

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ЩЕЛОЧНО-ЗЕМЕЛЬНЫХ АТОМОВ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ. IV. КАЛЬЦИЙ

И. И. Гарга, И. С. Александрин, В. П. Стародуб и  
И. П. Запесочный

Методом пересекающихся электронного и атомного пучков проведены систематические исследования возбуждения атома кальция электронным ударом. Установлено, что эффективные сечения переходов с уровней одноэлектронного возбуждения в синглетной системе термов описываются эмпирической формулой  $Q \sim n^{-\alpha}$  ( $n$  — главное квантовое число,  $\alpha$  — степень затухания сечения). Показано, что отношение сумм сечений возбуждения излучательных переходов с нормальных и со смещенных уровней в синглетной системе термов равно 10 : 1. Приводится анализ энергетических зависимостей сечений для пяти серий.

В предыдущих статьях [1, 2] сообщалось об исследованиях по возбуждению атомов магния и стронция электронным ударом. В этой работе приводятся результаты систематических исследований по электронному возбуждению атомов кальция. Подобные исследования до настоящего времени не проводились. Известны только две работы [3, 4], в которых изучались функции возбуждения резонансных линий.

В данной работе все измерения проводились методом пересекающихся электронного и атомного пучков с оптической регистрацией излучения как в постоянном, так и в переменном режимах. Интенсивность атомов в пучке определялась радиотехническим методом [1], а также по величине ионного тока.<sup>1</sup> Концентрация атомов в месте пересечения пучков была  $(2 \div 5) \cdot 10^{11}$  ат/см<sup>3</sup>. Однородность электронного пучка составляла  $1 \div 1.2$  эв при плотности тока  $(7 \div 10) \cdot 10^{-3}$  а/см<sup>2</sup>.

В экспериментах сохранялись условия линейной зависимости интенсивностей спектральных линий от плотности тока и концентрации атомов. Абсолютные измерения выполнены методом сравнения интенсивностей линий с излучением ленточной лампы СИ-8-200 и водородной лампы типа ВСФУ-3. При этом предполагалось, что излучение, обусловленное электронным ударом, изотропно. Во избежание влияния поляризации спектрального прибора перед входной щелью устанавливался деполаризатор. Максимальная ошибка в определении абсолютных сечений не превышает 40%.

### Результаты и их обсуждение

Результаты измерений сечений возбуждения спектральных линий кальция приведены в табл. 1, где указаны длины волн линий, энергии электронов, соответствующие максимальному значению эффективных сечений, значения сечений в максимуме, а также при энергии  $E=30$  эв.<sup>2</sup> Функции возбуждения переходов с нормальных и смещенных уровней,

<sup>1</sup> Для определения концентрации атомов по ионному току использовались данные по эффективным сечениям ионизации из работы [5].

<sup>2</sup> В табл. 1 для ряда линий не указаны эффективные сечения в максимуме. Это означает, что для данных переходов энергетическая зависимость экспериментально не изучалась, а сечение определено только при фиксированной энергии.



