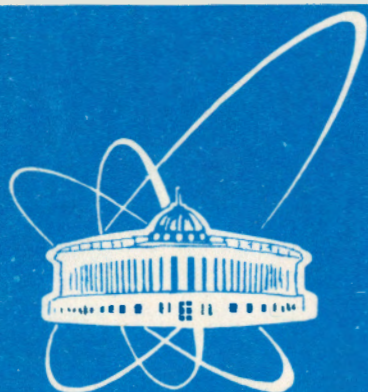


94-146



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-94-146

Г.Я.Коренман¹, О.Лхагва³, Х.Цоохуу²

НЕУПРУГИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ
МЮОНОВ И АДРОНОВ С МЕТАСТАБИЛЬНЫМИ
АТОМАМИ ГЕЛИЯ

Направлено в журнал «Вестник МГУ», серия «Физика и астрономия»

¹НИИЯФ МГУ им. М.В.Ломоносова

²Монгольский национальный университет, Улан-Батор, 210646

³Постоянный адрес: Монгольский национальный университет,
Улан-Батор, 210646

1 Введение

Теоретическое исследование столкновений медленных отрицательных мюонов и адронов с атомами и молекулами имеет важное значение для физики процессов, происходящих в веществе под действием элементарных частиц [1, 2, 3]. Современные методы решения этой проблемы развиты для столкновений частиц M^- с малозлектронными системами (H , He , H_2). Для простейшей мишени (атома H) предложено несколько различных методов:

- метод адиабатического состояния [4],
- полуклассические решения уравнений связи двухчастичного и трехчастичного каналов [5, 6],
- метод классических траекторий трех частиц [7],
- временные уравнения Хартри-Фока для задачи рассеяния [8],
- квантово-классическое приближение самосогласованного поля [9].

Перчисленные методы в целом удовлетворительно согласуются между собой.

Для столкновений частиц M^- с атомом гелия были применены [10, 11] первые два из перечисленных подходов, а для молекулы H_2 сформулирована микроскопическая модель [12], базирующаяся на результатах для атомов водорода и гелия. Полученные сечения позволяют рассчитать такие измеряемые кинетические характеристики, как время замедления мюонов в гелии и молекулярном водороде, относительные вероятности кулоновского захвата в смеси этих элементов. Результаты [11, 12] хорошо согласуются с экспериментальными данными. Открытие долгоживущих адронных состояний в гелии и экспериментальное определение первичных заселенностей этих состояний [13, 14, 15, 16] дает возможность наиболее прямой проверки [17] теории образования адронных атомов в гелии.

Дальнейшее развитие теории столкновений медленных частиц M^- с атомами, наряду с улучшением и уточнением используемых подходов, может включать их применение к более сложным мишеням. В частности, представляет интерес рассмотрение столкновений частиц с возбужденными (метастабильными) атомами. В предыдущей работе [18] мы рассмотрели столкновения медленных частиц M^- с атомом водорода в метастабильном $2s$ -состоянии. Было показано, что использование как адиабатического, так и адиабатического базиса приводит к качественно одинаковым результатам. В частности, сечения неупругих взаимодействий с атомом $H(2s)$ более чем на порядок превышают соответствующие сечения для $H(1s)$, а кинетические характеристики существенно зависят от присутствия в мишени метастабильных атомов. Эти методические результаты показывают, что может быть интересно рассмотрение аналогичных процессов на атомах гелия в метастабильных состояниях. Имеются определенные основания надеяться, что эксперименты с гелиевой мишенью, содержащей некоторое количество метастабильных атомов, принципиально возможны. Время жизни $He(2^3S)$ довольно велико ($\tau(2^3S) \approx 8 \cdot 10^3$ с, $\tau(2^1S) \approx 0.02$ с), а техника приготовления мишеней, содержащих возбужденные атомы, хорошо развита [19, 20].

В настоящей работе рассмотрены неупругие столкновения частиц M^- с

метастабильными атомами $He(2^1S, 2^3S)$ на основе полуклассического решения уравнений связи двух- и трехчастичных каналов в адиабатическом базисе. Необходимые для расчетов результаты решения уравнений [6, 11] с учетом особенностей рассматриваемой задачи были изложены в работе [18], поэтому в следующем разделе мы обратим внимание лишь на те аспекты, которые связаны с различиями между $H(2s)$ и $He(2S)$. В третьем разделе приведены расчеты параметров неупругих столкновений $M^- - He(2S)$. В 4-м и 5-м разделах приведены соответственно результаты расчетов сечений и кинетических характеристик. Везде, если не указано иное, используется атомная система единиц ($\hbar = m_e = e = 1$).

