ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЗАМЕДЛЕНИЯ МЮОННЫХ АТОМОВ В ВОДОРОДЕ

INVESTIGATION OF THE DECELERATION PROCESS OF MUON ATOMS IN HYDROGEN

УДК-53

Шакиров Владимир Абдуллович

кандидат физико - математических наук, доцент, кафедра общей и специальной физики

Институт атомной энергетики (НИЯУ МИФИ ИАТЭ),

г. Обнинск Калужской обл.

Shakirov Vladimir Abdullovich

Shakirov-VA@yandex.ru

Аннотация

Исследована временная эволюция распределения мю-атомов $(p\mu)_{1s}$ по кинетической энергии и спином состояниям (F = 0,1) на основе численного решения системы кинетических уравнений. Получены зависимости от времени для функций распределения, энергий и заселённостей различных спиновых состояний. Отрицательные мюоны в водороде после замедления и кулоновского захвата образуют высоковозбужденные мюонные атомы со средней кинетической энергией порядка 1 эВ.

Annotation

The time evolution of the distribution of mu atoms $(p\mu)_{1s}$ by kinetic energy and spin States (F = 0,1) is studied on the basis of a numerical solution of a system of kinetic equations. Dependences on time for distribution functions, energies, and populations of various spin States are obtained. Negative muons in hydrogen after deceleration and Coulomb capture form highly excited muon atoms with an average kinetic energy of about 1 eV.

Ключевые слова: Мюонный атом, атом водорода, каскад переходов, заселённости, спиновые состояния, термализация, кинетические уравнения, функция распределения, синглетное состояние, триплетное состояние.

Keywords: Muon atom, hydrogen atom, transition cascade, population, spin States, thermalization, kinetic equations, distribution function, singlet state, triplet state.

Введение

Отрицательные мюоны в водороде после замедления и кулоновского захвата образуют высоковозбужденные мюонные атомы со средней кинетической энергией порядка 1 эВ [1]. Столкновения с частицами (молекулами) среды в процессе последующего каскада переходов могут приводить как к замедлению, так и к ускорению мю-атома. Поэтому к моменту достижения 1s-состояния распределение мю-атомов по кинетической энергии существенно отличается от первичного. Основные процессы в каскаде переходов, приводящих к 1s-состоянию, не зависят от спиновых переменных, поэтому обычно предполагается, что начальные заселенности подсостояний со спином $F = I \pm 1/2$ (I - спин ядра) равны их статистическим весам,

$$N_F(t=0)=(2F+1)/[2(2I+1)]. \qquad (1)$$

После перехода на 1s-уровень распределение мю-атомов по спиновым состояниям и кинетической энергии изменяется со временем из-за столкновений с молекулами среды и в пределе, если время жизни мю-атома в среде достаточно велико, переходит в равновесное распределени. Изучение временной эволюции этих распределений для различных изотопов водорода, особенно на предравновесной стадии, представляет интерес для физики мюонного катализа и таких проблем, как природа временных аномалий при передаче мюона от водорода к другим элементам

спиновые эффекты при ядерном захвате мюона протоном и дейтроном [2].

Обсуждаемую задачу можно рассматривать как частный случай общетеоретической проблемы о предравновесных процессах в

двухкомпонентной системе, состоящей из основной (равновесной) части при заданной температуре и малой добавки "горячих" примесных атомов с кинетической энергией, достаточной для их возбуждения. В этом аспекте мю-атомы водорода в среде представляют весьма удобный объект: для них в широком интервале энергий существенны лишь два внутренних состояния ($F = I \pm 1/2$), а элементарные сечения упругого рассеяния и спиновых переходов на ядрах, атомах и молекулах изотопов водорода рассчитаны при энергиях от 0.001 эВ до 100 эВ [3,4] с хорошей точностью.

Расчеты термализации мю-атомов изотопов водорода часто выполнялись как часть общей задачи о кинетике мюонного катализа в смеси изотопов водорода, для анализа которой развиты программы расчета по методу Монте-Карло. В такой постановке многие интересные детали временной эволюции функций распределения остаются невыявленными, хотя, наряду с множеством других процессов, участвующих в цикле катализа, могут влиять на конечные результаты. Метод Монте-Карло использовался и для специального изучения кинетики термализации и спиновых переходов мю-атомов изотопов водорода. Однако этих расчетов недостаточно для полного представления о влиянии начальных распределений и, особенно, температуры среды, а сами рассматриваемые величины характеризуют лишь интегральные особенности кинетики рассматриваемых процессов, тогда как для более полной картины необходимо изучение временной эволюции функций распределения.