Таблица 1

$\lambda, \text{Å}$	Переход	$J - J$	$E_{\text{возб.}}, \text{эВ}$	$E_{\text{max}}, \text{эВ}$	$Q_{\text{max}} \times 10^{19}, \text{см}^2$	$Q_{30 \text{ эВ}} \times 10^{19}, \text{см}^2$
1	2	3	4	5	6	7
5867	4 1P — 6 1S	} 1—0 {	5.04	15	40	99
4847	4 1P — 7 1S		5.49			
4496	4 1P — 8 1S		5.69			
4312	4 1P — 9 1S		5.81			
4227	4 1S — 4 1P	} 0—1 {	2.93	10	13000	12000
2722	4 1S — 5 1P		4.55	12.5	24	20
2398	4 1S — 6 1P		5.17	10	112	89
2201	4 1S — 7 1P		5.63	45	25	22
6718	3 1D — 5 1P	} 2—1 {	4.55	10	870	630
5042	3 1D — 6 1P		5.17	9.5	170	92
4240	3 1D — 7 1P		5.63	28	24	24
4059	3 1D — 8 1P		5.76	28	16	16
7326	4 1P — 4 1D	} 1—2 {	4.62	7.0	3670	2700
5189	4 1P — 5 1D		5.32	12	640	500
4685	4 1P — 6 1D		5.58	12	140	100
4878	3 1D — 4 1F	} 2—3 {	5.25	7.8	195	79
4355	3 1D — 5 1F		5.55	7.8	87	41
4108	3 1D — 6 1F		5.72	7.8	43	16
3972	3 1D — 7 1F		5.83			6.2
5513	4 1P — 4p <sup>2</sup> 1S	1—0	5.18	8.0	160	85
5857	4 1P — 4p <sup>2</sup> 1D	1—2	5.05	11	1700	970
2275	4 1S — 3d4p 1P	0—1	5.45	12	220	85
4527	3 1D — 3d4p 1P	2—1	5.45	75	140	110
5349	3 1D — 3d4p 1F	2—3	5.03	7.0	530	160
4201	4 1P — 3d <sup>2</sup> 1D	1—2	5.88	13	4.0	3.0
6162	4 3P — 5 3S	2—1	3.91			48
6122	4 3P — 5 3S	1—1	3.91			25
6103	4 3P — 5 3S	0—1	3.91			9
4455	4 3P — 4 3D	2—1, 2, 3	4.68	7.2	180	12
4435	4 3P — 4 3D	1—2, 1	4.68	7.2	95	10
4425	4 3P — 4 3D	0—1	4.68	6.5	29	3.0
6169	3 3D — 5 3P	1, 2, 3— 0, 1, 2	4.53			25
4512	3 3D — 6 3P	1, 2, 3— 0, 1, 2	5.27			10
6573	4 1S — 4 3P	0—1	1.89	3.4	380	10
4586	3 3D — 4 3F	3—3, 4	5.23			2.1
4098	3 3D — 5 3F	3—3, 4	5.55			1.2
4302	4 3P — 4p <sup>2</sup> 3P	1, 2— 0, 1, 2	4.78			1.4
5270	3 3D — 3d4p 3P	1, 2, 3— 2, 1, 0	4.88	6.2	190	9.7
5598	3 3D — 3d4p 3D	1, 2, 3— 1, 2	4.73	6.6	190	17
5588	3 3D — 3d4p 3D	3, 1, 2— 2, 3	4.73			13
6509	3 3D — 3d4p 3F	3—2	4.73			60
6500	3 3D — 3d4p 3F	2—3	4.43			70
6472	3 3D — 3d4p 3F	3—3	4.44	5.2	620	110
3968	4 2S — 4 2P	1/2—1/2	9.23	32	210	200
3934		1/2—3/2	9.26		410	390
3737		3/2—1/2	12.58	36	29	21
3706	4 2P — 5 2S	1/2—1/2	12.58		14	10

имеющих одно и то же  $L$ , сгруппированы по сериям одноэлектронного возбуждения и представлены на рис. 1—5.

Анализ величин эффективных сечений возбуждения переходов с уровней одноэлектронного возбуждения в синглетной системе термов показывает, что их можно описать эмпирической формулой вида

$$Q_{n,l} = c_l n^{-\alpha}, \quad (1)$$



где  $Q_{n,l}$  — эффективное сечение линии при энергии электронов 30 эв;  $n$  — главное квантовое число;  $\alpha$ ,  $c_l$  — постоянные, определяемые графически. Значения  $\alpha$ ,  $n$ ,  $c_l$  приведены в табл. 2. Максимальное отклонение экспериментальных значений сечения от зависимости, описываемой формулой (1), не превышает 30%. Как видно из табл. 2, для переходов с уровней  $S$ ,  $P$ ,  $D$  наблюдается одинаковый спад сечений с ростом  $n$  (значения  $\alpha$  и  $c_l$  для них одинаковы), в то время как для переходов с уровнем  $F$  коэффициент затухания наименьший.