2 Исходные приближения

Гамильтониан системы $M^- + He$ можно представить в виде

$$H = T - \frac{Z}{R} + V + H_A, \quad (1)$$

где четыре слагаемых представляют соответственно оператор кинетической энергии относительного движения частицы и атома, потенциалы взаимодействия частицы с ядром и с электронами, внутренний гамильтониан атома. С точностью до поправок порядка отношения массы электрона к массе ядра координаты центра масс атома и ядра совпадают. Будем рассматривать относительное движение частицы M^- и атома во вращающейся системе координат с осью Oz вдоль вектора R . В задаче о столкновениях частицы M^- с атомом гелия в основном состоянии [11] учитывается связь входного 2-частичного канала с трехчастичными каналами ионизации. Если первоначально атом находится в возбужденном состоянии $|2^{2S+1}S\rangle$, то из-за наличия близкого уровня $|2^{2S+1}P\rangle$ необходимо учесть также связь этих двухчастичных каналов. Для этого удобно ввести в качестве базиса линейные комбинации

$$\begin{aligned} \psi_+ &= \cos \Delta |2^{2S+1}S\rangle + \sin \Delta |2^{2S+1}P\rangle, \\ \psi_- &= -\sin \Delta |2^{2S+1}S\rangle + \cos \Delta |2^{2S+1}P\rangle, \end{aligned} \quad (2)$$

где "угол смешивания" Δ зависит от R и определяется из условия диагональности гамильтониана

$$H' = H_A + V + \frac{j^2}{2\mu R^2} \quad (3)$$

по состояниям (2), где j - оператор орбитального углового момента электронов во вращающейся системе координат. В асимптотической области ($R \rightarrow \infty$) $\Delta = 0$. В области неупругого взаимодействия (см. ниже) расстояние между термами, определенными соотношением

$$W_\nu(R) = \langle \psi_\nu | H' | \psi_\nu \rangle \quad (\nu = \pm 1), \quad (4)$$

велико по сравнению с недиагональным матричным элементом $\langle \psi_+ | H' | \psi_- \rangle$, так что

$$\Delta \approx \pi/4. \quad (5)$$

В этом приближении можно пренебречь связь состояний $\nu = +1$ и $\nu = -1$ в области неупругого взаимодействия, а также вкладом интерференции переходов через эти каналы в сечение реакции. Состояния (2) аналогичны "штарковским" состояниям $|n = 2, n_1 = 0, n_2 = 1, m = 0\rangle$ и $|2, 1, 0, 0\rangle$ атома водорода, поэтому в дальнейшем для состояний ψ_+ и ψ_- мы будем использовать также обозначения (01) и (10). В качестве атомных волновых функций возбужденных состояний мы используем функции вида

$$\Phi_{Lm}^S(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\varphi_{1s}(\mathbf{r}_1) \varphi_{2Lm}(\mathbf{r}_2) + (-1)^S \varphi_{1s}(\mathbf{r}_2) \varphi_{2Lm}(\mathbf{r}_1) \right], \quad (L = 0, 1), \quad (6)$$

где φ_{nlm} - водородоподобные волновые функции с эффективными зарядами (см. табл. 1). Для состояний электронного континуума использованы функции.

Таблица 1. Вариационные параметры волновых функций основного и первых возбужденных состояний атома He и значения потенциалов ионизации

a - настоящий расчет, b - [21], c - [22]

Состояния	эфф. заряды		потенц. иониз. I, а. е.	
	Z_{1s}	Z_{2l}	эксп.	теор.
$1s^2 : 1^1S$	27/16	0	2.9039	2.8477 ^b
$1s2s : 2^1S$	1.9742 ^a	1.5233 ^a	0.1459	0.1078 ^a
$1s2s : 2^3S$	1.9936 ^a	1.5509 ^a	0.1748	0.1666 ^a
	2.01 ^b			0.167
	1.994 ^c			
$1s2p : 2^1P$	2.003 ^a	0.9647 ^a	0.1237	0.1224 ^a
	2.003 ^b	0.9647 ^a		0.1224 ^a
$1s2p : 2^3P$	2.003 ^a	0.9647 ^a	0.1237	0.1224 ^a
$1s2p : 2^3P$	1.9912 ^a	1.0891 ^a	0.1331	0.1307 ^a
	1.99 ^a	1.09 ^b	0.1310 ^b	

ортогонализированные начальному состоянию:

$$\tilde{\Phi}_{elm}^S(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \Phi_{elm}^S(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) - \Phi_{2l}^S(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \langle \Phi_{2l}^S | \Phi_{elm}^S \rangle. \quad (7)$$

Выражение для $\tilde{\Phi}_{elm}^S$ аналогично (6) с заменой $\varphi_{2Lm}(\mathbf{r})$ на $\varphi_{elm}(\mathbf{r})$, причем для функции φ_{1s} используется эффективный заряд $Z = 2$, а для функции континуума - $Z_{eff} = 1$. Пренебрегая "свободно-свободными" переходами в трехчастичном канале и корриolisовым взаимодействием, можно получить уравнения

связи каналов ν и εl , аналогичные рассмотренным в [6, 11] (см. также [18]). При этом терм двухчастичного канала ν определяется выражением

$$U_\nu(R) = -\frac{Z}{R} + W_\nu(R), \quad (8)$$

где

$$W_\nu(R) = \langle \nu | V | \nu \rangle + \frac{\langle \nu | \mathbf{j}^2 | \nu \rangle}{2\mu R^2} + \bar{\varepsilon}_\nu, \quad (9)$$

$$\bar{\varepsilon}_\nu = (\varepsilon_s + \varepsilon_p)/2,$$

ε_s и ε_p - энергия атома He в состояниях $2S$ и $2P$ с данным спином. Терм системы $M^- - He^+$, т. е. граница континуума ($M^- + He^+ + e$), дается выражением

$$U_c(R) = -\frac{Z}{R} + W_c(R), \quad (10)$$

где

$$W_c(R) = \langle \varphi_{1s} | \frac{1}{r_{mc}} | \varphi_{1s} \rangle + \varepsilon_I, \quad (11)$$

ε_I - энергия иона $He^+(1s)$. Матричный элемент связи канала ν с континуумом εl определяется выражением

$$V_{\nu, \varepsilon l}(R) = \langle \Phi_{\varepsilon l, m=0}^{(-)} | V | \Psi_\nu \rangle. \quad (12)$$

Волновая функция континуума нормирована на δ -функцию от энергии. Второе слагаемое в (9) учитывает центробежную энергию электронов во вращающейся системе координат при $m = 0$.

