

УДК 533.72

## ДЕТАЛЬНАЯ КИНЕТИКА НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЭЛЕКТРОНОВ С АТОМАМИ КИСЛОРОДА В ВОЗДУШНОЙ РАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЕ

Ю.Ф. Колесниченко, Д.В. Хмара

Объединенный Институт Высоких Температур РАН, Москва

[dkhmara@list.ru](mailto:dkhmara@list.ru)

### Аннотация

Проведен обзор данных по сечениям неупругого взаимодействия электронов с атомами кислорода. Рассчитаны константы скорости индивидуальных столкновительных процессов  $e - O$  в приближении “разряд воздухе с малым содержанием атомов  $O$ ”. Даны интерполяционные коэффициенты для зависимостей констант скорости от приведенного электрического поля в интервале  $E/N = 60 - 140$  Тд.

### DETAILED KINETICS OF INELASTIC COLLISIONS OF ELECTRONS WITH ATOMIC OXYGEN IN AIR DISCHARGE PLASMA

Data have been compiled on cross sections for the inelastic collisions of electrons with atomic oxygen. The rate constants of individual collisional processes  $e - O$  have been calculated in approach of “air discharge with minute amount of  $O$ -atoms”. The interpolation coefficients for rate constants are presented as a function of reduced field in the range  $E/N = 60 - 140$  Td.

За минувшие 20 лет вышел ряд обзорных работ, посвященных элементарным столкновительным процессам электронов с атомами кислорода. В них с разной степенью полноты собраны сечения процессов, индуцированных взаимодействием  $e - O$ . Эти работы содержат как реферированные [16, 20, 28], так и оригинальные данные [1, 26, 56].

Цель предпринятой работы состояла в сборе максимального объема информации об электронном возбуждении, ионизации и оптической эмиссии при столкновениях  $e - O$  и, на основе этого, - в получении наиболее надежных зависимостей констант скорости соответствующих процессов для кинетического моделирования в приближении “разряд воздухе с малым содержанием атомов  $O$ ”.

Константы скорости процессов определялись в результате численного решения уравнения Больцмана для энергии электронов в приведенном поле  $E/N$  ( $E$  – электрическая напряженность  $N$  – концентрация частиц) для газовой смеси 78%  $N_2$ , 22%  $O_2$  и 0%  $O$ . Нулевое содержание  $O$  означает, что функция распределения электронов по энергиям  $f(\varepsilon)$  (ФРЭЭ) формируется за счет столкновений электронов с молекулами  $N_2$  и  $O_2$ , а вклад столкновений  $e - O$  во ФРЭЭ пренебрежим. Уравнение Больцмана решалось в приближении двучленного разложения ФРЭЭ по сферическим полиномам Лежандра в интервале  $E/N = 60 - 140$  Тд. Наборы сечений для молекулярных компонентов смеси предварительно тестировались путем сравнения расчетных и экспериментальных характеристик газоразрядной плазмы таких, как константы скорости индивидуальных процессов в  $N_2$  и  $O_2$ , дрейфовых скоростей и коэффициентов диффузии электронов в  $N_2$ ,  $O_2$  и воздухе, их средней и характеристической температуры. Подробности тестов изложены в [24]. По результатам расчетов ФРЭЭ константы скорости электронно - столкновительных переходов  $i \rightarrow j$  определялись как

$$K_{i \rightarrow j} = \left( \frac{2 \cdot e}{\mu} \right)^{1/2} \times \int_0^{\infty} \varepsilon \cdot \sigma_{i \rightarrow j}(\varepsilon) \cdot f(\varepsilon) \cdot d\varepsilon,$$

где  $e$  – заряд электрона,  $\mu = \frac{m_e \times m_O}{m_e + m_O}$  – приведенная масса сталкивающихся частиц, то есть  $\mu \approx m_e$ .

Результаты расчетов интерполировались зависимостью Аррениуса с аргументом  $E/N$  [Тд]:

$$K(E/N) = A \times (E/N)^q \times \exp\left[\frac{E/N_0}{E/N}\right],$$

$A, q, E/N_0$  – подгоночные параметры, при которых константа скорости имеет размерность  $K$  [см<sup>3</sup>/с].

В [табл. 1](#) приведены уровни электронного возбуждения, которые были рассмотрены в работе. В таблицу так же сведены энергии возбуждения  $E_0$  и времена жизни электронных состояний.

Время жизни  $i$ -го электронного состояния, в случае ссылки на [\[30\]](#), определялось как

$\tau_i = \left[ \sum_j A_{i \rightarrow j} \right]^{-1}$ , где  $A_{i \rightarrow j}$  – коэффициент Эйнштейна для перехода в состояние  $j$ . В случае

тонкоструктурного расщепления  $i$ -го уровня время жизни определялось для каждого  $k$ -го уровня

тонкой структуры:  $\tau_{i,k} = \left[ \sum_j A_{i,k \rightarrow j} \right]^{-1}$  и, далее, эффективное время жизни бралось как  $\tau_i = \max(\tau_{i,k})$ .

Результаты проведенных расчетов собраны в таблицах 2–9 в виде интерполяционных коэффициентов  $A, q, E/N_0$ .

### Возбуждение уровней тонкой структуры $^3P_j$ и метастабильных состояний $^1D$ и $^1S$

Переходы  $^3P_j \rightarrow ^3P_i$ . К настоящему времени имеется несколько работ [\[2, 4, 5, 27, 40\]](#), в которых рассчитаны зависимости сил столкновений (*collision strength*) от энергии электрона для переходов  $j=2 \rightarrow 1, j=2 \rightarrow 0$  и  $j=1 \rightarrow 0$  основного электронного состояния  $O(^3P_j)$ . Сечение процесса перехода  $\sigma_{j \rightarrow i}(\varepsilon)$  связано с силой столкновения  $\Omega_{j \rightarrow i}(\varepsilon)$  соотношением

$$\sigma_{j \rightarrow i}(\varepsilon) = \frac{\pi \cdot a_0^2 \cdot Ry \cdot \Omega_{j \rightarrow i}(\varepsilon)}{p_j \cdot \varepsilon}, \quad (1)$$

где  $a_0$  – Борковский радиус,  $Ry$  – постоянная Ридберга,  $p_j = 2j+1$  – статистический вес уровня  $j$ .

Повышенный интерес к этому процессу вызван тем, что взаимодействие электронов с уровнями тонкой структуры считается одним из основных кинетических механизмов охлаждения электронов в планетарных ионосферах и межзвездном газе. Такой механизм реализуется в две стадии: передача энергии электронов в возбуждение  $O(^3P_j)$  с дальнейшим столкновительным или радиационным тушением с излучением на длинах волн 145, 63 и 44 мкм. В применении к газовому разряду этот механизм можно интерпретировать как механизм нагрева плазмы [\[62\]](#) со скоростью равной

$$dE/dt = n_e \cdot [O(^3P)] \times \sum_{j=1}^2 \sum_{i < j} (S_{j \rightarrow i} + S_{i \rightarrow j}),$$

где

$$S_{j \rightarrow i} = p_j \times \exp\left(-\frac{E_j}{kT}\right) \times (E_i - E_j) \times K_{j \rightarrow i}(E/N),$$

$n_e$  и  $O(^3P)$  – концентрация электронов и атомов кислорода в основном электронном состоянии,  $T$  – газовая температура,  $K_{j \rightarrow i}$  – константа скорости возбуждения электронным ударом уровня  $i$  с уровня  $j$ . Слагаемые возбуждения  $S_{j \rightarrow i}$  отвечают к нагреву газа ( $E_i - E_j > 0$ ), а слагаемые  $S_{i \rightarrow j}$ ,

отвечающие электронным столкновениям второго рода, описывают нетепловое девозбуждение уровней электронным ударом ( $E_i - E_j < 0$ ).

Величины сечений, полученные в соответствии с разными рекомендациями относительно сил столкновений, расходятся примерно на порядок. Между тем, авторы [2] пришли к выводу, что рекомендованные ими, существенно меньшие по сравнению с другими значения сил столкновений, наиболее адекватно описывают результаты измерений поведения электронного газа в Земной ионосфере.

В [табл. 2](#) приведены параметры констант скорости прямых и обратных процессов взаимодействия электронов с уровнями тонкой структуры  $O(^3P_j)$ , полученные на основании сечений [2]. Сечения обратных процессов определены из принципа детального равновесия [63].

**Переход  $^3P \rightarrow ^1D$ .** Определению сечений возбуждения первого синглета  $^1D$  посвящено большое число теоретических работ [[1](#), [3](#), [14](#), [26](#), [32](#), [37](#), [41](#), [46](#), [47](#), [52](#), [55](#), [56](#)]. Имеются так же и экспериментальные данные [[9](#), [36](#)], полученные с погрешностью  $\pm 25$  [[36](#)] (сечение измерено при энергиях  $\varepsilon = 10, 15, 20, 30$  эВ) и  $\pm 27\%$  [[9](#)] ( $\varepsilon = 4, 5, 6, 7, 9, 9.5, 10, 15.5, 20, 28, 30$  эВ). Большинство расчетных зависимостей получено методом R-матрицы для e-O столкновений с различной степенью детализации при учете количества LS-связанных состояний. Так, в [[1](#)] учитывалось 38 состояний, в [[46](#)] - 30, а в [[56](#)] - 26. На [рис.1](#) приведены энергетические зависимости сечений  $\sigma(\varepsilon)$ . На этом рисунке, как и на последующих, теоретические зависимости показаны линиями, а экспериментальные - символами. Штрихованная область на рисунке задает коридор значений, в который укладываются результаты сразу нескольких работ. В данном случае нижняя граница коридора соответствует  $\sigma(\varepsilon)$  [[3](#)], а верхняя - [[37](#)]. Все зависимости (за исключением [[41](#), [46](#)]) имеют одинаковый характер: быстрый рост сечения от пороговой энергии до максимума, находящегося при  $\varepsilon_{max} \approx 6$  эВ. Значение сечения в максимуме составляет от  $\sigma_{max}(\varepsilon) = 0.25$  [[3](#)] до  $0.34 \text{ \AA}^2$  [[37](#)]. По результатам [[46](#)] сечение медленно возрастает при надпороговых энергиях и имеет острый пик при  $\varepsilon = 7$  эВ. Сравнивая свои результаты с результатами [[3](#), [41](#)], в качестве основных причин такого поведения авторы называют более детальный выбор результирующих состояний и более точный учет поляризационных эффектов при низких энергиях столкновений. Аналогичный характер носят зависимости этих авторов и для переходов  $^3P \rightarrow ^1S$  и  $^1D \rightarrow ^1S$ . Между тем более поздние расчеты [[1](#), [32](#), [55](#), [56](#)] не подтверждают подобный вид зависимости  $\sigma(\varepsilon)$ . Сказанное относится так же к сечениям переходов  $^3P \rightarrow ^1S$  и  $^1D \rightarrow ^1S$  приведенным в [[46](#)]. Зависимости [[26](#), [56](#)] лучше всего согласуются с экспериментальными данными во всем диапазоне энергий столкновений где проводились измерения. Сечение возбуждения [[26](#)] получено на основе модифицированной авторами полуэмпирической формулы [[17](#)]:

$$\sigma(\varepsilon) = \frac{4\pi \cdot a_0^2 \cdot Ry^2 \times F}{E_0^2 \cdot (1 + \gamma \cdot \varepsilon^2 / E_0^2)} \times [1 - (E_0 / \varepsilon)^\alpha]^\beta \times (E_0 / \varepsilon)^\delta, \quad (2)$$

с подгонкой под экспериментальные данные [[36](#)]. В этом выражении  $F$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$  - подгоночные параметры. Остальные обозначения те же, что и в (1). Зависимость [[26](#)] в пределах погрешности измерений согласуется и с более поздними экспериментальными результатами [[9](#)]. В работе [[56](#)] методом R-матрицы с учетом 26 связанных состояний были получены зависимости для e-O метастабильных и многих ридберговских состояний. Приведенная на рисунке зависимость  $\sigma(\varepsilon)$  получена из сил столкновений в соответствии с выражением (1). Схожие результаты получены так же в работах [[3](#), [46](#), [55](#)]. В [табл. 2](#) даны интерполяционные коэффициенты констант скорости возбуждения состояния  $^1D$  для  $\sigma(\varepsilon)$  из работ [[26](#)] и [[56](#)].

**Переход  $^3P \rightarrow ^1S$ .** Сечение возбуждения состояния  $^1S$  теоретически определялось в работах [[3](#), [14](#), [26](#), [32](#), [37](#), [41](#), [46](#), [47](#), [52](#), [55](#), [56](#)] и экспериментально в [[10](#), [36](#)]. Погрешность эксперимента составляет  $\pm 27\%$  [[36](#)] (сечение измерено при  $\varepsilon = 10, 15, 20, 30$  эВ) и  $\pm 20\%$  [[10](#)] ( $\varepsilon = 7, 10, 20, 30$  эВ). Зависимости  $\sigma(\varepsilon)$  показаны на [рис.2](#). Нижняя граница коридора  $\sigma(\varepsilon)$  задается зависимостями [[41](#)] - от порога до  $\varepsilon = 17$  эВ и [[52](#)] при  $\varepsilon > 17$  эВ, верхняя - [[14](#)]. Большинство расчетных результатов [[3](#), [14](#), [32](#), [47](#), [55](#), [56](#)] хорошо согласуются между собой, имея максимум в диапазоне от  $\sigma_{max} = 2.0 \times 10^{-2}$  [[55](#)] до  $2.3 \times 10^{-2} \text{ \AA}^2$  [[3](#)], находящийся при энергиях  $\varepsilon_{max} \approx 9$  эВ. Между тем, из рисунка видно, что величина

сечений оказывается меньшей экспериментально измеренной. Надо заметить, что экспериментальное определение сечений проведено методом прямого измерения энергетических потерь электронов, что исключает завышение сечения за счет вклада ступенчатого возбуждения  $^1D \rightarrow ^1S$ .

Наилучшее согласие с экспериментом дают зависимости [26, 37], для которых в [табл. 2](#) даны интерполяционные коэффициенты констант скорости возбуждения  $^3P \rightarrow ^1S$ .

Переход  $^1D \rightarrow ^1S$ . Теоретическому определению сечения процесса посвящены работы [1, 3, 14, 32, 37, 46, 47, 52, 56]. Экспериментальные данные для этого перехода отсутствуют. Результаты работ сильно различаются между собой. Так, в [1, 3, 32, 46]  $\sigma(\varepsilon)$  имеет острый резонансный пик с амплитудой 0.12, 0.07, 0.12 и 0.14  $\text{\AA}^2$ , находящийся при энергии столкновений 13,7, 12.6, 11.2 и 12.4 эВ соответственно. Слабовыраженный максимум при  $\varepsilon \approx 11$  эВ присутствует и в зависимости  $\sigma(\varepsilon)$  [56] ([рис.3](#)). Нижняя граница коридора значений определяется зависимостью [52], верхняя - [37].

Результаты, полученные в [56], согласуются с [14, 32, 37] при  $\varepsilon < 5$  эВ и с [37] при  $\varepsilon > 15$  эВ. Поскольку экспериментальные данные для этого перехода отсутствуют, нет критерия выбора сечения. В [табл. 2](#) даны интерполяционные коэффициенты для  $\sigma(\varepsilon)$  [1] и [56].

### **Возбуждение уровней ридберговских серий, лежащих ниже предела ионизации, из основного состояния $^3P$**

Результаты расчета параметров констант скорости сведены в [табл. 3](#).

#### Переходы $^3P \rightarrow ns\ ^3S^o$ .

$n = 3$ . На сегодня имеется много данных по сечениям возбуждения  $3s\ ^3S^o$  как теоретических [1, 12, 19, 20, 23, 26, 33, 34, 35, 37, 38, 42, 43, 54, 56, 64], так и экспериментальных [11, 13, 18, 22, 49, 50] ([рис.4](#)).

