

02;07;12

©1992 г.

## ИЗМЕРЕНИЕ ВЕЛИЧИН АБСОЛЮТНЫХ СЕЧЕНИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПРИ МЕДЛЕННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ИОНОВ $K^+$ С АТОМАМИ He

*М.Р.Гочиташвили, Р.В.Квицинадзе, Н.Р.Джалалшвили, Б.И.Кикиани*

Определены абсолютные значения сечений излучения резонансных линий иона калия, атомов калия и гелия при столкновениях ионов калия с атомами гелия в области энергии 0.5–10 кэВ. Построена корреляционная диаграмма молекулярных состояний системы  $(K-He)^+$ . На основе анализа экспериментальных результатов и корреляционной диаграммы молекулярных состояний системы  $(K-He)^+$  обсужден механизм неупругих процессов возбуждения этих линий.

### Введение

При исследовании возбуждения в процессах столкновения атомных частиц очень важным является надежное определение абсолютных величин сечений излучения спектральных линий или молекулярных полос. Такие данные необходимы при выяснении механизма неупругих процессов столкновения. Кроме того, они используются в различных смежных областях физики и техники (физика плазмы, газовый разряд и др.).

Абсолютные величины сечений излучения, измеренные разными авторами, часто противоречивы и отличаются друг от друга иногда в несколько раз. В большинстве случаев такое разногласие определяется экспериментальными трудностями проведения относительной и абсолютной по длинам волн калибровки системы регистрации излучения. Особенно это касается калибровки в вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) области спектра. Существующие в настоящее время абсолютные стандарты интенсивности излучения в этой области спектра, такие как синхротронное излучение и стабилизированный плазменный шнур, не нашли пока широкого применения в лабораторной практике. Что касается использования фотоионизационных камер, то с помощью них абсолютные измерения можно проводить для ограниченного числа ионно-атомных и ионно-молекулярных пар.

Экспериментальная установка, использованная нами, подробно описана в работе [1]. Способ абсолютной калибровки системы регистрации излучения в видимой (391.4–747.3 нм) и ВУФ (50.0–130.0 нм) областях

спектра основан на тщательном анализе имеющихся в литературе многочисленных экспериментальных и расчетных данных по абсолютным значениям сечений высвечивания отдельных линий атомов и ионов, а также молекулярных полос, возбуждаемых при столкновениях различных пар частиц.

Результаты калибровки были использованы для определения абсолютных значений сечений возбуждения некоторых линий при столкновениях  $K^+ - He$  с целью выяснения механизма разных неупругих процессов при этих столкновениях.

1. При проведении калибровки системы регистрации излучения в видимой области спектра использовались данные по возбуждению молекулярных полос первой отрицательной системы (переход  $B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$ ) и системы Мейнела (переход  $A^2\Pi_u - X^2\Sigma_g^+$ ) иона азота при столкновениях электронов и протонов с молекулой  $N_2$ . Прежде всего определялись отношения между сечениями, которые соответствовали полосам с одним и тем же верхним колебательным уровнем. Считалось, что вероятность распада возбужденного колебательного уровня данного электронного состояния не зависит от природы и энергии нелетающей частицы. Это связано с тем, что распад возбужденного уровня происходит в изолированной частице, так как время взаимодействия сталкивающихся частиц ( $\sim 10^{-15} - 10^{-16}$  с) на несколько порядков меньше времени распада возбужденных состояний атомных частиц ( $\sim 10^{-8}$  с).

Для того чтобы связать относительные сечения излучения полос разных молекулярных систем, были использованы данные по возбуждению молекулярных полос иона  $N_2^+$  при столкновениях  $e - N_2$  [ $2^{-6}$ ] и  $H^+ - N_2$  [ $2,4,5-7$ ]. При этом были использованы те абсолютные данные других авторов, которые хорошо согласовались между собой. Это позволило провести относительную калибровку системы регистрации излучения по длинам волн в широкой области спектра и дало возможность уточнить надежность имеющихся в литературе абсолютных значений соответствующих сечений. Результаты проведенного нами анализа приведены в таблице. В частности, в ней дается перечень рассматриваемых полос и соответствующих им длин волн, а также усредненные значения сечений возбуждения этих полос по данным разных работ для пар частиц  $e - N_2$  и  $H^+ - N_2$ , нормированных на сечение возбуждения полосы (0,1) первой отрицательной системы иона  $N_2^+$  ( $\lambda = 427.8$  нм). В последнем столбце таблицы приведен перечень используемой литературы.

