синтеза. Но с точки зрения примата бридинга ядерного топлива более естественно сравнивать µ-катализ с электроядерным бридингом и, более того, рассматривать его в сочетании с последним. Как мы могли видеть, в таком сочетании эффективность электроядерного бридинга увеличивается примерно вдвое. Это не так мало, и не следует пренебрегать этой добавкой: из истории атомной энергии мы помним, что ее судьба критически зависела даже от незначительных вариаций числа вторичных нейтронов v_f в ²³⁵U. И если бы известное сейчас значение $v_f = 2,42$ оказалось всего на 10% меньше, то судьба атомной энергетики и целых народов была бы совершенно иной. Например, в этом случае нельзя было бы запустить в Хэнфорде атомный реактор на природном уране, а следовательно, быстро изготовить плутониевую бомбу, уничтожившую Нагасаки.

Из предыдущего рассказа ясно, что полное изучение явлений мюонного катализа и связанных с ним альтернативных методов бридинга еще далеко от завершения. Однако, при всем желании ускорить этот процесс, не следует, на наш взгляд, начинать строительство крупных опытных установок, не изучив предварительно во всех деталях физику явления. По этой причине µ-катализ в настоящее время должен избегать соблазна немедленных попыток практической реализации. Напротив, сейчас разумно рассматривать его как своеобразную ветвь фундаментальных исследований в ядерной физике и в физике элементарных частиц. И не лишено вероятности, что со временем именно эта ветвь физики мезонов принесет практические плоды в энергетике будущего.



Рис. 24. Прогноз энергетических потребностей человечества на ближайшие три столетия в предположении его стабилизации на уровне 10— 12 млрд при среднем уровне потребления 2/3 от сегодняшнего потребления в США [122]

Как много времени отпущено нам для этого перед лицом неизбежного энергетического кризиса? На рис. 24 представлен прогноз развития энергетики мира на ближайшие два столетия. Из него видно, что альтернативные источники энергии станут существенными лишь в середине следующего столетия. С учетом большой инерционности внедрения новых энергетических систем в существующую инфраструктуру (~30 лет) это означает, что на изучение нового явления, построения моделей и изготовления опытных образцов МКГР осталось не более 20 лет.

Этот вывод справедлив для всех альтернативных методов производства энергии: термоядерного, лазерного, инерционного и т. д., и мюонный катализ в этом ряду — не исключение. Мы можем только надеяться, что в будущем он займет в нем достойное место.

Если хотя бы одна из попыток альтернативных методов бридинга окажется успешной, то запасы урана на Земле достаточны, чтобы избавить человечество от энергетических проблем на ближайшие несколько тысяч лет. За это время человеку, чтобы выжить, необходимо научиться использовать возобновляемые источники энергии, в особенности поток солнечного излучения.

Будущее µ-катализа зависит не только от благосклонности природы: уже сейчас можно сказать, что редкое сочетание свойств мезомолекулярных систем и мезоатомных процессов приводит к тому, что возможность практического использования µ-катализа для производства

ядерной энергии и нейтронов не противоречит известным законам физики. Насколько реализуема эта возможность, покажет будущее: это зависит не только от научных фактов, но также от уровня будущей технологии, конкурентоспособности по сравнению с другими методами, экологических, социальных и даже политических факторов. Во всяком случае, проделанные до сих пор исследования ясно свидетельствуют о том, что работу по изучению этого интересного и красивого явления необходимо продолжить. (Среди последних работ в этом направлении следует отметить теоретические исследования и-катализа в плотной низкотемпературной плазме [342].)

С точки зрения практических приложений наиболее важно сейчас найти условия, позволяющие уменьшить прилипание мюонов к гелию ω_s и повысить скорость цикла μ -катализа λ_c , т. е. увеличить число циклов µ-катализа X_c. Кроме того, необходимо оптимизировать условия рождения л⁻-мезонов и µ⁻-мезонов и, насколько это возможно, уменьшить энергетические затраты на их производство.

Важно также получить надежную экспериментальную информацию о процессах электроядерного бридинга (число делений, выход ядер Ри и т. д.) в широком интервале энергий пучка ускорителя, а также аналогичные характеристики при поглощении нейтронов синтеза с энергией 14,1 МэВ в различных конструкциях бланкетов.

И, наконец, надо интенсифицировать существующие разработки различных типов сильноточных ускорителей дейтронов с энергией ≥ 1 ГэВ/нуклон и током $I \approx 100$ мА, чтобы оценить их стоимость и перспективы создания.

Авторы признательны Л. Н. Богдановой, М. П. Грязневичу, И. И. Гуревичу, В. П. Джелепову, В. Г. Зинову, В. Е. Маркушину, В. С. Мележику, М. П. Файфману, прочитавшим работу в рукописи и сделавшим ряд ценных замечаний, а также искренне признательны И. В. Попехиной и Г. С. Чеботаревой, оказавшим существенную помощь при подготовке рукописи к печати.

ПРИМЕЧАНИЯ К ТЕКСТУ

¹ В популярных изданиях различного уровня µCF называют также холодным синтезом (cold fusion), чтобы отличить его от термоядерного синтеза (hot fusion). В течение последнего года этот термин, однако, некритично был использован для описания экспериментов по поискам реакций синтеза в титане и палладии, насыщенном дейтерием. Впрочем довольно быстро этот тип экспериментов стали называть confusion, ввиду большого числа необоснованных спекуляций, на них основанных.

² В мезомолекуле ррµ процесс синтеза протекает чрезвычайно медленно, пот скольку скорость реакции $p+p \rightarrow d+e^++v_e$ определяется константой слабого взаимодействия.

Ее использовал уже Дж. Джексон в своей пионерской работе [56].

⁴ В мезомолекулах расстояние до точки остановки $r^* \approx 1$ м. а. $e \approx 2.6 \cdot 10^{-11}$ см. Для реакций (1) и (8) те же значения r^* достигаются при $E \approx (m_{\mu}/m_e) 2 \text{Ry} \approx$ ≈ 5,2 кэВ. Для грубой оценки относительной вероятности реакции (2) в мезомолекуле $dt\mu$ и «на лету» в реакции (8) достаточно заметить, что при одинаковом коэффициенте подбарьерного перехода ядра дейтерия и трития в мезомолекуле $dt\mu$ заключены в объеме порядка a^3_{μ} , в то время как в реакции на лету эффективный объем порядка a_0^3 . Поэтому, чтобы оценить скорость λ_f^{coll} , достаточно в формуле (7) заменить a_{μ} - $\rightarrow a_0 \approx 0.5 \cdot 10^{-8}$ см., откуда следует оценка (9). Более точные расчеты [249] дают близкие значения для λ_{f}^{coll} .

⁵ Дополнительные сведения об истории развития и физической сущности процессов и-катализа, а также исторические подробности развития знаний о нем читатель сможет найти в упомянутых обзорах. ⁶ С учетом коэффициента 1,7 размножения плутония $\approx 0,5$ ядра. Более пол-

ный обзор современных проблем ядерной энергетики можно найти в книге [70а].

Для уменьшения энергетической стоимости п-мезона предлагается также увеличить энергию первичного пучка до 3-4 ГэВ/нуклон [74, 75]. Однако в этом случае соответствующие расчеты для конечной мишени с учетом упругих потерь энергии и поглощения и пионов еще не выполнены. (На рис. 4 представлены расчеты для бесконечной мишени без учета поглощения.) Первые экспериментальные результаты получены в работе [76].

Первоначальная схема работы [85] обладает рядом очевидных недостатков (малый объем D_2+T_2 смеси, поглощение π в стенках камеры; см. в этой связи работу [82]). Существуют и другие предложения; см., например, [86, 87а].

⁹ Полный обзор этих ранних расчетов приведен в обзоре [165]; обзор и сравнение вариационных расчетов дан в работах [170, 185].

В 1964—1966 гг. стали известны результаты измерений В. П. Джелепова, П. Ф. Ермолова и др. [26, 28] скорости образования ddu-молекул в газовой фазе, которые оказались на порядок больше, чем вычисленные согласно механизму (26а) (см. табл. III) и измеренные ранее в жидком дейтерии [17, 23, 24]. Гипотеза Э. А. Весмана была предложена именно для объяснения результатов этих опытов, в частности, температурной зависимости λ_{ddu} , полученной в этих экспериментах. Гипотеза основывалась на оценках, сделанных ранее в диссертации С. С. Герштейна [187], где обсужда-

лась возможность существования слабосвязанного состояния (J = v = 1) в dd μ с энер-гией связи $|\varepsilon_{11}| < 7$ эВ.