Степенная зависимость сечений возбуждения линий серии  $4S-nP$  не прослеживается и носит сложный характер. Так, для переходов  $4S-6P$ ,  $7P$  эффективные сечения больше, чем для перехода  $4S-5P$ . Аналогичная тенденция имеет место и в значениях сил осцилляторов этой серии [6]. Интересно, что подобная аномалия в серии  $3D-nP$  не наблюдается, хотя уровни  $P$  преобладающим образом распадаются в состояние  $D$ . Такое немонотонное изменение сечений в серии  $4S-nP$ , по всей видимости, обусловлено конфигурационным взаимодействием данной серии со смещенным уровнем  $3d4p^1P$ .

Отношение сечений возбуждения переходов с уровнями  $5P$  и  $6P$  равны:  $Q(3D-5P) : Q(4S-5P) = 30 : 1$  и  $Q(3D-6P) : Q(4S-6P) = 1 : 1$ . Эти же отношения, определенные через силы осцилляторов [6], соответственно равны  $14 : 1$  и  $1 : 1$ . Отсюда следует, что для уровня  $6P$  наблюдается хорошее согласие, а для уровня  $5P$  имеется расхождение примерно в 2 раза.

Для атома Са наряду с одноэлектронным возбуждением характерно одновременное возбуждение электронов  $4s^2$  (смещенные термы). Из табл. 1 видно, что переходы со смещенных уровней имеют большие эффективные сечения и по величине сравнимы с сечениями переходов с обычных уровней, имеющих те же эффективные главные квантовые числа  $n^*$ . Так, например,  $Q(4s4p^1P-4p^2^1D) = 1.7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ , что лишь в 2 раза меньше  $Q(4^1P-4^1D)$ . В триплетной системе термов из всех измеренных наибольшее сечение имеет переход  $4s3d^3D_3-3d4p^3F_3$  ( $Q = 6.2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ ). Отношения сумм сечений возбуждения излучательных переходов с нормальных и со смещенных уровней в синглетной системе равно

$$\sum_{n', l'} Q(4snlL - 4sn'l'L') : \sum Q(4snlL - n_1l_1n_2l_2L'') = 10 : 1.$$

Перейдем теперь к рассмотрению энергетических зависимостей сечений возбуждения спектральных линий. Специфической особенностью возбуждения линий главной серии является отсутствие подобия в энергетических зависимостях (рис. 1). Функции возбуждения (ФВ) переходов с уровней  $4$ ,  $5P$  в основном подобны (достигают максимума при  $E = 10$  эв с дальнейшим пологим спадом) и являются типичными для оптически разрешенных переходов. ФВ перехода с уровня  $6^1P$  за главным максимумом уже заметно видоизменяется, а для перехода с уровня  $7^1P$  (рис. 1, кривая 4) и вовсе отлична от первых двух. Аналогичная картина, как и следовало ожидать, наблюдается для переходов  $3D-nP$  (рис. 2).

Как видно из рис. 2 ФВ перехода с уровня  $8P$  (кривая 3) совершенно подобна ФВ перехода со смещенного уровня  $3d4p^1P$  (кривая 6). По-видимому, все переходы с уровнем  $P$ , лежащих выше смещенного уровня  $3d4p^1P$ , имеют энергетическую зависимость, аналогичную переходам с этого уровня. В этом случае функции возбуждения в области  $0-30$  эв имеют два максимума. Неожиданным является тот факт, что функции возбуждения переходов  $4^1S-7^1P$  (рис. 1, кривая 4) и  $3^1D-7^1P$  (рис. 2, кривая 2) различны. Особенно наглядно различие в энергетических зависимостях сечений возбуждения переходов с уровня  $3d4p^1P$  в состоянии  $3^1D$  и  $4^1S$ . Причина такого расхождения остается невыясненной.