В условиях нашего эксперимента измерялись величины сигналов соответствующих полос, возбуждаемых при столкновениях электронов с энергией 110 эВ с молекулой  $N_2$ .

Кривые относительных сечений полос разных систем "спивались" с помощью усредненных данных разных авторов в широком диапазоне спектра. Нормировка величин сигналов полос производилась на величину сигнала полосы (0,1)  $\lambda = 427.8$  нм, абсолютное значение сечения возбуждения которой при энергии электронов  $E = 100$  эВ равняется  $5.3 \times 10^{-18}$  см<sup>2</sup> [ $2$ ].

Аналогичная процедура применялась в ВУФ диапазоне спектра. В качестве эталонов в этом случае использовались абсолютные значения сечений высвечивания отдельных атомарных линий и молекулярных полос, которые были измерены в разных работах. В частности, рассматривались линии иона аргона  $\lambda = 57.2 - 58.3, 92.0, 93.2$  нм, линии атома

$V' - V''$	Кант $\lambda$ , нм	$\frac{\sigma(\lambda)}{\sigma(427.8)}$	Литература
------------	---------------------	---	------------

Первая отрицательная система  $B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$

(0, 0)	391.4	3	[2-5,7]
(1, 2)	423.6	0.14	[2-5,7]
(0, 1)	427.8	1	[2-5,7]
(1, 3)	465.2	0.056	[2-5,7]
(0, 2)	470.9	0.21	[2-5,7]
(1, 4)	514.9~	0.014	[2-5,7]
(0, 3)	522.8	0.038	[2-5,7]
(0, 4)	586.5	0.0062	[2,5]

Система Мейнела  $A^2\Pi_u^+ - X^2\Sigma_g^+$

(6, 0)	504.9	0.0014	[2,6]
(5, 0)	553.0	0.0078	[2,6]
(6, 1)	567.1	0.013	[2,6]
(4, 0)	612.4	0.048	[2,4,6]
(5, 1)	628.6	0.058	[2,4,6]
(6, 2)	645.6	0.042	[2,6]
(3, 0)	687.4	0.25	[2,4]
(4, 1)	703.7	0.22	[2,4,6]
(5, 2)	724.0	0.12	[2,4,6]
(6, 3)	747.3	0.05	[2,6]

аргона  $\lambda = 104.8, 106.7$  нм, возбуждаемые при столкновениях электронов с энергией 100 эВ с атомами аргона [8,9]. Использовались также полосы Вернера (переход  $C^1\Pi_u - X^1\Sigma_g^+$  молекулярного водорода и атомарная линия водорода  $L_\alpha$  ( $\lambda = 121.6$  нм)), возбуждаемые при столкновениях электронов с энергией 100 эВ с молекулами водорода [10,11], а также линии атомов и ионов кислорода, возбуждаемые при столкновении электронов с энергией 200 эВ с молекулами кислорода [11-13]. Абсолютные значения сечений высвечивания указанных линий и полос нормировались на значение сечения линии  $L_\alpha$ , измеренное в работе [11] и равное  $\sigma(121.6 \text{ нм}) = 1.2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ .

В условиях нашего эксперимента измерялись величины сигналов всех перечисленных линий и полос при их возбуждении в процессах столкновения электронов с энергией 110 и 200 эВ с атомами Ag и молекулами  $\text{H}_2$  и  $\text{O}_2$ . На рис. 1 приведен спектр излучения, возбуждаемый при столкновениях  $e - \text{H}_2$ .

Используя результаты указанных выше работ, мы построили кривые относительной спектральной чувствительности  $K(\lambda)$  системы регистрации излучения нашей экспериментальной установки в видимой (рис. 2,а) и ВУФ (рис. 2,б) областях спектра. Как видно, максимальная чувствительность системы регистрации излучения в видимой области спектра

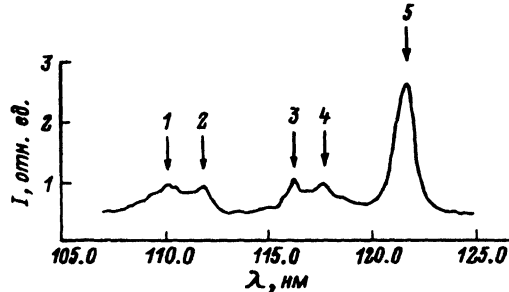


Рис. 1. Спектр излучения полос Вернера и линии  $L_{\alpha}$  атома водорода.