В отличие от обычных атомов и молекул, в мезоатомах и мезомолекулах сверхтонкое расщепление больше тонкого (см. рис. 13 и 14).

В силу принципа Паули мезомолекулы $dd\mu$ с орбитальным моментом J = 1образуются только в состоянии с суммарным спином ядер I=1.

¹³ Энергия вращательного возбуждения $(K_i=0) \rightarrow (K_f=1)$ равна 4,4 МэВ, т. е. энергия перехода $(v_i=0, K_i=0) \rightarrow (v_f=2, K_f=b)$ авна $\Delta E_{vK}=2002$ МэВ, от-куда находим теоретическое значение резонансной кинетической энергии tµ атомов $\varepsilon_0 = \Delta E_{\nu K} - \Delta E_{FS} = 4,9$ мэВ. Его следует сравнить со значениями $\varepsilon_0 = 5,9$ мэВ [203] и $\varepsilon_0 = 3,8 \pm 0,5$ мэВ [227], $\varepsilon_0 = 3,9 \pm 0,3$ мэВ [240а], полученными при различной обра-

ботке экспериментальных данных, представленных на рис. 15. 14 Среди попыток объяснения зависимостей $\lambda_{dt\mu}(\phi)$ следует упомянуть работы [228-239], которые, однако, на наш взгляд, еще далеки от завершения.

 $_{15}^{15}$ Скорость разрешенного ЕО-перехода $(dd\mu)_{J=1, \nu=1} \rightarrow (dd\mu)_{J=1, \nu=0} \lambda_{dex} = 2,2 \cdot 10 \text{ с}^{-1}$ существенно меньше скорости синтеза $\lambda_f = 0,43 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ из состояния $(J=\nu=1)$ мезомолекулы $dd\mu$ [244, 251].

Многочисленные попытки подвергнуть сомнению эту формулу до сих пор успеха не имели. В частности, гипотеза о возможном критическом влиянии околопорогового ядерного резонанса 3/2 + в системе dt на мезомолекулярную волновую функцию $\Psi_{dt\mu}^{Jv}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ [267—272] сейчас детально исследована и признана ошибочной [249, 254, 266, 273–278].

Прилипание мюона к тритию в реакции (336) можно вычислить также по формулам (36) (с необходимыми заменами). Однако в этом случае вследствие процессов типа (37) мюон «стряхивается» с трития с вероятностью R~1, т. е. ω_в≈0.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Frank F. C., O. B. E.//Nature, London. 1947. V. 160. Р. 525. 2. Сахаров А. Д. Пассивные мезоны//Отчет ФИАН.— Москва, 1948.— С. 1.
- Сахаров А. Д. Пассивные мезоны//Отчет ФИАН. Москва, 1948. С. 1.
 Зельдович Я. Б.//ДАН СССР. 1954. Т. 95. С. 493.
 Alvarez L. W., Brander H., Crawford F. S., Crawford I. A., Jr., Falk-Vairant P., Good M. L., Gow J. D., Rosenfeld A. H., Solmitz F., Stevenson M. L, Ticho H. K., Tripp R. D.//Phys. Rev. 1957. V. 105. P. 1127.
 Зельдович Я. Б., Сахаров А. Д.//ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 947.
 Зельдович Я. Б.//Ibidem. Т. 33. С. 310.
 Науаshi C., Nakano T., Nishida M., Suekane S., Yamaguchi Y.//Prog. Theor. Phys. 1957. V. 17 P. 615

- 1957. V. 17. P. 615.
- 8. Marshall H., Schmidt Th.//Zs. Phys. 1957. Bd. 148. S. 233. 9. Skyrme T. H. R.//Phil. Mag. 1957. V. 2. P. 910. 10. Геритейн С. С.//ДАН СССР. 1957. Т. 117. С. 956. [11] ————//ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 463.
- 12. Ashmore A., Nordhagen R., Strauch K., Townes B. M.//Proc. Phys. Soc. 1958. V. 71. P. 161.
- 13. Зельдович Я. Б., Герштейн С. С.//ЖЭТФ. 1958. Т. 35. С. 649.
- 14. Беляев В. Б., Герштейн С. С., Захарьев Б. Н., Ломнев С. П.//ЖЭТФ. 1959. Т. 37. C. 1652.
- 15. Mizuno Y., Izuyama T., Shimizu M.//Prog. Theor. Phys. 1959. V. 21. P. 479.
- 16. Cohen S., Judd D. L., Riddel R. J.//Phys. Rev. 1958. V. 110. P. 1471; 1960. V. 119. P. 384.
- 17. Fetkovich J. G., Fields T. H., Yodh G. B., Derrick M.//Phys. Rev. Lett. 1960. V. 4. P. 570.
- 18. Wu T. Y., Rosenberg R. L., Sandstrom H.//Nucl. Phys. 1960. V. 16. P. 432.
- 19. Герштейн С. С.//ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1170.

- Герштейн С. С.//ЖЭТФ. 1962. Т. 43. С. 706.
 Джелепов В. П., Ермолов П. Ф., Кушниренко Е. А., Москалев В. И., Герштейн С. С.//Ibidem. Т. 42. С. 439.
 Быстрицкий В. М., Джелепов В. П., Петрухин В. И., Руденко А. И., Сомов Л. Н, Силона В. М., Джелепов В. П., Куши Г. Усисика Б. А. Хореат Л.//Мезония.
 - Суворов В. М., Фильченков В. В., Хемиц Г., Хоменко Б. А., Хорват Д.//Мезоны
 - сустров Д. И., Рановскиов Д. Д., Асмиц Г., Асменко Д. А., Асреан Д.//Мезоны в веществе: Труды международного симпозиума. Дубна, 1977.
 23. Bleser E. J., Anderson E. W., Lederman L. M., Meyer S. L., Rosen J. L., Rothberg J. E., Wang I. T//Phys. Rev. 1963. V. 132. P. 2679.
 24. Doede J.H.//Ibidem. P. 1782.
 25. Conforto G., Focardi S., Rubbia C., Zavattini E.//Nuovo Cimento. 1964. V. 33.

 - P.1001.
 - 26. Джелепов В. П., Ермолов П. Ф., Катышев Ю. В., Москалев В. И., Фильчен-ков В. В., Фримл М.//ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 2042.
 - 27. Джеленов В. П., Ермолов П. Ф., Москалев В. И., Фильченков В, В., Фримл М.// Ibidem. T. 47. С. 1243.
 - 28. Джелепов В. П., Ермолов П. Ф., Москалев В. И., Фильченков В. В.//ЖЭТФ. 1966. T. 50. C. 1235.
- 29. Зельдович Я. Б., Герштейн С. С.//УФН. 1960. Т. 71. С. 581.
 30. Atvarez L. W.//Advent. Exp. Phys. 1972. V. 4α. Р. 72.
 [31] Dzhelepov V. P.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 3. Р. 9.
 32. Jackson J. D.//Discovering Alvarez. New York: Basic Books. 1987.
 - Sakharov A. D. Collected Scientific Works//Eds. D. ter Haar, D. V. Chudnovsky, G. V. Chudnovsky.—New York: Marcel Dekker, 1982.
 Frank F. C. The talk at Muon Catalyzed Fusion Simposium. Oxford, England, Sep-
 - tember 11-13, 1989.

 - Ponomarev L. L., Fiorentini G.//Muon Catal. Fusion. 1987. V. 1. P. 3.
 Gershtein S. S., Ponomarev L. I.//Muon Physics. V. 3; Chemistry and Solids/Eds. V. Hughes, C. S. Wu.-New York. Academic Press. 1975. P. 141.
 Bertin A., Vitale A., Placci A.//Riv. Nuovo Cimento. 1975. V. 5. P. 423.
 Ponomarev L. I.//Proc. of the 6th Intern. Conference on Atomic Physics. Riga, August 17-22. 1978./Eds. A. M. Prokhorov, R. Damburg, O. Kukaine.-Riga: Ziprotect New York. Proc. 1970. P. 182 natne; New York: Plenum Press. 1979.–P. 182.
- 39. —»—»—//Природа. 1979. № 9. С. 8. 40. Петров Ю. В.//Природа. 1982. № 3. С. 62. [41] Ponomarev L. I.//Proc. of the 10th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Moscow. September 14–19. 1981.—Moscow, 1982.—P. 66.
 42. Bracci L., Fiorentini G.//Phys. Rep. 1982. V. 86. P. 169.
 43. Джелепов В. П., Фильченков В. В.//АЭ. 1983. Т. 55. С. 376.
 44. Ponomarev L. I.//Atomkernenergie/Kerntechnik. 1983. Bd. 43. S. 175.