В настоящей работе временная эволюция распределения мю-атомов $(p\mu)_{1s}$ по кинетической энергии и спиновым состояниям (F=0,1) исследуется на основе численного решения системы интегро-дифференциальных кинетических уравнений для функций распределения мю-атомов в атомарном водороде. Этот подход был использован нами в работах [5,6], однако в них не учитывалось тепловое движение частиц среды, поэтому результаты, особенно при больших временах, имели методический характер. Расчеты, выполненные в настоящей работе, свободны от этого ограничения,

что позволяет исследовать предравновесную стадию и переход к равновесному распределению при больших временах и изучить влияние температуры среды на кинетические характеристики мю-атомов. Для сечений элементарных процессов использованы теоретические значения из [3,4] с учетом электронной экранировки при малых энергиях.

Кинетические уравнения и метод решения.

Пусть мюонный атом $(p\mu)_{1s}$ с массой m находится в бесконечной однородной среде, состоящей из атомов водорода с массой m_H . При заданной температуре T среды атомы H имеют стационарное максвелловское распределение по энергии. Однако распределение $(p\mu)_{1s}$ атомов по энергии и подуровням с полным спином F=0, 1 зависит от времени. Введем функцию распределения f_F (E,t), нормированную так, что интеграл по энергии дает заселенность подуровня со спином F в момент времени t,

$$N_F(t) = \int_0 f_F(E,t)dE \qquad (2)$$

В дальнейшем мы не учитываем процессы, приводящие к исчезновению мю-атома, такие как распад мюона, образование мюонных молекул при плотности жидкого водорода и ядерный мю-захват. Эти приближения не влияют сколько-нибудь заметно на результаты при временах t<<400 нс. Полное число мю-атомов при этом сохраняется, а изменение функции распределения во времени определяется только столкновениями мю-атома с атомами среды. Среди них будем учитывать лишь бинарные столкновения, приводящие к упругому рассеянию и спиновым переходам мю-атома без изменения внутреннего состояния обычного атома водорода. (Возбуждение мю-атома в состояния с n≥2 при всех рассматриваемых энергиях запрещено, а возбуждение атома H разрешено только при энергии мю-атома в лабораторной системе E ≥ 22 эВ.)

В лабораторной системе отсчета начальное состояние пары частиц $(p\mu)_{1s}$ +H характеризуется спином мю-атома F, его импульсом и импульсом атома, а

конечное состояние - спином F', импульсами мю-атома и атома водорода. Вместо распределения мю-атомов по импульсам удобнее использовать распределение по кинетической энергии $f_F(E.t)$.

Используя условие баланса вероятностей можно записать систему кинетических уравнений для функций распределения мю-атома с учетом теплового движения атомов среды:

$$\frac{\partial}{\partial t} f_F(E,t) = -\lambda_F(E) f_F(E,t) + \sum_F \int_0 f_F(E',t)\, \lambda(F',E' \to F,E)\, dE', \qquad (3)$$

где $\lambda(F',E' \to F,E)$ - скорости переходов мюонных атомов за счёт столкновений с атомами водорода из состояний со спином F′ и энергией E′ в состояния со спином F и энергией E, $\lambda_F(E) = \sum_F \int_0 \lambda(F, EF, E)\, dE$ - скорость перехода из состояния со спином F и энергией E, в состояния с любым возможным спином и энергией.

Начальные условия $f_F(E, t=0)$ для системы уравнений (3) определяются распределением мю-атомов в момент достижения 1s-состояния. Скорости процессов и, вместе с ними, правая часть в системе уравнений (3) пропорциональны плотности среды n. Если начальные условия не зависят от n, то решения системы при разных плотностях связаны масштабным преобразованием

$$f_F(E,t,n_0) = f_F(E,\tau,n),$$

где $\tau = t/\varphi$, $\varphi = n/n_0$. В настоящей работе все расчеты выполнены при плотности жидкого водорода $n_0 = 4{,}25 \cdot 10^{22}$ см$^{-3}$.