1 — спектр полосы (0,2); 2 — (1,3); 3 — (1,4); 4 — (2,5); 5 — линия  $L_{\alpha}$ .

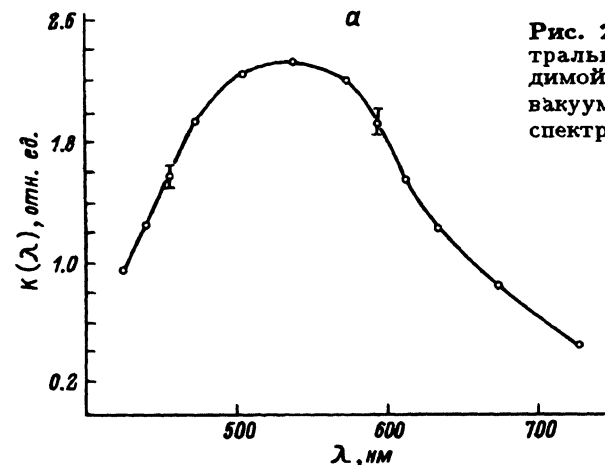


Рис. 2.а. Кривые относительной спектральной чувствительности в видимой области спектра (а) и в вакуумно-ультрафиолетовой области спектра (б).

наблюдается в диапазоне длин волн 500–600 нм, а в ВУФ области — в диапазоне 100–110 нм.

2. Пара  $K^+ - He$  является типичным примером столкновения тяжелой и легкой частиц с замкнутыми электронными оболочками. Анализ обзорного спектра показал, что при столкновениях этих частиц в интервале энергии 0.5–10 кэВ в основном возбуждаются линии  $He(2p)$  (переход  $2p - 1s$ ,  $\lambda = 58.4$  нм),  $K(4p)$  (переход  $4p - 4s$ ,  $\lambda = 766.5$  нм),  $K^+(4s')$  (переход  $4s' - 3p$ ,  $\lambda = 60.1$  нм),  $K^+(4s)$  (переход  $4s - 3p$ ,  $\lambda = 61.2$  нм). На рис. 3 приводятся зависимости абсолютных сечений возбуждения этих линий от энергии налетающей частицы. Перейдем к обсуждению полученных результатов. На рис. 4 приведены функции возбуждения резонансной линии атома калия и линии  $K^+$  (переход  $4p - 4s$ ,  $\lambda = 389.8$  нм). Видно, что функции возбуждения этих линий подобны, что, по-видимому, указывает на общность механизма заселения этих каналов. Для объяснения этого результата целесообразно воспользоваться корреляционной диаграммой одноэлектронных молекулярных состояний (МС) системы  $(K-He)^+$  (рис. 5), построенной нами с помощью правила корреляции Бара-Лихтена [14]. Из диаграммы видно, что терм, отвечающий возбуждению состояния  $K(4p)$ , непосредственно не пересекается с термом основного состояния, но может заселиться терм, отвечающий возбуждению состояния  $K(3d)$  в результате двойного вращательного перехода  $\Sigma - \Pi - \Delta$  между входным термом си-

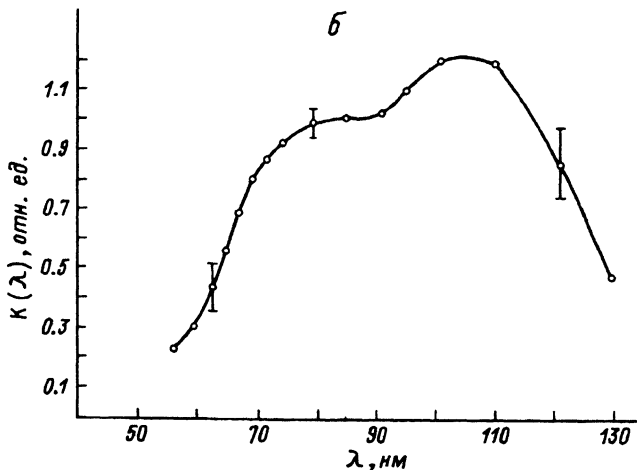


Рис. 2. (Продолжение)

