

## ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

**Переходы между состояниями сверхтонкой структуры антипротонного  ${}^4\text{He}$  при столкновениях с атомами среды: взаимодействие *ab initio***А. В. Бибиков, Г. Я. Коренман,<sup>a</sup> С. Н. Юдин*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына,  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

Поступила в редакцию 21.11.2019, после доработки 25.02.2020, принята к публикации 27.02.2020.

Столкновения метастабильных антипротонных атомов гелия с атомами среды вызывают, среди прочих процессов, переходы между состояниями сверхтонкой структуры (СТС), сдвиги и уширение микроволновых М1-спектральных линий. Для получения матрицы потенциала взаимодействия ( $\bar{p}\text{He}^+$ )–He выполнены расчеты поверхности потенциальной энергии (ППЭ) в неограниченном методе Хартри–Фока с учетом электронных корреляций во втором порядке теории возмущения (MP2). С этим потенциалом численно решается система уравнений сильной связи каналов СТС и рассчитываются сечения и скорости переходов, сдвиги и уширения М1-спектральных линий, которые затем используются при решении кинетического уравнения, определяющего временную эволюцию матрицы плотности состояний СТС. Результаты сравниваются с экспериментальными данными и с результатами модельных расчетов.

*Ключевые слова:* антипротон, антипротонный гелий, сверхтонкая структура, сдвиги и уширение линий при столкновениях, поверхность потенциальной энергии, связь каналов, квантовое кинетическое уравнение.

УДК: 539.12+539.189. PACS: 36.10.-k, 34.20.-b, 32.70.Jz.

**ВВЕДЕНИЕ**

С начала 2000-х годов коллаборацией ASACUSA на пучке антипротонов низких энергий установки AD в ЦЕРН была выполнена серия экспериментов по изучению М1-переходов между подуровнями сверхтонкой структуры (СТС) долгоживущих состояний антипротонных атомов  ${}^4\text{He}$  [1, 2] и  ${}^3\text{He}$  [3] под действием микроволнового излучения (МВИ). Эксперименты проводились при низкой температуре мишени ( $T \simeq 6$  К) методом «тройного резонанса», в котором сначала лазерным импульсом обедняется относительно заселенность нижних состояний СТС, затем под действием МВИ заселенности верхней и нижней групп состояний СТС перераспределяются, а вторым лазерным импульсом индуцируется уход антипротона из долгоживущего состояния и регистрируется его аннигиляция. Основной целью экспериментов было измерение расщепления подуровней СТС и определяющих его фундаментальных характеристик антипротона. Наряду с этим в экспериментах были получены также данные о влиянии среды на релаксацию заселенностей состояний СТС, сдвиги и уширение спектральных линий М1-переходов, индуцируемых МВИ.

В работах [4, 5] эти эффекты рассмотрены в рамках модели взаимодействия ( $\bar{p}\text{He}^+$ )–He, включающего скалярный и тензорный члены потенциала с корректным поведением ( $\sim 1/R^6$ ) на больших расстояниях и отталкиванием на малых расстояниях ( $R \lesssim 1$  а.е.). При подходящем выборе параметров эта модель позволяет описать экспериментальные данные, однако при этом остается открытым вопрос об однозначности выбора детальной формы потенциала и его параметров для разных состояний  $\bar{p}$ -атома.

