

$$\frac{dN_c}{dt} = \sum_n \lambda_{in} N_n + \lambda_{i1} N_1,$$

где $N_1(0) = 1$, $N_n(0) = N_c(0) = 0$, $n = 2, 3, \dots$, $\lambda_n = \sum_{n'} \lambda_{nn'}$.

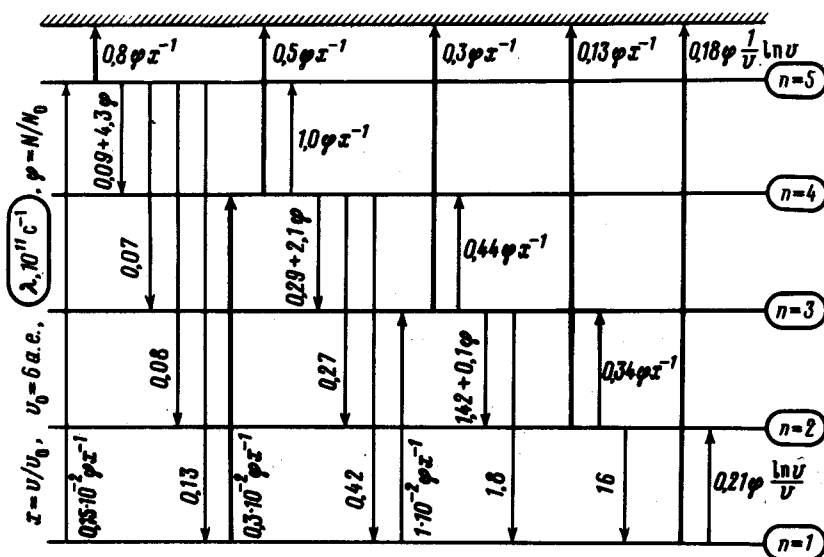


Рис. 1

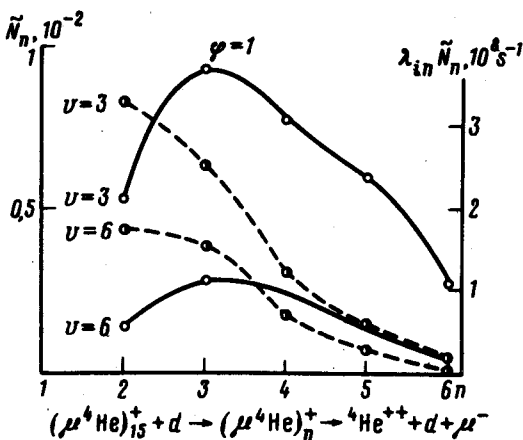


Рис. 2

Рис. 1. Схема переходов в мезоатоме $\mu\alpha$. Все скорости приведены в единицах 10^{11} c^{-1} ; $\varphi = N/N_0$, $x = v/v_0$, $v_0 = 6$ ат. ед., $N_0 = 4,25 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$

Рис. 2. Эффективные заселенности \tilde{N}_n и эффективные скорости ионизации $\lambda_{in} \tilde{N}_n$ возбужденных состояний $(\mu\alpha)_n$ при $\varphi = 1$ и $v = 3$ и $v = 6$

Поскольку скорости $\lambda_{nn'}$ радиационных и оже-переходов значительно больше скоростей ионизации λ_{in} и возбуждения λ_{1n} , то за времена $\sim \lambda_{nn'}^{-1} \approx 10^{-12} \text{ c}$ процессы (3) выходят на квазистационарный режим, для которого $\frac{dN_n}{dt} \approx 0$, и N_n можно найти из алгебраической системы линейных уравнений

$$-(\lambda_{in} + \lambda_n) N_n + \sum_{n' > n} \lambda_{n'n} N_{n'} + \lambda_{1n} N_1 = 0, \quad (5)$$

откуда $N_n = \frac{\lambda_{1n}}{\tilde{\lambda}_n} N_1 \equiv \tilde{N}_n$, где $\tilde{\lambda}_n$ — эффективные скорости девозбуждения.

Учитывая, что $\sum_n N_n/N_1 \ll 1$ и условие нормировки $N_1 + N_c + \sum_n N_n = 1$, найдем, что состояние $(\mu\alpha)_{1s}$ "распадается" по закону.

$$\frac{dN_1}{dt} = -\Lambda_1 N_1,$$

$$\Lambda_1 = \lambda_{v_1} + \sum_n \lambda_{in} \tilde{N}_n, \quad (6)$$

откуда

$$N_1(\infty) = \exp\{-p_1 - p_2\}, \quad (7)$$

где

$$p_1 = \int_0^{\infty} \lambda_{v_1} dt = 0,26 \quad ^2, ^3$$

$$p_2 = \sum_n \int_0^{\infty} \lambda_{in} \tilde{N}_n dt. \quad (8)$$

Скорости λ_{1n} , λ_{in} и эффективные заселенности \tilde{N}_n приближенно зависят (при $v \gg 1$ ат.ед.) от скорости v мезоатома $\mu\alpha$ и плотности φ следующим образом ⁵

$$\lambda_{1n} \sim \varphi n^{-3} v^{-1} \ln v, \quad \lambda_{in} \sim \varphi n^2 v^{-1}, \quad (9)$$

откуда $\tilde{N}_n \sim \varphi v^{-1}$. Зависимости \tilde{N}_n при $\varphi = 1$ и двух значениях скорости $v = v_0 = 6$ и $v = 3$, а также эффективные скорости ионизации $\lambda_{in} \tilde{N}_n$ приведены на рис. 2.