Таблица 2

Переходы	$\alpha$	$n$	$c_l, \text{ см}^2$
$4^1P - n^1S$	8	$\geq 6$	$2 \cdot 10^{-11}$
$3^1D - n^1P$	8	$\geq 5$	$2 \cdot 10^{-11}$
$4^1P - n^1D$	8	$\geq 4$	$1.7 \cdot 10^{-11}$
$3^1D - n^1F$	5	$\geq 4$	$9.9 \cdot 10^{-15}$



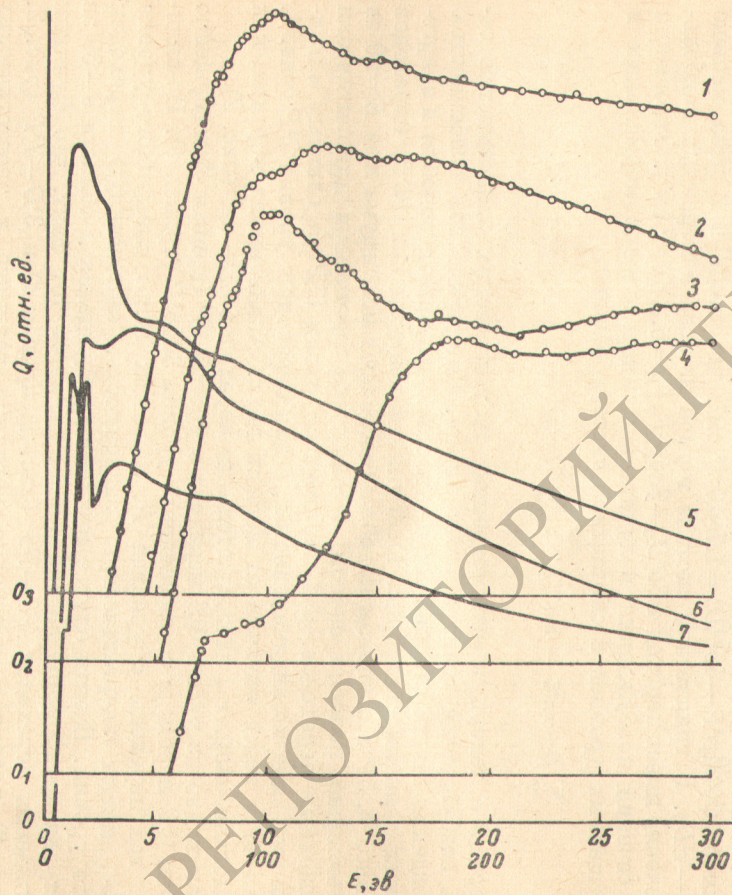


Рис. 1. Функции возбуждения переходов  $4^1S - n^1P$ .  
 1 —  $4^1P$ , 2 —  $5^1P$ , 3 —  $6^1P$ , 4 —  $7^1P$  (шкала 0—30 эВ), 5 —  $5^1P$ , 6 —  $7^1P$ ,  
 7 —  $3d4p^1P$  (шкала 0—300 эВ).

