

*Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 351. – 355*

*5 апреля 1971 г.*

**ПРЯМОЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВО СУЩЕСТВОВАНИЯ  
ВОЗБУЖДЕННОГО ОТРИЦАТЕЛЬНОГО ИОНА  $C^-$   
И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ ЭЛЕКТРОНА В НЕМ**

*В.А.Опарин, Р.Н.Ильин, И.Т.Серенков, Е.С.Соловьев, Н.В.Федоренко*

Вопрос о возможности существования возбужденных отрицательных ионов представляет значительный интерес как с точки зрения теории (проверка при-

ближенных методов расчета энергии связи), так и с практической (физика газового разряда и низкотемпературной плазмы, астрофизика).

Для ряда отрицательных ионов (в основном, элементов III и IV групп периодической системы) теория допускает возможность существования метастабильных возбужденных состояний с той же самой электронной конфигурацией, что и основное состояние иона [1]. Однако экспериментально только для иона  $C^-$  было получено косвенное подтверждение существования возбужденного состояния предположительно  $1s^2 2s^2 2p^3 \ ^2D$  [2-4]. Теоретические исследования, проведенные в [5-7], также не дают надежного доказательства существования связанного возбужденного состояния  $\ ^2D$  этого иона. Если возбужденное состояние  $\ ^2D$  иона  $C^-$  существует, то оно должно обладать очень малой энергией связи и может быть сравнительно легко разрушено электрическим полем. В связи с этим в настоящей работе мы предприняли попытку прямым опытом обнаружить возбужденный ион  $C^-$ , применив методику, разработанную нами ранее для исследования иона  $He^-$  [8].

Измерения были выполнены на установке, описанной в наших работах [9,10]. Пучок ионов  $C^-$  получался путем перезарядки ионов  $C^+$  с энергией 100 кэв в камере, наполненной воздухом, и пропускался через область с постоянным электрическим полем  $E \leq 400$  кэв/см. Измерялось отношение тока  $I$  пучка ионов  $C^-$ , прошедшего поле  $E$ , к току  $I_0$  при  $E = 0$ .

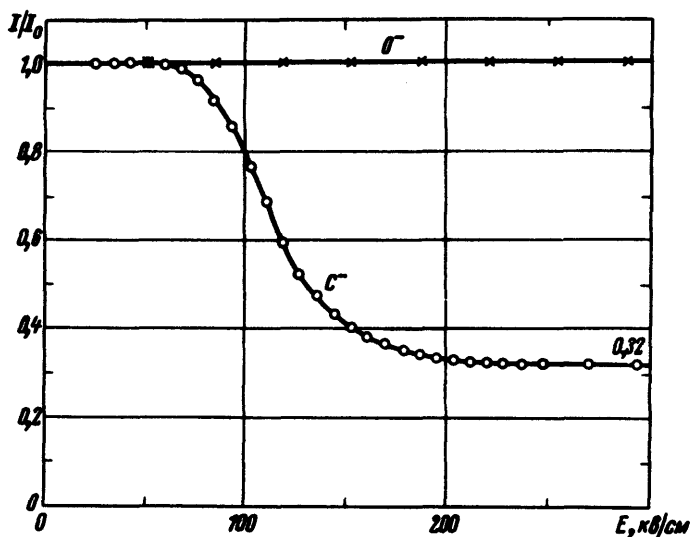


Рис. 1. Распад отрицательного иона  $C^-$  в возбужденном состоянии  $\ ^2D$  в электрическом поле. Толщина перезарядной мишени  $\rho l = 5 \cdot 10^{-3}$  тор · см

Измеренная на опыте зависимость  $I/I_0 = f(E)$  для ионов  $C^-$  приведена на рис.1. На этом же рисунке дана аналогичная зависимость для пучка ионов  $O^-$ , полученная в тех же условиях. Постоянство отношения  $I/I_0 = 1$  (с точностью 1%) для ионов  $O^-$  во всем интервале полей  $E = 0 - 380$  кэв/см свидетельствует как об отсутствии разрушения их электрическим полем, так и об отсутствии ослабления пучка за счет расфокусировки отклонения ионов полем. Для ионов

$C^-$  в области  $E = 60 - 200$  кэ/см наблюдается уменьшение отношения  $I/I_0$  от 1 до 0,32. Это уменьшение  $I/I_0$  мы объясняем разрушением полей слабо-связанного возбужденного состояния  $^2D$ , так как основное состояние  $^4S$  иона  $C^-$  имеет энергию связи 1,27 эв [2, 11] и должно разрушаться при полях, во много раз больших рассматриваемых [12]. Возбужденное состояние иона  $C^-$  имеет мультиплетность, отличную от основного состояния, и поэтому является метастабильным с временем жизни, превышающим  $10^{-5}$  сек [3], что много больше времени пролета ионов от места их образования до места регистрации ( $\sim 2$  мксек). Поэтому можно считать, что постоянное значение  $I/I_0 = 0,32$  при  $E > 200$  кэ/см есть доля ионов  $C^-$  в основном состоянии, которые образуются при перезарядке. Тогда доля ионов в возбужденном состоянии оказывается неожиданно большой и равной 0,68. Интересно, что указанные доли близки к статистической заселенности состояний  $^4S$  и  $^2D$  0,285 и 0,715, соответственно.