- 45. Bracci L., Fiorentini G.//Fus. Technol. 1985. V. 8. P. 2646.
- 46. *Ponomarev L. I.*//Proc. of the 10th Conference on Atomic Physics. Tokyo, August 29 September 3, 1986/Eds. H. Nakumi, I. Shimamura. Amsterdam: Elsevier, 1987.—P. 197.
- 47. Vorobyov A. A.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 2. P. 17.
 48. Nagamine K., Matsuzaki T., Ishida K., Hirata Y., Watanabe Y., Miyake Y., Kano-do R.//Muon Catalyzed Fusion Symposium. Sanibel Island, Fl, 1988; Proceedings/ Eds S. E. Jones, J. Rafelski, H. J. Monkhorst.—AIP Conf. Proc. 1989. No. 181. P.23
- 49. Davies J. D., Brooks F. D., Cilliers W. A., England J: B. A., Pyle G. J., Squire G. T. Z., Bertin A., Bruschi M., Piccinini M., Vitale A., Zoccoli A., Jones S. E., Li P., Rees L. M., Sheeley E. V., Shurtteff J. K., Taylov S. F., Eaton G. H., Alper B., Bom V. R., van Eijk C. W. E., de Haan H., Anderson A. N., Caffrey A. J., Zabriskle L, Paciotti M. A., Baker O. K., Bradbury L N., Cohen L S., Leon M., Maltrud H. R., Sturgess Q.//Ibidem. P. 52.
 50. Ponomarcy L L/(Muon Catal Evicore 1098 V 3, P. 620
- 50. Ponomarev L. I.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 3. P. 629.
- [51] Rafelski H. E., Müller B., Rafelski J., Trautmann A., Violier R. D.//Prog. Part, and Nucl. Phys. 1989. V. 22. P. 279. 52. Breunlich W. H., Kammel P., Cohen J. S., Leon M.//Ann. Rev. Nucl. and Part. :Sci.
- 1989. V. 39. P. 311.

- Y. S. F. SH.
 Petitjean C.//Fusion Eng. and Design. 1989. V. 11. P. 255.
 Bhatia A. K., Drachman R. J.//At. and Mol. Phys. 1989. V. 22. P. 281.
 Ponomarev L. I.//Contem. Phys. 1990 (in press).
 Jackson J. D.//Phys. Rev. 1957. V. 106. P. 330.
 Ponomarev L. I.//Proc. of the 7th Intern. Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure: Proceedings. Zurich. Switzerland. August 28. Sentember 3. Nuclear Structure: Proceedings – Zurich, Switzerland, August 28 – September 3,
- 1977/Ed. M. Locher.—Basel: Plenum Press, 1977.—P. 403.
 58. Gerstein S. S., Ponomarev L. I.//Phys. Lett. Ser. B. 1977. V. 72. P. 80.
 59 Виницкий С. И., Пономарев Л. И., Пузынин И. В., Пузынина Т. П., Сомов Л. Н., Файфман М. П.//ЖЭТФ. 1978. Т. 74. С. 849.
- 60. Быстрицкий В. М., Джелепов В. П., Ершова З. В., Зинов В. Г., Капышев В. К., Мухамет-Галеева С. М., Надеждин В. С., Ривкис Л. А., Руденко А. И., Сата-

- ров В. И., Сергеева Н. В., Сомов Л. Н., Столупин В. А., Фильченков В. В.//Пись-ма ЖЭТФ. 1979. Т. 31. С. 249; ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 1700. [61] Jones S. E., Anderson A. N., Caffrey A. J., Walter J. B., Watts K. D., Bradbury J.N. Gram P. A. M., Leon M., Maltrud H. R., Paciotti M. A. //Phys. Rev. Lett 1983. V 51. P. 1757.
 - 62. Jones S. E., Caffrey A. J., Walter J. B., Anderson A. N., Watts K. D., Anderson J. L., Bradbury J. N., Gram P. A. M., Leon M., Paciotti M. A.//Atomkernener-gie/Kerntechnik. 1983. Bd. 43. S. 179.
 - 63. Jones S. E., Anderson A. N., Caffrey A. L, van Siclen C. De W., Watts K. D., Brad-bury J. N., Cohen J. S., Gram P. A. M., Leon M., Maltrud H. R., Paciotti M A.// Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 588.
- Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 588.
 64. Breunlich W. H., Cargnelli M., Kammel P., Marton J., Pawlek P., Werner L., Zmeskal J., Crowe K. M., Kurck J., Janett A., Petitjean C., Sherman R. H., Bossy H., Neumann W.//Ibidem. 1984. V. 53. P. 1137.
 65. Breunlich W. H., Cargnelli M., Kammel P., Marton J., Nagele N., Pawlek P., Serinzi A., Werner J., Zmeskal J., Bistirlich J., Crowe K. M., Justice M., Kurck J., Petitjean C., Sherman R. H., Bossy H., Daniel H., Hartmann F. J., Neumann W., Schmidt G., von Egidy T.//Muon Catal. Fusion. 1987. V. 1. P. 67.
 66. Petit jean C., Ackerbauer P., Breunlich W. H., Cargnelli M., Jeitler M., Kammel P., Marton J., Nagele N., Scrinzi A., Werner J., Zmeskal J., Bistirlich J., Crowe K. M., Justice M., Sherman R. H., Bossy H., Daniel H., Hartmann F. J., Plendl H., Schott W., Sherman R. H., Bossy H., Daniel H., Hartmann F. J., Plendl H., Schott W., Neumann W.//Ibidem. 1988. V. 2. P. 37.
 67. Петров Ю. В.//Материалы 14-й Зимней школы ЛИЯФ (27 февраля –6 мар-
- 67. Петров Ю. В.//Материалы 14-й Зимней школы ЛИЯФ (27 февраля 6 мар-та, 1978).—Л.: ЛИЯФ АН СССР. 1979.—С. 139. 68. —»—»—//Маture, London. 1980. V. 285. Р. 466.
- 69. —»—»—//AЭ. 1987. T. 63. C. 333.
- 70. а) Бабаев Н. С., Демин В. Ф., Ильин Л. А., Книжников В. А., Кузьмин И. И.. Легасов В. А., Сивинцев Ю. В.//Ядерная энергетика, человек и окружающая среда/Под ред. А. П. Александрова М.: Энергоатомиздат, 1984.
 б) Барашснков В. С., Левчук Л. Г., Мусульманбеков Ж. Ж.//АЭ. 1986. Т. 61.
 - C. 33
- [71] Васильков Р. Г., Гольданский В. И., Орлов В. В.//УФН. 1983. Т. 139. С. 435.
 - 72. Петров Ю. В., Шабельский Ю. М.//ЯФ. 1979. Т. 30. С. 129.
 - Kazarnovsky M. V., Latysheva L. N., Petrov Yu. V., Serezhnikov S. V., Sobolev-sky N. M.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 3. P. 551.
 Bertin A., Bruschi M., Capponi M., Castro S. De, Massa I., Piccinini M., Poll M., 1007 V. A. D. 975
- Berlin A., Buschi M., Capponi M., Casho S. De, Massa L., Hickhin M., Fold M., Semprini-Cezari N., Vitale A., Loccoli A//Europhys. Lett. 1987. V. 4. P. 875.
 Jandel M., Danos M., Rafelski J.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 3. P. 557.
 Bekmirzaev R. N., Chubarin M. Ya., Ermakov K. N., Grishin V. G., Gasparian A. P., Grigorian V. A., Gulkanian G. R., Kakoyan V. G., Khudaverdian G. A., Kirake-sian Z. A., Korchagin S. A., Korzhev N. A., Muminov M. M., Petrov Yu. V., Ravi-novich L. M. Pogachavsky, O. V. Shabalaky, Yu. M. Smirnov, N. A. Soloview, M. J. sian Z. A., Korchagin S. A., Korzhev N. A., Muminov M. M., Petrov Yu. V., Ravinovich I. M., Rogachevsky O. V., Shabelsky Yu. M., Smirnov N. A., Soloviev M. L, Sokolov V. P., Stabnikov M. V., Tverskoi M. V., Zubarev A. N.//Ibidem. V. 3. P. 537.
 77. Artisyuk V. V., Varushin S. B., Karmanov F. I., Maniychuck V. P.//Ibidem. P. 577.
 78. Zagryadskij V. A., Novikov V. M., Chuvilin D. Yu.//Ibidem. P. 619.
 79. Petrov Yu. V., Sakhnovsky E. G.//Atomkernenergie/Kerntechnik. 1985. Bd. 46. S. 25; Muon Catal. Fusion. 1988. V. 3. P. 571.
 80. Kuzminov V. V., Petrov Yu. V.//Ibidem. P. 593.
 [81] Daniel A. V., Kaicheva S. I., Kuzminov V. V., Petrov Yu. V.//Ibidem. 1990. V. 4 (in press)
- (in press).
- (In press).
 82. Petrov Yu. V.//Ibidem. 1988. V. 3. P. 525.
 83. Schriber S., Fraser J., Tunnicliffe P.//Proc. of Intern. Conference on Charged Particle Accelerators, -Protvino, USSR, 1977.-V. 2. P. 408.
 84. Kanuuckuŭ H. M.//YΦH. 1980. T. 132. C. 639.
 85. Eliezer S., Tajima T., Rosenbluth M.//Nucl. Fus. 1987. V. 27. P. 527.
 86. Miller R. L., Krakowski R. A. Preprint LA-UR-84-1814.-Los Alamos, 1984;//Proc. of MCF Workshop.-Jackson Hole, Wyoming, June 7-8, 1984/Ed. S. E. Jones.
 87 a) Chapling G. F. Moir R. W//LL Livermore preprint based on a contribution