В настоящей работе взаимодействие термализованного антипротонного атома ( $\bar{p}{}^4\text{He}^+$ ) и обычного атома  ${}^4\text{He}$  описывается поверхностью потенциальной энергии (ППЭ), рассчитанной *ab initio* в рамках неограниченного метода Хартри–Фока с учетом электронных корреляций во втором порядке теории возмущений (MP2). В рассматриваемой системе один из центров (антипротон) имеет отрицательный заряд, поэтому применение обычных методов квантовой химии для расчета ППЭ к этой системе требует некоторой модификации и дополнительной проверки точности. Обсуждение этих вопросов будет дано в более детальной публикации. С полученными потенциалами мы решаем уравнения связи каналов в подпространстве состояний СТС, находим S-матрицу и вычисляем элементарные характеристики столкновений (сечения и скорости переходов между подуровнями СТС, сдвиги и уширения спектральных линий). Затем с этими величинами решаем квантовое кинетическое уравнение (master equation), определяющее временную эволюцию спиновой матрицы плотности состояний СТС при действии МВИ. Результаты сравниваются с данными эксперимента [1, 2] и модельными расчетами.

**1. ПОВЕРХНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ И ПОТЕНЦИАЛЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ( $\bar{p}\text{He}^+$ )–He**

Система состоит из трех тяжелых частиц и трех электронов. Пусть  $m_{\bar{p}}$ ,  $M_a$ ,  $M_b$  и  $\mathbf{r}_{\bar{p}}$ ,  $\mathbf{R}_a$ ,  $\mathbf{R}_b$  — массы и координаты антипротона, ядра  $a$  в  $\bar{p}$ -атоме и атома гелия (координаты атома и ядра  $b$  совпадают с точностью до  $m_e/M_b$ ). Введем координаты Якоби тяжелых частиц:  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_{\bar{p}} - \mathbf{R}_a$  и  $\mathbf{R} = \mathbf{R}_b - (\lambda\mathbf{r}_{\bar{p}} + \nu\mathbf{R}_a)$ , где  $\lambda = M_a/(M_a + m_{\bar{p}})$ ,  $\nu = m_{\bar{p}}/(M_a + m_{\bar{p}})$ . Тяжелые частицы движутся гораздо медленнее электронов, поэтому можно использовать адиабатическое приближение и представить энергию взаимодействия

<sup>a</sup> E-mail: korenman@nucl-th.sinp.msu.ru

между антипротонным и обычным атомами в виде

$$V(r, R, \cos \theta) = 4/|\mathbf{R} + \nu \mathbf{r}| - 2/|\mathbf{R} - \lambda \mathbf{r}| + E_e(r, R, \cos \theta) - E(\text{He}) - E(\bar{\text{p}}\text{He}^+), \quad (1)$$

где два первых члена — кулоновское взаимодействие ядра  $b$  с ядром  $a$  и антипротоном,  $E(\text{He})$  и  $E(\bar{\text{p}}\text{He}^+)$  — внутренние энергии изолированных подсистем,  $\cos \theta = (\mathbf{R} \cdot \mathbf{r})/Rr$ . Энергия трех электронов  $E_e(r, R, \cos \theta)$ , а также внутренние энергии антипротонного и обычного атомов рассчитывались в неограниченном приближении Хартри—Фока с учетом электрон-электронных корреляций во втором порядке теории возмущения. Использовался расширенный набор молекулярных базисных функций aug-cc-pV<sup>5</sup>Z [6], учитывающий корреляции и валентную поляризацию, с параметрами из [7]. Электронные орбитали центрировались на ядрах гелия. Численные расчеты были выполнены по оригинальной программе, использующей метод RI («resolution of identity») для вычислений интегралов электрон-электронного взаимодействия, существенно снижающий ресурсоемкость расчетов в приближении Хартри—Фока при рассмотрении больших систем или систем с большим числом конфигураций [8, 9].

Для выделения угловой зависимости в (1) используем разложение по полиномам Лежандра

$$V(r, R, \cos \theta) = \sum_{k=0}^{\infty} V^k(r, R) P_k(\cos \theta), \quad (2)$$

где

$$V^k(r, R) = (k + 1/2) \int_{-1}^1 V(r, R, t) P_k(t) dt.$$

Выполненные расчеты показывают, что при  $R \gtrsim r$  ППЭ (1) слабо зависит от  $\cos \theta$ , поэтому при описании тепловых столкновений можно ограничиться лишь низшими мультиполями в разложении (2).