Для сечений элементарных процессов при энергиях в с.ц.и. $E_c > 1$ эВ, где влияние электронного экранирования мало, мы использовали данные работы [3], а при меньших энергиях - сечения с учетом электронного экранирования из [4]. С этими сечениями были рассчитаны усредненные по тепловому движению скорости переходов как функции энергии при разных температурах. С этими входными данными система уравнений (3) решалась численно при различных начальных условиях. Схема решения состояла в

следующем. Интегралы в правой части уравнений (3) представляются в виде квадратурных сумм на некоторых выбранных сетках значений энергий в синглетном и триплетном каналах. Тогда значения функций распределения при фиксированных энергиях удовлетворяют системе дифференциальных уравнений первого порядка по t. Для их решения использовались вычислительные методы, обеспечивающие высокую точность на достаточно больших временных интервалах, что позволяет численно проследить, как при больших временах распределение мю-атомов по F и E приближается к равновесному. Выбор сетки значений E оптимизировался в отношении сходимости результатов для функций распределения. Разработанный на основе этого подхода пакет программ EVOLUTION был использован для получения результатов, приведенных в следующем разделе.

Функции распределения и интегральные кинетические характеристики

Для расчета функций распределения и других кинетических характеристик в зависимости от времени необходимо, помимо скоростей переходов, задать начальное распределение $(p\mu)_{1s}$-атомов по кинетической энергии и спиновым состояниям. Как уже отмечалось во введении, анализ данных по диффузии $(p\mu)_{1s}$ атомов показывает, что начальное распределение зависит от давления. Допустимый вид распределения ограничен несколькими типами функций, включая максвелловское распределение. Начальная средняя кинетическая энергия $(p\mu)_{1s}$ атома меняется от 2 эВ при p=47 мбар до 10 эВ при 750 мбар, т.е. достаточно велика по сравнению как с температурой среды, так и с порогом возбуждения $E_{th} = \Delta \cdot m/\mu$ верхнего подуровня F=1. (Энергия сверхтонкого расщепления 1s-уровня $(p\mu)_{1s}$-атома $\Delta = 0.182$ эВ, так что при столкновении $(p\mu)_{1s}$ - атома с покоящимся атомом водорода E_{th}=0.384 эВ.) Наши расчеты выполнены при плотности жидкого водорода, для которой данные о диффузии отсутствуют. Мы предполагаем, что начальные заселенности спиновых состояний соответствуют

статистическим весам [1]), а начальное распределение по кинетической энергии имеет максвелловскую форму,

$$f_F(E,0)=g_F(4E/\pi G^3)^{1/2}\exp(-E/G) \qquad (4)$$

где $g_F=(2F+1)/4$, а параметр G определяет среднюю начальную энергию, $E_0=\bar{E}(t=0)=3G/2$, и предполагается одинаковым для синглетного и триплетного состояний. (Заметим, что хотя параметр G играет роль "температуры" в распределении (4)), он не имеет отношения к реальной температуре среды T.) Расчеты были выполнены для значений E_0 от тысячных долей эВ до десяти эВ.

Типичные результаты расчетов, представляющие картину кинетики термализации и спиновых переходов $(p\mu)_{1s}$ -атомов, вплоть до установления равновесных распределений, показаны на рис. 1 - 3.На всех рисунках энергии даны в эВ, время в нс, функции распределения $f_F(E,t)$ в $эВ^{-1}$. Во всех приведенных расчетах форма начального распределения была взята согласно (4). Значения начальной средней энергии $E_0=3G/2$ и температуры среды варьировались.

Рис. 1 иллюстрирует поведение функции распределения мю-атомов в синглетном состоянии по кинетической энергии $f_0(E,t)$ (при начальной средней энергии 10 эВ и температуре среды T=300 K) в моменты времени t=0.07, 0.4, 1.2, 3.8, 7.0 и 25 нс (кривые 1, 2, 3, 4, 5 и 6, соответственно). При меньших временах область максимума функции смещена к большим энергиям и распределена по широкому интервалу E. К моменту t=25 нс распределение в масштабах рисунка неотличимо от максвелловского с температурой среды. Строго говоря, полное равновесие со средой достигается за бесконечно большое (или, по крайней мере, очень большое) время. Поэтому, говоря о достижении равновесия, мы всегда подразумеваем некоторую относительную точность. Аналогичные расчеты при других значениях $E_0 > E_{th}$ показывают, что влияние начальных условий на эволюцию функций распределения проявляется, главным образом, на

малых временах, а к моменту t ≈ 1нс это влияние сильно сглаживается и в дальнейшем совсем исчезает. Эволюция функций распределения со временем содержит наиболее полную информацию о кинетике процессов, предравновесных явлениях и характере приближения системы к равновесию. Однако для практических целей часто достаточно знать интегральные характеристики, такие как заселенности спиновых состояний, средние кинетические энергии синглетного и триплетного мю-атомов.