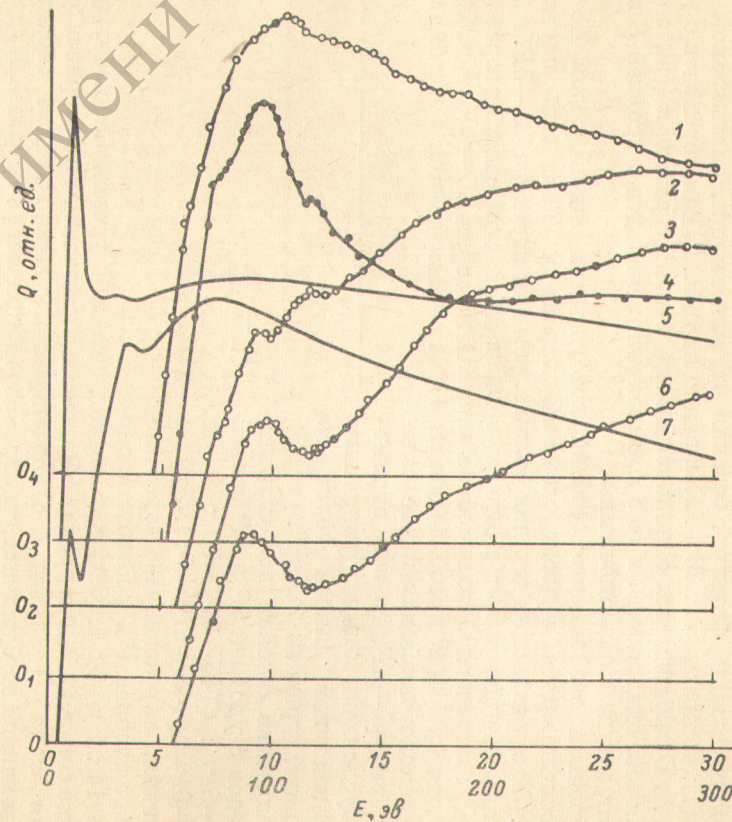


Рис. 2. Функции возбуждения переходов  $3^1D - n^1P$ .  
 1 —  $5^1P$ , 2 —  $7^1P$ , 3 —  $8^1P$ , 4 —  $6^1P$ , 6 —  $3d4p^1P$  (шкала 0—30 эВ), 5 —  
 $6^1P$ , 7 —  $3d4p^1P$  (шкала 0—300 эВ).



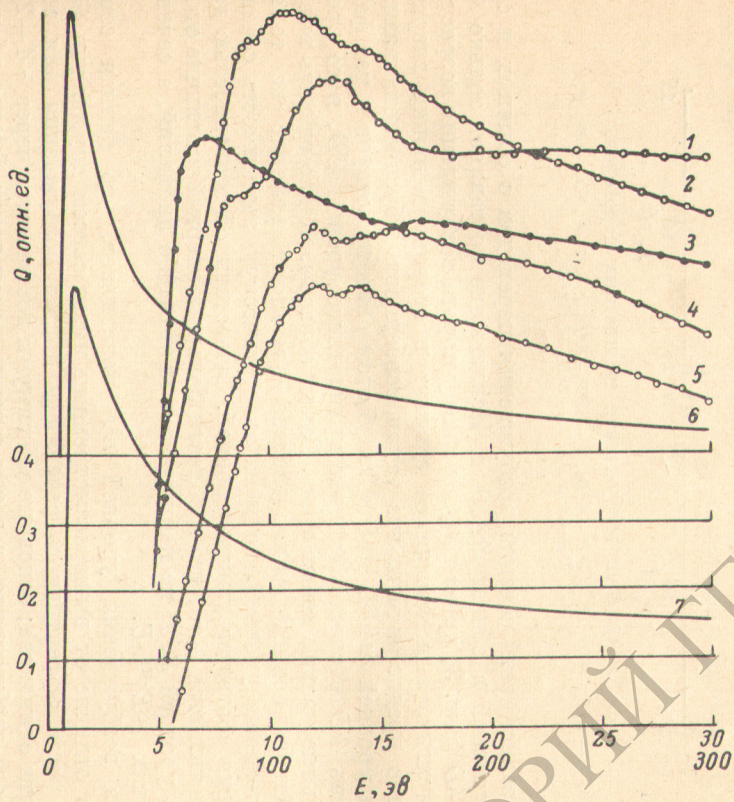


Рис. 3. Функции возбуждения переходов  $4^1P - n^1D$ .  
 1 —  $3d^2^1D$ , 2 —  $4p^2^1D$ , 3 —  $4^1D$ , 4 —  $5^1D$ , 5 —  $6^1D$  (шкала 0—30 эВ), 6 —  $4p^2^1D$ , 7 —  $6^1D$  (шкала 0—300 эВ).