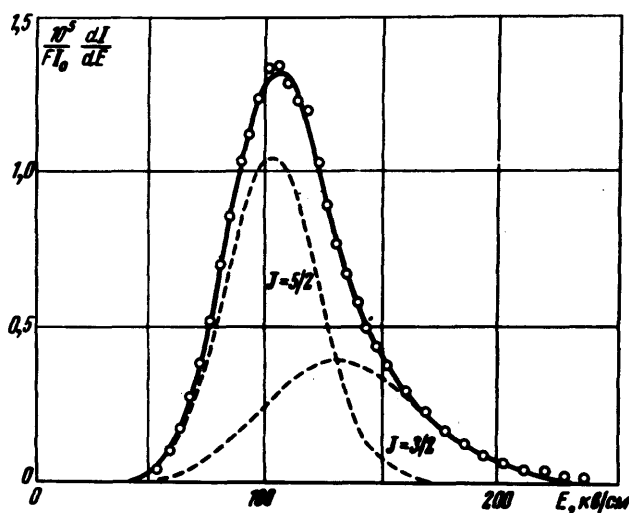


Рис. 2. Электрический спектр отрицательного иона  $C^-$  в возбужденном состоянии  $^2D$ . Кружки – эксперимент. Пунктир – рассчитанные контуры линий для состояний  $^2D_{5/2}$  и  $^2D_{3/2}$ ; сплошная кривая – их сумма. Толщина перезарядной мишени  $p\ell = 5 \cdot 10^{-3}$  тор·см

Были проведены измерения зависимости доли возбужденных ионов  $F$  от толщины мишени  $p\ell$  (где  $p$  – давление в камере перезарядки,  $\ell$  – длина камеры) и энергии ионов  $C^+$ . Эти измерения дали монотонное падение  $F$  от 0,72 при  $p\ell = 2 \cdot 10^{-4}$  тор·см до 0,36 при  $p\ell = 5 \cdot 10^{-2}$  тор·см, которое можно объяснить влиянием многократных столкновений, ведущих к разрушению возбужденных ионов.

Измеряемую на опыте зависимость  $I(E)/I_0$  можно записать в следующем виде:

$$\frac{i(E)}{i_0} = \frac{1}{F} \left( \frac{I(E)}{I_0} + F - 1 \right). \quad (1)$$

Зависимость (1) характеризует относительное разрушение в поле только возбужденных ионов. Она позволяет найти среднюю вероятность распада  $W_{\text{ср}}$  иона  $\text{C}^-$  в поле  $E$ :

$$\frac{i(E)}{i_0} = \exp[-W_{\text{ср}}(E)t], \quad (2)$$

где  $t = 3 \cdot 10^{-10}$  сек — время пролета иона через область поля.

Из работы [13] следует, что вероятность распада отрицательного иона в поле определяется выражением

$$W = \frac{\alpha}{\epsilon} E \exp\left(-6,83 \cdot 10^7 \frac{\epsilon^{3/2}}{E}\right), \quad (3)$$

где  $\epsilon$  — энергия связи электрона в эв,  $E$  — в в/см,  $W$  — в сек $^{-1}$ ,  $\alpha$  — постоянная, зависящая от состояния иона.

Формулы (2) и (3) на основании полученной из опыта зависимости (1) дают возможность вычислить энергию связи электрона  $\epsilon$  в возбужденном ионе  $\text{C}^-$ . Однако точность определения энергии связи таким способом будет зависеть от состава пучка возбужденных ионов: будет ли он содержать ионы одного состояния или ионы нескольких подсостояний (компонент тонкой структуры или штарковских компонент), которые различаются вероятностью распада в поле.

