

02

## Возбуждение автоионизационных состояний $(1s2s2p)^4P_j$ атома лития электронным ударом

© В.Н. Красилицец

Институт электронной физики НАН Украины, Ужгород

Поступило в Редакцию 14 августа 1998 г.

В окончательной редакции 28 января 1999 г.

Методом электронной спектроскопии с использованием техники пересекающихся электронного и атомного пучков впервые измерена функция электронного возбуждения автоионизационных состояний  $(1s2s2p)^4P_{1/2,3/2}$  атома лития в области энергий столкновений от порога возбуждения уровней до 90 eV, с энергетическим разрешением не хуже 0.4 eV и под магическим углом наблюдения  $\theta = 54.7^\circ$ . Анализ обнаруженной интенсивной припороговой структуры позволил впервые установить существование в автоионизационной области энергий автоотрывных состояний отрицательного иона Li с порогами возбуждения  $58.2 \pm 0.1$  и  $59.5 \pm 0.1$  eV.

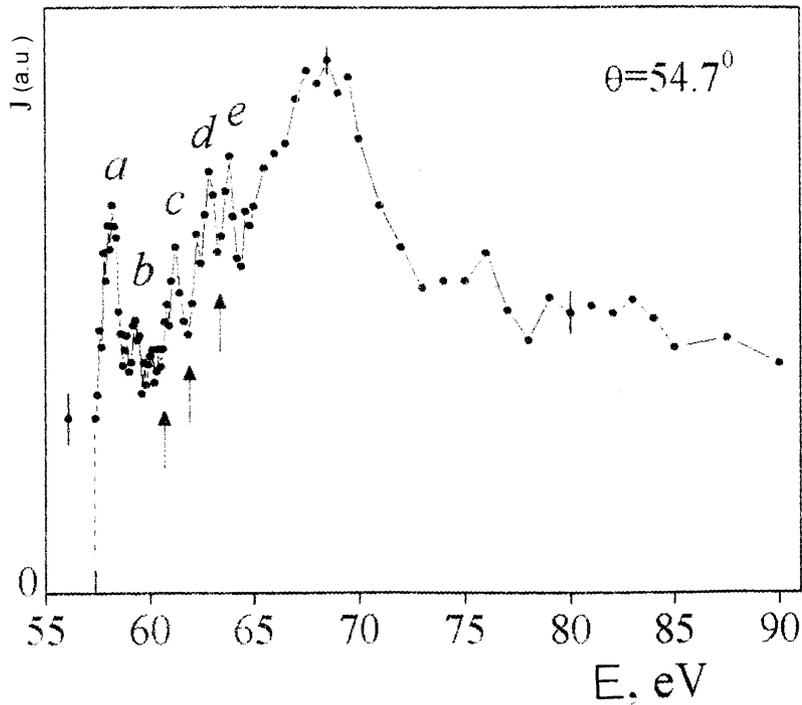
Практический интерес к исследованию отрицательных ионов Li в автоионизационной области энергий связан с их перспективным использованием для инжекционного нагрева плазмы в установках типа Токамак [1]. Теоретические расчеты [2,3] предсказывают существование на базе автоионизационных состояний  $(1s2s2p)^4P$  и  $(1s2p^2)^4P$  метастабильных по отношению к электронному распаду состояний  $(1s2s2p^2)^5P^e$  и  $(1s2p^3)^5S^0$  иона Li при энергиях 56.892 и 60.443 eV соответственно. Эти состояния связаны между собой дипольным переходом ( $\lambda = 349$  nm), который был обнаружен экспериментально в пучково-плечных экспериментах [4]. В то же время в литературе отсутствуют какие-либо экспериментальные или теоретические данные о существовании состояний отрицательного иона Li, распадающихся в электронном канале (так называемые автоотрывные состояния). Предположение о возможном влиянии автоотрывного  $(1s2s3snp)^5P$  состояния Li на возбуждение метастабильного  $(1s2s2p)^4P_{5/2}$  уровня было высказано в [5] в связи с обнаруженной припороговой структурой на его функции

электронного возбуждения (ФВ). В рамках  $1s2s2p$  конфигурации существуют еще два квартетных  $P$ -уровня с  $j = 1/2$  и  $j = 3/2$ , которые в отличие от  ${}^4P_{5/2}$  уровня эффективно распадаются в электронном канале [5]. В связи с незначительным расщеплением этих уровней ( $\Delta E \leq 3.5 \text{ см}^{-1}$ ) [6] их электронному распаду в автоионизационных спектрах соответствует одна линия при энергии  $52.02 \text{ eV}$  [7,8]. С целью обнаружения и выяснения роли автоотрывных состояний иона  $\text{Li}$  при возбуждении автоионизационных  $(1s2s2p) {}^4P_{1/2,3/2}$  уровней в данной работе впервые измерена их суммарная функция электронного возбуждения. Особое внимание уделялось исследованию припороговой области энергий возбуждения, для чего измерения проведены с шагом изменения энергии столкновений  $0.1 \text{ eV}$  и энергетическим разрешением  $\leq 0.4 \text{ eV}$ . Для исключения влияния анизотропии углового распределения испущенных электронов автоионизационные спектры измерялись под магическим углом наблюдения  $\theta = 54.7^\circ$ .