Основная проблема экспериментального определения сечений прямого возбуждения оптически разрешенных состояний в том, что их заселение является результатом не только электронного удара, но и каскадных оптических переходов с более высоких уровней и ветвления процесса эмиссии, о чем свидетельствует сильное отличие сечений прямого возбуждения этих уровней от их сечений эмиссии. Общий подход при решении этой проблемы в работах Доринга (Doering) с соавторами состоит в прямом измерении энергетических потерь электронов, что исключает названные проблемы. Метод, реализованный в работах Джонсона (Johnson) с соавторами, основывается на непосредственном измерении оптической эмиссии с дальнейшим восстановлением сечения процесса путем проведением моделирования, учитывающего различные каналы заселения исследуемого уровня. Погрешность измерений составляет  $\pm 10\%$  [49, 50],  $\pm 25\%$  [13],  $\pm 30\%$  [22],  $\pm 12\%$  [18]. Нижнюю границу коридора  $\sigma(\varepsilon)$  на рисунке определяют зависимости [43] (от порога до  $\varepsilon \approx 16$  эВ), [54] ( $\varepsilon \approx 16 - 23$  эВ) и [33] ( $\varepsilon > 23$  эВ), верхнюю - [23]. Зависимости  $\sigma(\varepsilon)$  [19, 33, 56] имеют резонанс вблизи порога при  $\varepsilon = 10.6, 13$  и  $11.1$  эВ соответственно. Теоретические расчеты сечения получены, в основном, методом L-матрицы или в приближении сильной связи. Авторы [12, 38] определяли сечение по формуле Ван Регемортера (Van Regemorter) с использованием сглаживающей интерполяции факторов Гаунта  $G_{j \rightarrow i}(\varepsilon)$  для электронного перехода  $j \rightarrow i$ :

$$\sigma_{j \rightarrow i}(x) = \frac{8\pi}{\sqrt{3}} \times \pi \cdot a_0^2 \times \frac{Ry^2}{E_0^2} \times f_{j \rightarrow i} \times \frac{G_{j \rightarrow i}(x)}{x},$$

где  $f_{j \rightarrow i}$  – сила осциллятора на поглощение,  $x = \frac{\varepsilon}{E_0}$ . Остальные обозначения те же, что и в (1).

Авторы [26] предложили зависимость  $\sigma(\varepsilon)$  на основе сглаживающей интерполяции экспериментальных данных [13] при  $\varepsilon < 30$  эВ и [49, 50] при  $\varepsilon > 30$  эВ. Более поздние измерения [11] оказались в хорошем согласии с зависимостью  $\sigma(\varepsilon)$  [26] при  $\varepsilon < 20$  эВ. Вместе с тем, при энергиях  $\varepsilon < 30$  эВ кривая [26] не согласуется с результатами [18, 49, 50].

Авторы [20] предложили перенормировку теоретических результатов [43] в соответствии с данными [13, 18, 49, 50]. Результаты [20] неплохо согласуются с расчетами [12, 35, 37, 38, 54]. И хотя при энергиях  $\varepsilon > 30$  эВ сечения [26] и [20] совпадают, вблизи порога возбуждения величина сечений имеет расхождение в сотни процентов, что приводит к сильному расхождению между константами скорости процесса ( $3.0 \times 10^{-11}$  [26] и  $2.3 \times 10^{-17}$  см<sup>3</sup>/с [20] при  $E/N = 100$  Тд). В [табл. 3](#) даны интерполяционные коэффициенты для  $\sigma(\varepsilon)$  [20, 26].

$n = 4$ . Сечение этого перехода рассчитывалось в [26, 37, 44, 56, 64]. Результаты [26, 37, 56] находятся в неплохом согласии друг с другом при энергиях более 20 эВ. Вблизи порога возбуждения зависимость  $\sigma(\varepsilon)$  [44] превышает результаты других авторов на  $\approx 50\%$ , а  $\sigma(\varepsilon)$  [64] - примерно вдвое меньше по сравнению с [26, 37, 56]. Зависимость  $\sigma(\varepsilon)$  [26] получалась путем процедуры перенормировки сечения перехода  $^3P \rightarrow 3s \ ^3S^o$  с последующим сдвигом по энергии:

$$\sigma_j(\varepsilon) = \frac{E_{0,j} \cdot F_j}{E_{0,i} \cdot F_i} \times \sigma_i(\varepsilon), \quad F_i = \frac{F^*}{(i - \delta)^3}, \quad (3)$$

где  $E_{0,i}$  и  $E_{0,j}$  – пороговые энергии состояний  $i$  и  $j$ ,  $F_i$  и  $F_j$  – силы осциллятора соответствующих состояний,  $\delta$  и  $F^*$  – константы для данной ридберговской серии. Одновременно авторы [26] отмечают, что получаемый таким образом результат не точен вблизи порога возбуждения, поэтому результат [56], полученный путем прямых квантовомеханических расчетов (методом R-матрицы), неплохо согласующийся с [37] (почти полное совпадение при  $\varepsilon < 20$  эВ и расхождение в пределах 40% при  $\varepsilon > 20$  эВ), представляется более реалистичным. Сечение [37] рассчитывалось в приближении сильной связи.

$n > 4$ . В работе [26] приводится суммарное сечение для переходов с  $n > 4$ , а в [56]  $\sigma(\varepsilon)$  для  $n = 5$ . Параметры аппроксимации констант скорости даны в [табл. 3](#) для обоих сечений.

#### Переходы $^3P \rightarrow np \ ^3P$ .

$n = 3$ . Сечение этого процесса определялись в теоретических работах [23, 26, 37, 42, 56, 64], а так же экспериментально в [13] с погрешностью  $\pm 25\%$  ([рис.5](#)). Рекомендация [26] состоит в интерполяции результатов [13]. Вместе с тем, расчетные зависимости  $\sigma(\varepsilon)$  [37, 56, 64] так же согласуются с результатами экспериментов, давая пиковое значение 0.065, 0.082 и  $0.09 \text{ \AA}^2$  соответственно против  $0.077 \text{ \AA}^2$  в [26].

Сечение [42] согласуется с экспериментом только при энергиях 5-7 эВ выше порога возбуждения, а при  $\varepsilon > 20$  эВ, так же как и зависимость [23], двукратно превышает эксперимент. В [табл. 3](#) даны значения констант скорости для [26, 56] (авторы [37, 64] не приводят данных  $\sigma(\varepsilon)$  вблизи порога возбуждения).

$n = 4$ . Экспериментальные данные для этого сечения отсутствуют, теоретически оно определялось в [26, 44, 56]. В работе [26] рассчитывалось с применением процедуры (3), в [56] – в результате прямых квантовомеханических расчетов. Пиковые значения сечений совпадают  $2.3 \times 10^{-2} \text{ \AA}^2$ , но форма огибающих несколько различается: у [26] пик находится при энергии  $\approx 18$  эВ, у [56] при  $\approx 15$  эВ. Пиковое значение  $\sigma(\varepsilon)$  (при  $\varepsilon \approx 20$  эВ) по результатам [44] в  $\approx 4$  раза превышает данные других авторов ( $8.8 \times 10^{-2} \text{ \AA}^2$ ). В [табл. 3](#) параметры константы скорости даны для сечений [26, 56].

$n > 4$ . В таблице приведены параметры константы скорости возбуждения уровней на основе сечения [26]. Какие-либо дополнительные данные для этого возбуждения отсутствуют.

#### Переходы $^3P \rightarrow nd \ ^3D^o$ .

$n = 3$ . Сечение этого перехода определялось теоретически [19, 23, 26, 44, 56, 64] и экспериментально [50] (средняя погрешность  $\pm 25\%$ ), [22] (погрешность  $\pm 30\%$ ). Теоретическое определение сечений (сил столкновений) основывалось на квантовомеханических расчетах [37, 44, 56], на результатах детального анализа измеренных эмиссионных УФ спектров [19] и на

использовании формулы (2) с нормировкой на имеющиеся экспериментальные результаты [26] (рис.6). Нижняя граница коридора значений определяется зависимостью [64], верхняя - [23] (от порога до  $\varepsilon \approx 15$  эВ) и [44] ( $\varepsilon > 15$  эВ). Зависимости, приводимые всеми авторами (за исключением [44]), удовлетворительно согласуются между собой и с экспериментом. Предпочтительнее выглядит зависимость [19] поскольку она базируется на большом массиве экспериментальных данных, полученных как самими авторами, так и другими исследователями. Кроме этого быстрый рост  $\sigma(\varepsilon)$  вблизи порога возбуждения согласуется с результатами [23, 37, 44].

$n = 4$ . Теоретически сечение определялось преобразованием (3) сечения возбуждения  ${}^3P \rightarrow 3d\ {}^3D^\circ$  с дальнейшей нормировкой на эксперимент [26] и путем квантовомеханических расчетов [56]. Экспериментальные измерения прямого возбуждения уровня (для энергий 30, 50 и 100 эВ) приведены в [50]. Расчетные зависимости  $\sigma(\varepsilon)$  сильно отличаются: зависимость [56] быстро возрастает от порога, имея максимум  $\sigma_{max}(\varepsilon) = 2.8 \times 10^{-2} \text{ \AA}^2$  при  $\varepsilon_{max} \approx 22$  эВ и согласуется с экспериментом только в окрестности 50 эВ. В остальных двух случаях (30 и 100 эВ) расхождение составляет 100%. Зависимость [26] для  ${}^3P \rightarrow 4d\ {}^3D^\circ$ , так же как и ранее рассмотренная зависимость сечения возбуждения уровня  $3d\ {}^3D^\circ$ , медленно возрастает до  $\sigma_{max}(\varepsilon) = 2.2 \times 10^{-2} \text{ \AA}^2$  при  $\varepsilon_{max} \approx 50$  эВ. Между тем, такой характер роста сечения  ${}^3P \rightarrow 3d\ {}^3D^\circ$  получен только в [26] (см. рис.6). На основании сказанного ни одна из двух зависимостей не может быть признанной приемлемой. В табл. 3 даны параметры константы скорости для обоих сечений.

$n > 4$ . Авторы [26] определили суммарное сечение для  $n > 4$ , нормируя форму  $\sigma(\varepsilon)$  для  $n = 4$  на экспериментальные результаты [50], которые были получены для  $n = 5$  и 6.

#### Переход ${}^3P \rightarrow 4f\ {}^3F$ .

Данные для этого перехода приводятся только в [56].

#### Переход ${}^3P \rightarrow ns\ {}^3D^\circ$ .

$n = 3$ . Сечение процесса определялось в экспериментах [50], позже уточненных в работе [13] (средняя погрешность  $\pm 35\%$ ), и [22] (погрешность  $\pm 30\%$ ). Теоретические данные были получены в [12, 19, 26, 38, 44, 56] (рис.7). Авторы [26] применили прямую интерполяцию результатов [13]. Квантовомеханические расчеты проводились авторами [44, 56], авторы [19] использовали тот же метод, что и для определения сечения перехода  ${}^3P \rightarrow 3d\ {}^3D^\circ$ . Нижняя граница коридора значений определяется зависимостями [38], верхняя - [56] (от порога до  $\varepsilon \approx 20$  эВ) и [44] ( $\varepsilon > 20$  эВ).

Все теоретические кривые  $\sigma(\varepsilon)$  достаточно близки между собой (максимальный разброс не превышает 35%). Исключение составляет зависимость [12], имеющая меньший наклон при энергиях  $\varepsilon < 20$  эВ. Предпочтительнее выглядит рекомендация [19] по называвшейся ранее причине.

$n = 4$ . и  $n > 4$ . Сечения получены в [26] на основе преобразования (3) сечения перехода  ${}^3P \rightarrow 3s\ {}^3D^\circ$ .

#### Переход ${}^3P \rightarrow ns\ {}^1D^\circ$ .

$n = 3$  и  $n = 4$ . Сечения получены авторами [26] с использованием формулы (2) для  $n = 3$  и преобразования (3) для  $n = 4$  и носят оценочный характер. Авторы [56] рассчитали сечение только для  $n = 3$ . Величины сечений перехода  ${}^3P \rightarrow 3s\ {}^1D^\circ$  различаются вдвое:  $\sigma_{max}(\varepsilon) = 4.6 \times 10^{-3} \text{ \AA}^2$  при  $\varepsilon_{max} \approx 21$  эВ [26] против  $\sigma_{max}(\varepsilon) = 9.1 \times 10^{-3} \text{ \AA}^2$  при  $\varepsilon_{max} \approx 19$  эВ [56]. Из-за отсутствия дополнительной информации ни одна из двух рекомендаций не может быть признанной приемлемой. В табл. 3 даны параметры константы скорости для обоих сечений.

#### Переход ${}^3P \rightarrow ns\ {}^5S^\circ$ .

$n = 3$ . Теоретический расчет этого сечения проводился в работах [1, 26, 34, 37, 44, 56], экспериментально сечение определялось в [10] (рис.8). Зависимости  $\sigma(\varepsilon)$ , полученные в [37, 44, 56], имеют схожую огибающую при  $\varepsilon > 15$  эВ и согласуются между собой по абсолютному значению. Так же эти зависимости находятся в согласии (в пределах погрешности измерений) с экспериментом. Вблизи порога возбуждения зависимости [1] и [56] имеет серию схожих по положению резонансов с пиковым значением  $\approx 0.055$  и  $\approx 0.04 \text{ \AA}^2$ . Пиковое значение зависимости [26] находится при  $\varepsilon \approx 20$  эВ и

поэтому превышает эксперимент в 3 – 3.5 раза при энергиях  $\varepsilon > 20$  эВ. В [табл. 3](#) даны параметры константы скорости процесса для сечений [1] и [56].

$n = 4$ . Для этого перехода имеются данные из двух источников [26, 56]. Пиковое значение сечения совпадают  $\sigma_{max} = 6.4 \times 10^{-3} \text{ \AA}^2$ , но огибающие различаются: зависимости [26] имеет пик при энергии  $\varepsilon_{max} \approx 20$  эВ, а [56] - при  $\approx 15$  эВ. В [табл. 3](#) параметры константы скорости даны для обоих сечений.

$n > 4$ . Сечение возбуждения уровня  $n = 5$  приведено в [56]. Суммарное сечение для уровней  $n > 4$  дано в [26].

#### Переход $^3P \rightarrow nP$

$n = 3$ . Экспериментальные данные по этому сечению приведены в [13]. Квантовомеханические расчеты были выполнены в [44, 56]. Авторы [26] рассчитывали сечение по формуле (2) с нормировкой на результаты [13]. Вблизи порога зависимость  $\sigma(\varepsilon)$  [44] превышает результаты [26, 56] на 40%, которые, в свою очередь, неплохо согласуются между собой (при  $\sigma_{max} = 6.4 \times 10^{-3} \text{ \AA}^2$ ) и с экспериментом. Непосредственно у порога возбуждения (при  $\varepsilon = 11.2$  эВ) зависимость [56] имеет резонанс  $\approx 4.0 \times 10^{-2} \text{ \AA}^2$ . В [табл. 3](#) приведены параметры константы скорости для обоих сечений.

$n = 4$ . Экспериментальные данные для этого перехода отсутствуют. Зависимость рассчитывалась в [26, 56]. В обоих случаях огибающие  $\sigma(\varepsilon)$ , имея максимум при  $\varepsilon = 15$  эВ, идентичны, но по результатам [56] величина максимума вдвое превышает данные [26], полученные при помощи процедуры (3) на основе сечения перехода  $^3P \rightarrow 3P$ . В [табл. 3](#) приведены параметры константы скорости для обоих сечений.

$n > 4$ . Суммарное сечение для уровней  $n > 4$  приведено в [26].

#### Переход $^3P \rightarrow nD$

$n = 3, n = 4$ . Сечение для этого перехода рассчитывались в [26, 56]. Положение пиков сечения совпадают ( $\varepsilon_{max} \approx 20$  эВ), но значения сильно различаются:  $\sigma_{max} = 5.6 \times 10^{-3} \text{ \AA}^2$  [56] и  $1.1 \times 10^{-3} \text{ \AA}^2$  [26] для  $n = 3$ ,  $\sigma_{max} = 7.8 \times 10^{-3} \text{ \AA}^2$  [56] и  $0.4 \times 10^{-3} \text{ \AA}^2$  [26]. В [табл. 3](#) приведены параметры константы скорости для обоих сечений.

$n > 4$ . Суммарное сечение для уровней  $n > 4$  приведено в [26].

#### Переход $^3P \rightarrow 4f$

**Ступенчатое возбуждение уровней ридберговских серий, лежащих ниже предела ионизации**

Результаты расчета параметров констант скорости сведены в [табл. 4](#).

Возбуждение из состояний  $^1D$  и  $^1S$ . Сечения возбуждения  $^1D \rightarrow 3p$ ,  $3s$  и  $^1S \rightarrow 3p$  рассчитывались в [1] и [56]. Как видно из [рис.9](#), результаты расчетов сильно расходятся. Вместе с тем экспериментальные данные отсутствуют и поэтому параметры констант скорости этих процессов, приведенные в [табл. 4](#), даны для сечений из обоих источников.

Возбуждение из состояний  $^1D$  и  $^1S$  других уровней ридберговских серий. В работе [56] определялись сечения переходов  $^1D \rightarrow 4s$ ,  $5s$  и  $^1S \rightarrow 4p$ ,  $3d$ ,  $4d$ ,  $4f$ ,  $3s'$ . Параметры констант скорости для этих процессов приведены в [табл. 4](#).

#### **Энергообмен между уровнями ридберговских серий**

Результаты расчета параметров констант скорости сведены в [табл. 5](#).

