

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ЩЕЛОЧНОЗЕМЕЛЬНЫХ АТОМОВ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ. V. БАРИЙ

*И. С. Алексахин, И. П. Запесочный,  
И. И. Гарга и В. П. Стародуб*

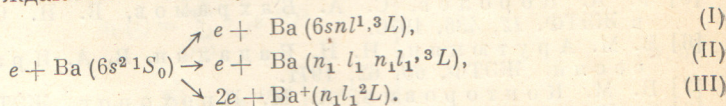
Приведены результаты исследований возбуждения атомов бария электронным ударом. Возбуждение атомов бария проводилось методом пересекающихся электронного и атомного пучков.

В данной завершающей серию статье приводятся результаты систематических исследований возбуждения атомов бария электронным ударом.

Техника эксперимента и методика измерений такие же, как и в [1]. Однако из-за некоторых особенностей в физико-химических свойствах бария, исследования возбуждения велись только в пересекающихся электронном и атомном пучках. Концентрация нейтральных атомов в зоне столкновения определялась по величине ионного тока<sup>1</sup> и составляла  $(1 \div 5) \cdot 10^{11}$  ат/см<sup>3</sup>. Плотность электронного пучка была  $(5 \div 8) \cdot 10^{-3}$  а/см<sup>2</sup>, а его однородность по энергиям  $\sim 1$  эв. Относительная ошибка в определении абсолютных сечений оставалась прежней, т. е. не превышала 40%.

### Результаты измерений и их обсуждение

При столкновении электронов с атомами бария внешние электроны эффективно возбуждаются по следующей схеме:



Возможные состояния, возникающие в таких реакциях, приведены на диаграмме уровней (рис. 1), построенной согласно данным [3, 4]. На ней же показаны изученные нами спектральные переходы. Результаты измерений величин эффективных сечений возбуждения спектральных переходов в максимуме и при энергии электронов  $E=30$  эв представлены в табл. 1. Здесь же указаны потенциалы возбуждения верхних уровней и положения основных максимумов функций возбуждения (ФВ). Энергетические зависимости переходов, для которых в табл. 1 не указаны величины сечений в максимуме, нами экспериментально не измерялись. Изученные ФВ сгруппированы по сериям одноэлектронного возбуждения и представлены на рис. 2—7. На этих же рисунках приведены ФВ переходов со смещенных уровней, имеющих одно и то же  $L$ , что и исходные уровни соответствующих обычных серий.

<sup>1</sup> Данные о величине сечения ионизации брались из работы [2].