Экспериментальная установка и методика исследования ФВ автоионизационных состояний (АИС) детально описаны в [7]. Установка состоит из электронной пушки,  $127^\circ$ -го анализатора энергий электронов цилиндрического типа и источника нейтральных атомов лития. Анализатор работал в режиме регистрации энергетических спектров автоионизационных электронов, образующихся при распаде АИС атома лития. Функция возбуждения состояний  $(1s2s2p) {}^4P_{1/2,3/2}$  была получена путем измерения нормированной на ток первичного электронного пучка интенсивности соответствующей линии в электронных спектрах при различных значениях энергии столкновений. Относительная ошибка измерения интенсивности линии в спектрах не превышала 30% в припороговой области энергий. Каждая точка на ФВ определялась как среднее значение данных, взятых из трех независимых измерений. Ошибка в определении энергии столкновений составляла  $0.1 \text{ eV}$ .

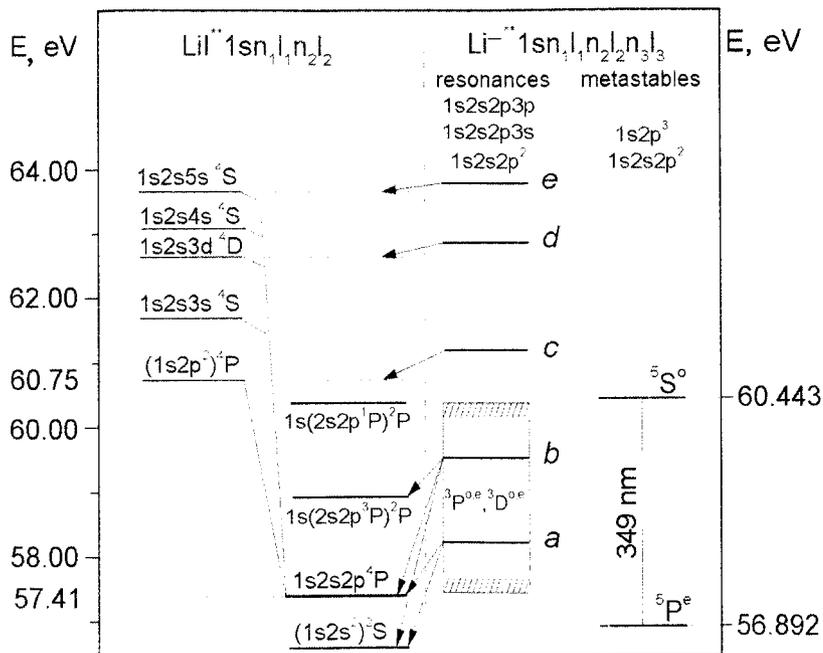
На рис. 1 представлена ФВ АИС  $(1s2s2p) {}^4P_{1/2,3/2}$  атома лития в области энергий столкновений от порога возбуждения до  $90 \text{ eV}$ . Характерной особенностью функции является наличие резонансной структуры в виде максимумов  $a, b, c, d, e$ , расположенных при энергиях  $58.2, 59.5, 61.2, 62.8$  и  $63.8 \text{ eV}$  соответственно, и главного максимума в области  $68.5 \text{ eV}$ .

Анализируя происхождение структуры  $a-e$ , в первую очередь рассмотрим радиационные каскадные переходы, которые могут приводить



**Рис. 1.** Функция электронного возбуждения автоионизационных состояний  $(1s2s2p)^4P_{1/2,3/2}$  атома лития в диапазоне энергий столкновений от порога возбуждения 57.41 eV [8] до 90 eV.