- 87. a) Chapline G. F., Moir R. W.//LLL Livermore preprint based on a contribution
 - to MCF 1984 Conference. Jackson Hole, Wy. 6) Garusov E. A., Grachev S., Petrov Yu. V.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 3, P. 583.
- B) Alimova I. A., Anufriev G. S., Boltenkov B. S., Efremov N. N., Ignatiev V. I., Petrov Yu. V., Yakovleva N. A.//Ibidem. V. 3, P. 607.
 88. Lidsky L. M./Nucl. Fusion. 1975. V. 15. P. 151.
- 89. Takahashi H., Kouts H. J. C., Grand P., Steinberg M., Powell J. R.//Proc. of the 2nd Intern. Conference on Emerging Nuclear Energy Systems. Lausanne, Switzerand, April 8–11, 1980.
 90. Steinberg M.//IEE Trans. on Nucl. Sci. 1983. V. NS-30, P. 14.
 [91] Fermi E., Teller E.//Phys. Rev. 1947. V. 72. P. 399.
 92. Wightman A. S.//Ibidem. 1950. V. 77. P. 521.
 93. C. (VNDTA) 10(0, T. 20, C. 1170)

- 93. Герштейн С. С.//ЖЭТФ. 1960. Т. 39. С. 1170.

- 94. Leon M., Bethe H. A.//Phys. Rev. 1962. V. 127. P. 636.
- 95. Fiorentini G., Pitzurra O.//Nuovo Cimento. Ser. A. 1978. V. 43. P. 396.
- 96. Bracci L., and Fiorentini G.//Ibidem. P. 9.
 97. Leon M.//Ettore Majorana School «Exotic Atoms'79»/Eds. K. J. Crowe, E. Duclos, G. Fiorentini. New York: Plenum Press, 1980.
- 98. Korenman G. Ya, Rogovaya S. I.//J. Phys. Ser. B. 1980. V. 13. P. 641. 99. —»—»—//Rad. Eff. 1980. V. 46. P. 189.
- 100. Borie E., Leon M.//Phys. Rev. Ser. A. 1980. V. 21. P. 1460.

- [101] Черепков Н. А., Чернышева Л. В.//ЯФ. 1980. Т. 32. С. 709.
 102. Маркушин В. Е.//ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 35.
 103. Cohen J. S., Martin R. L, Wadt W. R//Phys. Rev. Ser. A. 1981. V. 24. P. 33; 1983, V. 27. P. 1821

 - 104. Cohen I. S.//Ibidem. P. 167. 105. Balashov V. V., Dolinov V. K., Korenman G. Ya., Leonova S. V., Moscalenko I. V., Popov V. P.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 2. P. 105.
 - 106. Anderhub H., Bocklin J., Devereux M., Dittus F., Ferreira Marques R., Hofer H., Hofer H. K., Kottmann F., Pitzurra O., Seller P. G., Taqqu D., Unternahrer J., Wal-chli M., Tschalar Ch.//Phys. Lett. Ser. B. 1981. V. 101. P. 151.
 - 107. Anderhub H., von Arb H. P., Bocklin L, Dittus F., Ferreira Marques R., Hofer H., Kottmann F., Taqqu D., Unternahrer A.//Ibidem. 1985. V. 143. P. 65.
 - 108. Kottmann F.//Muons and Pions in Matter. Proceedings of the Intern. Symposium on Muon and Pion Interaction with Matter. Dubna, June 30 July 4.– Dubna; JINR, 1987.—P. 268.
 - 109. Korenman G. Ya., Popov V. P.//[48].- P. 145.
- 110. Placet, A., Polacco E., Zavattini E., Ziok K., Carboni G., Gastaldi U., Gorini G. Torelli G.//Phys. Lett. Ser. B. 1970. V. 34. P. 539.
 [111] Budick B., Toraskar J. R., Yaghoobia L.//Ibidem. 1971. V. 34. P. 539.
 112. Leon M.//Ibidem. V. 35. P. 413.

 - 113. Müller R. O., Hughes V. W., Rosenthal H., Wu C. S.//Phys. Rev. Ser. A. 1975. V. H. P. 1175.

 - 114. Бухвостов А. П., Попов Н. П.//ЖЭТФ. 1982. Т. 82. С. 22.
 115. Landua R., Klempt E.//Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. Р. 1722.
 116. Reinfenrother G., Klempt E., Landua R.//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 191. Р. 15.
 117. Menshikov L. I., Ponomarev L. I.//Zs. Phys. Kl. D. 1986. Bd. 2. S. 1.
 118. Овчинников С. Ю., Соловьев Е. А//ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 477.

 - 119. Соловьев Е. А.//УФН. 1989. Т. 157. С. 437.
- 120. Меньшиков Л. И., Пономарев Л. И.//Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 542. [121] Kravtsov A. V., Mikhailov A. L, Ovchinnikov S. Yu., Popov N. P.//Muon Catal Fusion. 1988. V. 2. P. 183.
 - 122. Fusion Energy: Meeting the Chellenge.— Laurence Livermore National Laboratory, 1987.
 - 123. Kravtsov A. V., Mayorov A. Yu., Mikhailov A. I., Ovchinnikov S. Yu., Popov N. P. Suvorov V. M., Shchetkovsky.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 2. P. 199.
 - 124. Bracci L, Fiorentini G.//Nuovo Cimento. Ser. A. 1978. V. 43. P. 9.
 - 125. Fiorentini G., Pitzura O.//Ibidem. P. 396.
 - 126. Menshikov L. I.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 2. P. 173.

 - ster B. M., Hardy W. N., Huber T. M., Kendall K. R., Kunselman A. R., Macdo-nald J. A., Mason G. R., Olin A., Senba M., Warren J. B.//Proc. of the 7th Intern, Conference on Few Body Problem. Vancouver, July 2–8, 1989.–P. A29.
 - 129. Crawford J. E., Daum M., Frosch R., Jost B., Kettle P.-R., Wright B. K., Ziock K. O.//Phys. Lett. Ser. B. 1988. V. 213. P. 391. 130. Матвеенко А. В., Пономарев Л. И.//ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 1593. Marshall R. M.,
- [131] Матвеенко А. В., Пономарев Л. И., Файфман М. П.//ЖЭТФ. 1975. Т. 68. С: 437,
 - 132. Пономарев Л. И., Сомов Л. Н., Файфман М. П.//ЯФ. 1979. Т. 29. С. 133. 133. Bracci L., Fiorentini L.//Nuovo Cimento. Ser. A. 1979. V. 50. Р. 373.