Таблица 1

$\lambda, \text{Å}$	Переход	$J - J$	$E_{\text{возб.}}, \text{эВ}$	$E_{\text{макс.}}, \text{эВ}$	$Q_{\text{возб.}} \cdot 10^{10}, \text{см}^2$	$Q_{\text{макс.}} \cdot 10^{10}, \text{см}^2$
5535	$6^1S-6^1P$	0-1	2.24	17	25000	29000
3072	$6^1S-7^1P$	0-1	4.04	43	71	80
2785	$6^1S-8^1P$	0-1	4.45	8	15	18
2647	$6^1S-9^1P$	0-1	4.68	—	2.8	—
4726	$5^1D-7^1P$	2-1	4.04	43	500	540
4081	$5^1D-8^1P$	2-1	4.45	7.9	25	50
3790	$5^1D-9^1P$	2-1	4.68	7.9	4.5	11
3581	$5^1D-10^1P$	2-1	4.87	—	1.9	—
8210	$6^1P-6^1D$	1-2	3.75	—	1100	—
5160	$6^1P-7^1D$	1-2	4.64	12.5	200	320
4878	$6^1P-8^1D$	1-2	4.78	15	250	380
4700	$6^1P-9^1D$	1-2	4.88	17	160	190
4283	$5^1D-4^1F$	2-3	4.31	10.5	140	210
3862	$5^1D-5^1F$	2-3	4.62	8.4	8.7	9.5
3637	$5^1D-6^1F$	2-3	4.82	8	3.1	4.5
3532	$5^1D-7^1F$	2-3	4.92	—	1.7	—
3465	$5^1D-8^1F$	2-3	4.99	—	1.3	—
3501	$6^1S-5d6p^1P$	0-1	3.54	8	15	33
2597	$6^1S-5d7p^1P$	0-1	4.77	9.3	10	18
5826	$5^1D-5d6p^1P$	2-1	3.54	7.9	460	550
3689	$5^1D-5d7p^1P$	2-1	4.77	46	4.4	4.9
3893	$5^1D-5d6p^1D$	2-2	4.60	—	46	—
6483	$5^1D-5d6p^1F$	2-3	3.32	—	560	—
3795	$5^1D-5d7p^1F$	2-3	4.67	—	3.7	—
4903	$6^3P-8^3S$	0-1	4.2	5.9	—	—
4592	$5^3D-7^3P$	1-1	3.82	—	29	41
4605		1-0	3.81	—	58	94
4674		3-2	3.84	6.0	11	100
4628		2-1	3.82	—	7.2	47
5426	$6^3P-6^3D$	0-1	3.8	—	4.5	70
5778		2-3	3.82	5.9	16	290
4264	$6^3P-7^3D$	0-1	4.43	—	5.7	—
4333		1-1	4.43	—	1.8	—
4494		2-1	4.43	—	4.0	—
4323		1-2	4.43	—	4.1	12
4489		2-3	4.44	6.7	7.8	78
3994	$5^3D-4^3F$	3-2, 3, 4	4.29	6.1	3.9	30
3935		2-3	4.29	—	3.3	—
3910		1-2	4.29	—	1.4	—
4350	$6^3P-6p^2 \ 3P$	1-2	4.42	—	55	96
4432		0-1	4.32	—	1.9	—
4506		1-1	4.32	6.3	5.0	20
4692		2-1	4.32	—	70	110
5908	$5^3D-5d6p^3P$	1-2	3.22	—	6.8	—
5972		2-2	3.22	—	13	—
6063		2-1	3.19	—	55	—
6111		3-2	3.22	—	8.3	—
4403	$6^3P-6^2 \ 1D$	1-2	4.38	14.5	33	40
5680	$5^3D-5d6p^1F$	2-3	3.32	6.0	57	110
4554	$6^2S-6^2P$	1/2-3/2	7.93	25.8	830	870
4934		1/2-1/2	7.72	—	440	450
4525	$6^3P-7^2S$	1/2-1/2	10.46	—	110	110
4900		3/2-1/2	10.46	25.8	120	130
3892	$6^3P-6^2D$	1/2-3/2	10.9	—	42	44
4131		3/2-5/2	10.93	25.5	78	84
4166		3/2-3/2	10.9	—	11	12
5854	$5^3D-6^2P$	3/2-3/2	7.93	—	26	—
6142		5/2-3/2	7.93	—	160	—

Наиболее полно для Ва изучено одноэлектронное и двухэлектронное возбуждение синглетных состояний. Для них установлена степенная зависимость сечений внутри серий вида

$$Q_{n,l} = c_l n^{-\alpha},$$

где  $Q_{n,l}$  — сечение возбуждения линии в максимуме,  $n$  — главное квантовое число,  $c_l$  и  $\alpha$  — постоянные. Значения  $c_l$  и  $\alpha$  приведены в табл. 2. Наибольшая ошибка такой аппроксимации составляет 30%. Исключением является переход  $6^1P-7^1D$  ( $Q=3.2 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup>), сечение возбуждения ко-