При переходах между состояниями СТС квантовые числа антипротона  $n, L$  не меняются, поэтому удобно ввести усредненные величины

$$V_{nL}^k(R) = \int_0^{\infty} V^k(r, R) u_{nL}^2(r) r^2 dr,$$

где  $u_{nL}(r)$  — радиальные волновые функции антипротона, которые были рассчитаны в тех же приближениях, что и входящая в (1) энергия системы ( $\bar{\text{p}}\text{He}^+$ ).

Расщепление уровней антипротонного атома ( $\bar{\text{p}}^4\text{He}^+$ ) <sub>$nL$</sub>  на 4 подуровня СТС возникает из-за взаимодействия магнитных моментов, связанных с орбитальным угловым моментом  $L$  и спинами электрона  $s_e$  и антипротона  $s_{\bar{p}}$ . Из расчетов [10, 11] следует, что эти состояния можно приближенно характеризовать квантовыми числами  $F = L \pm s_e$ ,  $J = F \pm s_{\bar{p}}$  и спиново-угловыми функциями  $|L s_e(F) s_{\bar{p}} J M\rangle$  в схеме связи  $\mathbf{L} + \mathbf{s}_e = \mathbf{F}$ ,  $\mathbf{F} + \mathbf{s}_{\bar{p}} = \mathbf{J}$ . Для краткости записи мы нумеруем эти состояния

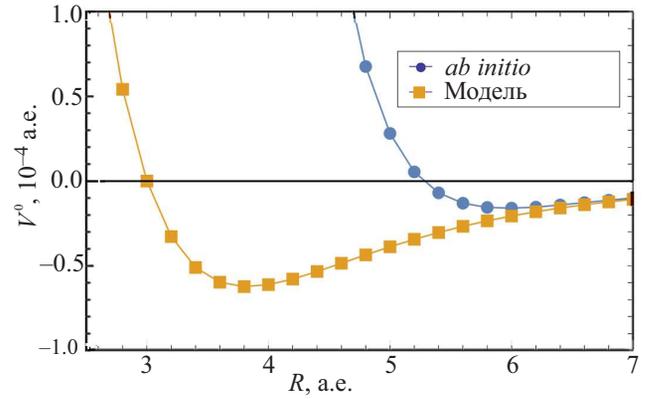


Рис. 1. Радиальная зависимость монополярных членов модельного и *ab initio* потенциалов взаимодействия между антипротонным ( $n, L = 37, 35$ ) и обычным атомами гелия-4

(при данных  $n, L$ ) в соответствии с положением по энергии:

$$\begin{aligned} |1\rangle &= |F = L + 1/2, J = F - 1/2 = L\rangle, \\ |2\rangle &= |F = L + 1/2, J = F + 1/2 = L + 1\rangle, \\ |3\rangle &= |F = L - 1/2, J = F - 1/2 = L - 1\rangle, \\ |4\rangle &= |F = L - 1/2, J = F + 1/2 = L\rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

Учитывая в (2) члены до  $k = 2$  включительно, запишем матрицу потенциалов для переходов между состояниями СТС в столкновениях антипротонного атома с атомом  $^4\text{He}$ ,

$$V_{cc'}(R) = V_{nL}^0(R) \delta_{cc'} + V_{nL}^2(R) \times \langle L s_e(F) s_{\bar{p}}(J) l : j | P_2(\cos \theta) | L s_e(F') s_{\bar{p}}(J') l' : j \rangle, \quad (4)$$

где мультииндекс  $c$  включает в себя квантовые числа состояния  $(n, L, F, J)$ , а также орбитального углового момента  $l$  относительного движения подсистем и полного углового момента  $j$  всей системы. Спин-угловой матричный элемент в (4) выражается через  $3j$ - и  $6j$ -символы стандартными методами. Матрица потенциалов (4) имеет такую же структуру, как и в модели [4, 5], но функции  $V_{nL}^0(R)$  и  $V_{nL}^2(R)$  могут отличаться от модельных. Радиальная зависимость монополярных членов модельного и *ab initio* потенциалов взаимодействия между антипротонным ( $n, L = 37, 35$ ) и обычным атомами гелия-4 показана на рис. 1. На больших расстояниях эти потенциалы совпадают, но области отталкивания и минимума у модельного потенциала сдвинуты в сторону меньших расстояний, а глубина ямы больше, чем у потенциала *ab initio*.