 - 135. Бласст Е., Понетала Е.//Тчиочо Сппенно. Ser. А. 19/9. V. 30. P. 5/3.
 134. Мележик В. С., Пономарев Л. И., Файфман М. П.//ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С 434
 135. Melezhik V. S., Wozniak J.//Phys. Lett. 1986. V. 116. P. 370.
 136. Bubak M., Faifman M. P.//Communications JINR EA-87-464.—Dubna, 1987
 137. Melezhik V. S.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 2. P. 117.
 138. Kobayashi K., Jshihara T., Toshima N.//Ibidem. P. 191.
 139. Kamimura M.//Ibidem. V. 3. P. 335.
 140. Bracci I. Chiccoli C. Fiorentini G. Malazhik V. S. Parini P. Warnich I. (Discontine)
- 140. Bracci L., Chiccoli C., Fiorentini G., Melezhik V. S., Pasini P., Wozniak J.//Nuovo Cimento. Ser. B. 1990. V. 105. P. 459.
 141] Bracci L., Chiccoli C., Fiorentini G., Melezhik V. S., Pasini P., Ponomarev L. I., Wozniak J. Preprint IFUP. TH-21/90.—Pisa, Italy, 1990.
- [141]
- 142. Меньшиков Л. И. Рассеяние мезоатомов изотопов водорода на молекулах изотопов водорода. – Препринт ИАЭ-3811/12. – Москва. 1983.

- 143. Adamczak A., Melezhik V. S., Menshikov L. I.//Zs. Phys. Kl. D. 1986. Bd. 4. S. 153. 144. Adamczak A., Melezhik V. S.//Phys. Lett. Ser. A. 1986. V. 118. P. 181. 145. Fomichev V. L, Mikhailov A. I.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 2. P. 137

- 146. Кравцов А. В., Михайлов А. И., Попов Н. П.//ЯФ. 1986. Т. 43. С. 777. 147. —»— //J. Phys. Ser. B. 1986. V. 19. Р. 1323.
- 148. Adamczak A.//Muon Catalyzed Fusion. 1989. V. 4. P. 31.
- 149. Балин Д. В., Волченков В. А., Воробьев А. А., Воробьев Ан. А., Ильин А. И., Капышев В. К., Маев Е. М., Малек М. П., Малеев В. П., Марков А. А., Медведев В. И., Петров Г. Е., Петров Л. В., Ривкис Л. А., Рябов Г. А., Семенчук Г. Г., Смирении Ю. В.//ЖЭТФ. 1987. Т. 92. С. 1543.
- 150. Kammel P., Breunlich W. H., Cargnelli M., Mahler H. G., Zmeskal J., Bertl W. H., Petitjean C., Kössler W. J.//Phys. Lett. Ser. B. 1982. V. 112. P. 319.
 [151] Kammel P., Breunlich W. H., Cargnelli M., Mahler H. G., Zmeskal J., Bertl W. H. Petitjean C.//Phys. Rev. Ser. A. 1983. V. 28. P. 2611.
 152. Матвеенко А. В., Пономарев Л. И.//ЖЭТФ. 1972. Т. 63. С. 48.

 - 153. Arb H. P. von, Dittus F., Hofer H., Kottmann F., Schaeren R.//Muon Catal. Fusion. 1989. V. 4. P. 61.
 - 154. Аристов Ю. А., Кравцов А. В., Попов Н. П., Солякин Г. Е., Т рускова Н. Ф., Файфман М. П.//ЯФ. 1981. Т. 33. С. 1066.

 - 155. Kravtsov A. V., Popov N. P., Solyakin G. E., Aristov Yu. A., Faifman M. P., Truskova N. F.//Phys. Lett. Ser. A. 1981. V. 83. P. 379.
 156. Иванов В. К., Кравцов А. В., Михайлов А. И., Фомичев В. И.//ЖЭТФ. 1986 Т. 91. С. 358.
 - 157. Балин Д. В., Воробьев А. А., Воробьев Ан. А., Залите Ю. К., Марков А. А., Медведев В. И., Маев Е. М., Семенчук Г. Г., Смиренин Ю. В.//Письма ЖЭТФ. 1985. Ţ. 42. <u>Ç.</u> 236.
 - 42. C. 236.
 158. Leon M., Baker O. K., Bradbudy J. N.. Cohen J, S., Maltrud H. R., Paciotti M. A., Sturgess L. L., Anderson A. N., Harris J. M., Jones S. E., Caffrey A. J., van Sic-len C. De W., Watts K. D.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 2. P. 231.
 159. Matsuzaki T., Ishida K., Nagamine K., Hirata Y., Kadono R.//Ibidem. P. 217.
 160. Bertlin A., Bruschi M., Capponi M., Davies J. D., de Castro S., Massa I., Piccini-ni M., Poli M., Semprini-Cesari N., Trombini A., Vitale A., Zoccoli A.//[48].-

 - P. 161.
- [161] Пономарев Л. И., Файфман М. П.//ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 1689.
- 152. Быстрицкий В. М., Джелепов В. П., Петру хин В. И., Руденко А. И., Су-воров В. М., Фильченков В. В., Хемниц Г., Хованский Н. Н., Хоменко Б. А.//Іbi-dom Т. 70. С. 1167
- dem. T. 70. C. 1167.
 163. Breunlich W. H., Cargnelly M., Kammel P., Marton J., Naegele N., Werner J., Zmeskal J., Petitjean C., Bistirlich J., Crowe K., Kurck J., Sherman R. H., Bossy H., W. Smidt G.//Muon Catal Fusion. 1987. V. 1. P. 121.
- Zmeskal J., Petitjean C., Bistirlich J., Crowe K., Kurck J., Sherman R. H., Bossy H., Hartmann F. J., Neumann W., Smidt G.//Muon Catal. Fusion. 1987. V. 1. P. 121.
 164. Быстрицкий В. М., Джелепов В. П., Петрухин В. И., Руденко А. И., Суворов В. М., Фильченков В. В., Хемниц Г., Хованский Н. Н., Хоменко Б. А.//ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 1680.
 165. Виницкий С. И., Пономарев Л. И.//Физ. ЭЧАЯ. 1982. Т. 13. С. 1336.
 166. Пономарев Л. И., Пузынин И. В., Пузынина Т. П.//ЖЭТФ. 1973. Т. 65. С. 28.
 167. —»—»— //J. Comput. Phys. 1973. V. 13. P. 1.
 168. Виницкий С. И., Мележик В. С., Пономарев Л. И., Пузынин И. В., Пузынин на Т. П., Сомов Л. Н., Трускова Н. Ф.//ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 698.
 169. Gocheva A. D., Gusev V. V., Melezhik V. S., Ponomarev L. I., Puzynin L V., Pu-zynina T. P., Somov L. N., Vinitsky S. I./Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 153. P 349

- P. 349.

- 170. Puzynin I. V., Vinitsky S. I.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 3. P. 307. [171] Alexander S. A., Monkhorst H. J., Szalewicz K.//[48].— P. 246. 172. Фролов А. М., Эфрос В. Д.//Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 449; ЯФ. 1985. Т. 41. C. 828.

 - 173. —»—»— //J. Phys. Ser. B. 1985. V. 18. P. L265. 174. Эфрос В. Д.//ЖЭТФ. 1986. Т. 90. С. 10. 175. Фролов А. М.//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 589; ЖЭТФ. 1987. Т. 92. С. 1959.
 - 176. Bhatia A. K., Drachman R. J.//Phys. Rev. Ser. A. 1984. V. 30. P. 2138.

 - 177. *Ни С. Ү./*/Ibidem. 1985. V. 32. Р. 1245. 178 *Нага S., Ishihara T., Toshima N./*/Muon Catal. Fusion. 1987. V. 1. Р. 277. 179. Виницкий С. И., Коробов В. И., Пузынин И. В.//ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 705. 180. Korobov V. L, Puzynin I. V., Vinitsky S. I.//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 196. P.272.
- [181] Szalewicz K., Kolos W., Monkhorst H. J., Scrinzi A.//Phys. Rev. Ser. A. 1987. V. 35. P. **965.**

 - 182. Petelenz P., Smith V. H., Jr.//Ibidem. V. 36. P. 4078.
 183. Kamimura M.//Ibidem. 1988. V. 38. P. 621.
 184 Szalewicz K., Monkhorst H. J., Kolos W., Scrinzi A.//Ibidem. 1987. V. 36. P. 5494.
 185. Alexander S. A., Monkhorst H. J./Ibidem. 1988. V. 38. P. 26.