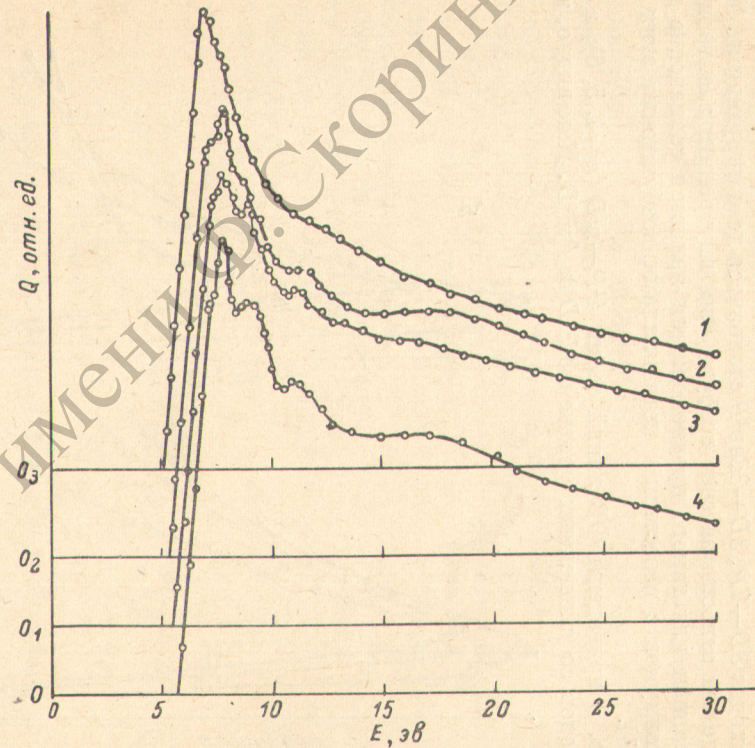


Рис. 4. Функции возбуждения переходов  $3^1D - n^1F$ .  
 1 —  $3d4p^1F$ , 2 —  $4^1F$ , 3 —  $5^1F$ , 4 —  $6^1F$ .



В области больших энергий на всех кривых наблюдаются вторичные максимумы при энергиях  $\sim 50$  эв (в серии  $4S-nP$ ) и  $\sim 70$  эв (в серии  $3D-nP$ ). Эти максимумы существенно замедляют спад сечений при больших энергиях, а для переходов  $3D-7P$ ,  $3D-3d4p^1P$  становятся доминирующими. Их происхождение мы относим за счет возбуждения внутренних электронов  $3p^6$ ,  $3s^2$ . Основанием для такого предположения является совпадение начала роста максимумов с известными потенциалами возбуждения этих электронов [5, 7].

На рис. 3 приведены ФВ линий серии  $4^1P-n^1D$  ( $n=4, 5, 6$ ), а также ФВ переходов со смещенных уровней  $3d^2D$  и  $4p^2D$ . Как видно, энерге-

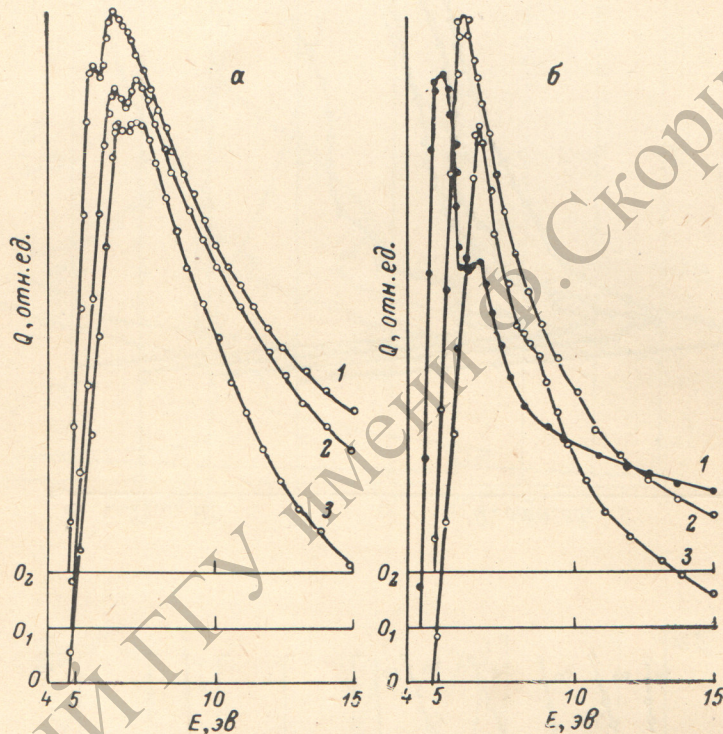


Рис. 5. Функции возбуждения триплетных переходов.

а: 1 —  $4^3P_0-4^3D_1$ , 2 —  $4^3P_1-4^3D_2$ , 3 —  $4^3P_2-4^3D_{123}$ ; б: 1 —  $3^3D_1-3d4p^3F$ , 2 —  $3^3D_1-3d4p^3P_1$ , 3 —  $3^3D_3-3d4p^3D_3$ .