## 2. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СТОЛКНОВЕНИЙ

Для получения сечений переходов между состояниями СТС, сдвигов и уширения М1-линий, индуцированных МВИ, мы решаем численно квантовую задачу связи каналов с разными  $F, J$  при фиксированных  $n, L$ . После отделения спиновых и угловых переменных система уравнений для радиальных волновых функций относительного движения подсистем

$Z_c(R)$  принимает вид

$$Z_c''(R) + [k_c^2 + l_c(l_c - 1)/R^2]Z_c(R) = 2M \sum_{c'} V_{cc'}(R)Z_{c'}(R),$$

где  $k_c = \sqrt{2M(E + \epsilon_i - \epsilon_c)}$ ,  $M$  — приведенная масса сталкивающихся подсистем,  $E$  — кинетическая энергия во входном канале,  $\epsilon_i$  и  $\epsilon_c$  — энергии подуровней СТС во входном канале  $i$  и канале  $c$ , матрица потенциалов  $V_{cc'}(R)$  определяется выражением (4).

Сечения и скорости переходов рассчитывались по стандартным формулам

$$\begin{aligned} \sigma(FJ \rightarrow F'J') &= \frac{\pi}{k_i^2} \sum_{jll'} \frac{2j+1}{2J+1} \times \\ &\times |\delta_{FF'} \delta_{JJ'} \delta_{ll'} - \langle F'J'l' | S^j | FJl \rangle|^2, \\ \lambda(FJ \rightarrow F'J') &= N \langle v \sigma(FJ \rightarrow F'J') \rangle, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $N$  — атомная плотность среды; внешние угловые скобки в (5) означают усреднение по тепловому движению сталкивающихся атомов. Сдвиг и уширение линии перехода  $F_1J_1 \rightarrow F_2J_2$  определяются выражением (59.98) из [12], которое в наших обозначениях принимает вид:

$$\begin{aligned} \gamma + i\Delta &= N\pi \sum_{l'j_1j_2} (2j_1+1)(2j_2+1)(-1)^{l+l'} \times \\ &\times \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & 1 \\ J_2 & J_1 & l \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & 1 \\ J_2 & J_1 & l' \end{Bmatrix} \times \\ &\times \langle v k^{-2} [\delta_{ll'} - \langle nLF_1J_1l' | S_I^{j_1} | nLF_1J_1l \rangle \times \\ &\times \langle nLF_2J_2l' | S_{II}^{j_2} | nLF_2J_2l \rangle^*] \rangle, \end{aligned}$$

где матрицы  $S_I$  и  $S_{II}$  относятся к столкновениям до и после M1-перехода  $F_1J_1 \rightarrow F_2J_2$ .

В таблице приведены константа скорости перехода  $\langle \sigma v \rangle$ , приведенные сдвиг  $\Delta/N$  и уширение  $\gamma/N$  для перехода  $2 \rightarrow 4$  ( $n, L = 37, 35$ ), рассчитанные с модельным потенциалом [4] и потенциалом *ab initio* (3), при температуре среды  $T = 6\text{ K}$ . Видно, что величины, полученные с потенциалом *ab initio*, в несколько раз меньше, чем полученные с модельным потенциалом. Основная причина такого различия связана с отличием в поведении потенциалов, отмеченном выше при обсуждении рис. 1.