Возбуждение из состояний  $3s$ ,  $3s'$  и  $3p$ . Сечения возбуждения этих уровней на более высокие рассчитывались в [1], где приведены зависимости  $\sigma(\varepsilon)$  для переходов для возбуждений  $3s' \rightarrow 3p$ ,  $3p \rightarrow 3s$ ,  $3s' \rightarrow 3p$ ,  $3p \rightarrow 3s'$ . Пороги этих процессов, как правило, достаточно низки и составляют от 0.26 до 1.84 эВ для возбуждений  $3p \rightarrow 3s$  и  $3s' \rightarrow 3p$  соответственно. По этой причине в [табл.5](#) даны коэффициенты не только прямых (первая строчка), но и обратных (вторая строчка) процессов. Сечения девозбуждения определялось согласно [63]. Как

видно из [рис.10](#), где показаны зависимости  $\sigma(\varepsilon)$  для переходов с уровня  $3s^5S^{\circ}$  уровни других серий, сечения чрезвычайно велики и варьируются от единиц до десятков  $\text{\AA}^2$ . Кроме этого максимум сечения находится вблизи энергетического порога. Все это обуславливает большие значения констант скорости процессов.

### Возбуждение уровней ридберговских серий, лежащих выше ионизационного предела

Результаты расчетов параметров констант скорости сведены в [табл. 6](#). В последней колонке таблицы приведены автоионизационные коэффициенты [26] – доля возбуждения, идущая в ионизацию.

Переход  $^3P \rightarrow 3s^//^3P^{\circ}$ . Экспериментальные данные по этому сечению приведены в [22, 51]. В обоих случаях сечение определялось по результатам прямых измерений энергетических потерь электронов при  $\varepsilon = 30, 50$  и  $100$  эВ. Рекомендация [26] основана на прямой интерполяции экспериментальных данных [51]. Наилучшее согласие с более поздним экспериментом дают зависимости, рассчитанные в [12, 19, 38]. В работе [56] зависимость  $\sigma(\varepsilon)$  получена путем квантовомеханических расчетов и согласуется (в пределах погрешности измерений) с экспериментом [51] при  $\varepsilon = 50$  и  $100$  эВ, превышая результаты [22] в среднем на 80% ([рис.11](#)). Нижняя граница коридора значений определяется зависимостями [26] ( $\varepsilon < 25$  эВ) и [38] – выше 25 эВ, верхняя - [56] ( $\varepsilon < 40$  эВ) и [26] (выше 40 эВ).

Переход  $^3P \rightarrow 3s^//^1P^{\circ}$ . Это сечение рассчитывалось в [26] на основе уравнения (2) и путем квантовомеханических расчетов в [56]. Полученные результаты совпадают по пиковому значению, но положение пика различно ( $\sigma_{max} = 3.7 \times 10^{-3} \text{\AA}^2$  при  $\varepsilon_{max} = 25$  эВ [26] и  $\sigma_{max} = 3.9 \times 10^{-3} \text{\AA}^2$  при  $\varepsilon_{max} = 20$  эВ [56]). В [табл. 6](#) приведены параметры константы скорости для обоих сечений.

Переход  $^3P \rightarrow 2s2p^5^3P^{\circ}$ . Сечение рассчитывалось в [25, 26, 56]. Рекомендация [26] основана на интерполяции экспериментальных результатов [51]. Пиковое значение сечения [26] составляет  $\sigma_{max} = 1.4 \times 10^{-1} \text{\AA}^2$  при  $\varepsilon_{max} \approx 50$  эВ, а [56] -  $1.7 \times 10^{-1} \text{\AA}^2$  при  $\varepsilon_{max} = 34-35$  эВ. Сечение [25] имеет то же положение максимума, что у [26], но меньший угол наклона между порогом и максимумом и на 60% ( $\sigma_{max} = 2.2 \times 10^{-1} \text{\AA}^2$ ) превышает экспериментальные измерения. Между тем, именно такая величина сечения возбуждения автоионизационного уровня позволяет согласовать с экспериментом вклад этого процесса в полное сечение ионизации атомарного кислорода. В [табл. 6](#) даны параметры константы скорости для сечений [25, 26].

Переходы  $^3P \rightarrow 3d^1P^{\circ}, 3d^1P^{\circ}, 3d^1S^{\circ}, 3d^1D^{\circ}$ . Сечение процесса  $^3P \rightarrow 3d^1P^{\circ}$  определялось по силам столкновений [56] в соответствии с (1), остальных – определялось в [26]. Сечение  $^3P \rightarrow 3d^1P^{\circ}$  определялось на основе измеренных в [51] сечений перехода  $^3P \rightarrow 4d^1P^{\circ}$  с применением процедуры, обратной (3). Сечения для  $3d^1S^{\circ}, 3d^1D^{\circ}$  получены в предположении того, что их амплитуда соотносится с амплитудой сечения  $3d^1P^{\circ}$  пропорционально отношению сил осциллятора.

Переход  $^3P \rightarrow ns^//^3D^{\circ}$ .  $n = 4$ . и  $n > 4$ . Сечения получены в [26] на основе преобразования (3) сечения перехода  $^3P \rightarrow 3s^//^3D^{\circ}$ .

Переходы  $^1D, ^1S \rightarrow 3s^//^3P^{\circ}, 3s^1P^{\circ}, 2s2p^5^3P^{\circ}, 3d^1P^{\circ}$ . Силы столкновений для этих переходов рассчитывались в [56]. Сечения возбуждения определялись согласно (1). Результаты приведены в [табл. 6](#).

### Электронно - столкновительные процессы, приводящие к оптической эмиссии атомов кислорода.

Результаты расчетов параметров констант скорости сведены в [табл. 7](#).

Эмиссия на длине волны  $\lambda = 834 \text{\AA}$  ( $2p^4^4P \rightarrow 2p^3^4S^{\circ}$ ). Сечение эмиссии иона кислорода взято из справочника [61], где оно приведено со ссылкой на работу Zipf E.C. et al. // Chem. Phys. Lett. 1985, Vol.118, P.591.

Эмиссия на длине волны  $\lambda = 878 \text{\AA}$  ( $3s^3P^{\circ} \rightarrow 2p^4^3P$ ). Сечение этого процесса определялось экспериментально в [19, 53, 59] и рассчитывалось в [19] ([рис.12](#)). Измеренные авторами [19, 53] сечения, практически совпадают. Результаты [59] чем в три раза расходятся с измерениями [19, 53] и

расчетом [19]: пиковое значение зависимости [59] составляет  $\sigma_{max} \approx 1.2 \times 10^{-1} \text{ \AA}^2$  против  $\sigma_{max} \approx 3.2 \times 10^{-2} \text{ \AA}^2$  [19] и  $2.9 \times 10^{-2} \text{ \AA}^2$  [53]. Зависимость  $\sigma(\varepsilon)$ , полученная в [59] рекомендуется в справочнике [61]. Между тем более поздние результаты [19, 53] выглядят более предпочтительно, поскольку та же методика определения сечений была применена и для других оптических переходов (989, 1027 и 1304  $\text{ \AA}$ ) и полученные результаты, имея невысокую погрешность измерения ( $\pm 12$  [19] и  $\pm 15\%$  [53]), оказались в согласии с результатами других авторов. Параметры константы скорости даны в [табл. 7](#) для сечения [19].

Эмиссия на длине волны  $\lambda = 989 \text{ \AA}$  ( $3s^3D^o \rightarrow 2p^4^3P$ ). Сечение процесса определялось экспериментально в [19, 53, 58]. В работе [19] был выполнен так же расчет сечения. Результаты [19, 53] близки между собой  $\sigma_{max} \approx 8.7 \times 10^{-2}$  и  $7.0 \times 10^{-2} \text{ \AA}^2$  соответственно, в то время как величина сечения [58] превышает их почти в 2 раза ( $1.5 \times 10^{-1} \text{ \AA}^2$ ). Авторы справочника [61] рекомендуют данные [58], но результаты [19, 53] представляются более надежными. В [табл. 7](#) приведены параметры константы скорости для сечения, рассчитанного в [19].

Эмиссия на длине волны  $\lambda = 1027 \text{ \AA}$  ( $3d^3D^o \rightarrow 2p^4^3P$ ). Сечение процесса определялось экспериментально в [19, 53] и рассчитывалось в [19, 58]. Рекомендации справочника [61] основаны на измерениях [58] Пиковое значение сечений [53, 58] составляет  $\sigma_{max} \approx 2.7 \times 10^{-2} \text{ \AA}^2$  при  $\varepsilon_{max} = 40-50$  эВ и превышает данные [19] примерно на 35% ( $2.1 \times 10^{-2} \text{ \AA}^2$  при  $\varepsilon \approx 30$  эВ). Между тем, авторы [19] отмечают, что эмиссия на  $\lambda = 1027 \text{ \AA}$  является результатом многочисленных электронно-столкновительных и излучательных переходов, включающих каскадное заселение и радиационное тушение уровня  $3d^3D^o$ . Результаты [19] основаны оптических измерениях перехода  $\lambda = 1027 \text{ \AA}$  с дальнейшим моделированием совокупности процессов, оказывающих влияние на заселенность излучающего уровня. Параметры константы скорости в [табл. 7](#) даны для сечения [19].

Эмиссия на длине волны  $\lambda = 1304 \text{ \AA}$  ( $3s^3S^o \rightarrow 2p^4^3P$ ). Для этого перехода имеется большое количество экспериментальных данных, хорошо согласующихся между собой [11, 19, 31, 58] ( $\sigma_{max} = 1.5-1.7 \times 10^{-1} \text{ \AA}^2$  при  $\varepsilon \approx 20$  эВ). Исключение составляют результаты [53] ( $\sigma_{max} = 1.2 \times 10^{-1} \text{ \AA}^2$  при  $\varepsilon_{max} \approx 30$  эВ). Сечение процесса теоретически рассчитывалось в [19], однако в более поздней работе [20] величина сечения была уменьшена на 7% ([рис.13](#)). Авторы [61] предложили зависимость  $\sigma(\varepsilon)$ , интерполируя результаты [58]. Рекомендации [61] и [20] практически совпадают. Параметры константы скорости в [табл. 7](#) даны для сечения [20].

Эмиссия на длине волны  $\lambda = 1357 \text{ \AA}$  ( $3s^5S^o \rightarrow 2p^4^3P$ ). Сечение эмиссии взято из справочника [61] где оно приведено со ссылкой на работы Stone E.J. et al. // J. Chem. Phys., 1974, Vol.60, P.4237 и Zipf E.C. J. Phys. B., 1986, Vol.19, P.2199.

Эмиссия на длине волны  $\lambda = 7774 \text{ \AA}$  ( $3p^5P \rightarrow 3s^4^5S^o$ ). Сечение эмиссии взято из обзора [16] где оно приведено со ссылкой на работу Germany G.A. et al. // J. Chem. Phys., 1988, Vol.89, P.1999.

## Ионизация атома О электронным ударом

Ионизация из основного электронного состояния. Сечение этого процесса экспериментально определялось в [6, 48, 57] ([рис.14](#)). Результаты [6] дают завышенные значения вблизи порога из-за погрешности, связанной с вкладом ступенчатой ионизации (через метастабильные состояния) в полное сечение. Авторы [26] предложили интерполяцию на основе данных [6, 57] поэтому сечение вблизи порога завышено. Авторы [61] в качестве рекомендации предложили интерполяцию данных [48, 57]. Теоретические расчеты [21], полученные для энергий выше 20 эВ согласуются с экспериментом в пределах ошибки измерений. Зависимость  $\sigma(\varepsilon)$ , полученная в результате квантовомеханических расчетов ионизации с возбуждением уровней  $2s^22p^3^4S$ ,  $2s^22p^3^2D$ ,  $2s^22p^3^2P$  иона  $O^+$  и автоионизационного уровня  $2s2p^5^3P^o$  [25], находится в хорошем согласии с экспериментом. Авторы [23] рассчитывали сечение ионизации при энергиях столкновения от 35 эВ. Полученные результаты почти вдвое ( $\sigma \approx 1.9 \text{ \AA}^2$  при  $\varepsilon = 35$  эВ) превышают эксперимент.

В работе [7] была предложена аналитическая формула для вычисления сечения ионизации внутренней К-оболочки атома О. В [табл. 8](#) приведены параметры константы скорости для полного сечения ионизации из [61] и [25].

Парциальная ионизация из основного электронного состояния. Сечения этих процессов приведены в [25, 26] (с выходом ионов в состоянии  $^4S$ ,  $^2D$  и  $^2P$ ). Величины сечений, так же как и их парциальное соотношение, сильно расходятся. Учитывая, что сумма сечений ( $^4S$ ,  $^2D$ ,  $^2P$  и

$2s2p^5\ ^3P^\circ$ ) [25] дает полное сечение, хорошо согласующееся с экспериментом, в [табл. 8](#) даны параметры констант скорости для сечений [25].

**Ионизация ридберговских уровней.** В работе [7] были рассчитаны сечения ионизации уровней  $3s\ ^3S^\circ$ ,  $3p\ ^3P$  и  $3d\ ^3D^\circ$  с выходом иона  $O^+$  в основном электронном состоянии  $2p^3\ ^4S^\circ$ . При расчетах был применен метод аппроксимации Борна-Очкура. На [рис.15](#) приведены энергетические зависимости сечений и, для сравнения, показано так же сечение ионизации из основного электронного состояния. Обращает внимание большая величина сечений ( $\sigma_{max} = 12, 27$  и  $92\ \text{\AA}^2$  для  $3s\ ^3S^\circ$ ,  $3p\ ^3P$  и  $3d\ ^3D^\circ$  соответственно) и то, что максимум находится вблизи порога процесса ( $\varepsilon_{max} = 8, 6$  и  $4$  эВ). Все это предполагает чрезвычайно высокую эффективность процесса ионизации ( $K_{ion} = 3.4 \times 10^{-8}, 9.6 \times 10^{-8}$  и  $3.9 \times 10^{-7}\ \text{см}^3/\text{с}$  при  $E/N = 100$  Тд для  $3s\ ^3S^\circ$ ,  $3p\ ^3P$  и  $3d\ ^3D^\circ$  соответственно) Параметры интерполяции констант скорости этих процессов даны в [табл.9](#).

### Возбуждение метастабильных уровней иона $O^+$

Результаты расчетов параметров констант скорости сведены в [табл.10](#).

**Переход  $^4S^\circ \rightarrow ^2D^\circ$ .** Сечение этого перехода измерялось в [60] и рассчитывалось в [14, 60]. Как видно из [рис.16](#) результаты хорошо согласуются между собой. В таблице даны параметры константы скорости для сечения [60].

**Переход  $^4S^\circ \rightarrow ^2P^\circ$ .** Сечение этого процесса рассчитывалось в [14, 29, 60]. Сечение возбуждения уровня  $^2P^\circ$  определялось на основе данных [29] как сумма сечений возбуждения тонкой структуры результирующего состояния  $^2P^\circ_{3/2}$  и  $^2P^\circ_{1/2}$ . При энергиях до 10 эВ зависимости  $\sigma(\varepsilon)$  достаточно близки, но при  $\varepsilon \approx 13$  эВ зависимость [29] имеет выраженный резонансный максимум  $\sigma_{max} = 3.7 \times 10^{-1}\ \text{\AA}^2$  против  $\approx 1.5 \times 10^{-1}\ \text{\AA}^2$  [14, 60]. Предпочтительнее выглядит зависимость [60] поскольку результаты, полученные авторами, хорошо согласуются с экспериментом для других переходов.

**Переход  $^4S^\circ \rightarrow ^4P$ .** Сечение измерялось в [60] и рассчитывалось в [15, 60]. Как видно из [рис. 17](#), все результаты хорошо согласуются. Параметры константы скорости приведены для зависимости  $\sigma(\varepsilon)$  [60].

**Переход  $^2D^\circ \rightarrow ^2P^\circ$ .** Полное сечение столкновений для этого процесса определялось (1) на основе зависимостей сил столкновений для переходов между уровнями тонкой структуры состояний  $^2D^\circ$  и  $^2P^\circ$ , опубликованных в [29].

### Заключение

На основе обзора литературных данных, касающихся сечений неупругих взаимодействий электронов с атомами кислорода, получены зависимости для констант скорости этих процессов, готовые для использования при проведении кинетического моделирования электрических разрядов в воздушной плазме. Рассмотрен широкий класс процессов, протекающих при столкновениях  $e - O$ , таких как: энергообмен при взаимодействии электронов с тонкой структурой основного электронного состояния кислорода, прямое и ступенчатое возбуждение метастабильных уровней, уровней ридберговских серий атома  $O$  и иона  $O^+$ , прямой и ступенчатой ионизации атома  $O$  и столкновительно индуцированной фотоэмиссии атомов.