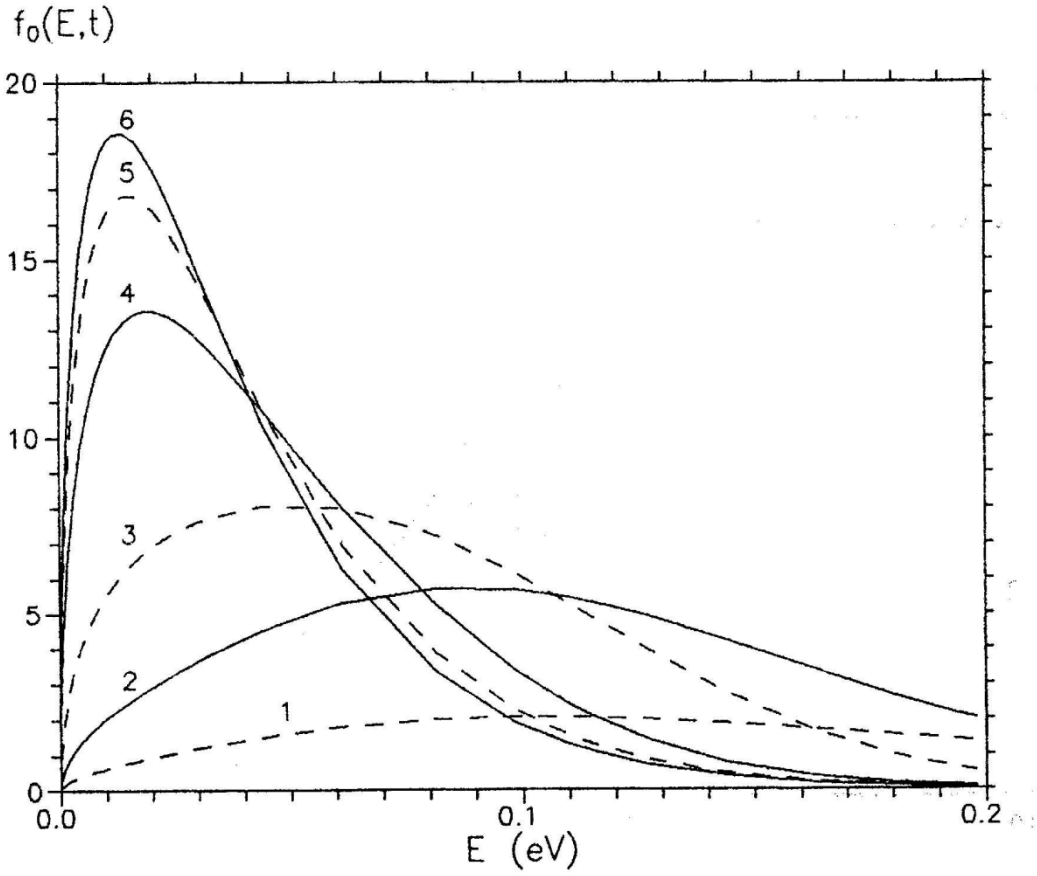

Рис. 1. Функция распределения синглетных мю-атомов по кинетической энергии $f_0(E,t)$ в моменты времени t =0.07, 0.4, 1.2, 3.8, 7.0 и 25 нс (кривые 1, 2, 3, 4, 5 и 6) при начальной средней энергии E_0 = 10 эВ и температуре среды T = 300 К. Кривая 6 в масштабах рисунка совпадает с максвелловским распределением при T = 300 К.

На рис. 2 показана зависимость заселенностей $N_F(t)$ от времени при температуре среды T=300 K и значениях E_0 = 0.05, 3.0 и 10 эВ. Как видно из этого рисунка, величина E_0 слабо влияет на общий вид зависимости N_F . К моменту времени t=1 нс в триплетном состоянии находится около 1% мю-атомов, а равновесное распределение заселенностей устанавливается к 10 нс независимо от величины E_0 .