Если терм двухчастичного канала $W_\nu(R)$ выходит в континуум в точке R_ν ,

$$W_\nu(R) > W_c(R) \text{ при } R < R_\nu, \quad (13)$$

то систему уравнений связи каналов с соответствующими граничными условиями можно решить в полуклассическом приближении [5] и получить S -матрицу. Пренебрегая затем интерференцией переходов на двух ветвях классической траектории частицы, можно записать [11] вероятность реакции при параметре столкновения b

$$Q_\nu(E, b) = 1 - P_\nu^2(b, E), \quad (14)$$

где

$$P_\nu(b, E) = \mathcal{P}_\nu^2(R'_\nu(b, E), R_\nu), \quad (15)$$

$$\mathcal{P}_\nu(R, R') = \exp \left[- \int_R^{R'} \frac{\Gamma_\nu(R) dR}{v_\nu(E, b, R)} \right], \quad (16)$$

R_l и $v_\nu(E, b, R)$ - классическая точка поворота и локальная радиальная скорость частицы во входном канале. Величина $\Gamma_\nu(R)$ имеет вид

$$\Gamma_\nu(R) = 2\pi\delta(\varepsilon - \omega(R)) \sum_l \left| \langle \Phi_{\varepsilon l, 0}^{(-)} | V | \Phi_\nu \rangle \right|^2, \quad (17)$$

где

$$\omega(R) = U_\nu(R) - U_c(R). \quad (18)$$

Величина $\Gamma_\nu(R)$ может рассматриваться как ширина автоионизационного состояния квазимолекулы ($M^- + H\epsilon$).

Сечение реакции в данном канале выражается через вероятность обычным образом:

$$\sigma_\nu^\nu(E) = 2\pi \int_0^{b_\nu(E)} Q_\nu(E, b) b db. \quad (19)$$

Здесь $b_\nu(E)$ - наибольшее значение прицельного параметра, при котором частица в канале ν достигает точки $R_\nu(E)$ выхода терма в континуум, т.е. наибольшее из значений b , для которых выполнено условие $R_\nu^\nu(E, b) \leq R^\nu$. Точка R_ν имеет смысл радиуса неупругого взаимодействия в данном канале. Для начального состояния $2S$ сечение реакции в приближении (5) есть полусумма сечений в двух каналах,

$$\sigma_{2S} = (\sigma_{01} + \sigma_{10})/2. \quad (20)$$

Сечение реакции учитывает как ионизацию, так и кулоновский захват частицы. Последний процесс происходит в том случае, когда конечная энергия частицы отрицательна. Наличие δ -функции в (17) означает, что энергия выбитого электрона равна разности термов,

$$\varepsilon = \omega(R), \quad (21)$$

поэтому захват частицы происходит на той части траектории, на которой выполнено условие

$$\omega(R) \geq E - I_A, \quad (22)$$

где I_A - потенциал ионизации начального атома. Пусть $R_\nu^\nu(\varepsilon)$ - решение уравнения (21) относительно R . Если $\omega(R)$ - монотонно убывающая функция от R (как для атомов H и He в основном состоянии [6]), то условие (22) выполняется при всех $R \leq R_\nu^\nu(\varepsilon = E - I_A)$. Введем прицельный параметр $b_c^\nu(E)$ такой, что при $b \leq b_c^\nu(E)$ частица в канале ν доходит до точки $R_\nu^\nu(E - I_A)$. Тогда при $E > I_A$ сечение захвата в этом канале определяется выражением

$$\sigma_c^\nu(E) = 2\pi \int_0^{b_c^\nu(E)} P_\nu(R_\nu^\nu(E - I_A), R_\nu) \left[1 - P_\nu^2(R_\nu^\nu(E, b), R_\nu^\nu(E - I_A)) \right] b db. \quad (23)$$

При $E < I_A$ сечение захвата совпадает с полным сечением реакции (19).

3 Термы и параметры неупругих столкновений

Матричные элементы, входящие в выражение для адиабатических термов, в приближении водородоподобных волновых функций с эффективными зарядами можно вычислить аналитически. Поведение величин $W_\nu(R)$ для триплетных состояний, $W_c(R)$ и $W_0(R)$ показано на рис. 1. Термы 0, 01 и 10 выходят в

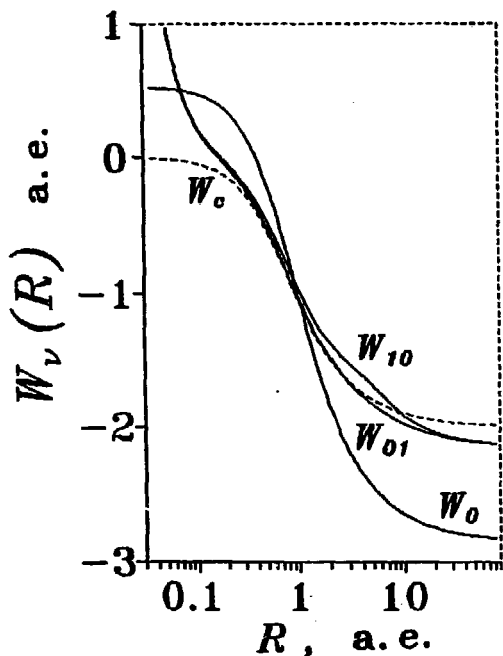


Рис. 1. Поведение величин $W_\nu(R)$ для триплетных состояний, $W_c(R)$ и $W_0(R)$.