Таблица 1

Электронные уровни O и O<sup>+</sup> (конфигурация и терм), энергия возбуждения E<sub>0</sub> и время жизни τ

| Конфигурация  | E <sub>0</sub> , эВ | τ, с                |      |
|---|---------------------|---------------------|------|
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>4</sup> <sup>3</sup> P <sub>2</sub>                                   | 0                   | -                   |      |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>4</sup> <sup>3</sup> P <sub>1</sub>                                   | 0.0196              | 5.55 <sup>+3*</sup> | [16] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>4</sup> <sup>3</sup> P <sub>0</sub>                                   | 0.0282              | 1.12 <sup>+4</sup>  | [16] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>4</sup> <sup>1</sup> D  | 1.97                | 1.77 <sup>+2</sup>  | [30] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>4</sup> <sup>1</sup> S  | 4.19                | 7.49 <sup>-1</sup>  | [30] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> S <sup>o</sup> )3s <sup>5</sup> S <sup>o</sup> | 9.15                | 1.80 <sup>-4</sup>  | [30] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> S <sup>o</sup> )3s <sup>3</sup> S <sup>o</sup> | 9.52                | 1.59 <sup>-9</sup>  | [56] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> S <sup>o</sup> )3p <sup>5</sup> P              | 10.74*              | 2.71 <sup>-8</sup>  | [56] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> S <sup>o</sup> )3p <sup>3</sup> P              | 10.99*              | 2.99 <sup>-8</sup>  | [56] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> S <sup>o</sup> )4s <sup>5</sup> S <sup>o</sup> | 11.84               | 3.76 <sup>-8</sup>  | [56] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> S <sup>o</sup> )4s <sup>3</sup> S <sup>o</sup> | 11.93               | 5.38 <sup>-9</sup>  | [56] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> S <sup>o</sup> )3d <sup>5</sup> D <sup>o</sup> | 12.08*              | 2.32 <sup>-8</sup>  | [56] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> S <sup>o</sup> )3d <sup>3</sup> D <sup>o</sup> | 12.09               | 9.01 <sup>-9</sup>  | [56] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> S <sup>o</sup> )4p <sup>5</sup> P              | 12.29*              | 1.83 <sup>-7</sup>  | [56] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> S <sup>o</sup> )4p <sup>3</sup> P              | 12.36               | 1.52 <sup>-7</sup>  | [56] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> D <sup>o</sup> )3s <sup>3</sup> D <sup>o</sup> | 12.54               | 5.08 <sup>-9</sup>  | [56] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> S <sup>o</sup> )5s <sup>5</sup> S <sup>o</sup> | 12.66               | 6.94 <sup>-8</sup>  | [56] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> S <sup>o</sup> )5s <sup>3</sup> S <sup>o</sup> | 12.70               | 1.01 <sup>-8</sup>  | [56] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> S <sup>o</sup> )4d <sup>5</sup> D <sup>o</sup> | 12.75*              | 6.76 <sup>-8</sup>  | [56] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> D <sup>o</sup> )3s <sup>1</sup> D <sup>o</sup> | 12.79               | 2.11 <sup>-9</sup>  | [56] |

\* Здесь и далее приняты обозначения вида 5.55<sup>+3</sup> = 5.55×10<sup>+3</sup>

\* Усреднено по тонкой структуре

| Конфигурация  | E <sub>0</sub> , эВ | τ, с               |      |
|---|---------------------|--------------------|------|
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> S <sup>o</sup> )4d <sup>3</sup> D <sup>o</sup> | 12.76               | 1.87 <sup>-8</sup> | [56] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> S <sup>o</sup> )4f <sup>3</sup> F              | 12.77*              | 7.09 <sup>-8</sup> | [56] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>4</sup> S <sup>o</sup> )4f <sup>5</sup> F              | 12.77*              | 6.85 <sup>-9</sup> | [56] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )3s <sup>3</sup> P <sup>o</sup> | 14.12*              | 1.38 <sup>-9</sup> | [56] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>3</sup> P <sup>o</sup> )3s <sup>1</sup> P <sup>o</sup> | 14.39               | 1.62 <sup>-9</sup> | [56] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> D <sup>o</sup> )4s <sup>3</sup> D <sup>o</sup> | 15.18*              | 1.71 <sup>-8</sup> | [30] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> D <sup>o</sup> )3d <sup>3</sup> P <sup>o</sup> | 15.28*              | 2.88 <sup>-8</sup> | [30] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> D <sup>o</sup> )3d <sup>3</sup> D <sup>o</sup> | 15.41*              | 2.28 <sup>-8</sup> | [30] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> D <sup>o</sup> )3d <sup>3</sup> S <sup>o</sup> | 15.42               | 7.78 <sup>-9</sup> | [30] |
| 2s2p <sup>5</sup> <sup>3</sup> P <sup>o</sup>   | 15.58*              | 9.90 <sup>-9</sup> | [56] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> P <sup>o</sup> )3d <sup>3</sup> P <sup>o</sup> | 17.10*              |                    | [26] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> P <sup>o</sup> )3d <sup>3</sup> D <sup>o</sup> | 17.11*              |                    | [30] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> ( <sup>2</sup> P <sup>o</sup> )3d <sup>1</sup> P <sup>o</sup> | 17.17               |                    | [56] |
| Ион O <sup>+</sup>  |                     |                    |      |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> <sup>4</sup> S <sup>o</sup>                                   | 13.62               | -                  | [30] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> <sup>2</sup> D <sup>o</sup>                                   | 16.94*              | 5.63 <sup>+3</sup> | [30] |
| 2s <sup>2</sup> 2p <sup>3</sup> <sup>2</sup> P <sup>o</sup>                                   | 18.64*              | 6.26 <sup>+0</sup> | [30] |
| 2s2p <sup>4</sup> <sup>4</sup> P  | 28.49*              | 1.16 <sup>-9</sup> | [30] |

Таблица 2

**Возбуждение / девозбуждение уровней тонкой структуры состояния  $^3P$ , а так же прямое и каскадное возбуждение метастабильных уровней  $^1D$  и  $^1S$**

|                       | $A$          | $q$    | $E/N_0$ , Тд |      |
|-----------------------|--------------|--------|--------------|------|
| $j=1 \rightarrow 0$   | $5.80^{-08}$ | -1.473 | 123.972      | [2]  |
| $j=0 \rightarrow 1$   | $1.86^{-07}$ | -1.484 | 123.961      |      |
| $j=2 \rightarrow 1$   | $1.77^{-06}$ | -1.694 | 101.485      | [2]  |
| $j=1 \rightarrow 2$   | $3.25^{-06}$ | -1.709 | 101.871      |      |
| $j=2 \rightarrow 0$   | $7.91^{-07}$ | -1.725 | 101.394      | [2]  |
| $j=0 \rightarrow 2$   | $4.52^{-06}$ | -1.746 | 102.032      |      |
| $^3P \rightarrow ^1D$ | $2.46^{-05}$ | -1.404 | 357.496      | [26] |
|                       | $2.33^{-05}$ | -1.403 | 359.505      | [56] |
| $^3P \rightarrow ^1S$ | $1.63^{-06}$ | -1.302 | 391.187      | [26] |
|                       | $1.26^{-06}$ | -1.253 | 392.072      | [37] |
| $^1D \rightarrow ^1S$ | $4.04^{-06}$ | -1.272 | 331.741      | [1]  |
|                       | $5.76^{-06}$ | -1.327 | 349.877      | [56] |

Таблица 3

**Возбуждение уровней Ридберговских серий, лежащих ниже предела ионизации, из основного состояния  $^3P$**

|                         | $A$          | $q$    | $E/N_0$ , Тд |      |
|-------------------------|--------------|--------|--------------|------|
| Серия $2p^3 ns \ ^3S^o$ |              |        |              |      |
| $n = 3$                 | $7.74^{-08}$ | -0.639 | 492.160      | [26] |
|                         | $1.30^{-11}$ | -1.818 | 488.064      | [20] |
| $n = 4$                 | $4.55^{-10}$ | -0.112 | 589.730      | [56] |
| $n > 4$                 | $8.54^{-09}$ | -0.563 | 695.929      | [26] |
| $n = 5$                 | $7.73^{-10}$ | -0.267 | 655.406      | [56] |
| Серия $2p^3 np \ ^3P$   |              |        |              |      |
| $n = 3$                 | $1.04^{-08}$ | -0.378 | 558.289      | [26] |
|                         | $1.38^{-08}$ | -0.454 | 541.242      | [56] |
| $n = 4$                 | $3.57^{-09}$ | -0.382 | 647.565      | [26] |
|                         | $1.64^{-08}$ | -0.644 | 645.676      | [56] |
| $n > 4$                 | $1.03^{-08}$ | -0.530 | 698.327      | [26] |
| Серия $2p^3 nd \ ^3D^o$ |              |        |              |      |
| $n = 3$                 | $3.01^{-09}$ | 0.338  | 611.831      | [19] |
| $n = 4$                 | $1.29^{-13}$ | 0.9419 | 614.434      | [26] |
| $n > 4$                 | $3.32^{-13}$ | 0.8650 | 653.290      | [26] |

Таблица 3

Продолжение

|   | <i>A</i>            | <i>q</i> | <i>E/N<sub>0</sub></i> , Тд |      |
|---|---------------------|----------|-----------------------------|------|
| Серия 2p <sup>3</sup> nf <sup>3</sup> F               |                     |          |                             |      |
| n = 4   | 4.59 <sup>-08</sup> | -1.004   | 674.332                     | [56] |
| Серия 2p <sup>3</sup> ns/ <sup>3</sup> D <sup>o</sup> |                     |          |                             |      |
| n = 3   | 4.49 <sup>-09</sup> | -0.304   | 639.887                     | [19] |
| Серия 2p <sup>3</sup> ns <sup>1</sup> D <sup>o</sup>  |                     |          |                             |      |
| n = 3   | 8.16 <sup>-11</sup> | -0.034   | 673.160                     | [26] |
|   | 4.09 <sup>-10</sup> | -0.186   | 649.679                     | [56] |
| n = 4   | 5.10 <sup>-12</sup> | 0.0953   | 931.891                     | [26] |
| Серия 2p <sup>3</sup> ns <sup>5</sup> S <sup>o</sup>  |                     |          |                             |      |
| n = 3   | 1.77 <sup>-07</sup> | -0.983   | 476.681                     | [1]  |
|   | 1.21 <sup>-07</sup> | -0.957   | 480.480                     | [56] |
| n = 4   | 1.35 <sup>-09</sup> | -0.441   | 603.446                     | [26] |
|   | 5.72 <sup>-09</sup> | -0.688   | 598.065                     | [56] |
| n > 4   | 1.66 <sup>-09</sup> | -0.483   | 672.074                     | [26] |
| n = 5   | 1.34 <sup>-08</sup> | -0.914   | 657.168                     | [56] |
| Серия 2p <sup>3</sup> np <sup>5</sup> P               |                     |          |                             |      |
| n = 3   | 1.31 <sup>-08</sup> | -0.591   | 562.683                     | [26] |
|   | 2.16 <sup>-08</sup> | -0.671   | 534.964                     | [56] |
| n = 4   | 6.76 <sup>-09</sup> | -0.688   | 618.235                     | [26] |
|   | 1.17 <sup>-08</sup> | -0.685   | 650.999                     | [56] |
| n > 4   | 6.93 <sup>-09</sup> | -0.678   | 692.098                     | [26] |
| Серия 2p <sup>3</sup> nd <sup>5</sup> D <sup>o</sup>  |                     |          |                             |      |
| n = 3   | 2.07 <sup>-11</sup> | -0.037   | 612.423                     | [26] |
|   | 9.02 <sup>-10</sup> | -0.406   | 599.845                     | [56] |
| n = 4   | 6.43 <sup>-12</sup> | -0.006   | 664.211                     | [26] |
|   | 1.00 <sup>-09</sup> | -0.352   | 670.363                     | [56] |
| n > 4   | 7.59 <sup>-12</sup> | 0.0265   | 707.418                     | [26] |
| Серия 2p <sup>3</sup> nf <sup>5</sup> F               |                     |          |                             |      |
| n = 4   | 2.11 <sup>-08</sup> | -0.966   | 677.319                     | [56] |

Таблица 4

**Возбуждение уровней ридберговских серий, лежащих ниже предела ионизации, из метастабильных состояний  $^1D$  и  $^1S$**

| <b>Возбуждение из состояния <math>^1D</math></b> |              |        |              |      |
|--|--------------|--------|--------------|------|
| Серия $2p^3ns \ ^3S^\circ$                       |              |        |              |      |
|  | $A$          | $q$    | $E/N_0$ , Тд |      |
| n = 3  | $1.89^{-10}$ | -0.402 | 401.449      | [1]  |
|  | $5.41^{-10}$ | -0.631 | 430.774      | [56] |
| n = 4  | $2.56^{-11}$ | -0.528 | 518.874      | [56] |
| n = 5  | $1.03^{-11}$ | -0.428 | 513.406      | [56] |
| Серия $2p^3np \ ^3P$                             |              |        |              |      |
| n = 3  | $3.55^{-11}$ | 0.1681 | 448.678      | [1]  |
|  | $4.28^{-09}$ | -0.688 | 483.376      | [56] |
| n = 4  | $5.86^{-09}$ | -0.891 | 542.716      | [56] |
| Серия $2p^3nd \ ^3D^\circ$                       |              |        |              |      |
| n = 3  | $7.77^{-09}$ | -1.379 | 523.018      | [56] |
| n = 4  | $6.25^{-11}$ | -0.357 | 571.412      | [56] |
| Серия $2p^3nf \ ^3F$                             |              |        |              |      |
| n = 4  | $3.48^{-09}$ | -1.173 | 573.851      | [56] |
| Серия $2p^3ns' \ ^3D^\circ$                      |              |        |              |      |
| n = 3  | $2.54^{-08}$ | -0.568 | 522.337      | [56] |
| Серия $2p^3ns \ ^1D^\circ$                       |              |        |              |      |
| n = 3  | $1.48^{-08}$ | -0.366 | 524.588      | [56] |
| <b>Возбуждение из состояния <math>^1S</math></b> |              |        |              |      |
| Серия $2p^3np \ ^3P$                             |              |        |              |      |
| n = 3  | $2.26^{-12}$ | -1.976 | 417.650      | [1]  |
|  | $3.27^{-08}$ | -1.120 | 413.801      | [56] |
| n = 4  | $1.30^{-08}$ | -1.148 | 456.950      | [56] |
| Серия $2p^3nd \ ^3D^\circ$                       |              |        |              |      |
| n = 3  | $1.22^{-09}$ | -0.984 | 426.767      | [56] |
| n = 4  | $5.94^{-10}$ | -0.851 | 489.094      | [56] |
| Серия $2p^3nf \ ^3F$                             |              |        |              |      |
| n = 4  | $1.75^{-09}$ | -1.222 | 482.778      | [56] |
| Серия $2p^3ns' \ ^3D^\circ$                      |              |        |              |      |
| n = 3  | $2.77^{-09}$ | -0.692 | 463.066      | [56] |
| Серия $2p^3ns \ ^1D^\circ$                       |              |        |              |      |
| n = 3  | $4.61^{-09}$ | -0.720 | 470.065      | [56] |

Таблица 5

Энергообмен между уровнями ридберговских серий [1]

|   | <i>A</i>     | <i>q</i> | <i>E/N<sub>0</sub></i> , ТД |
|---|--------------|----------|-----------------------------|
| $3p \ ^5P \rightarrow 3p \ ^3P$                 | $6.10^{-05}$ | -1.336   | 66.6844                     |
|   | $2.29^{-04}$ | -1.473   | 71.4750                     |
| $3s \ ^5S^{\circ} \rightarrow 3s \ ^3S^{\circ}$ | $4.31^{-05}$ | -1.357   | 68.3051                     |
|   | $2.23^{-04}$ | -1.546   | 75.8422                     |
| $3s \ ^5S^{\circ} \rightarrow 3p \ ^3P$         | $5.90^{-06}$ | -0.962   | 209.431                     |
|   | $1.41^{-04}$ | -1.497   | 72.0461                     |
| $3s \ ^5S^{\circ} \rightarrow 3p \ ^5P$         | $2.21^{-05}$ | -0.543   | 222.819                     |
|   | $5.81^{-07}$ | 0.0154   | 3.66486                     |
| $3s \ ^3S^{\circ} \rightarrow 3p \ ^3P$         | $1.55^{-06}$ | -0.122   | 153.717                     |
|   | $1.20^{-06}$ | -0.147   | 8.89321                     |
| $3s \ ^3S^{\circ} \rightarrow 3p \ ^5P$         | $1.21^{-06}$ | -0.569   | 60.0851                     |
|   | $6.38^{-05}$ | -1.359   | 67.7587                     |