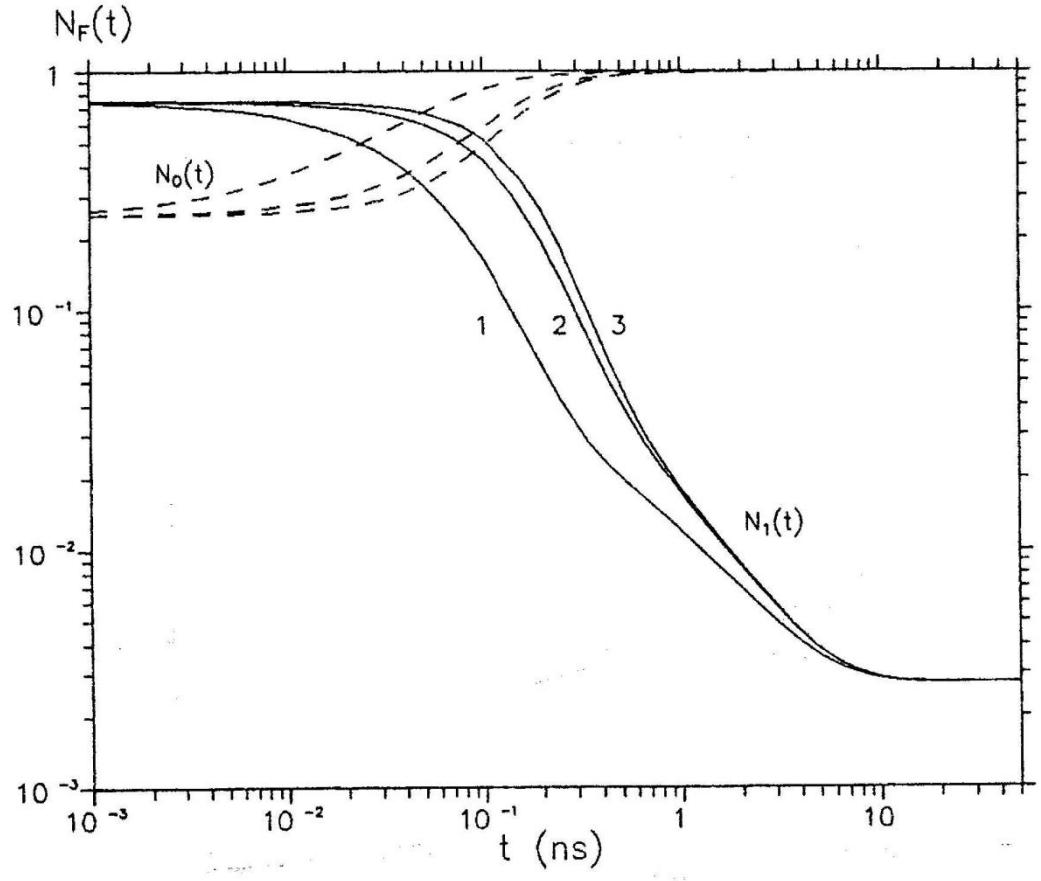

Рис. 2. Зависимость от времени заселенностей триплетного (сплошные кривые) и синглетного (пунктирные кривые) состояний $(p\mu)_{1s}$-атома. Кривые 1, 2 и 3 получены при начальных средних энергиях соответственно E_0 =0.05, 3.0 и 10.0 эВ (T = 300 K).

Теоретические равновесные заселенности определяются соотношением

$$N_F^{st} = g_F \exp(-\Delta_F/T) / \sum_F \exp(-\Delta_{F'}/T),$$

где $\Delta_0 = 0$, $\Delta_1 = 0.182$ эВ. При T=300K это дает $N_0^{st} = 0.997379$, $N_1^{st} = 0.002621$. Заселенности, вычисленные на основе решения кинетических уравнения, при t=50 нс отличаются от этих величин в пятой цифре после десятичной точки На рис. 3 показана зависимость от времени средней энергии $\bar{E}(t)$ (сплошные кривые) и энергии в триплетном канале $\bar{E}_1(t)$ (пунктирные кривые), определенных соотношениями

$$\bar{E}(t) = \sum_F N_F(t)\,\bar{E}_F(t)$$

$$\bar{E}_F(t) = \int_0 f_F(E,t)\,E\,dE / N_F(t),$$

при T=300 K и нескольких значениях E_0. Термализация мю-атомов в триплетном канале происходит за одну наносекунду, тогда как в синглетном канале - за десять наносекунд, что отражает соотношение сечений упругого рассеяния в двух состояниях.