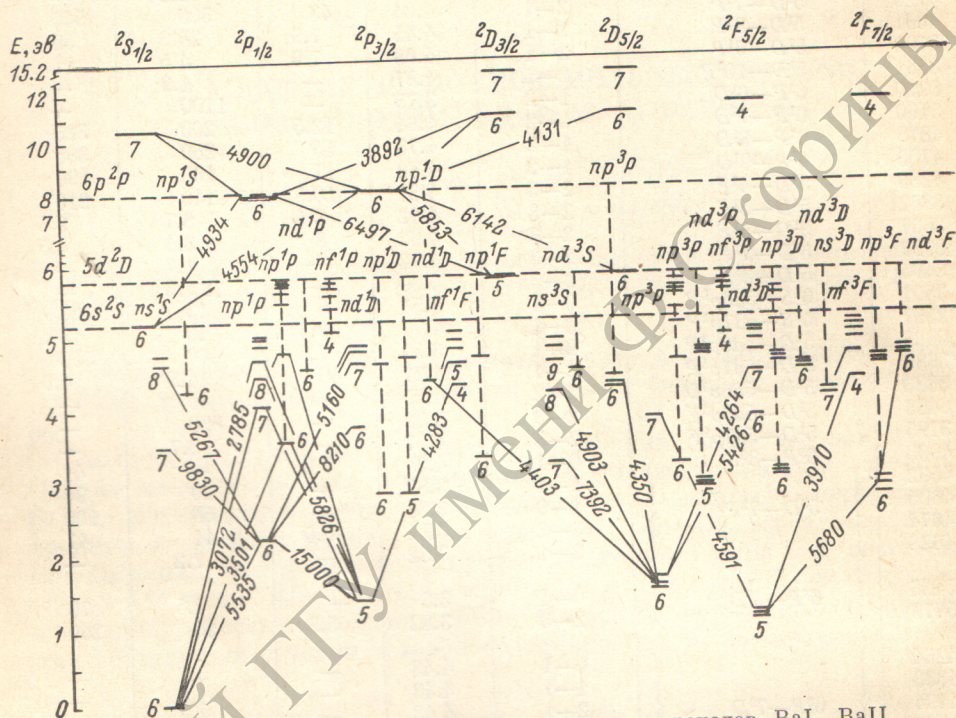


Рис. 1. Диаграмма уровней и спектральных переходов BaI, BaII.

торого меньше следующего за ним в серии  $6^1P-8^1D$  ( $Q=3.8 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup>). По всей видимости, это обусловлено конфигурационным взаимодействием данной серии с одним из уровней  $5d6d^1D, 8^3D$ .

Установлено, как это было замечено и ранее в [1, 5, 6], что нижние P-уровни бария распадаются главным образом в  $5^1D-n^1P$ -переходах. Однако для серии  $6^1S-n^1P$  наблюдается более медленный спад сечений (табл. 2), поэтому для больших  $n$  доминирующими будут последние. Аналогичная картина имеет место и для переходов со смещенных уровней, причем их эффективные сечения возбуждения сравнимы с сечениями переходов с нормальных уровней.

Существенной особенностью электронного возбуждения бария являются большие эффективные сечения интеркомбинационных переходов со смещенных уровней (табл. 1). Например, уровень  $6p^2^1D$  эффективно

Таблица 2

Серия	$n \geq$	$\alpha$	$c_l$ , см <sup>2</sup>
$6^1S-n^1P$	7	12	$1.0 \cdot 10^{-7}$
$5^1D-n^1P$	7	17	$1.4 \cdot 10^{-2}$
$6^1P-n^1D$	6	5	$1.2 \cdot 10^{-12}$
$5^1D-n^1F$	5	4	$5.9 \cdot 10^{-16}$