Таблица 6

Возбуждение уровней ридберговских серий, лежащих выше ионизационного предела из состояний  $^3P$ ,  $^1D$  и  $^1S$  и коэффициент автоионизации КАИ

|  | <i>A</i>     | <i>q</i> | <i>E/N<sub>0</sub></i> , ТД |      | КАИ  |
|--|--------------|----------|-----------------------------|------|------|
| $\left. \begin{matrix} ^3P \\ ^1D \\ ^1S \end{matrix} \right\} \rightarrow 3s // ^3P^{\circ}$    | $2.03^{-09}$ | -0.252   | 746.923                     | [19] | 0.46 |
|  | $5.18^{-09}$ | -0.299   | 591.131                     | [56] |      |
|  | $1.69^{-07}$ | -0.793   | 511.893                     | [56] |      |
| $\left. \begin{matrix} ^3P \\ ^1D \rightarrow 3s \ ^1P^{\circ} \\ ^1S \end{matrix} \right\}$     | $4.85^{-11}$ | 0.0039   | 788.348                     | [26] |      |
|  | $2.66^{-10}$ | -0.248   | 777.266                     | [56] |      |
|  | $1.42^{-09}$ | -0.200   | 605.471                     | [56] |      |
|  | $5.90^{-08}$ | -0.500   | 507.927                     | [56] |      |
| $\left. \begin{matrix} ^3P \\ ^1D \rightarrow 2s2p^5 \ ^3P^{\circ} \\ ^1S \end{matrix} \right\}$ | $2.82^{-10}$ | 0.0644   | 857.491                     | [26] | 0.51 |
|  | $1.39^{-08}$ | -0.294   | 845.914                     | [25] |      |
|  | $1.32^{-07}$ | -0.720   | 734.327                     | [26] |      |
|  | $3.32^{-07}$ | -0.854   | 593.006                     | [26] |      |
| $\left. \begin{matrix} ^3P \\ ^1D \\ ^1S \end{matrix} \right\} \rightarrow 3d \ ^1P^{\circ}$     | $4.33^{-10}$ | -0.739   | 980.633                     | [56] |      |
|  | $2.30^{-10}$ | -0.406   | 831.174                     | [56] |      |
|  | $8.48^{-09}$ | -0.428   | 659.260                     | [56] |      |
| $^3P \rightarrow 4s / ^3D^{\circ}$   | $1.06^{-09}$ | -0.278   | 866.273                     | [26] | 1.0  |
| $^3P \rightarrow ns / ^3D^{\circ}, n>4$  | $1.15^{-09}$ | -0.315   | 949.128                     | [26] | 1.0  |

Таблица 6

Продолжение

|                                 | $A$          | $q$    | $E/N_0$ , Тд |      | АИК  |
|---------------------------------|--------------|--------|--------------|------|------|
| $^3P \rightarrow 3d\ ^3S^\circ$ | $3.27^{-13}$ | 0.8577 | 795.249      | [26] | 0.5  |
| $^3P \rightarrow 3d\ ^3P^\circ$ | $3.34^{-13}$ | 0.8900 | 800.175      | [26] | 0.65 |
| $^3P \rightarrow 3d\ ^3D^\circ$ | $4.74^{-13}$ | 0.7475 | 794.113      | [26] | 0.5  |
| $^3P \rightarrow 3s\ ^3P^\circ$ | $8.00^{-13}$ | 0.9798 | 680.623      | [26] | 0.46 |
| $^3P \rightarrow 3d\ ^3P^\circ$ | $2.63^{-09}$ | -0.423 | 961.688      | [26] | 0.3  |
| $^3P \rightarrow 3d\ ^3D^\circ$ | $1.97^{-09}$ | -0.423 | 961.376      | [26] | 0.5  |

Таблица 7

Оптическая эмиссия, индуцированная столкновениями  $e - O$ 

| $\lambda$ , Å | $A$          | $q$    | $E/N_0$ , Тд |      |
|---------------|--------------|--------|--------------|------|
| 834           | $3.39^{-13}$ | -1.692 | 781.540      | [61] |
| 878           | $9.79^{-10}$ | -0.249 | 745.924      | [19] |
| 989           | $3.01^{-09}$ | -0.213 | 636.597      | [19] |
| 1027          | $1.63^{-09}$ | -0.286 | 620.347      | [19] |
| 1304          | $4.52^{-08}$ | -0.469 | 517.096      | [19] |
| 1357          | $4.53^{-12}$ | -1.825 | 471.737      | [61] |
| 7773          | $4.39^{-08}$ | -0.534 | 563.470      | [16] |

Таблица 8

Суммарная ионизация из основного электронного состояния ( $\Sigma$ ) и парциальная ионизация с выходом ионов  $O^+$  на разных уровнях возбуждения

|                             | $A$          | $q$    | $E/N_0$ , Тд |      |
|-----------------------------|--------------|--------|--------------|------|
| $^3P \rightarrow \Sigma$    | $2.98^{-10}$ | 0.4502 | 709.342      | [25] |
|                             | $5.74^{-10}$ | 0.3150 | 684.978      | [61] |
| $^3P \rightarrow ^4S^\circ$ | $1.26^{-10}$ | 0.3876 | 689.531      | [25] |
| $^3P \rightarrow ^2D^\circ$ | $1.06^{-10}$ | 0.4499 | 923.920      | [25] |
| $^3P \rightarrow ^2P^\circ$ | $9.39^{-11}$ | 0.3384 | 1052.03      | [25] |

Таблица 9

**Ионизация ридберговских уровней с выходом иона в состоянии  $O(4S)$**

|  | $A$         | $q$    | $E/N_0$ , Тд |     |
|--|-------------|--------|--------------|-----|
| $3d \ ^3D^\circ \rightarrow \ ^4S^\circ$ | $2.14^{-5}$ | -0.416 | 209.105      | [7] |
| $3p \ ^3P^\circ \rightarrow \ ^4S^\circ$ | $5.34^{-3}$ | -1.533 | 386.842      | [7] |
| $3s \ ^3S^\circ \rightarrow \ ^4S^\circ$ | $1.17^{-3}$ | -1.417 | 391.069      | [7] |

Таблица 10

**Прямое и каскадное возбуждение метастабильных уровней  $^2D^\circ$  и  $^2P^\circ$  иона  $O^+$**

|                                     | $A$          | $q$    | $E/N_0$ , Тд |      |
|-------------------------------------|--------------|--------|--------------|------|
| $^4S^\circ \rightarrow \ ^2D^\circ$ | $1.36^{-05}$ | -2.311 | 393.226      | [60] |
| $^4S^\circ \rightarrow \ ^2P^\circ$ | $1.70^{-05}$ | -1.427 | 396.806      | [60] |
| $^4S^\circ \rightarrow \ ^4P$       | $5.77^{-09}$ | -1.692 | 782.685      | [60] |
| $^2D^\circ \rightarrow \ ^2P^\circ$ | $2.21^{-05}$ | -1.146 | 365.734      | [29] |

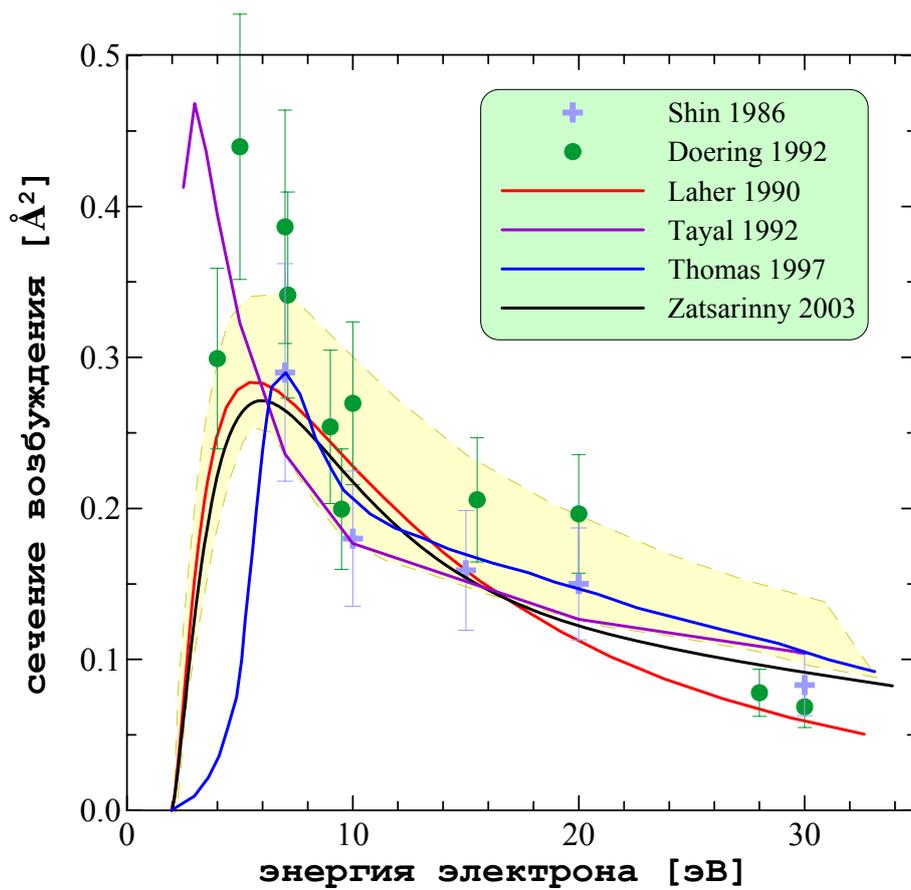


Рис.1. Сечение возбуждения  $^3P \rightarrow ^1D$ . Заштрихованная область: [1, 3, 14, 32, 37, 47, 52, 55]

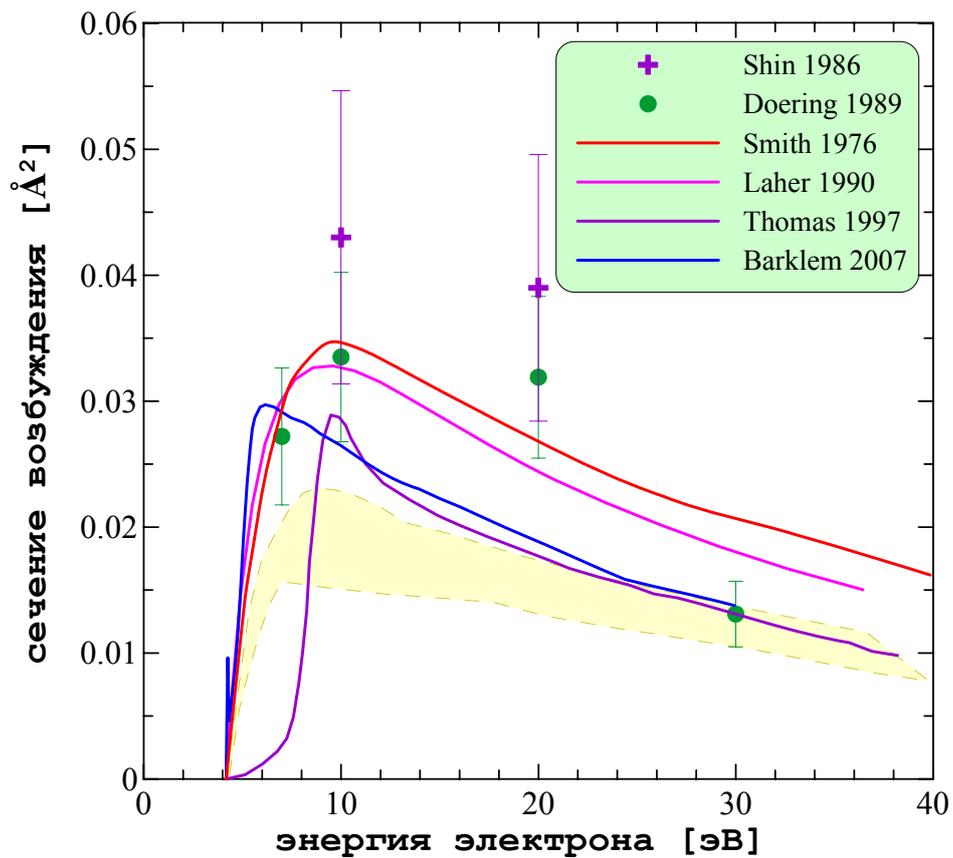


Рис.2. Сечение возбуждения  $^3P \rightarrow ^1S$ . Заштрихованная область: [3, 14, 32, 41, 46, 47, 52, 55, 56]

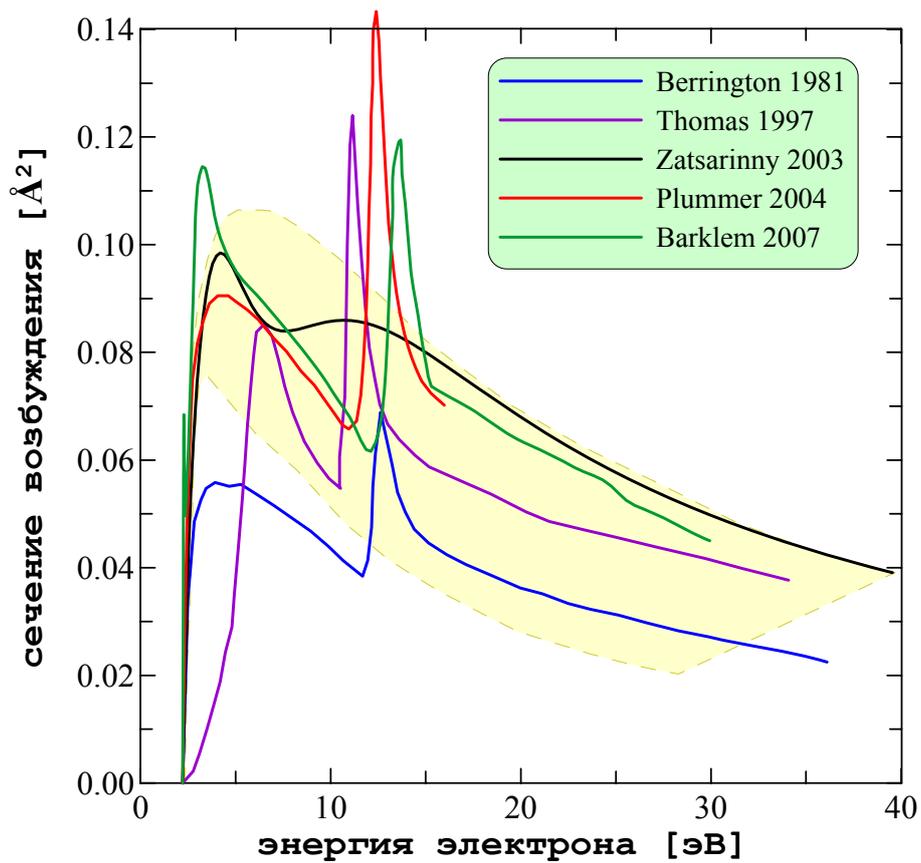


Рис.3. Сечение возбуждения  $^1D \rightarrow ^1S$ . Заштрихованная область: [14, 37, 47, 52]

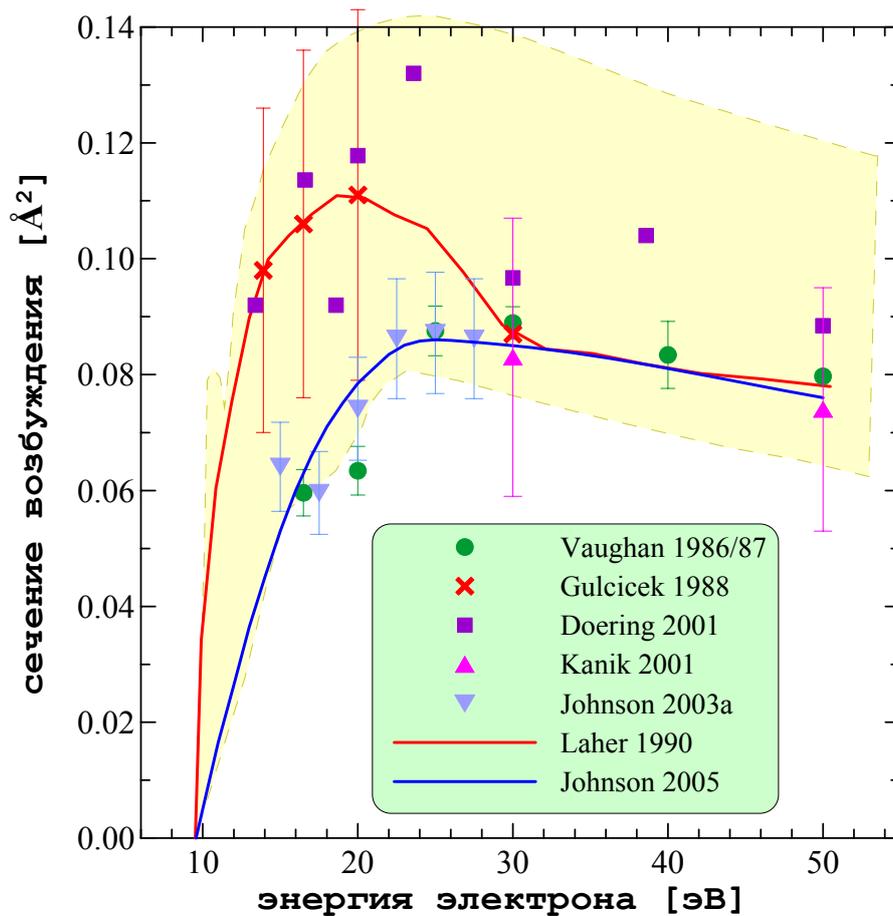


Рис.4. Сечение возбуждения  $^3P \rightarrow 3s \ ^3S^{\circ}$ . Заштрихованная область [1, 12, 19, 23, 33, 34, 35, 37, 38, 42, 43, 54, 56, 64].