Таблица. Константа скорости перехода  $\langle \sigma v \rangle$ , приведенные сдвиг  $\Delta/N$  и ширина  $\gamma/N$  для перехода  $2 \rightarrow 4$  ( $n, L = 37, 35$ ) с модельным потенциалом и потенциалом *ab initio* при  $T = 6\text{ K}$  (все величины в атомных единицах)

	$\langle \sigma v \rangle \times 10^7$	$\Delta/N \times 10^9$	$\gamma/N \times 10^7$
Модель	4.46	40.53	12.03
<i>ab initio</i>	1.11	6.64	2.03

Скорости столкновительных переходов между состояниями СТС в имеющихся экспериментах непосредственно не измеряются. Рассчитанный сдвиг линии очень мал, что не противоречит данным [1, 2], согласно которым сдвиги много меньше точности

измерения частот этих линий. Значение столкновительного уширения линии составляет лишь малую часть наблюдаемой ширины, основной вклад в которую дает «фурье-уширение», обусловленное конечным временем действия микроволнового излучения [1, 2]. Однако в упомянутых экспериментах при измерении расщепления подуровней СТС наблюдаются также зависимости относительной величины сигнала аннигиляции от частоты МВИ и от времени задержки повторного лазерного импульса. Для теоретического описания этих величин рассмотрим эволюцию спиновой матрицы плотности СТС во времени и ее зависимость от частоты МВИ.

### 3. ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ СПИНОВОЙ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ СТС

Основное квантовое кинетическое уравнение (Master Equation) [13] для нашей задачи можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{ij}(t)}{dt} &= -(i\omega_{ij} + \lambda_r)\rho_{ij}(t) - i[V(t), \rho(t)]_{ij} + \\ &+ \sum_{km} R_{ijkm}\rho_{km}(t) + \delta_{ij}\beta_i, \end{aligned} \quad (6)$$

где индексы  $i, j, k, m$  — номера состояний СТС системы;  $\omega_{ij} = \epsilon_i - \epsilon_j$ ;  $\lambda_r$  — скорость спонтанного (радиационного) распада ( $n, L$ )-состояния антипротонного атома, не зависящая от  $F, J$ ;  $V(t)$  — взаимодействие с внешним полем;  $\beta_i$  — скорость восполнения заселенности состояния СТС, связанная с переходами из более высоких состояний на уровень ( $n, L$ ). Релаксационный член в правой части (6), содержащий  $R_{ijkm}$ , учитывает влияние столкновений  $\bar{p}$ -атома с атомами среды на эволюцию матрицы плотности состояний СТС. В секулярном приближении [13] отличны от нуля только такие элементы матрицы релаксации  $R_{ijkm}$ , для которых выполняется условие  $\omega_{ij} = \omega_{km}$ , в силу которого они не зависят от времени. Тогда в общем виде

$$\begin{aligned} R_{ijkm} &= -\lambda_i \delta_{ij} \delta_{km} \delta_{ik} + \lambda(k \rightarrow i) \delta_{ij} \delta_{km} (1 - \delta_{ik}) - \\ &- (\gamma_{ij} + i\Delta_{ij}) \delta_{ik} \delta_{jm} (1 - \delta_{ij}), \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\lambda_i = \sum_{f \neq i} \lambda(i \rightarrow f)$ . Подставляя (7) в (6), можно убедиться, что  $\Delta_{ij}$  имеет смысл смещения частоты  $\omega_{ij}$ , а  $\gamma_{ij}$  дает уширение линии  $i \rightarrow j$  из-за столкновений.

Взаимодействие системы с внешним полем имеет вид

$$V_{ij}(t) = -(\mu_z)_{ij} B_0 \cos \omega t,$$

где  $\mu_z$  и  $B_0$  — магнитный момент и напряженность магнитного поля. При решении уравнения (6) мы используем приближение «вращающегося поля» [13], которое позволяет пренебречь всеми быстро осциллирующими членами в представлении взаимодействия и, в частности, опустить диагональные компоненты взаимодействия с переменным полем.