 - 186. Весман Э. А.//Письма ЖЭТФ. 1967. Т. 5. С. 113.

- 187. Герштейн С. С.//Ядерные реакции в водороде, связанные с µ-мезонами. Диссертация...канд. физ.-мат. наук.-М.: ФИАН СССР, 1958. 188. Быстрицкий В. М., Джелепов В. П., Оганесян К. О., Омельяненко М. Н., Поро-
- ховой С. Ю., Руденко А. И., Фильченков В. В.//ЖЭТФ. 1974. Т. 66. С. 61.
- 189. Быстрицкий В. М., Джелепов В. П., Петрухин В. И., Руденко А. И. Сомов Л. Н., Суворов В. М., Фильченков В. В., Хемниц Г., Хованский Н. Н., Хоменко Б. А., Хорват Д.//ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 460.
 190 Balin D. V., Maev E. M., Medvedev V. I., Semenchuk G. G., Smirenin Yu. V., Vorobyov A. A., Vorobyov An. A., Zalite Yu. K.//Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 141. P. 173.

- [191] Балин Д. В., Воробьев А. А., Воробьев Ан. А., Залите Ю. К., Маев Е. М., Мед-ведев В. И., Семенчук Г. Г., Смиренин Ю. В.//Письма ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 318.
 192. Balin D. V., Ilyin A. I., Maev E. M., Maleev V. P., Markov A. A., Medvedev V. I., Potrov C. F. Potrov I. P. Someonoluly C. C. Smirnin Yu. V. Verebuot A.
 - Balin D. V., Ilyin A. I., Maev E. M., Maleev V. P., Markov A. A., Medvedev V. I., Petrov G. E., Petrov L. B., Semenchuk G. G., Smirenin Yu. V., Vorobyov A. A., Vorobyov An. A.//Muon Catal. Fusion. 1987. V. 1. P. 127.
 Balin D. V., Grigoriev Yu. S., Ilyin A. I., Kozlov S. M., Lobachev E. L., Maev E. M., Markov A. A., Medvedev V. I., Mituhlaeva G. D., Petrov G. E., Petrov L. B., Po-romov V. I., Semenchuk G. G., Smirenin Yu. V., Trofimov V. A., Vasilyev A. A., Vorobyov A. A., Vorobyov An. A.//Ibidem. 1988. V. 2. P. 241.
 Bystritsky V. M., Dzelepov V. P., Filchenkov V. V., Gilev A. L, Granovsky V. B., Han Don Ir., Ilieva-Sokolieva N., Konin A. D., Marczis L., Merkulov D. G., Ru-denko A. I., Selikov A. B., Somov L. N., Stolupin V. A., Zinov V. G./[48].-P. 17.
 Zmeskal J., Breunlich W. H., Cargnelli M., Fuhrmann H., Kammel P., Marton J., Naegele N., Pawlek P., Scrinzi A., Werner J.//Muon Catal. Fusion. 1987. V. 1.

 - P. 109.
 196. Naegele N., Breunlich W. H., Gargnelli M., Fuhrmann H., Kammel P., Marton J., Pawlek P., Scrinzi A., Werner J., Zmeskal J., Bertl W., Petitjean C.//Phys. Rev, Ser. A. 1990 (in press).
 - 197. Bardin G., Duclos J., Magnon A., Martino J., Bertin A., Capponi M., Piccinini M., Vitale A.//Lett. Nuovo Cimento. 1983. V. 36. P. 79.
 198. Kammel P.//Ibidem. 1985. V. 43. P. 349.

 - 199. Leon M.//Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 605.

- 200. Cohen J. S., Martin R. L.//Ibidem. V. 53. Р. 738. [201] Leon M., Cohen J.//Phys. Rev. Ser. A. 1985. V. 31. Р. 2680. 202. Меньшиков Л. И., Файфман М. П.//ЯФ. 1986. Т. 43. С. 650. 203. а) Меньшиков Л. И., Пономарев Л. И., Стриж Т. А., Файфман М. П.//ЖЭТФ. 1987. T. 92. C. 1173.

6) Zmeskal J., Kammel P., Scrinzi A., Breunlich W. H., Cargnelli M., Marten J., Naegele N., Werner J.//Phys. Rev. Ser. A. 1990 (in press).
204. Lane A. M.//J. Phys. Ser. B. 1987. V. 20. P. 2911.
205. ->->//Ibidem. 1988. V. 21. P. 2159.
206. ->->//Ibidem. 1989. V. 21. P. L489.
207. Margarez H. H./(90, 1995. T. 42. C. 1194.

- 207. Меньшиков Л. И.//ЯФ. 1985. Т. 42. С. 1184. 208. Menshikov L. L, Ponomarev L. I.//Phys. Lett. Ser. B. 1986. V. 167. P. 141. 209. Bakalov D.//Ibidem. 1980. V. 93. P. 265. 210. Bakalov D., Melezhik V. S., Menshikov L. I., and Vinitsky S. I.//Ibidem. 1985. V. 161. P. 5.
- [211] Бакалов Д. Д., Виницкий С. И., Мележик В. С.//ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 1629. 212. Бакалов Д. Д., Коробов В. И.//JINR Rapid Commun. 1989. V. 2 (35). Р. 15, 213. Bakalov D.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 3. Р. 321. 214. Мележик В. С.//Письма ЖЭТФ. 1982. Т. 36. С. 101. 215. Melazhik V. S. Ponomarov L. L.//Phys. Lett. Sar. Р. 1978. V. 77. Р. 217.

- Мележик Б. С.//Письма ж.Э.ГФ. 1982. 1. 30. С. 101.
 Melezhik V. S., Ponomarev L. I.//Phys. Lett. Ser. B. 1978. V. 77. P. 217.
 Бакалов Д. Д., Виницкий С. И.//ЯФ. 1980. Т. 32. С. 720.
 Бакалов Д. Д.//ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 1149.
 Меньшиков Л. И.//ЯФ. 1985. Т. 42. С. 1449.
 Scrinzi A., Szalewicz K.//Phys. Rev. 1989. V. 39. P. 4983.
 Lane A. M./[48].- P. 289.
 Mwint K S. Akaishi Y. Tanaka H. Kamimura M. Narumi H //Zs. F.

- [220] Lunc A. M., [170]. 1. 209.
 [221] Myint K. S., Akaishi Y., Tanaka H., Kamimura M., Narumi H.//Zs. Phys. Kl. A. 1989. Bd. 334. S. 423.
 222. Faifman M. P., Menshikov L. I., Ponomarev L. I., Puzynin L V., Puzynina T, P., Strizh T. A.//Zs. Phys. Kl. D. 1986. Bd. 2. S. 79.
 223. Scrinzi A. Szalowicz K. Mankhowst H. L.//Phys. Pay. Sort A 1000 V 27 D 2270.
- *Strizh T. A.*//Zs. Phys. KI. D. 1986. Bd. 2. S. 79. 223. Scrinzi A., Szalewicz K., Monkhorst H. J.//Phys. Rev. Ser. A. 1988. V. 37. P. 2270. 224. Островский B. H., Устимов B. И.//ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 1228. 225. Lane A. M.//Phys. Lett. Ser. A. 1983. V. 98. P. 337. 226. Gula A., Adamczak A., Bubak M.//Ibidem. 1985. V. 109 P. 224. 227. Scrinzi A. Dissertation.— Wien, 1989. 228. Меньшиков Л. И.//Физ. ЭЧАЯ. 1988. Т. 19. С. 1349. 229. Faifman M. P.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 2. P. 247. 230. Faifman M. P., Menshikov L. I., Strizh T. A.//Ibidem. 1989. V. 4. P. 1. [231] Меньшиков Л. И., Пономарев Л. И./Письма ЖЭТФ. 1987. T, 45. С. 471. 232. Faifman M. P., Menshikov L. I., Ponomarev L. I.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 2.
- 232. Faifman M. P., Menshikov L. I., Ponomarev L. I.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 2. P. 285.