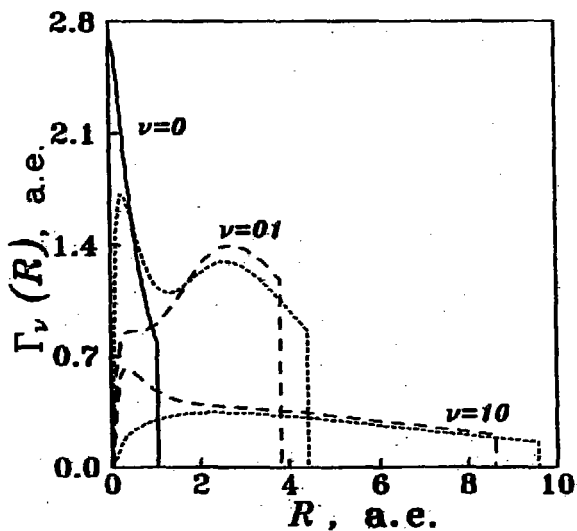


Рис. 2. Ширины автоионизационных состояний квазимолекулярной системы ($M^- + He(\nu)$) для разных каналов в зависимости от расстояния между ядром и частицей. Пунктирные кривые соответствуют синглетным, штриховые - триплетным состояниям.

континуум в точках R_0 , R_{01} и R_{10} соответственно. Каждый из возбужденных термов пересекает терм основного состояния в двух точках R'_ν и R''_ν ($R'_\nu > R''_\nu$). Точка R''_ν лежит вблизи нуля ($R''_\nu < 0.09$). Ее существование обусловлено ростом $U_\nu(R)$ при $R \rightarrow 0$ из-за центробежной энергии электронов во вращающейся системе координат. На промежуточных расстояниях термы двух возбужденных состояний расходятся вследствие штарковского расщепления уровней, тогда как на малых и больших расстояниях они сливаются. Величины R_ν и значения потенциалов $V_\nu(R) = U_\nu(R) - \varepsilon_\nu$ в этих точках приведены в табл. 2. Отметим, что возбужденные термы выходят в континуум на расстояниях, в несколько раз превышающих соответствующую величину для терма

Таблица 2. Точки выхода термов в континуум R_ν , точки пересечения термов возбужденных состояний с термом основного состояния R'_ν и значения потенциалов в этих точках

Термы ν	0	01		10	
спин S	0	0	1	0	1
R_ν	0.9411	4.5115	3.8067	9.585	8.6308
$V_\nu(R_\nu)$	-0.2296	-0.0869	-0.1087	0.0305	0.0381
R'_ν		0.7598	0.7638	0.6492	0.6657
$V_\nu(R'_\nu)$		-1.232	-1.205	-1.4908	-1.425
R''_ν		0.0886	0.0864	0.0899	0.0864
$V_\nu(R''_\nu)$		-20.022	-20.567	-19.694	-20.567

основного состояния.

Поведение ширины $\Gamma_\nu(R)$ состояний квазимолекулярной системы ($M^- - H\epsilon$) показано на рис. 2. Значения Γ_ν для возбужденных состояний заметно меньше, чем для основного состояния, однако они отличны от нуля в гораздо более широкой области значений $R < R_\nu$.

Классические точки поворота определяются из уравнения

$$E = V_\nu(R_t) + E b^2/R_t^2. \quad (24)$$

В формулы (15), (23) входит правая точка поворота. Зависимость положения R_t^ν в триплетных каналах от прицельного параметра при разных энергиях мюона показана на рис. 3 (а - канал 01, б - канал 10). Для канала $\nu = 10$ при малых энергиях функция $R_t(b)$ имеет скачок, связанный с проявлением барьера и возникновением трех точек поворота. Для терма $\nu = 01$ при всех E и b имеется только одна точка поворота. Точки выхода термов в континуум на этих рисунках показаны горизонтальной пунктирной линией. Ее пересечение с соответствующей кривой дает $b_\nu(E)$ - максимальное значение прицельных параметров неупругого взаимодействия в канале ν . Если точка поворота одна, то $R_t(b = b_\nu) = R_\nu$, так что из (24) имеем