До первого лазерного импульса относительные заселенности подуровней СТС пропорциональны их статистическим весам  $(2J+1)/4(2L+1) \simeq 1/4$  (при  $L \gg 1$ ). После него в начальный момент

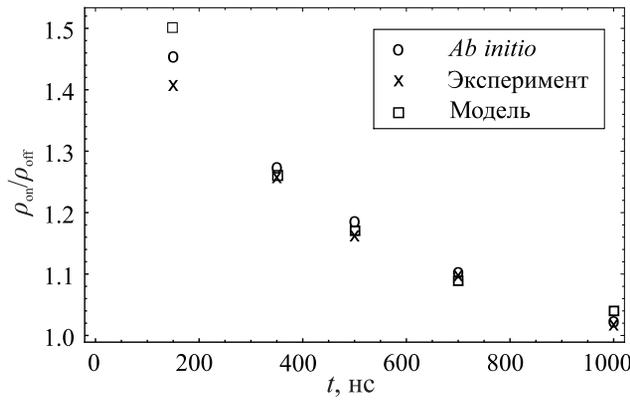


Рис. 2. Зависимость относительной величины сигнала аннигиляции от времени задержки повторного лазерного импульса. Расчеты с модельным и *ab initio* потенциалами взаимодействия и экспериментальные результаты

времени два нижних состояния обеднены на величину  $\varepsilon$ , причем недиагональные элементы матрицы плотности остаются нулевыми. К этому моменту относится начало действия микроволнового излучения. Поэтому в качестве начального условия при решении уравнения (6) можно принять

$$\rho_{ij}(t=0) = (1/4)\delta_{ij}[1 - \varepsilon(\delta_{i1} + \delta_{i2})].$$

Величина  $\beta_i$  также пропорциональна статистическому весу состояния СТС,  $\beta_i \simeq \beta_{\text{tot}}/4$ . Полную скорость восполнения заселенности состояния  $n, L$  примем равной скорости его радиационного распада,  $\beta_{\text{tot}} = \lambda_r$ , на что имеются косвенные экспериментальные указания. В расчетах для состояния  $(n, L) = (37, 35)$  использовано значение  $\lambda_r = 7.15 \times 10^5 \text{ c}^{-1}$  [14].

На рис. 2 представлены зависимости относительных величин сигналов аннигиляции от времени повторного лазерного импульса: экспериментальные данные, результаты расчетов с модельным и *ab initio* потенциалами взаимодействия. Степень депопуляции  $\varepsilon$  первичным лазерным импульсом использовалась как свободный параметр и выбиралась из условия равенства расчетного и экспериментального значений относительной величины сигнала аннигиляции при времени задержки повторного лазерного импульса  $t = 350$  нс (значение  $t$ , для которого имеется наилучшая экспериментальная статистика). В расчетах с модельным потенциалом мы принимаем  $\varepsilon = 0.65$ , с потенциалом *ab initio*  $\varepsilon = 0.5$ . Рассчитанные величины достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование поверхности потенциальной энергии для описания взаимодействия антипротонного атома ( $\bar{p}\text{He}^+$ ) $_{nL}$  с атомом He позволяет рассматривать влияние столкновений на переходы между состояниями СТС  $\bar{p}$ -атома в низкотемпературной среде без введения модели взаимодействия, включающей подбор формы и параметров потенциала. Более того, этот подход позволяет также безмодельно рассмотреть переходы  $\bar{p}$ -атома с изменением квантовых чисел  $n, L$ , среди которых особенно интересны штарковские переходы с изменением углового момента антипротона  $L \rightarrow L'$ .

Приведенные выше результаты относятся к первым из изученных экспериментально состояний СТС при  $n, L = 37, 35$ . Результаты расчетов при разных  $n, L$  для мишеней с изотопами  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$  и детальное сравнение с имеющимися экспериментальными данными будет изложено в отдельной публикации.