стемы и термом состояния  $K(3d)-He^+$ . Ввиду того что термы состояний  $K^+(4p)-He(1s^2)$  и  $K(3d)-He^+(1s)$  на больших межъядерных расстояниях энергетически очень близки (дефект энергии  $\sim 0.4$  эВ), обменное взаимодействие между этими состояниями может привести к заселению одного из них посредством другого и, следовательно, к одинаковому энергетическому ходу сечений. В свою очередь возбуждение  $4p$ -уровня атома калия может быть обусловлено существенным вкладом каскадного перехода с уровня  $3d$  на  $4p$ . Вероятность заселения  $3d$  уровня атома калия очень мала (из-за малой вероятности перехода  $\Sigma - \Pi - \Delta$ ), чем и объясняется аномально малость сечения возбуждения состояния  $K(4p)$  и линии  $K^+(4p)$  по данным работы [2]. Следовательно, можно утверждать, что заселение  $4p$ -уровней иона и атома калия связано главным образом с заселением  $3d$ -состояния атома калия.

Сравнение наших результатов по возбуждению резонансной линии атома калия с результатами полного сечения перезарядки при этих столкновениях [15] показывает, что перезарядка главным образом связана с захватом электрона в основное состояние атома калия. Из корреляционной диаграммы (рис. 5) следует, что этот процесс обусловлен взаимодействием типа Ландау-Зинера между термами одинаковой  $\Sigma - \Sigma$ -симметрий  $K^+(3p^6)-He(1s^2)$  и  $K(4s)-He^+(1s)$ .

Определенный интерес представляет сравнение кривых энергетической зависимости сечений излучения резонансных линий  $K^+(4s, 4s')$  и полного сечения перезарядки (рис. 3). Согласно диаграмме, заселение  $K^+(4s, 4s')$  осуществляется через состояние  $K(4s)-He^+(1s)$  за счет обменного взаимодействия между термами этих состояний. Возможность корреляции между этими состояниями подтверждаются нашими экспериментальными данными (рис. 3). В частности, как видно из рисунка, положение минимума кривой энергетической зависимости полного сечения перезарядки совпадает с положением максимума кривой энергетической зависимости сечения высвечивания резонансного уровня иона  $K^+(4s, 4s')$ , причем величина сечения высвечивания в области максимума примерно

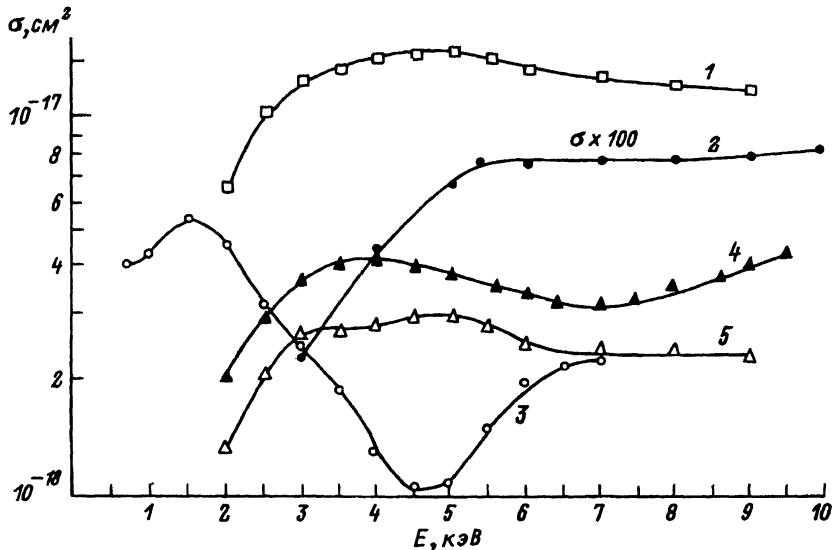


Рис. 3. Зависимость сечений возбуждения линий  $\sigma(\lambda)$  и сечения перезарядки  $\sigma_c$  от энергии ионов  $K^+$  при столкновении  $K^+ - He$ :

1 —  $\lambda$  (60.1 нм), 2 —  $\lambda$  (766.5 нм), 3 —  $\sigma_c$  [15], 4 —  $\lambda$  (58.4 нм), 5 —  $\lambda$  (61.2 нм).