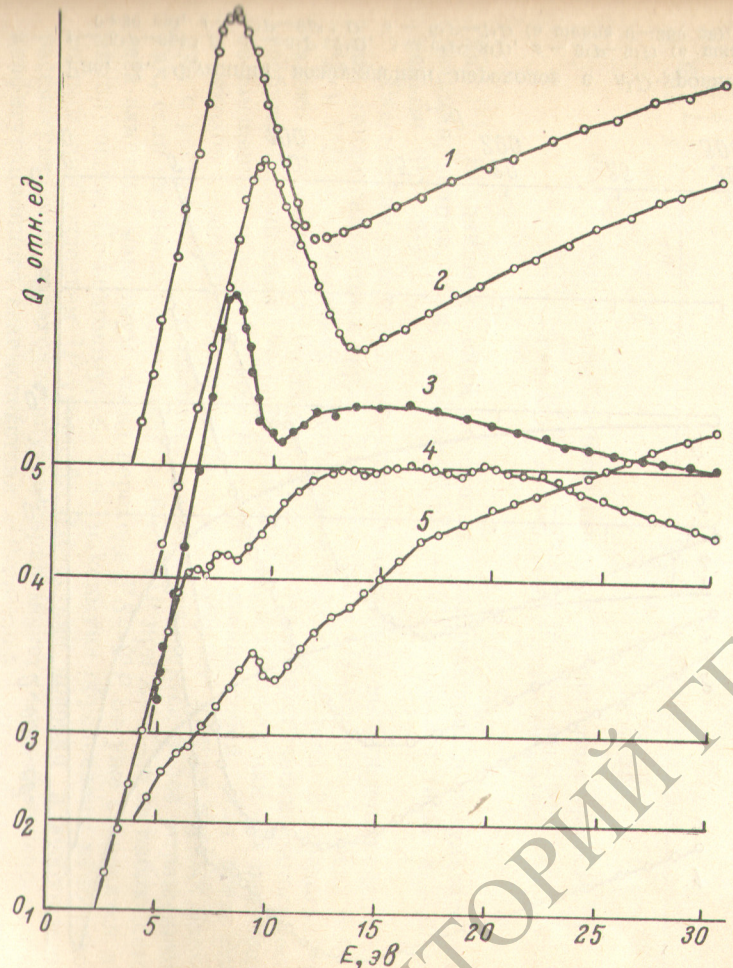


Рис. 2. Функции возбуждения переходов с  $n^1P$ -уровней.  
 1 —  $6^1S-5d6p^1P$ , 2 —  $6^1S-5d7p^1P$ , 3 —  $6^1S-8^1P$ , 4 —  $6^1S-6^1P$ , 5 —  $6^1S-7^1P$ .

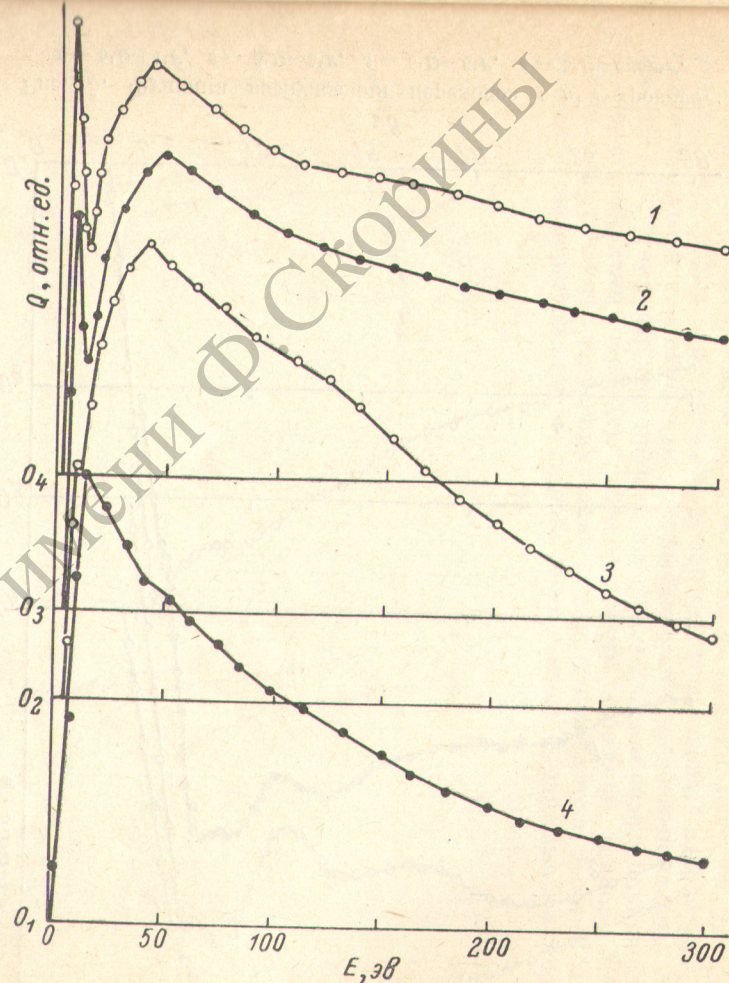


Рис. 3. Функции возбуждения переходов с  $n^1P$ -уровней.  
 1 —  $5^1D-5d6p^1P$ , 2 —  $5^1D-5d7p^1P$ , 3 —  $5^1D-7^1P$ , 4 —  $6^1S-6^1P$ .