к дополнительному заселению исследуемых  $^4P_{1/2,3/2}$  состояний. Первый известный каскадный переход ( $\lambda = 371.4$  nm) [9] соответствует распаду ближайшего  $(1s2p^2)^4P$  уровня, расположенного при энергии 60.75 eV [8] (рис. 2). На измеренной ФВ этому переходу соответствует начало максимума *c* (см. стрелку на рис. 1). Начало максимумов *d* и *e* (см. стрелки) совпадает с порогами возбуждения  $(1s2s3s)^4S$  и  $(1s2s4s)^4S$  уровней, отражая тем самым соответствующие каскадные переходы с  $\lambda = 293.4$  nm и  $\lambda = 217.3$  nm соответственно [9] (рис. 2). Максимумы *a*, *b* расположены ниже порога первого каскадного перехода при энергии



**Рис. 2.** Диаграмма энергетических уровней атома лития [8,9] и отрицательного иона  $\text{Li}^-$  [3] области 56–64 eV. Буквами *a–e* обозначена резонансная структура, наблюдаемая на функции возбуждения  $(1s2s2p)^4P_{1/2,3/2}$  состояний. Линии без стрелок обозначают известные радиационные переходы в системе кватерных автоионизационных уровней [9] и между состояниями  $\text{Li}^-$  [2,4]. Линии со стрелками обозначают возможные электронные каналы распада резонансов *a–e*.

60.75 eV (рис. 2) и поэтому не могут быть отнесены к рассмотренному выше процессу каскадного заселения  $^4P_{1/2,3/2}$  уровней. В этой связи рассмотрим возможные резонансные процессы возбуждения этих уровней. Как видно из диаграммы на рис. 2, максимумы *a, b* расположены в энергетическом промежутке между  $1s(2s2p^1P)^2P$  и  $(1s2s2p)^4P$ ; АИС. Согласно теоретическим расчетам [2], в этой энергетической области располагаются электронные конфигурации  $1s2s2p^2$ ,  $1s2s2p3s$  и  $1s2s2p3p$  иона  $\text{Li}$ , образующиеся на базе дублетных  $1s(2s2p^3P)^2P$

и  $1s(2s2p^1P)^2P$  состояний. В рамках  $L-S$  связи только термы  $^3P^{o,e}$  и  $^3D^{o,e}$  указанных конфигураций могут распадаться на  $(1s2s2p)^4P_{1/2,3/2}$  уровни, приводя к появлению особенностей  $a$ ,  $b$ . Другим процессом, который мог бы обуславливать наличие этих особенностей, является образование резонансов формы в припороговом электронном возбуждении  $^4P$ -уровней. В этом случае максимумы  $a$ ,  $b$  должны отражать одноканальный распад соответствующих резонансов на исходный  $^4P_j$  уровень. Однако, как показывают наши исследования ФВ АИС  $(1s2s^2)^2S$  и  $1s(2s2p^3P)^2P$  [7], особенности  $a$ ,  $b$  присутствуют и на этих функциях, что указывает на многоканальный характер распада соответствующих резонансов (рис. 2). Исходя из вышесказанного, мы идентифицировали особенности  $a$ ,  $b$  как проявление распада автоотрывных состояний иона  $Li$  с термами  $^3P^{o,e}$  или  $^3D^{o,e}$  при энергиях 58.2 и 59.5 eV. Рассматривая природу происхождения максимумов  $c-e$ , следует отметить, что их выраженная резонансная форма однозначно указывает на связь с процессами резонансного возбуждения верхних квартетных АИС. Соответствующие резонансные состояния могут распадаться в ближайшие квартетные атомные состояния (так называемые резонансные каскады), которые в результате радиационного распада заселяют исследуемые  $^4P_{1/2,3/2}$  уровни (радиационные каскады) (рис. 2).

Таким образом, представленные экспериментальные данные и их анализ позволяют сделать однозначный вывод, что припороговое электронное возбуждение АИС  $(1s2s2p)^4P_j$  имеет резонансный характер, связанный с существованием автоотрывных состояний иона  $Li$ .

В заключение считаю своим приятным долгом поблагодарить старшего научного сотрудника А.А. Боровика и профессора И.С. Алексахина за полезные обсуждения и помощь в работе.

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке INTAS (грант № 96-0477).

## Список литературы

- [1] *Esaulov V.A.* // Ann. Phys. Fr. 1986. N 11. P. 493–592.
- [2] *Bunge C.F.* // Phys. Rev. A. 1980. V. 22. N 1. P. 1–8.
- [3] *Yang H.Y., Chung K.T.* // Phys. Rev. A. 1995. V. 51. N 5. P. 3621–3629.
- [4] *Mannervik S., Astner G., Kisielinski M.* // J. Phys. B. 1980. V. 13. P. 441–444.

- [5] *Feldman P., Novick R.* // Phys. Rev. 1967. V. 160. P. 143–160.
- [6] *Feldman P., Levitt M., Novick R.* // Phys. Rev. 1968. V. 21. N 6. P. 331–335.
- [7] *Боровик А.А., Красилицец В.Н., Алексахин И.С.* // УФЖ. 1997. Т. 42. № 4. С. 400–405.
- [8] *Rassi D., Pejcev V., Ross K.J.* // J. Phys. B. 1977. V. 10. P. 3535–3542.
- [9] *Mannervik S., Cederquist H.* // Physica. Scripta. 1983. V. 27. P. 175–182.