4. Используя формулу Бете – Блоха для тормозных потерь

$$\frac{dv}{dt} \approx - \frac{8\pi N_0 \varphi}{m_e M v} \ln v, \quad (10)$$

где M – масса $\mu\alpha$, найдем из (8), что $p_2 = \varphi \int_{v_0}^{\infty} f(v) dv$, где функция $f(v) \approx 0,01$ ат. ед. и слабо зависит от v . Для реакции (1) $v_0 = 6$, $p_2 \approx 0,06 \varphi$, а для реакции $dd\mu \rightarrow \mu^3\text{He} + n$ $v_0 = 3,2$, $p_2 = 0,03 \varphi$, т. е. за время торможения $\mu\alpha$ и $\mu^3\text{He}$ ($0,6 \cdot 10^{-10}$ с и $\sim 10^{-11}$ с соответственно при $\varphi \approx 1$) процесс ступенчатой ионизации (3) уменьшает исходные коэффициенты прилипания ω_s^0 и ω_d^0 на 6 и 3% соответственно.

Как известно в реакции (1) около 30% мюонов захватываются в возбужденные состояния $(\mu\alpha)_n$ ^{2, 3} и часть из них стряхивается при торможении $(\mu\alpha)_n$, минуя состояние $(\mu\alpha)_1$. Вероятность этих процессов найдена в ⁷. С учетом всех перечисленных процессов результирующие коэффициенты прилипания для реакции (1) и $dd\mu \rightarrow \mu^3\text{He} + n$ можно представить интерполяционными формулами:

$$\omega_s = \omega_s^0 \left(1 - \frac{0,08 \varphi}{0,8 + \varphi} \right) \exp\{-0,26 - 0,06 \varphi\},$$

$$\omega_d = \omega_d^0 \left(1 - \frac{0,12 \varphi}{0,3 + \varphi} \right) \exp\{-0,05 - 0,03 \varphi\}, \quad (11)$$

где значения $\omega_s^0 = 0,848 \cdot 10^{-2}$ и $\omega_d^0 = 0,133$ вычислены в работах ^{8, 9} и ¹⁰ соответственно. Отсюда при $\varphi = 1$ находим, $\omega_s = 0,58 \cdot 10^{-2}$, $\omega_d = 0,11$.

5. Действительные значения ω_s и ω_d меньше приведенных, поскольку при вычислениях не учтены следующие процессы: перезарядка из возбужденных состояний



процесс возбуждения



при столкновениях $(\mu\alpha)_n$ в состояниях $n \gtrsim 4$ с электронами и увеличение времени торможения $\mu\alpha$, обусловленное уменьшением равновесного заряда $\mu\alpha$ в среде. Все эти процессы увеличивают вероятность стряхивания мюонов и уменьшают ω_s и ω_d . Для их вычисления необходимо выполнить более тщательные расчеты.

Авторы признательны Дж. Фиорентини за плодотворные дискуссии.

Литература

1. *Steven E. Jones*, the talk at the IX Int. Conf. on Atomic Physics, Seattle, Washington, USA, 23 – 27. July, 1984.
2. *Герштейн С.С., Петров Ю.В., Пономарев Л.И., Попов Н.П., Пресняков Л.П., Сомов Л.Н.* ЖЭТФ, 1981, 80, 1690.
3. *Bracci L., Fiorentini G.* Nucl. Phys., 1981, A 364, 383.
4. *Тақачаши Н.* The contribution to the muon catalyzed workshop, Wyoming, USA, June 7 – 8, 1984.
5. *Вайнштейн Л.А., Собельман И.И. Юков Е.А.* "Возбуждение атомов и уширение спектральных линий", М.: Наука, 1978.
6. *Bethe H.A., Leon M.* Phys. Rev., 1962, 127, 636.
7. *Меньшиков Л.И.* Препринт ИАЭ-4176/12, М., 1985.
8. *Ceperly D., Alder B.J.* Preprint UCRL-91749, Livermore, 1984.
9. *Bogdanova L.N., Bracci L., Fiorentini G., Gerstein S.S., Markushin V.E., Melezhik V.S., Menshikov L.I., Ponomarev L.I.* Preprint JINR E4-85- 425, Dubna, 1985.
10. *Bogdanova L.N., Markushin V.E., Melezhik V.S., Menshikov L.I., Ponomarev I.L.* Preprint ИТЕР №37, М, 1985.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
23 апреля 1985г.