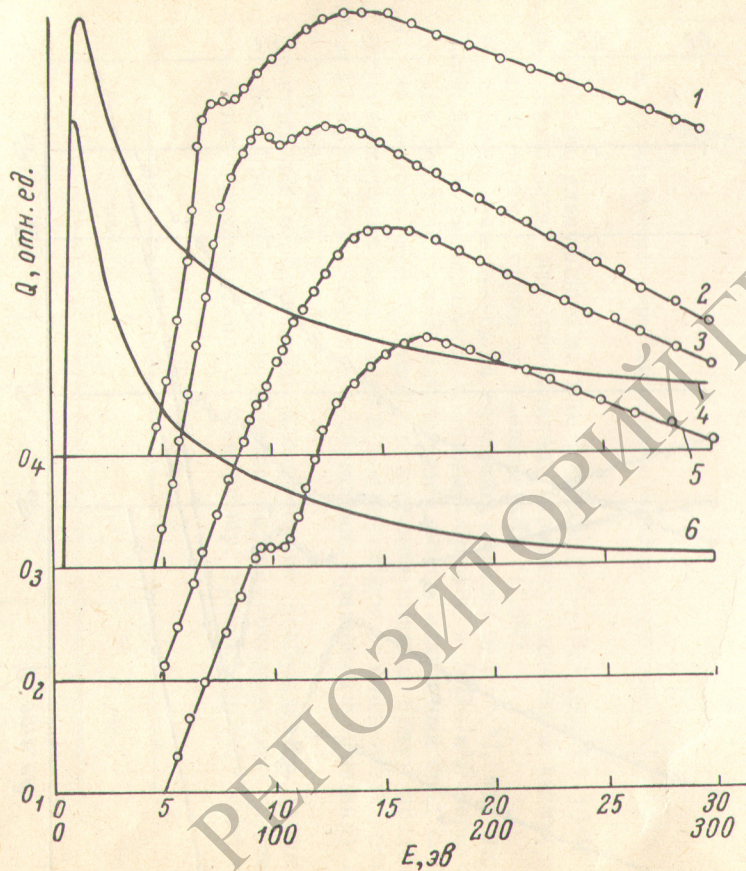


Рис. 4. Функции возбуждения переходов с  $n^1D$ -уровней.

1 —  $6^3P-6p^2\ ^1D$ , 2 —  $6^1P-7^1D$ , 3 —  $6^1P-8^1D$ , 4 —  $6^1P-9^1D$  (в шкале 0-30 эВ), 5 —  $6^3P-6p^2\ ^1D$ , 6 —  $6^1P-7^1D$  (в шкале 0-300 эВ).

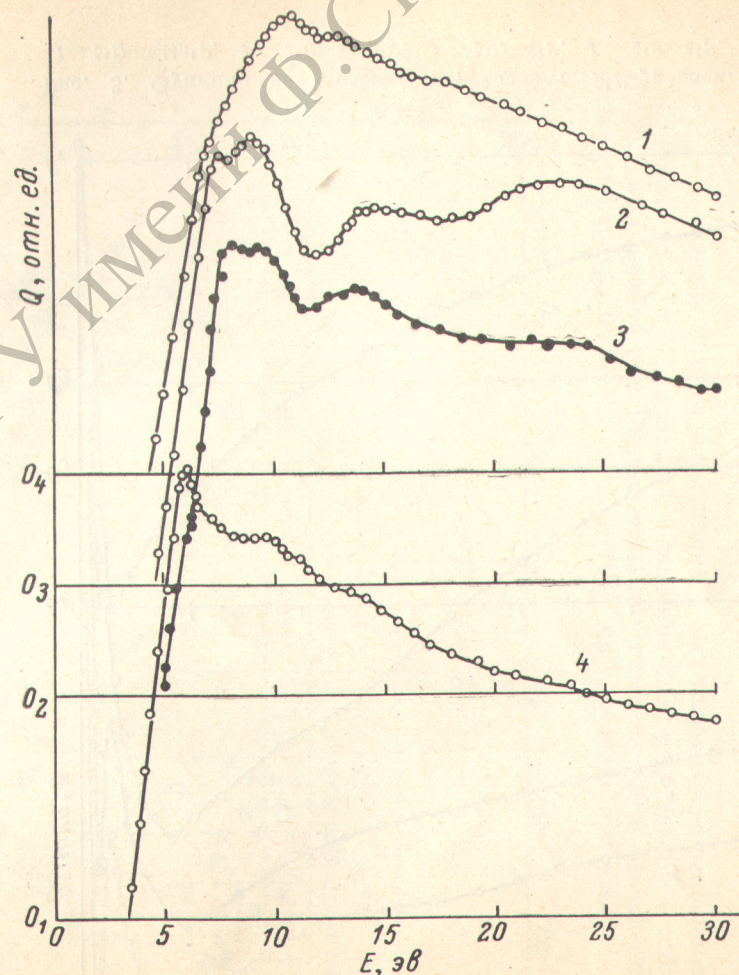


Рис. 5. Функции возбуждения переходов с  $n^1F$ -уровней.