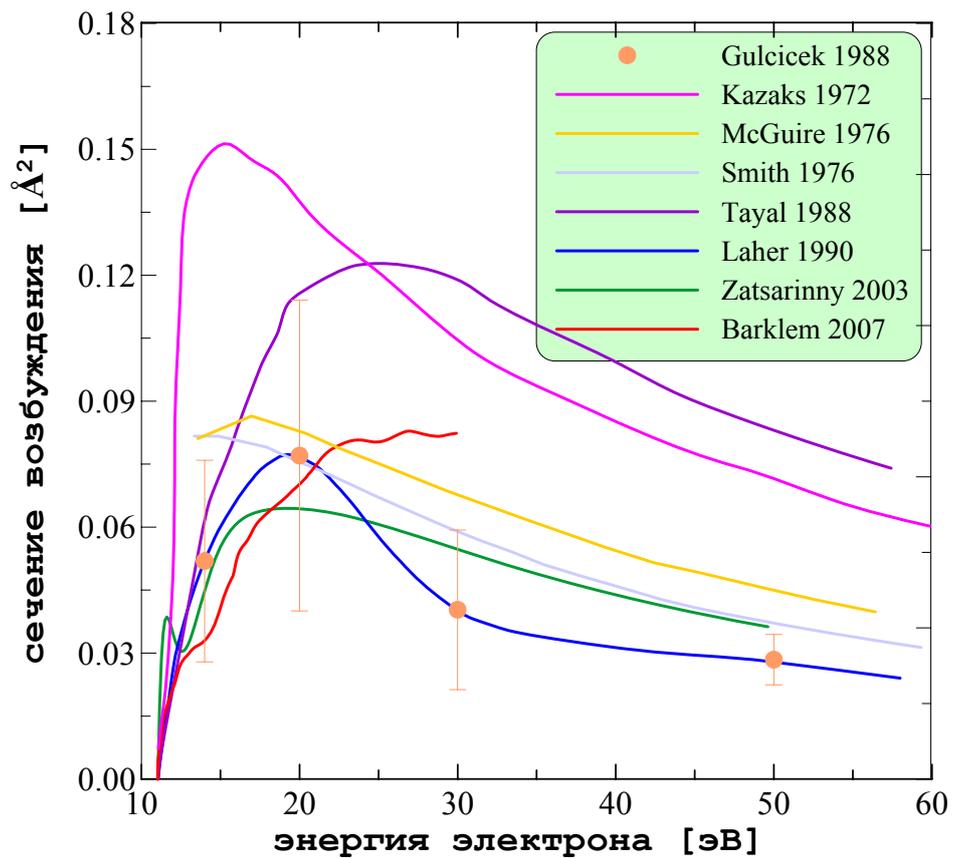


Рис.5. Сечение возбуждения  $^3P \rightarrow 3p \ ^3P$

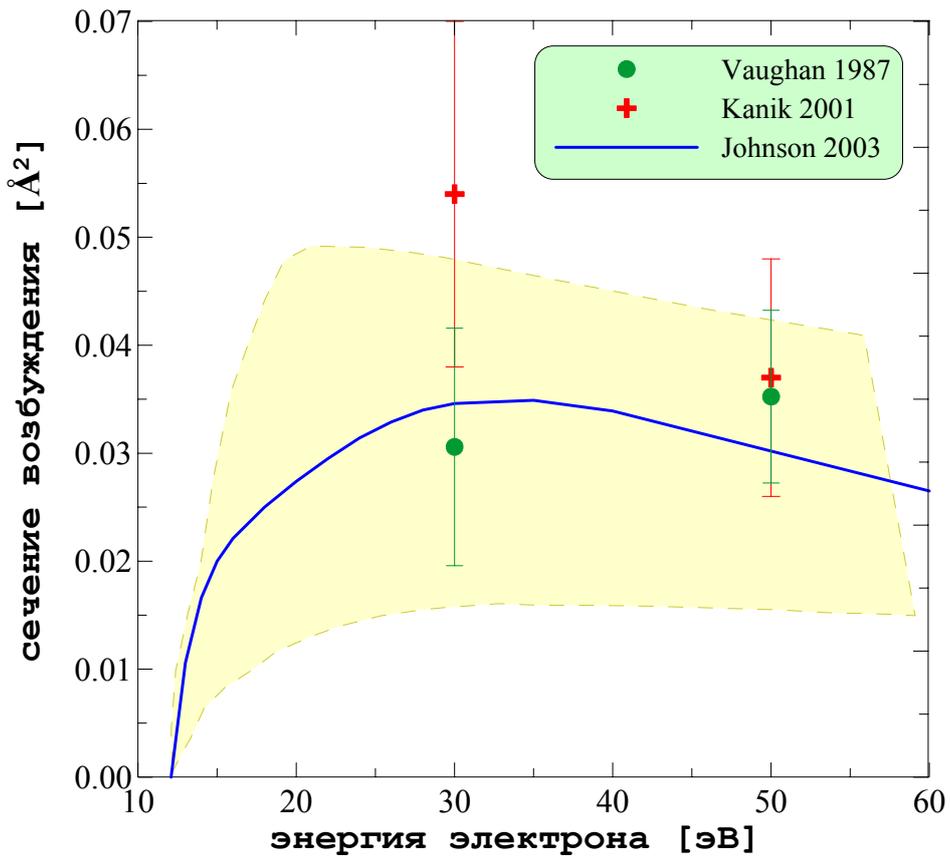


Рис.6. Сечение возбуждения  $^3P \rightarrow 3d \ ^3D^\circ$ . Заштрихованная область [23, 26, 37, 44, 56, 64]

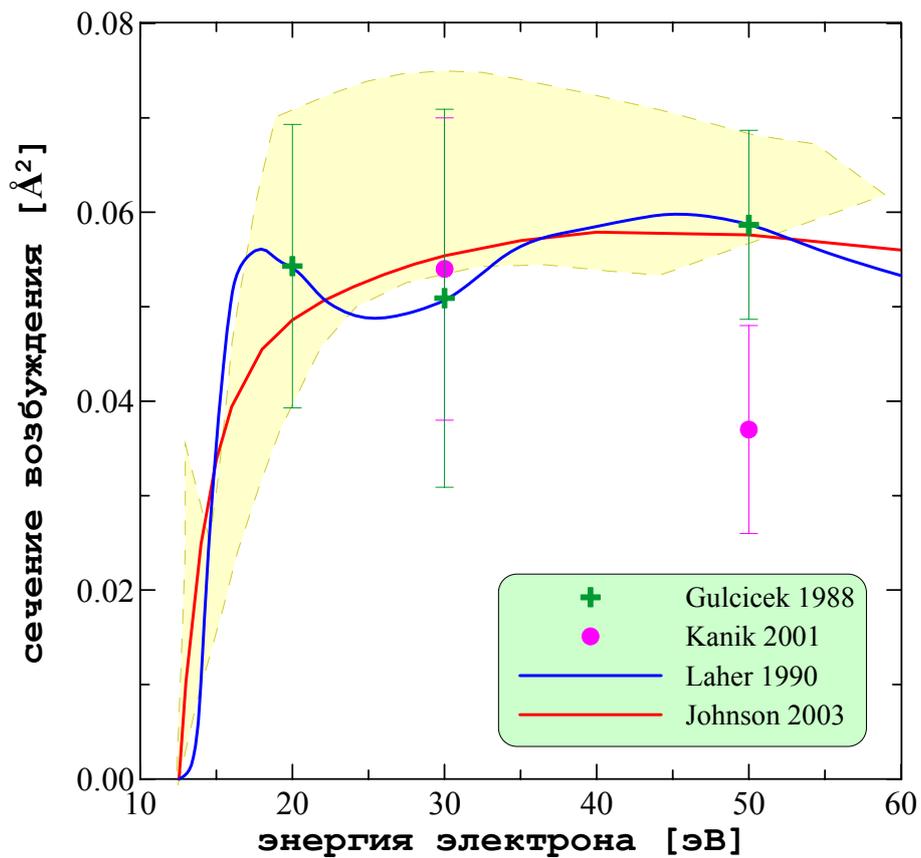


Рис.7. Сечение возбуждения  $^3P \rightarrow 3s^1 3D^0$ . Заштрихованная область [12, 38, 44, 56]

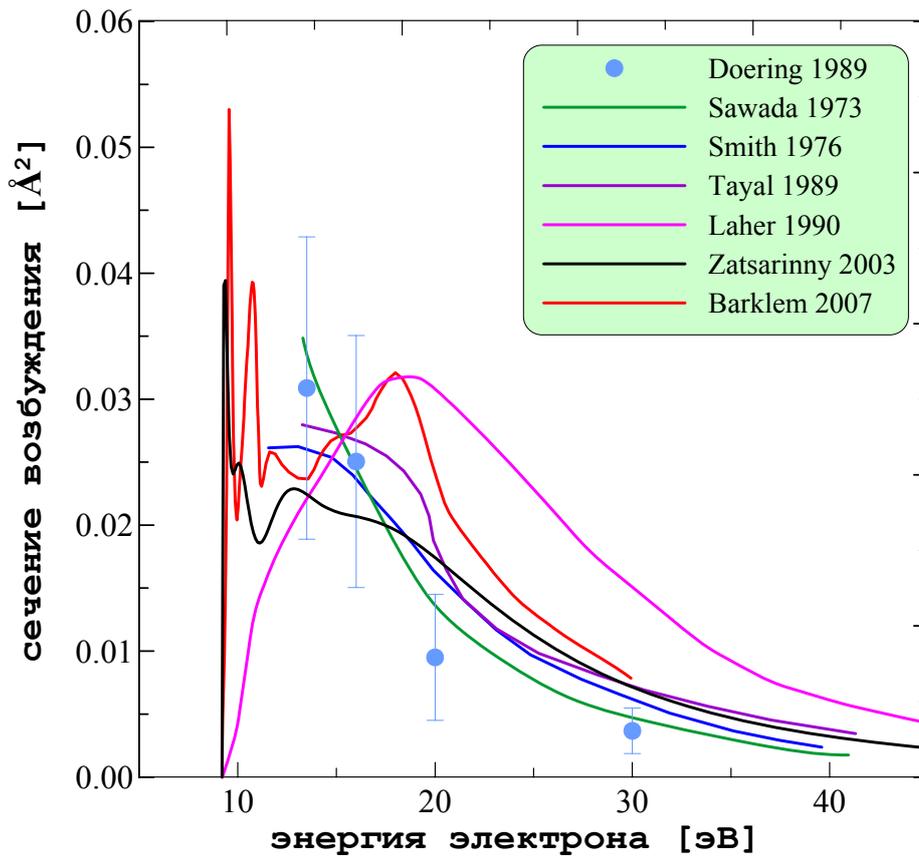


Рис.8. Сечение возбуждения  $^3P \rightarrow 3s \ ^5S^{\circ}$

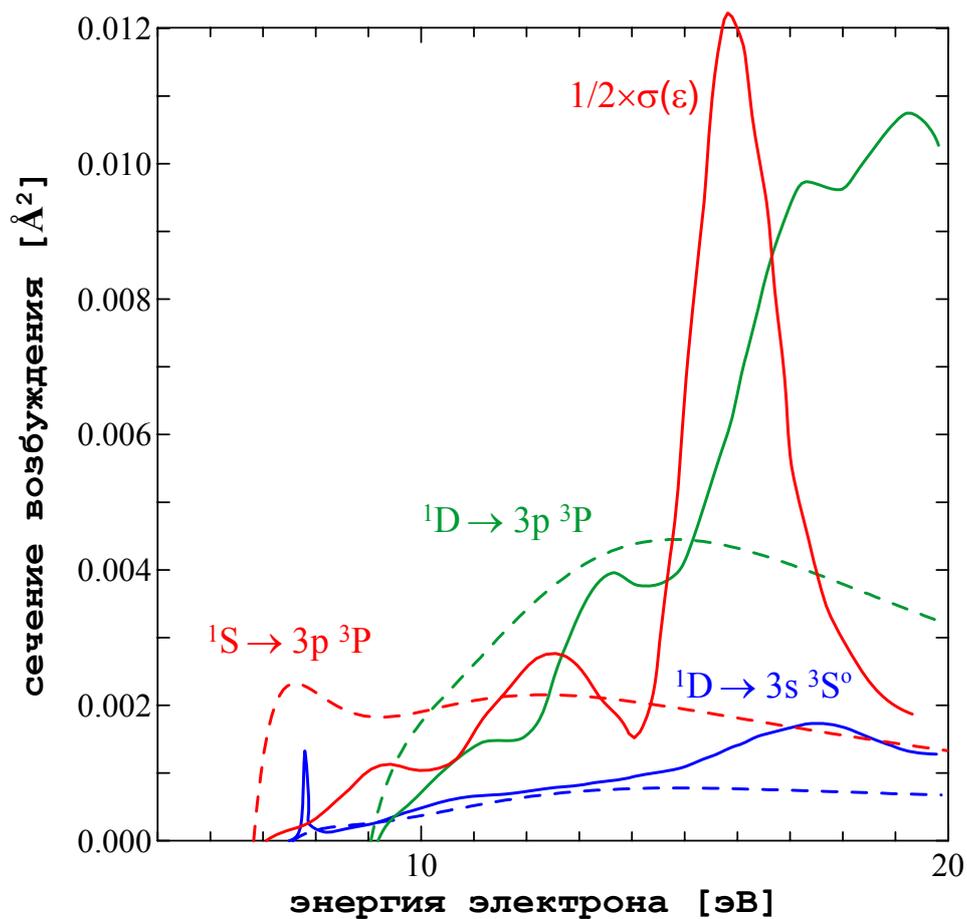


Рис.9. Сечения возбуждения ридберговских уровней из состояний  $1D$  и  $1S$ . Сплошные кривые [1], штриховые [56]

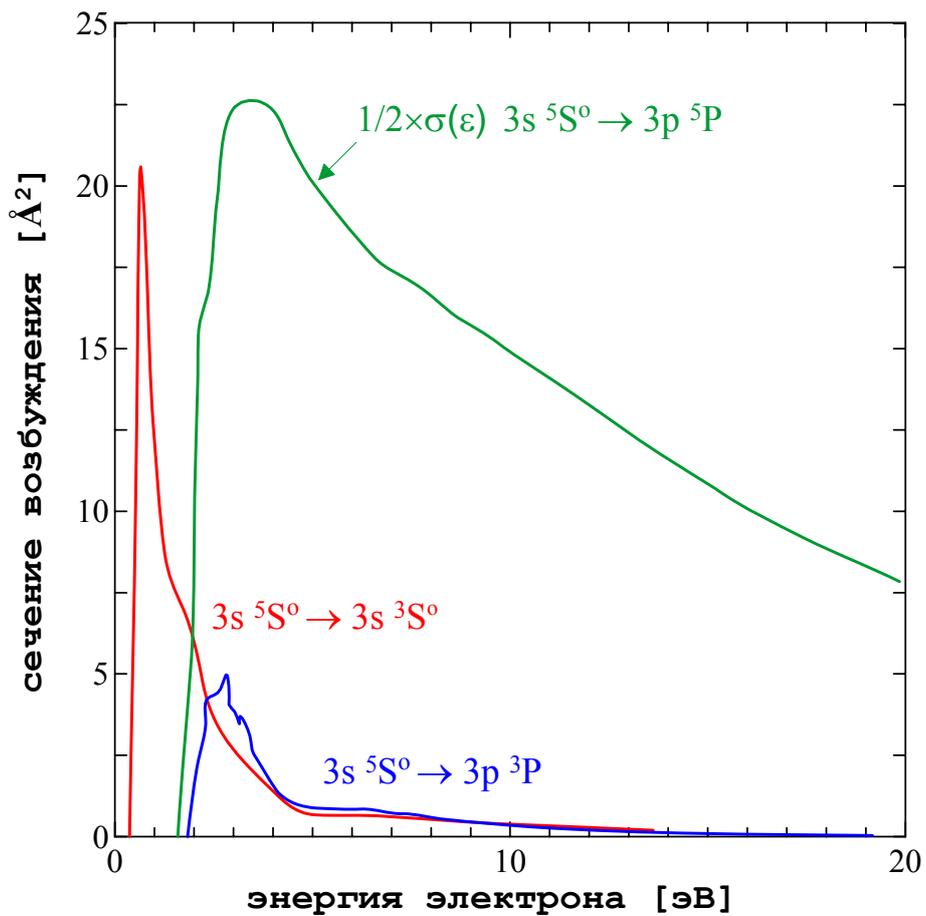


Рис.10. Сечение возбуждения уровней ридберговских серий с уровня  $3s \ ^5S^0$  [1]