- 233. *Petrov Yu.* V. V. 1. P. 219. V.//Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 163. P. 28; Muon Catal. Fusion 1987
- 234. Petrov Yu. V., Petrov V. Yu., Shlyakhter A. I.//Ibidem. 1988. V. 2. P. 261. 235. Petrov V. Yu., Petrov Yu. V.//Ibidem. 1989. V. 4. P. 73. 236. Cohen J. S., Leon M.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 52.

- 236. Cohen J. S., Leon M.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 52.
 237. --»--»-//Phys. Rev. Ser. A. 1989. V. 39. P. 946.
 238. Padial N. T., Cohen J. S., Leon M.//Ibidem. V. 38. P. 1172.
 239: Padial N. T., Cohen J. S., Walker R. B.//Ibidem. 1988. V. 37. P. 329.
 240. a) Kammel P., Ackerbauer P., Breunlich W. H., Cargnelli M., Jeitler M., Marton J., Naegele N., Scrinzi A., Werner I., Zmeskal J., Petitjean C., Bistirlich J., Crowe K., Justice M., Sherman R. H., Bossy H., Daniel H., Hartmann F. J., Plendl H., Schott W.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 3. P. 483.
 6) Jones S. E.//[481.-P. 2.
 [241] a). Breunlich W. H., Cargnelli M., Kammel P., Marton J., Naegele N., Pawlek P., Scrinzi A. Werner J. Zmeskal J. Bistirlich J. Crowe K. M. Justice M.

 - - B) Petitjean C., Breunlich W. H., Cargnelli M., Kammel P., Marton J., Naegele N., Pawlek P., Scrinzi A., Werner J., Zmeskal J., Bistirlich J., Crowe K., Justice M., Kurk J., Sherman R. H., Bossi H., Daniel H., Hartmann W., Schmidt G., Egi-di T., von//Muon Catal. Fusion. 1987. V. 1. P. 89.

 - 242. Виницкий С. И., Пономарев Л. И., Файфман М. П.//ЖЭТФ. 1982. Т. 82. С. 985.
 243. Scrinzi A., Szalewicz K.//Phys. Rev. Ser. A. 1989. V. 39. Р. 2855.
 244. Бакалов Д. Д., Мележик В. С., Меньшиков Л. И., Файфман М. П.//ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 61.

 - 245. Bhatia A. K., Drachman R. J.//Phys. Rev. Ser. A. 1988. V. 38. P. 3400.
 246. Armour E. A. G., Lewis D. M.//J. Phys. Ser. B. 1990. V. 23. P. L25.
 247. Богданова Л. Н., Маркушин В. Е., Мележик В. С., Пономарев Л. И.//ЖЭТФ. 1982. Т. 83. С. 1615.
 - 248, Struensee M. C., Hale G. M., Pack R. T., Cohen J. S.//Phys. Rev. 1988. V. 37. P. 340.
 - 249. Богданова Л. Н., Маркушин В. Е., Мележик В. С., Пономарев Л. И.//ЯФ. 1981. T. 34. C. 1191.
- 250. Богданова Л. Н., Маркушин В. Е., Мележик В. С.//ЖЭТФ. 1981. Т. 81. С. 829. [251] Bogdanova L. N., Markushin V. E., Melezhik V. S., Ponomarev L. I.//Phys. Lett. Ser. B. 1982. V. 115. P. 171. Erratum://Ibidem. 1986. V. 167. P. 485.
 - 252. Hale G., Dodder D. C.//Few Body Problems in Physics/Ed. B. Zeitnitz.—Amsterdam: Elsevier. 1984.—V. 11. P. 433.
 253. Карнаков Б. М., Мур В. Д.//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 1409.
 254. Карнаков Б. М., Кудрявцев А. Е., Мур В. Д., Попов В. С.//ЖЭТФ. 1988. Т. 94.

 - J. 65.

 - 255. Bogdanova L. N.//Muon. Catal. Fusion. 1988. V. 3. P. 359.
 256. Bogdanova L. N., Kuperin Yu. A., Kvitsinsky A. A., Markushin V. E., Merkuri-ev S. P., Ponomarev L. I.//Ibidem. P. 377.
 257. Bogdanova L. N., Markushin V. E.//Ibidem. 1989. V. 4. P. 103.
- 257. Bogdanova L. N., Markushin V. E.//Ioldeffi. 1989. V. 4. F. 105.
 258. Ceperley D., Alder B. J.//Phys. Rev. Ser. A. 1985. V. 31. P. 1999.
 259 Bogdanova L. N., Markushin V. E., Melezhik V. S., Menshikov L. L., Ponomarev L. I.//Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 161. P. 1.
 260. Bogdanova L. N., Bracci L., Fiorentini G., Gerstein S. S., Markushin V. E., Melezhik V. S., Ponomarev L. I.//Nucl. Phys. 1986. V. 454. P. 653.
 [261] Markushin V. I.//Muon Catal. Fusion. 1987. V. 1. P. 297.
 262. Hu Chi Yu //Phys. Rev. Ser A. 1986. V. 34. P. 2536.

- 262. Hu Chi-Yu.//Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 34. P. 2536. 263. —»—»— //Ibidem. 1987. V. 36. P. 4135. 264. Hu Chi Yu., Kauffmann S. K.//Ibidem. P. 5420. 265. Haywood S. E., Monkhorst H. J., Szalewicz K.//Ibidem. 1988. V. 37. P. 3393.
- 265. Indywood S. L., Institutions II. S., Schewicz R., Jonathan 1966. V. St. T. 5555.
 266. Szalewicz K., Moszynski R., Scrinzi A., Zhao X., Jeziorski B., Kolos W., Froelich P., Monkhorst H. J., Velenik A.//Phys. Rev. Ser. A. 1990 (in press).
 267. Rafelski J., Muller B.//Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 164. P. 223.
 268 Danos M., Muller B., Rafelski J.//Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 34. P. 3642.

- 206 Danos M., Muller B., Rafelski J.//Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 34. P. 3642.
 269. -->-->-//Ibidem. 1987. V. 35. P. 2741.
 270 Rafelski H., Muller B., Rafelski J., Trautmann D., Viollier R. D., Danos M.//Muon Catal. Fusion. 1987. V. 1. P. 315.
 [271] Danos M., Muller B., Rafelski J.//Ibidem. 1988. V. 2. P. 443.
 272. Danos M., Biedenharm L. C., Stahlhofen A.//[148].- P. 308.
 273. Kamimura M.//Muon Catal. Fusion. 1987. V. 1. P. 333.
 274. Struensee M. C., Hale G. M., Pack R. T., Cohen J. S.//Phys. Rev. Ser. A. 1988. V. 37. P. 340.

- 275. Hale G. M., Struensee M. S., Pack R. T., Cohen J. S.//[48]. P. 344.
- 276. Катітига М.//Іbidem. Р. 330. 277. Богданова Л. Н., Маркушин В. Е., Мележик В. С., Пономарев Л. И.//ЯФ. 1989, T. 50. C. 1365.
- 278. Moszynski R., Szalewicz K., Jeziorski B., Scrinzi A., Zhao X., Kolos W., Vele-

- 210. Тоздупом К., Здиечисд К., Зедютякі Б., Зстіпді А., Zhao X., Kolos W., Velenik A.//Phys. Rev. Ser. A. 1990 (in press).
 279. Bracci L., Fiorentini G.//Nucl. Phys. Ser. A. 1981. V. 364. Р. 383.
 280. —»—»—//Nature, London. 1982. V. 297. Р. 134.
 [281] Герштейн С. С., Петров Ю. В., Пономарев Л. И., Попов Н. П., Пресняков Л. П., Сомов Л. Н./ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 1690.
 282. Макимата Л. И. И. К. С. 1991. Т. 80. С. 1690.
 - 282. Меньшиков Л. И., Пономарев Л. И.//Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 41. С. 511.

 - 283. Cohen J. S., Leon M.//Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 33. P. 1437.
 284. Cohen J. S.//Ibidem. 1987. V. 35. P. 1419.
 285. __>__//Ibidem. 1988. V. 37. P. 2343.
 286. __>__//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P. 1407. Erratum://Ibidem. P. 2154.
 287. Cohen J. S.//Muon Cotal. Environ. 1987. V. 1. P. 170.
 - 287. Cohen J. S.//Muon Catal. Fusion. 1987. V. 1. P. 179.
 - 288. ---»---»---//İbidem. 1988. V. 3. P. 499.