1 —  $5^1D-4^1F$ , 2 —  $5^1D-5^1F$ , 3 —  $5^1D-6^1F$ , 4 —  $5^3D-5d6p^1F$ .

распадается именно за счет интеркомбинационного перехода, в то время как для стронция [5] аналогичный уровень распадается в основном без изменения мультиплетности.

Кроме двухэлектронного возбуждения  $VaI$ , нами изучены возбуждения, при которых один внешний  $s$ -электрон возбужден, а второй удален за пределы атома, т. е. процесс возникновения возбужденного иона (см. реакцию III). Тот факт, что этот процесс протекает в одном акте столкновения (а не ступенчатым образом), подтверждается линейной зависимостью интенсивности соответствующих линий от электронного тока, а также совпадением экспериментального порога возбуждения с данными по уров-

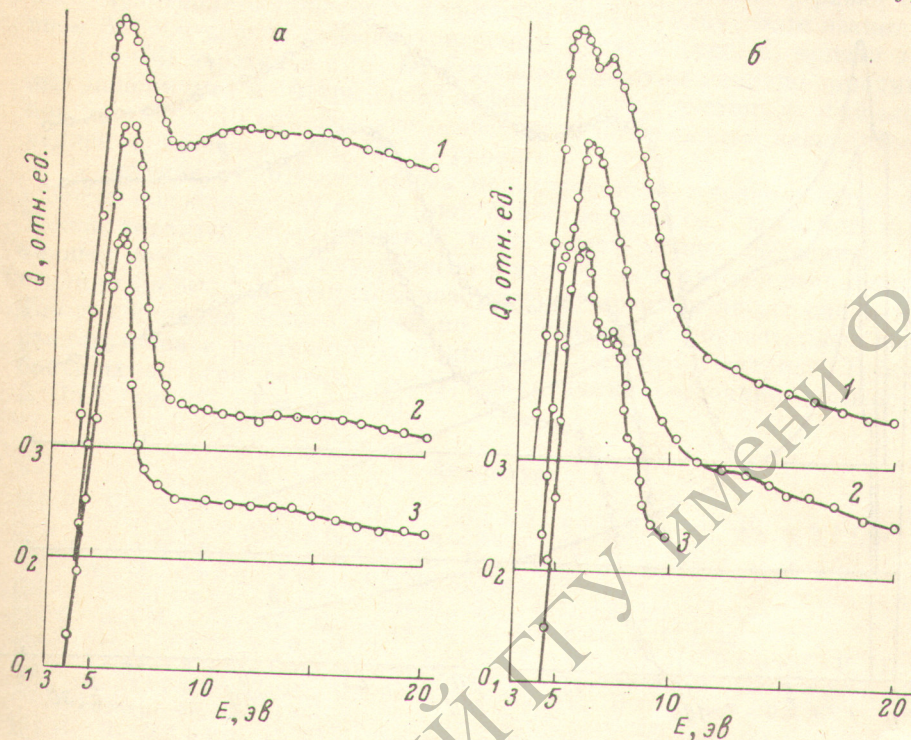


Рис. 6. Функции возбуждения переходов с триплетных уровней.

а: 1 —  $6^3P_1 - 6p^2 \ ^3P_2$ , 2 —  $6^3P_1 - 6p^2 \ ^3P_1$ , 3 —  $5^3D_1 - 7^3P_1$ ,  
 б: 1 —  $6^3P_2 - 6^3D_3$ , 2 —  $5^3D_3 - 4^3F_{2, 3, 4}$ , 3 —  $6^3P_0 - 8^3S_1$ .

ням [3]. Величины сечений переходов, возникающих в результате этой реакции, велики. Так, переход  $6^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2, 3/2}$  всего лишь в  $\sim 20$  раз меньше  $6^1S - 6^1P$ .