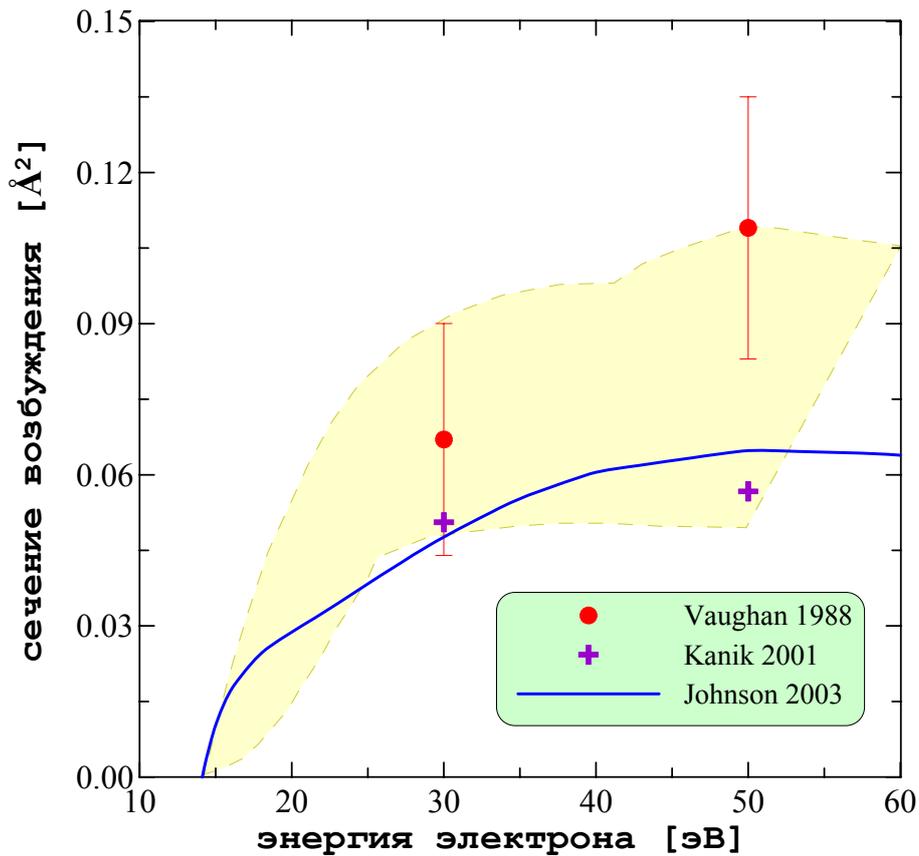


Рис.11. Сечение возбуждения  $^3P \rightarrow 3s // ^3P^o$ . Заштрихованная область [12, 26, 38, 56]

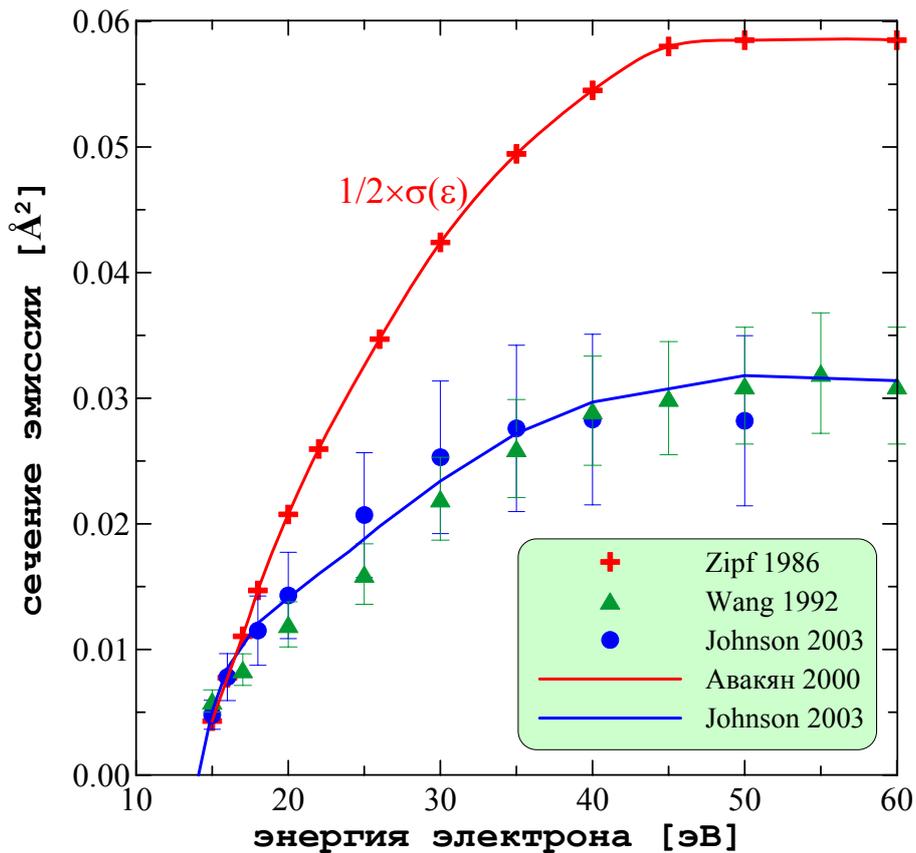


Рис.12.Сечение эмиссии 878 Å<sup>2</sup>

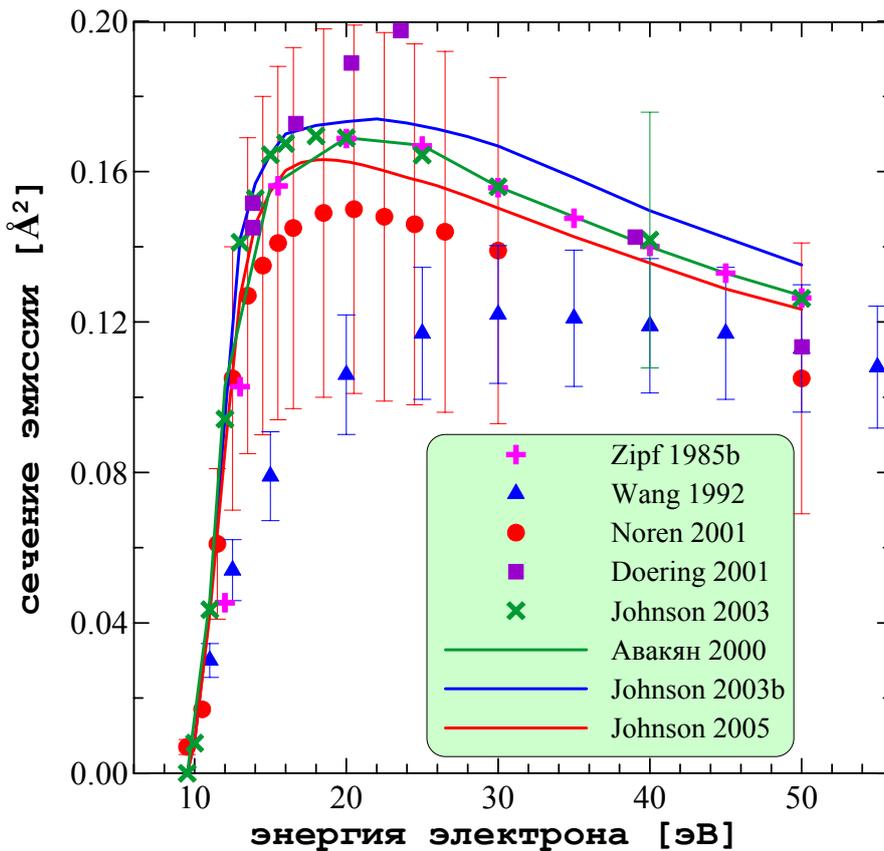


Рис.13. Сечение эмиссии 1304 Å.

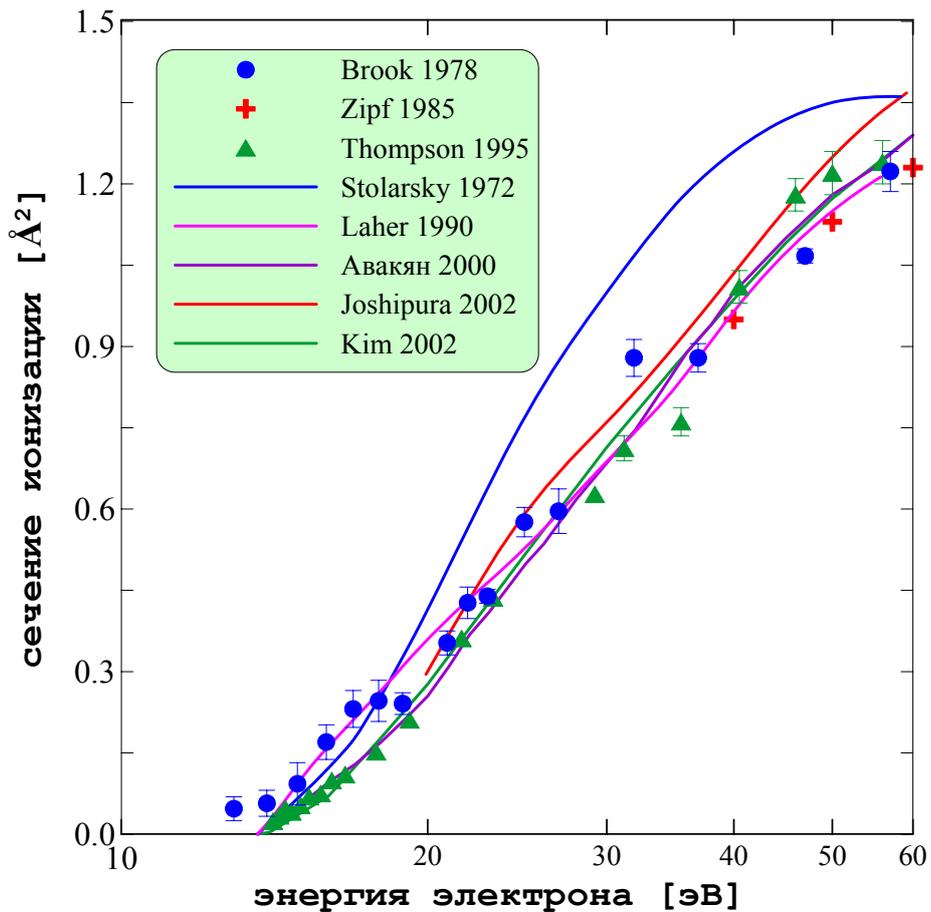


Рис.14. Полное сечение ионизации из основного электронного состояния  $O(^3P)$

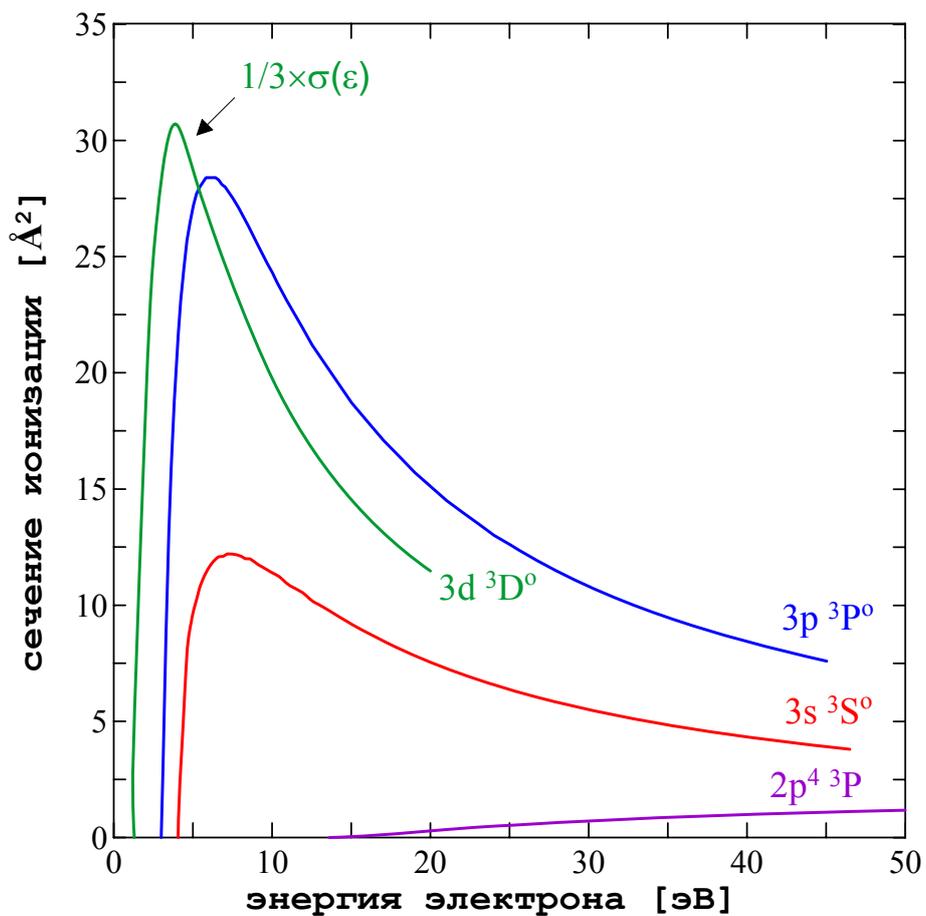


Рис.15. Сечение ионизации ридберговских уровней кислорода с выходом иона в основном электронном состоянии  $^4S$  [7] и полное сечение ионизации из состояния  $^3P$  [25]

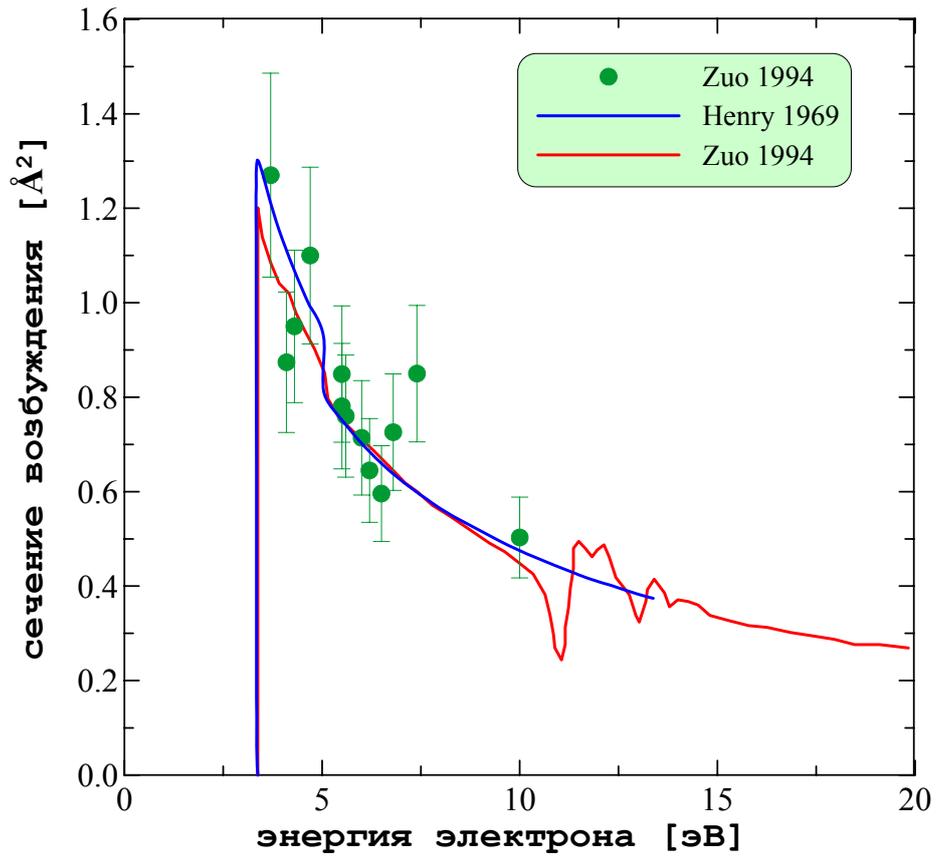


Рис.16. Сечение возбуждения  $4S^{\circ} \rightarrow 2p^3 2D^{\circ}$  иона кислорода