$$b_\nu(E) = R_\nu \sqrt{1 - V_\nu(R_\nu)/E} \quad (25)$$

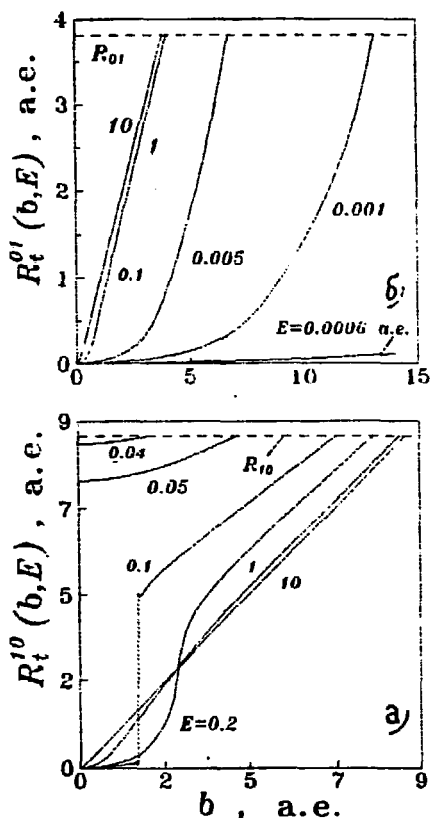


Рис. 3. Положение точки поворота в триплетных каналах в зависимости от прицельного параметра b при разных энергиях (а - терм 10, б - терм 01). Горизонтальная штриховая линия показывает точку R_ν выхода терма в континуум.

При самых малых энергиях в канале $\nu = 10$ эта формула неприменима из-за наличия трех точек поворота.

Зависимость вероятности реакции $Q_\nu(E, b)$ в триплетных каналах от прицельного параметра при разных энергиях показана на рис. 4 а, б. При $b > b_\nu(E)$ вероятность реакции равна нулю, а фактор выживания $P_\nu = 1$ для любых E . При $b < b_\nu(E)$ $Q_\nu \rightarrow 1$, а фактор выживания быстро спадает до нуля тем быстрее, чем меньше энергия. При $E \leq 10$ а.е. вероятность реакции как функцию b можно аппроксимировать ступенчатой функцией,

$$Q_\nu = \Theta(b_\nu(E) - b). \quad (26)$$

Тогда сечение реакции (19) в канале ν сводится к простому выражению

$$\sigma_\nu^r(E) = \pi b_\nu^2(E). \quad (27)$$

Как и для возбужденного атома Н, в канале 10 при энергиях E ниже высоты барьера $E_1 = \max V_{10} - V_{10}(\infty)$ частица не доходит до области неупругого взаимодействия при любых b , так что $b_{10} = 0$ при $E < E_1$.

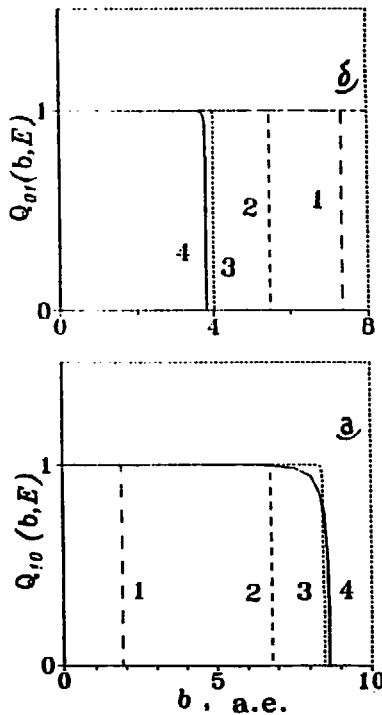


Рис. 4. Вероятность реакции $Q_{\nu}(b, E)$ для триплетных каналов как функция прицельного параметра b при разных энергиях (а - канал 10, б - канал 01; кривые 1, 2, 3 и 4 соответствуют энергиям 0.04, 0.1, 1.0 и 20 а.е.).

4 Сечения неупругих столкновений

Полученные в предыдущем разделе потенциалы, ширины уровней квазимолекулы и другие параметры позволяют рассчитать сечения ионизации и кулоновского захвата при столкновениях частицы M^- с атомом гелия в низших возбужденных состояниях. Сечения неупругих столкновений мюона с атомом He в состояниях 2^1S и 2^3S показаны на рис. 5. Здесь же для сравнения показаны результаты расчета сечения для основного состояния. (Последние в целом хорошо согласуются с известными ранее [10, 11].) Поскольку сечение реакции для терма 01 падает с энергией, а для терма 10, напротив, возрастает от нулевого значения при энергии, равной высоте барьера E_1 , то сечение реакции для атома в $2S$ -состоянии, вычисленное по формуле (20), имеет четко выраженный провал вблизи точки $E = E_1$. В рассматриваемой области энергий сечение реакции для $2S$ -состояния много больше сечения для основного состояния и имеет качественно иную энергетическую зависимость.

На рис. 6 показаны сечения неупругого взаимодействия разных частиц с атомом He в состояниях 2^1S (а) и 2^3S (б) в зависимости от скорости.

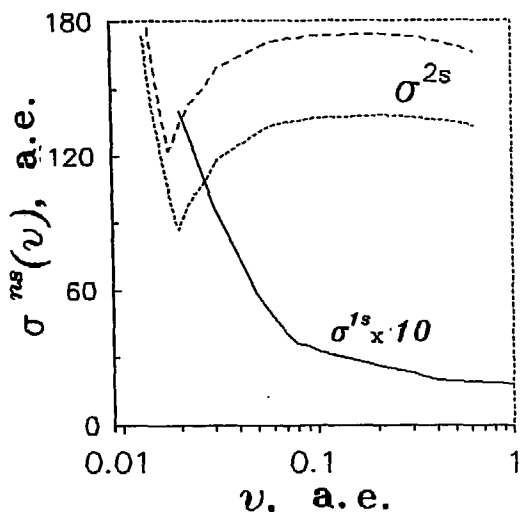


Рис. 5. Сечение реакции для столкновений отрицательного мюона с атомом He в состояниях 1^1S (сплошная кривая), 2^1S (штриховая кривая) и 2^3S (пунктир).