Рассмотрим теперь энергетические зависимости возбуждения спектральных линий синглетных серий. Так как ФВ с  $n^1P$ -уровней в обеих  $6^1S - n^1P$  и  $5^1D - n^1P$ -сериях в основном подобны, на рис. 2 представлена только серия  $6^1S_7 - n^1P$ . Из рис. 2 видно, что энергетические зависимости возбуждения нижних  $1P$ -уровней различны, в то время как ФВ переходов со смещенных уровней ( $5dnP^1P$ ) подобны между собой. Для всех этих переходов характерно наличие двух максимумов,<sup>2</sup> причем первый максимум с ростом главного квантового числа становится более выраженным. Так, если на резонансном переходе  $6^1S - 6^1P$  при  $E = 7 \div 8$  эВ наблюдается едва заметный максимум, то на переходе  $6^1S - 8^1P$  он уже становится доминирующим. По-видимому, оба этих максимума обусловлены непосредственным возбуждением  $1P$ -уровней. Отсутствие подобия в возбуждении рассматриваемых переходов внутри серии может быть объяснено за счет конфигурационного взаимодействия  $n^1P$ -уровней с инородными термами,

<sup>2</sup> Аналогичная картина имеет место для Sr, Ca, He [5-7].

обусловленными двухэлектронным возбуждением ( $5dnp^1P$ ). Что касается энергетических зависимостей в области больших энергий (рис. 3), видно, что вторые максимумы находятся при одних и тех же энергиях ( $\sim 45$  эв). ФВ переходов с обычных уровней (кривые 3, 4) имеют более быстрый спад сечений по сравнению со смещенными (кривые 1, 2).

На рис. 4 представлены ФВ  $6^1P-n^1D$ -серии. В области больших энергий энергетические зависимости всех переходов данной серии подобны между собой и убывают быстрее, чем  $E^{-1}$ , в то же время для перехода со смещенного уровня  $6p^2^1D$  убывает как  $E^{-1}\ln E$ . Сравнение ФВ переходов

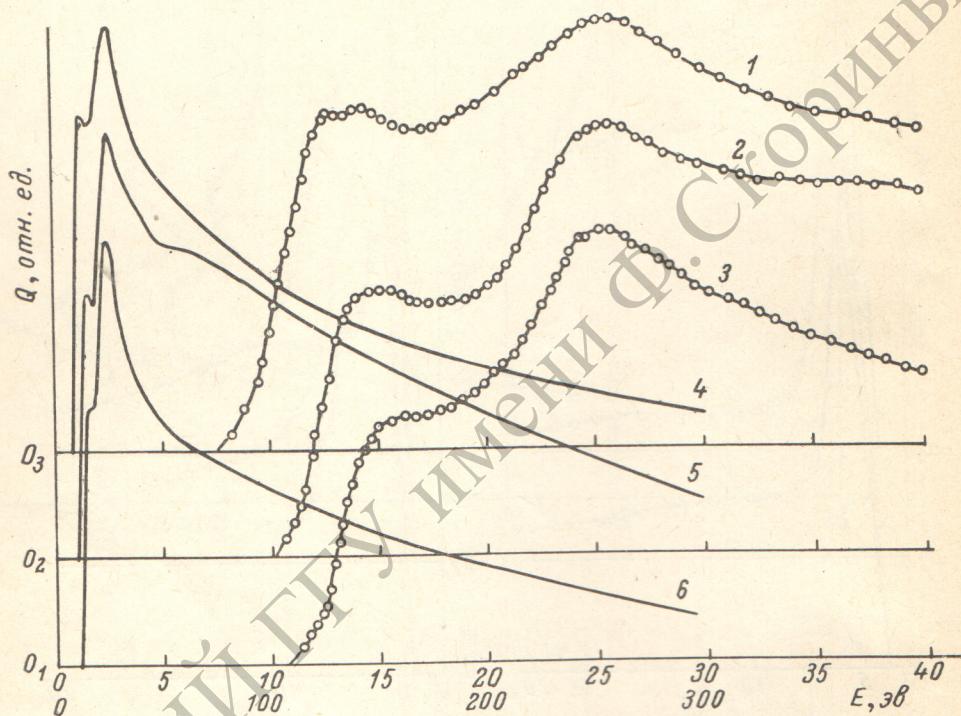


Рис. 7. Функции возбуждения ионных линий.

1 —  $6^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$ , 2 —  $6^2P_{3/2} - 7^2S_{1/2}$ , 3 —  $6^2P_{3/2} - 6^2D_{5/2}$  (в шкале 0—40 эв), 4 —  $6^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$ ,  
5 —  $6^2P_{3/2} - 7^2S_{1/2}$ , 6 —  $6^2P_{3/2} - 6^2D_{5/2}$  (в шкале 0—300 эв).

с  $n^1P$ - и  $n^1D$ -уровней показывает, что каскадные переходы с  $n^1P$ -уровней незначительно влияют на энергетические зависимости переходов диффузной серии.