 - 289. —»—»—//Ibidem. P. 421. 290. Cohen J. S., Struensee M. C.//Phys. Rev. Ser. A. 1988. V. 38. P. 53.
- [291] Cohen J. S., Padial N. T.//Ibidem. V. 39. P. 915. 292. Fesenko G. A., Shablov V. L., Shakirov V. A.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 3.
 - P. 439. 293. *Takahashi H.*//Phys. Lett. Ser. B. 1986. V. 174. P. 133. 294. —»—»— //J. Phys. Ser. G. 1986. V. 12. P. L271. 295. —»—»—//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 3. P. 453.

 - 297. Rafelski H. E., Müller B.//[48].— P. 355.
 298. Stodden C. D., Monkhorst H. J., Szalewicz K., Winter T. D.//Phys. Rev. Ser. A. 1989. V. 40. P. 2824.
- 1989. V. 40. P. 2824.
 299. Bossy H., Daniel H., Hartmann F. J., Neumann W., Schmidt G., Egidy T. von, Breunlich W. H., Cargnelli M., Kammel P., Marton J., Naegele N., Werner L, Zme-skal J., Petitjean C.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 1870.
 300. Bossy H., Daniel H., Hartmann F. J., Neumann W., Plendl H. S., Schmidt G., T. Egidy von, Breunlich W. H., Cargnelli. M., Kammel P., Marton J., Naegele N., Scrinzi A., Werner J., Zmeskal J.//Ibidem. 1987. V. 59. P. 2864.
 [301] Bossy H., Daniel H., Hartmann F. J., Neumann W., Plendl H. S., Schmidt G., Egi-dy T., von, Breunlich W. H., Cargnelli M., Kammel P., Marton J., Naegele N., Scrinzi A., Werner J., Zmeskal J., Petitjean C.//Muon Catal. Fusion. 1987. V. 1. P. 115.
 302. —»—//Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 2864.
 303. Petitjean C., Breunlich W. H., Cargnelli M., Kammel P., Marton J., Naegele N., Pawlek P., Scrinzi A., Werner J., Zmeskal J., Bistirlich J., Crowe K. M., Justice M., Kurck J., Sherman R. H., Bossy H., Daniel H., Hartmann F. J., Neumann W., Schmidt G., Egidy T., von.//Muon Catal. Fusion. 1987. V. 1. P. 89.
 304. Nagamine K., Matsuzaki T., Ishida K., Hirata Y., Watanabe Y., Kadono R., Miya-ke Y., Nishiyama K., Jones S. E., Maltrud H. R.//Ibidem. P. 137.
 305. Paciotti M. A., Baker O. K., Bradbury J. N., Cohen J. S., Leon M., Maltrud H. R.,

 - 305. Paciotti M. A., Baker O. K., Bradbury J. N., Cohen J. S., Leon M., Maltrud H. R., Sturgess L. L., Jones S. E., Li P., Rees L. M., Sheely E. V., Shurtleff J. K., Taylor S. F., Anderson A. N., Caffrey A. J., Zabriskie J. M., Brooks F. D., Cilliers W.A., Davies J. D., England J. B. A.//[48].—P. 38.
 306. Bertl W. H., Breunlich W. H., Kammel P., Mahler H. G., Reiter W. L, Kosster W. J., Shaller L. A., Schellenberg L., Petitjean C.//Atomkernenergie/Kerntechnik. 1983.
 - Bd. 43. S. 184.

 - 307. Меньшиков Л. И., Шакиров В. А.//ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 458. 308. Müller B., Rafelski H. E., Rafelski J.//Phys. Rev. 1989. V. 40. P. 2839. 309. Markushin V. E.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 3. P. 395.
- 310. Меньшиков Л. И., Пономарев Л. И.//Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. С. 12. [311] Геритейн С. С., Петров Ю. В., Пономарев Л. И., Сомов Л. П., Файфман М. П.// ЖЭТФ. 1980. Т. 78. С. 2099.

 - 312. Меньшиков Л. И., Сомов Л. Н., Файфман М. П.//ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 6.
 313. Вивак М., Bystritsky V. М., Gula A.//Acta Phys. Polon. Ser. B. 1985. V. 16. P. 575.
 314. Gula A., Warszunski P., Gula E.//Phys. Rev. 1986. V. 179. P. 183.
 315. Адъясевич Б. П., Антоненко В. Г., Брагин В. Н.//ЯФ. 1981. Т. 33. С. 1167.
 316. Cohen J. S.//Phys. Rev. Ser. A. 1988. V. 37. P. 2343.

 - 317. Меньшиков Л. И., Пономарев Л. И.//Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 329.
 318. Kammel P., Ackerbauer P., Breunlich W. H., Cargnelli M., Jeitler M., Marton J., Naegele N., Scrinzi A., Werner J., Zmeskal J.//Muon Catal. Fusion. 1988. V. 3. P. 483.

 - 319. Cohen J. S.//Phys. Rev. Ser. A. 1986. V. 34. P. 2719.
 320. Ponomarev L. I., Vorobyov A. A.//Proc. of the 9th European Conference of Few Body Problem.—Tbilisi. 1984.
- [321] Зинов В. Г., Сомов Л. Н., Фильченков В. В.//АЭ. 1985. Т. 58. С. 170.

- 322. Zavattini E.//[36].-V. 2. P. 219.
 323. Bakalov D. D., Faifman M. P., Ponomarev L. I., Vinitsky S. I.//Nucl. Phys. Ser. A. 1982. V. 384. P. 302.
- 324. Меньшиков Л. И.//ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 1159.
- 325. Быстрицкий В. М., Джелепов В. П., Зинов В. Г., Руденко А. И., Сомов Л. Н., Фильченков В. В.//ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 839.

- 326. Виницкий С. И., Пономарев Л. И.//ЯФ. 1974. Т. 20. С. 576.
 327. Матвеенко А. В., Пономарев Л. И.//ТМФ. 1972. Т. 12. С. 64.
 328. Мележик В. С., Пономарев Л. П., Файфман М. П.//ЖЭТФ. 1983. Т. 85. С. 434.
 329. Ponomarev L. U., Puzynin I. V., Puzynina T. P., Somov L. N.//Ann. of Phys. 1978. V. 110. P. 274.

- 330. Ponomarev L. I., Vinitsky S. I.//J. Phys. 1979. V. 12. P. 567.
 [331] Виницкий С. И., Касчиев М. С.//ЯФ. 1986. Т. 44. С, 386.
 332. Кадотtsev М. В., Vinitsky S. I.//J. Phys. Ser. B. 1987. V. 20. P. 5723.
 333. Файфман М. П.//ЯФ. 1977. Т. 26. С. 433.
 334. Жидков Е. П. Пукниции В. Макараника И. И.//Фик. 2014. С. 1977.

 - 334. Жидков Е. П., Пузынин И. В., Макаренко И. И.//Физ. ЭЧАЯ. 1973. Т. 4. С. 127. 335. Melezhik V. S., Puzynin I. V., Puzynina T. P., Somov L. N.//J. Comput. Phys. 1984. V. 54. P. 221.
 - 336. Melezhik V. S.//J. Comput. Phys. 1986. V. 65. P. 1.
- 330. Мегелик V. Б.//J. Соппристику. 1980. V. О. 1. 1.
 337. Абрашкевич А. Г., Виницкий С. И., Касчиев М. С., Пузынин И. В. Препринт ОИЯИ Р11-87-749 Дубна, 1987.
 338. Гусев В. В., Касчиев М. С. Препринт ОИЯИ Р11-85-758.—Дубна, 1985.
 339. Gusev V. V., Kostrykin V. A., Kvitsinsky A. A., Merkuriev S. P., Ponomarev L. I., Puzynin V. I.//Few Body... 1990 (in press).
 340. Melezhik V. S.//J. Comput. Phys. 1990 (in press).
 [341] Комаров И. В., Пономарев Л. И., Славянов С. Ю. Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции. М.: Наука. 1976.
- сфероидальные функции.— М.: Наука, 1976. 342. Меньшиков Л. И., Шатров В. А.//ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 458. Меньшиков Л. И., Сомов Л. Н.//УФН. 1990. Т. 160, вып. 8. С. 47 (в данном выпуске).