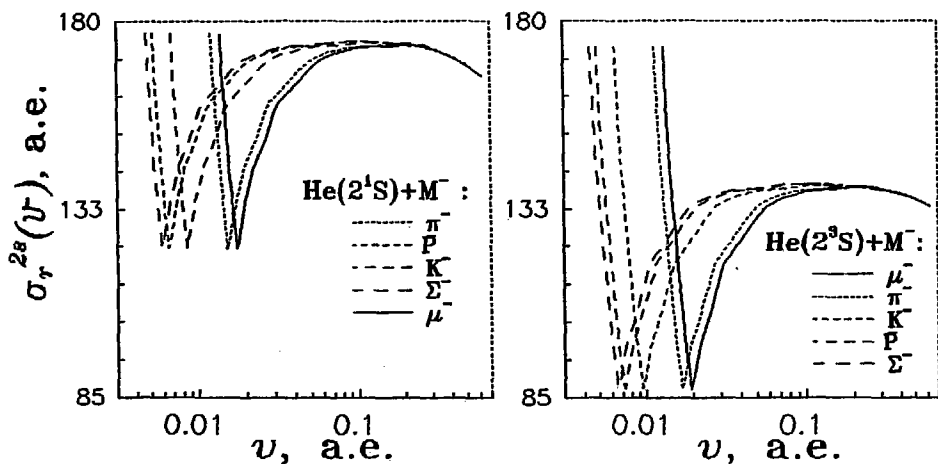


Рис. 6. Сечения реакции для столкновений различных частиц с метастабильным атомом гелия в состоянии 2^1S (а) и 2^3S (б) в зависимости от скорости частицы.

5 Кинетические характеристики

Основными характеристиками кинетики замедления и кулоновского захвата частиц M^- в веществе являются время замедления и первичные заселенности образующегося экзотического атома. Время замедления частицы в мишени от

начальной энергии E_0 до атомного захвата при энергии E_c оценим с помощью соотношения

$$t_s = \frac{1}{N} \int_{E_c}^{E_0} \frac{dE}{v(E) \kappa(E)}, \quad (28)$$

где

$$\kappa(E) = n_1 \kappa_1(E) + n_2 \kappa_2(E) \quad (29)$$

- среднее эффективное торможение в среде, содержащей два сорта атомов (в основном и метастабильном состояниях) с концентрациями n_1 и n_2 . В области энергий, где применимы рассмотренные выше сечения, потери энергии обусловлены ионизацией атомов. Энергия, теряемая частицей в с.д.п. при ионизации, складывается из потенциала ионизации и энергии выбитого электрона. Расчеты для гелия в основном состоянии [11] показывают, что средняя энергия выбитого электрона мала, поэтому для оценки можно принять

$$\kappa(E) = I \sigma_r(E), \quad (30)$$

где I - потенциал ионизации атома в данном состоянии (см. табл. 1). На рис. 7 показана зависимость времени замедления мюонов и антипротонов в гелии

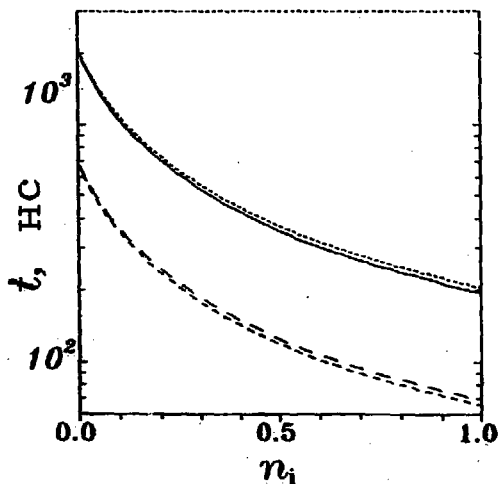


Рис. 7. Время замедления отрицательных мюонов и антипротонов в смеси атомов $He(1^1S)$ и $He(2^1,3S)$ в зависимости от концентрации метастабильных атомов при полной плотности $N = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

от концентрации метастабильных состояний 2^1S (сплошные кривые) и 2^3S (пунктирные кривые) при плотности среды $= 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Видно, что при 100% концентрации метастабильных состояний время замедления почти на порядок меньше, чем в обычном гелии.

В рамках использованного приближения, согласно которому частица в каждом неупругом столкновении теряет в с.д.п. энергию I , распределение вероятности захвата по кинетической энергии в лабораторной системе однородно в интервале от нуля до $I(1 + m_p/m_A)$, где m_p и m_A - масса частицы и атома, соответственно. Тогда распределение захваченных частиц по главному квантовому числу дается выражением [6]

$$\rho_n = \frac{1}{I} \Theta(E_n - \varepsilon_A) \Theta(\varepsilon_A + I - E_n) |dE_n/dn|, \quad (31)$$

где ε_A - энергия начального атома, E_n - энергия образовавшегося экзотического атома. Для очень высоких состояний $E_n = -2 - \mu/2n^2$. Поведение ρ_n для разных частиц при захвате атомом $He(2^3S)$ показано на рис. 8.