В области малых энергий электронов (0—30 эв) картина не настолько простая. В первую очередь следует отметить, что ФВ перехода с  $7^1D$ -уровня имеет более быстрый рост эффективности в отличие от других линий, к тому же, величина сечения перехода с  $7^1D$ -уровня меньше, чем с  $8^1D$  (табл. 1). Все эти особенности мы относим за счет конфигурационного взаимодействия данного  $7^1D$ -уровня с  $5d6d^1D_2$  и  $8^3D_2$ -уровнями. На всех кривых при одних и тех же энергиях имеют место вторичные максимумы. Этот факт дает основание полагать, что природа их происхождения одна и та же.

ФВ переходов серии Бергмана (рис. 5) имеют в отличие от вышерассмотренных иной тип кривых. В припороговой области наблюдается быстрый рост эффективности, достигающий максимума через 1—2 эв после порога с последующим немонотонным спадом. Несколько особая зависимость возбуждения  $5^1D-4^1F$ -перехода объясняется существенным вкладом каскадов с  $6p^2^1D$ -уровня.

Возбуждение триплетных состояний изучено не столь полно, как синглетных. Однако и в данном случае получена определенная информация о характере возбуждения переходов первых членов этих серий. Для переходов с  $^3P$ -уровней характерно наличие острого максимума у порога с шириной на полувысоте  $\sim 2$  эв (рис. 6, а). Спад сечений не столь быстрый, как в случае стронция [5]. Такое поведение ФВ с  $^3P$ -уровней объясняется не проявлением каких-либо вторичных процессов, а тем, что для атомов бария спин-орбитальное взаимодействие велико.

Аномальное поведение ФВ перехода с  $6p^2 \ ^3P_2$ -уровня (кривая 1) в отличие от энергетических зависимостей других компонент (кривая 2) данного мультиплета объясняется сильным конфигурационным взаимодействием  $6p^2 \ ^1D_2$ -уровня с рассматриваемым уровнем (рис. 4, кривая 1).

Для ФВ переходов с  $^3S, D, F$ -уровней присуще наличие дополнительных максимумов и быстрый спад эффективности с ростом энергий электронов (для  $E > 10$  эв). Все эти особенности объясняются каскадным заселением с вышележащих  $^3P, D$ -уровней.

В отличие от ФВ атомарных переходов возбуждение ионных линий в общем подобно между собой (рис. 7) и не зависит от  $L$  исходного уровня. Такой характер энергетической зависимости можно объяснить эффективным возбуждением внутреннего  $p$ -электрона в автоионизационные состояния  $5p^5 6s^2 5d$ , потенциалы возбуждения которых лежат около 10 эв.<sup>3</sup> Такие состояния безызлучательно распадаются с образованием возбужденного иона в различных состояниях и быстрого электрона. В области больших энергий сечения возбуждения таких состояний убывают как  $E^{-1} \ln E$  (рис. 7, кривые 4, 6).

#### Литература

- [1] И. С. Алексахин, И. П. Запесочный, И. И. Гарга, В. П. Стародуб. Опт. и спектр., 34, 1053, 1973.
- [2] Л. А. Вайнштейн, В. Н. Очкур, В. И. Раховский, А. М. Степанов. ЖЭТФ, 61, 511, 1971.
- [3] С. Е. Мооре. Nat. Bur. Stand., Circ. 467, vol. III, 1949.
- [4] В. М. Miles, W. L. Wiese. Atomic data, 1, 1, 1969.
- [5] В. П. Стародуб, И. С. Алексахин, И. И. Гарга, И. П. Запесочный. Опт. и спектр., 35, 1037, 1973; И. С. Алексахин, И. И. Гарга, И. П. Запесочный, В. П. Стародуб. Опт. и спектр., 37, 20, 1974.
- [6] И. И. Гарга, И. С. Алексахин, В. П. Стародуб, И. П. Запесочный. Опт. и спектр., 37, 843, 1974.
- [7] И. П. Запесочный. Автореф. докт. дисс., Ужгород, 1966.
- [8] S. Okudaira. J. Phys. Soc. Japan, 29, 409, 1966.

Поступило в Редакцию 4 сентября 1973 г.

<sup>3</sup> В [8] приводятся несколько другие энергии возбуждения первого автоионизационного состояния, равные 12.5 и 14.5 эв.