Г. Я. Коренман благодарит профессоров Т. Ямазак (T. Yamazaki), Р. Хаяно (R. Hayano) и Э. Видмана (E. Widmann) за привлечение нашего внимания к рассматриваемым вопросам и полезные обсуждения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pask T., Barna D., Dax A. et al. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2008. **41**. 081008.
2. Pask T., Barna D., Dax A. et al. // Phys. Letters B. 2009. **678**. P. 55.
3. Friedreich S., Barna D., Caspers F. et al. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2013. **46**. 125003.
4. Korenman G. Ya., Yudin S. N. // Hyperfine Int. 2009. **194**. P. 29.
5. Korenman G. Ya., Yudin S. N. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2006. **39**. P. 1473.
6. Dunning T. H. // J. Chem. Phys. 1989. **90**, P. 1007.
7. Schuchardt K. L., Didier B. T., Elsethagen T. et al. // J. Chem. Inf. Model. 2007. **47**. P. 1045.
8. Artemyev A., Bibikov A., Zayets V., Bodrenko I. // J. Chem. Phys. 2005. **123**. 024103.
9. Nikolaev A. V., Bodrenko I. V., Tkalya E. V. // Phys. Rev. A. 2008. **77**. 012503.
10. Korobov V. I., Bakalov D. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2001. **34**. L519.
11. Yamanaka N., Kino Y., Kudo H., Kamimura M. // Phys. Rev. A. 2001. **63**. 012518.
12. Peach G. // in Springer Handbook of Atomic, Molecular, and Optical Physics. Ed. Drake G. W. F. New York: Springer-Verlag, 2006. P. 875.
13. Blum K. // Density Matrix Theory and Applications. Ch. 7. New York and London: Plenum, 1981.
14. Hori M., Korobov V. I. // Phys. Rev. A. 2010. **81**. 06258.

## Transitions between States of the Hyperfine Structure of Antiprotonic $^4\text{He}$ in Collisions with Atoms of the Medium: Interaction *Ab Initio*

A. V. Bibikov, G. Ya. Korenman<sup>a</sup>, S. N. Yudin

Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: <sup>a</sup>korenman@nucl-th.sinp.msu.ru.

Collisions of the metastable antiprotonic helium atoms with the atoms of the medium cause, among other processes, transitions between hyperfine structure (HFS) states, as well as shifts and broadening of microwave M1 spectral lines. To obtain the interaction potential matrix ( $\bar{p}\text{He}^+$ )–He, the potential energy surface (PES)

is calculated by the unrestricted Hartree–Fock method with consideration of the electron correlations within the second-order of perturbation theory (MP2). With this potential, the system of equations of close coupling of the HFS channels is numerically solved; the cross sections and transition rates, shifts, and broadenings of M1 spectral lines are calculated; they are then used to solve the kinetic equation that determines the time evolution of the HFS state density matrix. The results of these calculations are compared with the experimental data and with the results of model calculations.

*Keywords:* antiproton, antiproton helium, hyperfine structure, collisional shift and broadening, potential energy surface, coupling of channels, quantum master equation.

PACS: 36.10.-k, 34.20.-b, 32.70.Jz.

*Received 21 November 2019.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2020. **75**, No. 3. Pp. 213–217.

#### **Сведения об авторах**

1. Бибиков Антон Валентинович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (495) 939-24-97, e-mail: [bibikov-anton@mail.ru](mailto:bibikov-anton@mail.ru).
2. Коренман Григорий Яковлевич — доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-09, e-mail: [korenman@nucl-th.sinp.msu.ru](mailto:korenman@nucl-th.sinp.msu.ru).
3. Юдин Сергей Николаевич — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-09, e-mail: [yudinsn@gmail.com](mailto:yudinsn@gmail.com).