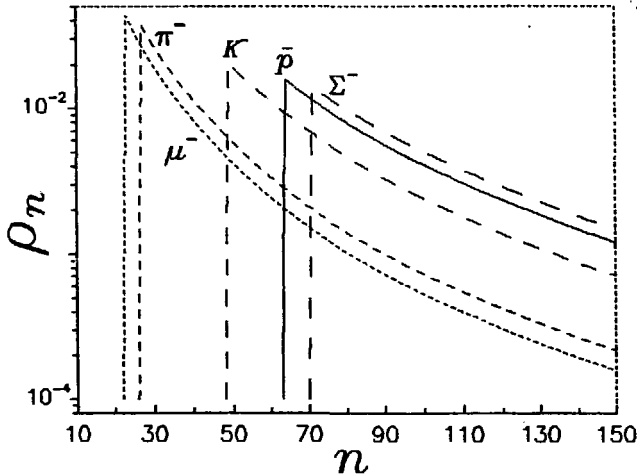


Рис. 8. Распределение первичных заселенностей ρ_n для мюонов и адронов после захвата на атомом $He(2^3S)$.

Распределение по орбитальному моменту можно представить в виде

$$\rho_{nl} = \rho_n \bar{\rho}_{nl}, \quad (32)$$

причем ρ_{nl} содержит вклады от двух каналов ($\nu = 01$ и 10):

$$\bar{\rho}_{nl} = \frac{1}{2} \sum_{\nu} \frac{2l+1}{(l_n^{\nu}+1)^2} \Theta(l_n^{\nu} - l), \quad (33)$$

где (34)

$$l_n^{\nu} = \min \left\{ (n-1), \text{Entier} \left(\sqrt{2\mu R_v^2 (E_{nl} - E_0 + U_v(R_v) - U_v(\infty))} - 1/2 \right) \right\} \quad (35)$$

- максимальный угловой момент антипротона после захвата метастабильным атомом гелия в состоянии ν . Зависимость величины $\bar{\rho}_{nl}$ от l при нескольких значениях n для антипротонов показана на рис. 9. Вклад двух значений ν проявляется при больших n (кривые с изломом). На рис. 10 показана зависимость от n максимального углового момента антипротона после захвата метастабильным атомом гелия в состояниях 01 (темные квадратики), 10 (светлые кружки) и результирующая кривая с учетом ограничения $l \leq n-1$. Из этого рисунка видно, что при захвате антипротона метастабильным атомом He могут заселяться круговые орбиты со значениями главного квантового числа вплоть до $n = 156$. Как известно, изолированный экзотический атом в

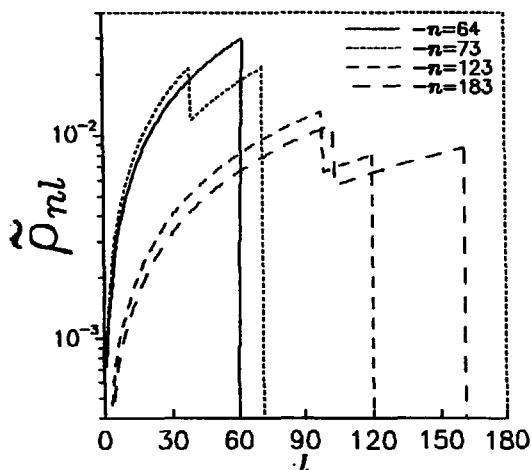


Рис. 9. Распределение первичных заселенностей $\tilde{\rho}_{nl}$ для антипротонов, захваченных триплетным метастабильным гелием при разных n .

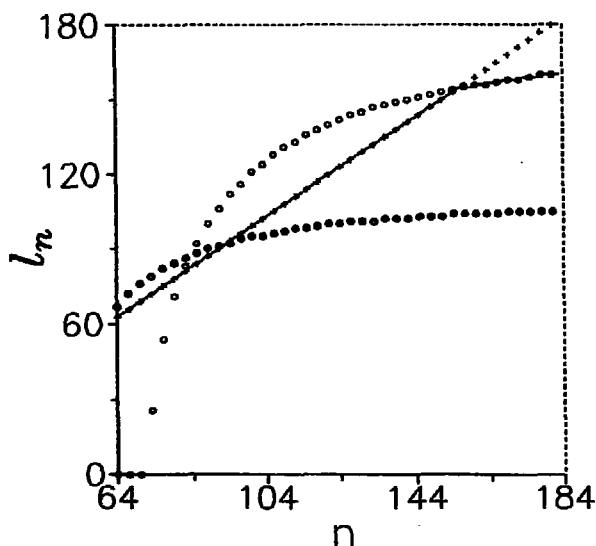


Рис. 10. Максимальный угловой момент антипротона после захвата возбужденным атомом гелия в канале 01 (темные квадратиками), 10 (светлые кружки) и результирующая кривая с учетом ограничения $l \leq n - 1$. Крестиками показаны значения $l=n-1$.

таких состояниях является метастабильным. При захвате отрицательных ад-ронов в гелии наблюдаются метастабильные адронные атомы [13, 14, 15, 16]. Однако, по имеющимся расчетам [11, 17], для невозбужденных атомов мишени заселяется лишь небольшая часть метастабильных адронных состояний типа круговых орбит. Использование метастабильной гелиевой мишени позволило бы расширить область изучаемых состояний метастабильных адронных атомов.