Более подробные сведения о составе пучка и его разрушении в поле можно получить, снимая "электрический спектр" ионов (рис.2), который представляет собой дифференциальную зависимость [10]:

$$\frac{1}{I_0} \frac{dI}{dE} = f(E). \quad (4)$$

Зависимость, аналогичная (4), может быть получена и расчетным путем — дифференцированием (2) по  $E$ . Таким образом, критерием правильного описания состава пучка отрицательных ионов и определения энергии связи  $\epsilon$  может служить совпадение формы экспериментального спектра ионов с рассчитанным. Используя выражение для средней вероятности (2), нам не удалось добиться указанного совпадения. Неприменимой также оказалась интерпретация о расщеплении уровня  $^2D$  иона  $\text{C}^-$  в поле по  $m$  (проекция орбитального момента слабосвязанного электрона на направление поля), которая была выдвинута нами для иона  $\text{He}^-$  [8].

Тогда мы предположили, что возбужденное состояние иона  $\text{C}^-$  в электрическом поле расщепляется на две компоненты  $^2D_{5/2}$  и  $^2D_{3/2}$ , различающиеся  $J$  ( $J$  — полный момент). В отсутствии поля эти компоненты можно считать вырожденными, поскольку постоянная тонкого расщепления для уровня  $2p^3 \ ^2D$  пренебрежимо мала [14]. При таком предположении выражение (2) должно быть записано следующим образом

$$\frac{i(E)}{i_0} = g \exp[-W_1(E)t] + (1-g) \exp[-W_2(E)t], \quad (5)$$

где  $g$  — доля ионов в состоянии с  $J = 5/2$  от полного количества возбужденных ионов;  $W_1$  — вероятность их распада;  $(1-g)$  и  $W_2$  — соответственно до-

ля и вероятность распада ионов в состоянии с  $J = 3/2$ . Электрический спектр в этом случае должен состоять из двух линий, отвечающих состояниям  ${}^2D_{5/2}$  и  ${}^2D_{3/2}$ , которые могут и не разрешаться. В предположении расщепления по  $J$  отдельно были обработаны измеренные зависимости (1) и (4). Для вероятности распада в поле для обоих состояний были использованы выражения (3), различающиеся  $\alpha$  и  $\epsilon$ . Обработка дала одно и то же значение энергии связи (с точностью 2%) для состояний  ${}^2D_{5/2}$  и  ${}^2D_{3/2}$   $\epsilon = 0,035$  эв и коэффициенты  $\alpha$  в формуле (3), равные  $1,12 \cdot 10^5$  для  ${}^2D_{5/2}$  и  $2,8 \cdot 10^4$  для  ${}^2D_{3/2}$ . Были определены также доли состояний  $g = 0,6$  и  $(1 - g) = 0,4$ , которые в точности соответствуют их статистическим весам.

На рис.2 приведены рассчитанные по формулам (5) и (3) контуры линий отдельных состояний  ${}^2D_{5/2}$  и  ${}^2D_{3/2}$  и дана их суммарная кривая, которая хорошо описывает экспериментальный спектр.

Таким образом, по нашим данным значение энергии связи возбужденного иона  $C^-$  в состоянии  ${}^2D$  составляет  $(0,035 \pm 0,002)$  эв.

Физико-технический институт  
им.А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
1 марта 1971 г.

### Литература

- [1] Б.М.Смирнов. Атомные столкновения и электронные процессы в плазме. М., Атомиздат, 1968.
- [2] M.L.Seman, L.M.Branscomb. Phys. Rev., 125, 1602, 1962.
- [3] J.F.Paulson. J. Chem. Phys., 52, 5491, 1970.
- [4] D.Feldman, Z. Naturforsch., 25a, 621, 1970.
- [5] B.L.Moiseiwitsch. Advances Atom. Molec. Phys., 1, 61, 1965.
- [6] J.Hunt, B.L.Moiseiwitsch. Atom. Molec. Phys., 3, 892, 1970.
- [7] R.J.W.Henry, P.C.Burke, A.L.Sinclair. Phys. Rev., 178, 218, 1969.
- [8] В.А.Опарин, Р.Н.Ильин, И.Т.Серенков, Е.С.Соловьев, Н.В.Федоренко. Письма в ЖЭТФ, 12, 237, 1970.
- [9] Р.Н.Ильин, Б.И.Кикиани, В.А.Опарин, Е.С.Соловьев, Н.В.Федоренко. ЖЭТФ, 47, 1235, 1964.
- [10] Р.Н.Ильин, В.А.Опарин, И.Т.Серенков, Е.С.Соловьев, Н.В.Федоренко. ЖЭТФ, 59, 103, 1970.
- [11] J.L.Hall, M.W.Siegel. J. Chem. Phys., 48, 943, 1968.
- [12] Ю.Н.Демков, Г.Ф.Друкарев. ЖЭТФ, 47, 918, 1964.
- [13] Б.М.Смирнов, М.И.Чибисов. ЖЭТФ, 49, 841, 1965.
- [14] С.Э. Фриш. Оптические спектры атомов, М.-Л., Физматгиз, 1963, стр. 193.