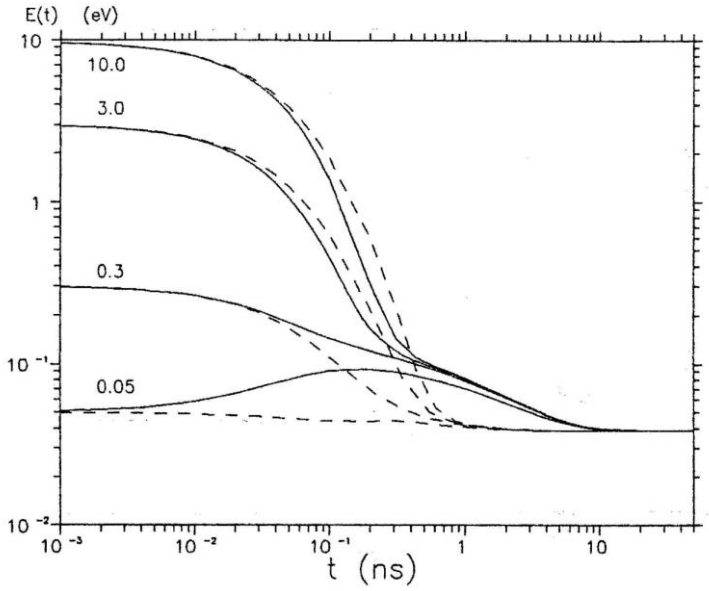

Рис. 3. Зависимость от времени средней кинетической энергии ($p\mu$)-атома (сплошные кривые) и ее величины в триплетном канале (пунктирные кривые) при T = 300 K. Цифры у кривых дают значения начальной средней энергии (в эВ).

Сопоставляя результаты, представленные на рис. 2 и 3 для заселенностей и средних энергии, можно заметить интересное предравновесное явление: средняя кинетическая энергия в триплетном канале достигает равновесного значения намного раньше, чем заселенности спиновых состояний и средняя энергия в синглетном канале, которые достигают равновесных значений почти одновременно. Таким образом, различные кинетические характеристики могут достигать (с определенной точностью) своих равновесных значений, вообще говоря, за разные времена.

Заключение

Метод численного решения кинетических уравнений для "горячих" $(p\mu)_{1s}$ - атомов в равновесной среде позволяет детально исследовать предравновесные процессы при термализации мю-атомов с учетом теплового движения атомов среды и выяснить влияние температуры и начального распределения на эти процессы. На основании выполненных расчетов можно сделать следующие основные выводы.

- Неупругие спиновые переходы F=1↔F=0 существенно влияют на эволюцию функций распределения и других кинетических характеристик $(p\mu)_{1s}$-атома и приводят к специфическим проявлениям предравновесной стадии в термализации мю-атомов.
- При фиксированных начальных условиях и температуре среды времена установления равновесных значений для разных кинетических характеристик (таких как заселенности спиновых состояний, средняя кинетическая энергия синглетных и триплетных мю-атомов и др.) могут существенно различаться.

Литература

1. G.Ya.Korenman and G.A.Fesenko, Hyperfine Interactions // 101/102 (1996) 91.

2. В.В.Балашов, Г.Я.Коренман, Р.А.Эрамжян, Поглощение мезонов атомными ядрами // М.: Атомиздат, 1978, гл. 2.

3. L.Bracci, C.Chiccoli, G.Fiorentini et al., Muon Cat. Fusion // 4 (1989) 247; *The Atlas of the Cross Sections of Mesic Atomic Processes*, IFUP-TH 21/90,

1. Pisa, 1990.

4. J.S.Cohen, Muon Cat. Fusion 5/6 (1990/91) 3; Phys. Rev. A // 43 (1991) 4668.

5. G.Ya.Korenman and V.A.Shakirov, in *Muons and Pions in Matter* // JINR D13,14,15-95-49, Dubna, 1995, p. 127.

6. V.A.Shakirov, Hyperfine Interactions // 101/102 (1996) 141.

Literature

1. G. Ya. Korenman and G. A. Fesenko, Hyperfine Interactions / / 101/102 (1996) 91.

2. V. V. Balashov, G. Ya. Korenman, R. A. Eramzhyan, Absorption of mesons by atomic nuclei / / Moscow: Atomizdat, 1978, CH. 2.

3. L. Bruce, C. Chicoli, G. Fiorentini et al., Moon Cat. Fusion // 4 (1989) 247; The Atlas of the Cross Sections of Music Atomic Processes, IFUP-TH 21/90,

1. Pisa, 1990.

4. J.S.Cohen, Moon Cat. Fusion 5/6 (1990/91) 3; Phys. Rev. A // 43 (1991) 4668.

5. G.Ya.Korenman and V.A.Shakirov, in Moons and Pins in Matter // JINR D 13,14,15-95-49, Dubna, 1995, p. 127.

6. V.A.Shakirov, Hyperfine Interactions // 101/102 (1996) 141.