6 Заключение

В работе рассмотрены неупругие столкновения медленных отрицательных мюонов и адронов с атомами гелия в 2^1S и 2^3S -состояниях на основе полуклассического решения уравнений связи двухчастичных и трехчастичных каналов в адиабатическом базисе.

Показано, что сечения ионизации и захвата более чем на порядок превышают соответствующие сечения процесса на атоме в основном состоянии. Эти сечения существенно зависят от начального состояния (2^1S , 2^3S) атома.

Кинетические характеристики для среды из атомов $He(2S)$ существенно отличаются от аналогичных величин для атомов в основном состоянии. Время замедления мюонов и антипротонов в гелии при 100% концентрации метастабильных состояний почти на порядок меньше, чем в обычном гелии. Распределение захваченных частиц по главному квантовому числу сдвинуто в сторону больших n , а распределение по l имеет более сложный вид, чем при захвате атомом в основном состоянии. При захвате антипротона метастабильным атомом He могут заселяться круговые орбиты со значениями главного квантового числа вплоть до $n > 150$. Известно, что такие состояния изолированного экзотического атома метастабильны. При захвате отрицательных адронов в гелии метастабильные адронные атомы наблюдаются [13, 14, 15, 16]. Однако, по имеющимся расчетам [11, 17], в обычной мишени заселяется лишь небольшая часть метастабильных адронных состояний типа круговых орбит. Использование метастабильной гелиевой мишени позволило бы расширить область изучаемых состояний метастабильных адронных атомов.

Авторы благодарят Р. Бадамдамдина за участие в расчетах на начальной стадии работы.

Литература

- [1] Герштейн С. С., Петров Ю. В., Пономарев Л. И., *УФН*, **160**, 1990, 3.
- [2] Cohen J. S., in: *Electromagnetic Cascade and Chemistry of Exotic Atoms*, Proc. of Inter. School of Exotic Atoms, 5th Course, Erice, Sicily, ed. by Simons L. M. et al., (Plenum Press, New York, 1990) p. 1.
- [3] Measday D. F., *ibid.*, p. 53.
- [4] Cohen J. S., Martin R. L. and Wadt W. R., *Phys. Rev.*, **A24**, 1983, 33.
- [5] Коренман Г. Я., в сб: *Проблема нескольких тел в физике*, IX Европ. конф., Тбилиси, ТГУ, 1984, с. 42;
Коренман Г. Я., Попов В. П., Цоохуу Х., Тезисы докл. IX Всес. конф. по физ. электронных и ат. столкн., Рига, ИФАН Латв. ССР, 1984, т. 2, с. 148.
- [6] Коренман Г. Я., в сб: *Мезоны в веществе*, Тр. Междун. симп. по пробл. взаимодействия мюонов и пионов с веществом, ОИЯИ, Дубна, Д14-87-799, 1987, с. 398.
- [7] Cohen J. S., *Phys. Rev.*, **A27**, 1983, 167.
- [8] Garcia J. D., Kwong N. H. and Cohen J. S., *Phys. Rev.*, **A35**, 1987, 4068.

- [9] Kwong N. H., Garcia J. D. and Cohen J.S., *J. of Phys.*, **B22**, 1989, L633 .
- [10] Cohen J. S., Martin R. L. and Wadt W. R., *Phys. Rev.*, **A27**, 1983, 1821 .
- [11] Dolinov V. K., Korenman G. Ya., Moskalenko I. V. and Popov V. P., *Muon Catalyzed Fusion*, **4**, 1989, 169 .
- [12] Korenman G. Ya., Popov V. P. and Fesenko G. A., *Muon Cat. Fusion*, **7**, 1992, 179 .
- [13] Yamazaki T., Aoki M., Iwasaki M. et al., *Phys. Rev. Lett*, **63**, 1989, 1590 .
- [14] Nakamura S. N., Iwasaki M., Outa H. et al., *Phys. Rev.*, **A45**, 1992, 6202 .
- [15] Iwasaki M., Nakamura S. N., Shigaki K. et al., *Phys. Rev. Lett*, **67**, 1991, 1246 .
- [16] Yamazaki T., Widmann E., Hayano R. S. et al., *Nature*, **361**, 1993, 238 .
- [17] Коренман Г. Я., Юдин С. Н., *Письма в ЖЭТФ*, **58**, 1993, 10 .
- [18] Коренман Г. Я., Дхагва О., Цоохуу Х., Бадамдамдин Р., *Сообщение ОИЛИ, Р4* (готовится к печати), Дубна, 1994 .
- [19] Wuilleumier F., Edrer D. L. and Picque J. L., *Adv. At. Phys.*, **32**, 1988, 197 .
- [20] Fabrikant I. I., Shpenik O. B., Snegursky A. V. and Zavilopulo A. N., *Phys. Rep*, **199**, 1988, 1 .
- [21] Eckart C., *Phys. Rev.* **36**, (1936), 878 .
- [22] Attacurti D., *Private communication*, 1988, cit. in: Joachain C. et al., *J. Phys.*, **B22**, 1989, 3519 .

Рукопись поступила в издательский отдел
22 апреля 1994 года.