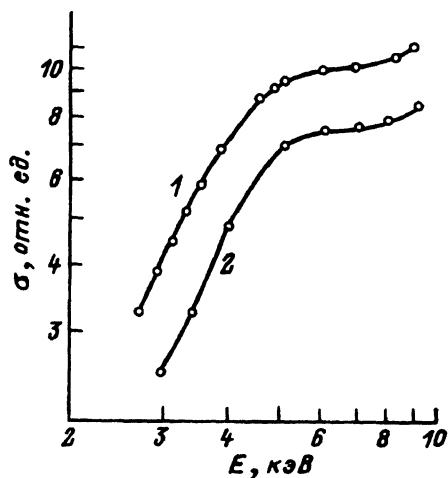


Рис. 4. Функции возбуждения линий атома и иона калия при столкновении  $K^+ - He$ .

1 — KI (766.5 нм), 2 — KII (388.9 нм).

соответствует величине глубины провала в энергетической зависимости сечения перезарядки.

Далее, из рис. 3 следует, что сечение возбуждения состояния  $K^+(4s')$  значительно больше сечения возбуждения состояния  $K^+(4s)$ . По-видимому, это связано с тем, что дефект энергии на бесконечности между состояниями  $K(4s) - He^+$  и  $K^+(4s') - He$  ( $\Delta E_1 \sim 0.3$  эВ) больше, чем между состояниями  $K(4s) - He^+$  и  $K^+(4s) - He$  ( $\Delta E_2 \sim 0.001$  эВ). В последнем случае обменное взаимодействие происходит на больших межъядерных расстояниях, когда обмен внутреннего электрона атома калия и внешне-