тические зависимости сечений возбуждения переходов с обычных и смещенных уровней в общем подобны. Исключение составляет только ФВ с уровня  $4D$  (рис. 3, кривая 3), которая у порога возбуждения возрастает быстрее других, а максимум ее сдвинут в сторону меньших энергий. Естественно предположить, что такая особенность обусловлена взаимодействием уровней  $4s4d^1D$  и  $4p^2D$ . Об этом свидетельствует и тот факт, что уровень  $4^1D$  расположен ниже триплетного уровня  $4^3D$ , в то время как остальные уровни лежат выше. Таким образом, можно сделать вывод, что конфигурационное взаимодействие оказывает влияние не только на расположение уровней, но и на энергетическую зависимость сечений возбуждения соответствующих уровней. Существенной особенностью данной серии является и то, что в области больших энергий в отличие от переходов с уровнями  $S$ ,  $P$  не наблюдается каких-либо аномалий, а сечения убывают как  $\sim E^{-1} \ln E$ .

Анализ возбуждения уровней  $n^1F$  показывает, что данная серия (рис. 4) в отличие от вышерассмотренных имеет совсем другой тип ФВ. Скорость роста эффективного сечения у порога возбуждения для всех линий почти одинакова; основные максимумы достигаются через  $\sim 1-2$  эв после порога возбуждения, а затем сечение немонотонно быстро убывает с ростом энергии. К тому же, вторичные максимумы расположены при



одних и тех же энергиях электронов. Форма, место расположения максимумов и их относительный рост с увеличением главного квантового числа позволяет считать, что природа происхождения их не обусловлена особенностями непосредственного возбуждения уровней  ${}^1F$ . Возможно, они вызваны распадом образующихся при этом отрицательных ионов. С другой стороны, сравнивая энергетические зависимости возбуждения серий  $4^1P-n^1D$  (рис. 3) и  $3^1D-n^1F$ , можно видеть, что роль каскадных переходов с уровней  ${}^1D$  в заселении уровней  ${}^1F$  по крайней мере в припороговой области энергий мала.

Возбуждение триплетных состояний изучено не столь полно, как синглетных. Измерены ФВ от порога до  $E=30$  эв только для компонент мультиплетта  $4^3P-4^3D$ . Из рис. 5, а видно, что ФВ этих компонент подобны между собой и характеризуются двумя максимумами у порога возбуждения с дальнейшим быстрым спадом сечений. Такой характер спада свидетельствует о том, что между уровнями  $4^3D$  и  $4^1D_2$  отсутствует синглет-триплетное смешивание.

Между функциями двухэлектронного возбуждения (рис. 5, б) конфигурации  $3d4p$  для различных  ${}^3L_J$  нет столь существенного различия, как это имело место в синглетной системе термов. Правда, на ФВ с уровней  ${}^3F$  наблюдается вторичный максимум при  $E=6.5$  эв, который приводит к ее уширению по сравнению с ФВ с уровней  ${}^3P$  и  ${}^3D$ .

#### Литература

- [1] И. С. Алексахин, И. П. Запесочный, И. И. Гарга, В. П. Стародуб. *Опт. и спектр.*, 34, 1053, 1973.
- [2] В. П. Стародуб, И. С. Алексахин, И. И. Гарга, И. П. Запесочный. *Опт. и спектр.*, 37, 20, 1974; 35, 1037, 1973.
- [3] W. Heuner, E. Karstensen. *Zs. Physik.*, 228, 53, 1969.
- [4] И. С. Алексахин, И. П. Запесочный, И. И. Гарга, В. П. Стародуб. *Опт. и спектр.*, 30, 1178, 1971.
- [5] S. Okudaira. *J. Phys. Soc. Japan.* 29, 409, 1970.
- [6] W. Wiese, M. Smith, B. Miles. *Nat. Bur. Stand. (U. S.)*, 22, Vol. II, 1969.
- [7] F. Fiquet-Fayard, J. P. Ziesel. V ICPEAC, Abstract of papers, Leningrad, 51, 1967.

Поступило в Редакцию 4 мая 1973 г.