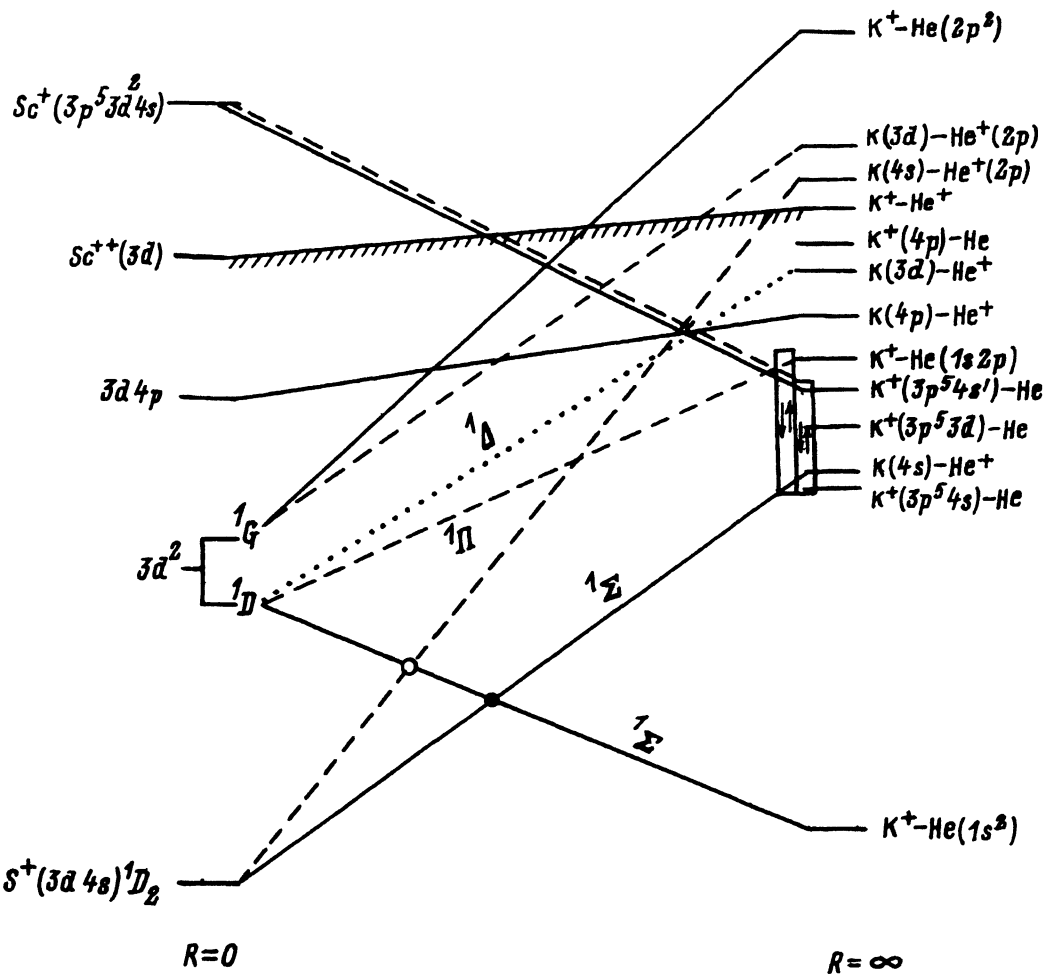


Рис. 5. Корреляционная диаграмма МС системы  $(\text{K}-\text{He})^+$ .

го электрона атома гелия маловероятен; что касается возбуждения состояния  $\text{K}^+(4s')$ , то соответствующий дефект энергии больше, поэтому обменное взаимодействие происходит на сравнительно малых межъядерных расстояниях и более существенно.

Возбуждение резонансной линии атома гелия  $\text{He}(2p)$  характеризуется структурой на кривой функции возбуждения, которая объясняется наличием двух разных механизмов возбуждения в разных энергетических диапазонах: в области малых энергий — за счет обменного взаимодействия конечного состояния с промежуточным  $\text{K}(4s)-\text{He}$ , а при больших — за счет вращательного  $\Sigma-\Pi$ -перехода между состояниями систем  $\text{K}^+-\text{He}(1s^2)$  и  $\text{K}^+-\text{He}(1s2p)$  (рис. 5).

Основными результатами настоящей работы являются проведение абсолютной калибровки системы регистрации излучения в видимой и ВУФ областях спектра, определение значения абсолютных сечений возбужде-

ния резонансных линий атома калия, иона калия и атома гелия при столкновениях  $K^+-He$ . На основе анализа экспериментальных результатов и корреляционной диаграммы МС системы  $(K-He)^+$  обсужден механизм этих неупругих процессов. Корреляционная диаграмма МС, построенная по правилам Барра-Лихтена, может быть использована для интерпретации экспериментальных результатов при рассмотренных столкновениях.

Авторы выражают глубокую благодарность Бобашеву С.В. за постоянный интерес к настоящей работе.

### Список литературы

- [1] Кикиани Б.И., Гочиташвили М.Р., Квицинадзе Р.В., Анкудинов В.А. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. Вып. 6(12). С. 1906-1913.
- [2] Скубенич В.В., Запесочный И.П. // Геомагнетизм и аэрономия. 1981. Т. 21. С. 481-488.
- [3] Pendleton W.R., O'Neil R.R. // J. Chem. Phys. 1972. Vol. 56. P. 6260-6262.
- [4] Stanton P.N., St. John R.M. // J. Opt. Soc. 1969. Vol. 50. P. 252-260.
- [5] Лаэров В.М., Гочиташвили М.Р., Анкудинов В.А., Кикиани Б.И. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. Вып. 2. С. 516-529.
- [6] Cartwright D.C. // J. Chem. Phys. 1973. Vol. 58. P. 178-185.
- [7] Philpot J.L., Hughes R.H. // Phys. Rev. 1964. Vol. 133 A. P. 107-110.
- [8] Tan K.H., McConkey J.W. // Phys. Rev. A. 1974. Vol. 10. P. 1212-1215.
- [9] Tan K.H., Donaldson F.G., McConkey J.W. // Can. J. Phys. 1974. Vol. 52. P. 786-791.
- [10] Stone E.J., Zipf E.C. // J. Chem. Phys. 1972. Vol. 56. P. 4646-4651.
- [11] Mumma M.J., Zipf E.C. // J. Chem. Phys. 1971. Vol. 55. P. 1661-1669.
- [12] Ajello J.M., Franklin B. // J. Chem. Phys. 1985. Vol. 82. P. 2519-2524.
- [13] Mentall J.E., Morgan H.D. // Abstracts VIII ICPEAC. 1973. P. 363-364.
- [14] Barat M., Lichten W. // Phys. Rev. A. 1972. Vol. 6. P. 211-229.
- [15] Кикиани Б.И., Ломсадзе Р.А., Гочиташвили М.Р. и др. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. Вып. 2. С. 792-803.

Тбилисский университет

Поступило в Редакцию  
18 декабря 1991 г.