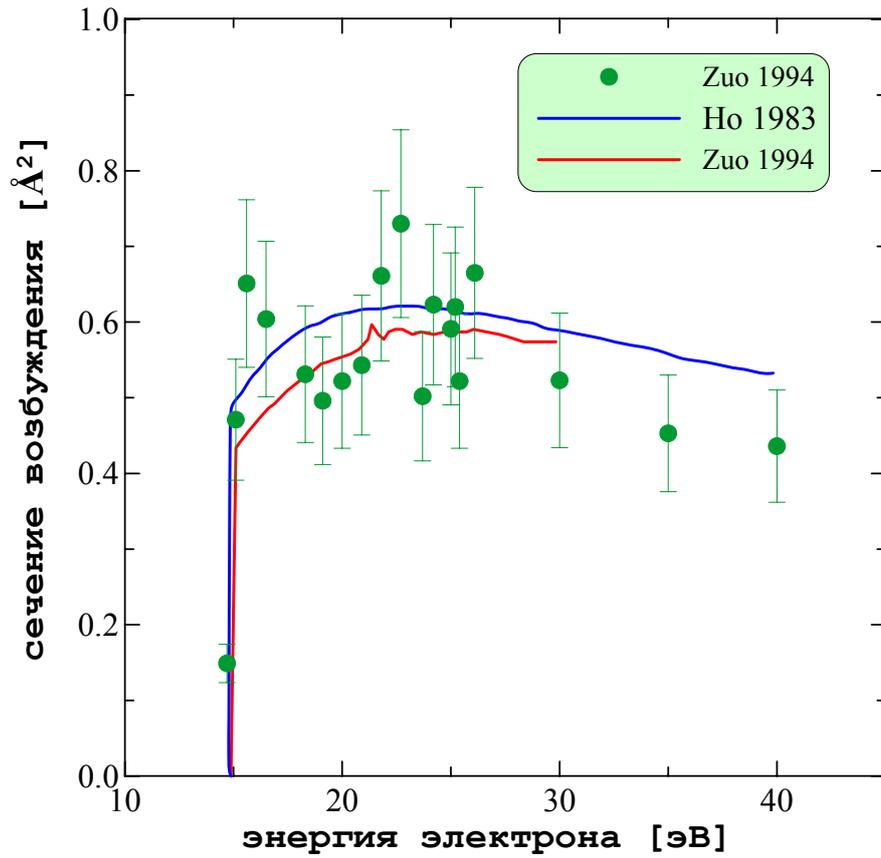


Рис. 17. Сечение возбуждения  $4S^{\circ} \rightarrow 2p^4 4P^{\circ}$

## Литература

1. Barklem P.S. Electron impact excitation of atomic oxygen // *Astron. and Astrophys.*, 2007, December, arXiv: Astro-Ph, <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0609684> (для просмотра рекомендуется скопировать эту ссылку в поисковую строку браузера).
2. Bell K.L., Berrington K.A., Thomas M.R.J. Electron impact excitation of the ground-state  $3P$  fine-structure levels in atomic oxygen // *Month. Not. Royal Astronom. Soc.*, 1998, Vol.293. P.L83-L87.
3. Berrington K. A., Burke P.G. Collision Strengths for Forbidden Transitions in e-N and e-O Scattering // *Planet. Space Sci.* 1981, Vol.29, P.377-381.
4. Berrington K.A. // Low-energy electron excitation of the  $^3P$  fine-structure levels in atomic oxygen, *J. Phys. B*, 1988, Vol.21, P.1083-1089.
5. Breig E.L., Lin C.C. Excitation of the Spin Multiplets of the Ground State of Oxygen by Slow Electrons // *Phys. Rev.*, 1966, Vol.151, №1, P.67-79.
6. Brook E., Harrison M.F.A., Smith A.C.H. Measurements of the electron impact ionization cross sections of He, C, O and N atoms // *J. Phys. B*, 1978, Vol.11, №17, P.3115-3132.
7. Chung S., Lin C.C., Lee T.P. Electron-impact ionization of the oxygen atom // *Phys. Rev. A*, 1993, Vol.47, №5, P.3867-3877.
8. Campos C.S., Vasconcellos M.A.Z., Trincavelli J.C., Segui S. Analytical expression for K- and L-shell cross sections of neutral atoms near ionization threshold by electron impact // *J. Phys. B*, 2007, Vol.40, №19, P.3835-3841.
9. Doering J.P. Absolute differential and integral electron excitation cross sections for atomic oxygen 9. Improved cross section for the  $^3P \rightarrow ^1D$  transition from 4.0 to 30 eV // *J. Geophys. Res.* 1992, Vol.97, №A12, P.531-534.
10. Doering, J. P., Gulcicek E. E. Absolute differential and integral electron excitation cross sections for atomic oxygen 7. The  $^3P \rightarrow ^1D$  and  $^3P \rightarrow ^1S$  transitions from 4.0 to 30 eV, *J. Geophys. Res.*, 1989, Vol.94, №A2, 1541–1546.
11. Doering J.P., Yang J. Atomic oxygen  $^3P \rightarrow ^3S^o$  ( $\lambda 1304 \text{ \AA}$ ) transition revisited: Cross section near threshold // *J. Geophys. Res.*, 2001, Vol.106, №A1, P.203-210.
12. Fisher V., Bernshtam V., Golten H., Maron Y. Electron-impact excitation cross sections for allowed transitions in atoms // *Phys. Rev. A*, 1996, Vol.53, №4, P.2425-2432.
13. Gulcicek, E. E., Doering J.P., Absolute differential and integral electron excitation cross sections for atomic oxygen. 5. Revised values for the  $^3P \rightarrow ^3S^o$  ( $1304 \text{ \AA}$ ) and  $^3P \rightarrow ^3D^o$  ( $989 \text{ \AA}$ ) transitions below 30 eV, *J. Geophys. Res.*, 1988, Vol.93 № A6, P.5879–5884.
14. Henry R.J.W., Burke P.G., Sinfailam A.-L. Scattering of Electrons by C, N, O,  $N^+$ ,  $O^+$ , and  $O^{++}$  // *Phys. Rev.*, 1969, Vol.178, №1, P.218-225.
15. Ho Y.K., Henry P.J.W. // *Astrophys. J.* 1983, Vol.264, P.733.
16. Itikawa Y., Ichimura A., Onda K., Sakimoto K., Takayanagi K., Hatano Y., Nishimura H., Tsurubuchi S. Cross Sections for Collisions of Electrons and Photons with Oxygen Molecules // *J. Phys. Chem. Ref. Data.*, 1989, Vol.18, №1, P.23-42.
17. Jackman C.H., Garvey R.H., Green A.E.S. Electron impact on atmospheric gases: 2. Yield spectra // *J. Geophys. Res.*, 1977, Vol.82, P.5081-5090.
18. Johnson P.V., Kanik I., Khakoo M.A., McConkey J.W., Low energy differential and integral electron-impact cross sections for the  $2s^2 2p^4 \ ^3P \rightarrow 2p^3 3s \ ^3S^o$  excitation in atomic oxygen // *J. Phys. B*, 2003a, Vol.36. №21, P.4289-4299.
19. Johnson P.V., Kanik I., Shemansky D.E., Liu X. Electron-impact cross sections of atomic oxygen // *J. Phys. B*, 2003b, Vol.36, №15, P.3203-3218.
20. Johnson P.V., McConkey J.W., Tayal S.S., Kanik I., Collisions of electrons with atomic oxygen: Current status // *Can. J. Phys.*, 2005, Vol.83, P.589-616.
21. Joshipura K.N., Antony B.K., Vinodkumar M. Electron scattering and ionization of ozone,  $O_2$  and  $O_4$  molecules // *J. Phys. B*, 2002, Vol.35, №20, P.4211-4221.
22. Kanik I., Johnson P.V., Das M. B., Khakoo M.A., Tayal S.S. Electron-impact studies of atomic oxygen: I. Differential and integral cross sections; experiment and theory // *J. Phys. B*, 2001, Vol.34. №13, P.2647-2665.

23. Kazaks P.A., Ganas P.S., Green A.E.S. Electron-Impact Excitation and Ionization of Atomic Oxygen // *Phys. Rev. A*, 1972, Vol.6, №6, P.2169-2180.
24. Khmara D, Kolesnichenko Yu. Rate constants of electron-neutral collisions in gas discharge plasma // *Proc. IV Workshop (Intern.) on Magneto- and Plasma Aerodynamics for Aerospace Applications*. Moscow: IVTAN, 2002. P.280-291.
25. Kim Y.-K., Desclaux J.-P. Ionization of carbon, nitrogen, and oxygen by electron impact // *Phys. Rev. A*, 2002, Vol.66, №6, P.012708 (12 pages).
26. Laher R.R., Gilmore F.R. Updated excitation and ionization cross sections for electron impact on atomic oxygen // *J. Phys. Chem. Ref. Data.*, 1990, Vol.19, №1, P.277-305.
27. Le Dourneuf M., Nesbet R.K. // Electron impact excitation of fine-structure levels of atomic oxygen, *J. Phys. B*, 1976, Vol.9, №9, P.L241-L243.
28. Majeed T., Strickland D.J., New Survey of Electron Impact Cross Sections for Photoelectron and Auroral Electron Energy Loss Calculations // *J. Phys. Chem. Ref. Data.*, 1997, Vol.26, №2, P.335-349.
29. McLaughlin B.M, Bell K.L. Electron-impact excitation of the fine-structure levels ( $1s^2 2s^2 2p^3 \ ^4S^{\circ}_{3/2}$ ,  $^2D^{\circ}_{5/2,3/2}$ ,  $^2P^{\circ}_{3/2,1/2}$ ) of singly ionized atomic oxygen // *J. Phys. B*, 1998, Vol.31, P.4317-4329.
30. NIST Atomic Spectra Database, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>
31. Noren C., Kanik I., Johnson P.V, McCartney P., James G.K., Ajello J.M. Electron-impact studies of atomic oxygen: II. Emission cross section measurements of the O I  $^3S^{\circ} \rightarrow ^3P$  transition (130.4 nm) // *J. Phys. B*, 2001, Vol.34, №13, P.2667-2677.
32. Plummer M., Noble C.J., Le Dourneuf M. Low-energy behaviour of e-O scattering calculations // *J. Phys. B*, 2004, Vol.37, №14, P.2979-2996
33. Rountree S.P., Henry R.J.W. // Electron-Impact Excitation Cross Sections for Atomic Oxygen:  $^3P-3s \ ^3S^{\circ}$ , *Phys. Rev. A*, 1972, Vol.6, №6, P.2106-2109.
34. Sawada T. Ganas P.G. // Distorted-Wave Calculation of Electron-Impact Excitation of Atomic Oxygen, *Phys. Rev. A*, 1973, Vol.7, №2, P.617-626.
35. Sharma L., Srivastava R., Stauffer A.D. Excitation of atomic oxygen by electron impact // *J. Phys B*, 2007, Vol.40, №15, P.3025-3035.
36. Shyn T.W., Sharp W.E. Differential excitation cross section of atomic oxygen by electron impact:  $^3P - ^1D$  transition // *J. Geophys. Res.*, 1986, Vol.91, №A2, P.1691-1698.
37. Smith E.R. Electron-impact excitation of atomic oxygen // *Phys. Rev. A*, 1976, Vol.13, №1, P.65-73.
38. Sobelman I. I., Vainshtein L. A., Yukov E. A. Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines // Berlin: Springer, 1981, 309 PP.
39. *Stolarski R.S., Green A.E.S.* Analytic models of electron impact excitation cross sections // *J. Atmosph. Terr. Phys.*, 1972, Vol.34, P.1703-1717.
40. Tambe B.R., Henry R.J.W. Excitation of the fine-structure levels of atomic oxygen by slow electrons // *Phys. Rev. A*, 1974, Vol.10, №6, P.2087-2092.
41. Tayal S.S. Differential and integral cross sections for electron collisional excitation of  $^3P-^1D$  and  $^3P-^1S$  transitions in atomic oxygen // *J. Phys. B*, 1992, Vol.25, №11, P.2639-2647.
42. Tayal S.S., Henry R.J.W. Electron-impact excitation of atomic oxygen // *Phys. Rev. A*, 1988, Vol.38, №11, P.5945-5948.
43. Tayal S.S. Importance of coupling to the continuum for electron-impact excitation of atomic oxygen // *Phys. Rev. A*, 2002, Vol.66, №3, P.030701 (3 pages).
44. Tayal S.S., Henry R.J.W. Oscillator strengths and electron collisional excitation cross sections for atomic oxygen // *Phys. Rev. A*, 1989, Vol.39, №9, P.4531-4536.
45. Tayal, S. S., Accurate cross sections for excitation of resonance transitions in atomic oxygen, *J. Geophys. Res.*, 2004, Vol.109, №A8, P.301.
46. Thomas M. R. J., Bell K. L., Berrington K. A. Electron-impact excitation of neutral atomic oxygen ( $^3P \rightarrow ^1D$ ,  $^3P \rightarrow ^1S$  and  $^1D \rightarrow ^1S$  transitions) // *J. Phys B*, 1997, Vol.30, №20, P.4599-4607.
47. Thomas L.D., Nesbet R.K. Low-energy electron scattering by atomic oxygen // *Phys. Rev. A*, 1975, Vol.11, №1, P.170-173.
48. Thompson W.R., Shah M.B., Gilbody H.B. Single and double ionization of atomic oxygen by electron impact // *J. Phys. B*, 1995, Vol.28, №7, P.1321-1330.

49. Vaughan S.O., Doering J.P. Absolute experimental differential and integral electron excitation cross sections for atomic oxygen 1. The  $^3P \rightarrow ^3S^o$  transition (1304 Å) at 100 eV // *J. Geophys. Res.*, 1986, Vol.91, №A3, P.3279-3286.
50. Vaughan S.O., Doering J.P. Absolute experimental differential and integral electron excitation cross sections for atomic oxygen. 3. The  $^3P \rightarrow ^3D^o$  transition (989 angstrom) from 20 to 200 eV with improved values for the  $^3P \rightarrow ^3S^o$  transition (1304 angstrom) // *J. Geophys. Res.* 1987, Vol.92, №A7, P.7749-7752.
51. Vaughan, S. O., J. P. Doering (1988), Absolute experimental differential and integral electron excitation cross sections for atomic oxygen, 4. The autoionizing transitions and five members of the Rydberg series, *J. Geophys. Res.*, Vol.93, №A1, P.289–293.
52. Vo Ky Lan, Feautrier N., Le Dourneuf M., Van Regemorter H. Cross sections calculations for electron oxygen scattering using the polarized orbital close coupling theory // *J. Phys. B*, 1972, Vol.5, №8, P.1506-1516.
53. Wang S., McConkey J.W. Electron impact excitation of atomic oxygen // *J. Phys. B*, 1992, Vol.25, №24, P.5461-5477.
54. Wang Y., Zhou Y. The effects of discrete and continuum states on the  $2p^4 ^3P \rightarrow 2p^3 3s ^3S^o$  transition of atomic oxygen by electron impact // *J. Phys. B*, 2006, Vol.39, №14, P.3009-3017.
55. Wu J.-H., Yuan J.-M. Low-Lying Resonance States of Slow Electron Collisions with Atomic Oxygen // *Chin. Phys. Lett.*, 2003, Vol.20, №14, P.841-844.
56. Zatsarinny O., Tayal S.S. // Electron collisional excitation rates for O I using B-spline R-matrix approach, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 2003, Vol. 148, P.575-582.
57. Zipf E.C. // *Planet. Space Sci.* 1985a, Vol.33, P.1303.
58. Zipf E.C., Erdman P.W. Electron impact excitation of atomic oxygen: Revised cross sections // *J. Geophys. Res.*, 1985b, Vol.90, №A11, P.11087.
59. Zipf E.C., Kao W.W. Electron-impact excitation of the  $3s'' ^3P^o$  and  $2s2p^5 ^3P^o$  autoionizing states of atomic oxygen // *Chem. Phys. Lett.*, 1986, Vol.125, №4, P.394-399.
60. Zuo M., Smith S.J., Chutjian A., Williams D., Tayal S.S., McLaughlin B.M. NASA Technical Report. 1994. Document ID: 20060042343.  
<http://trs-new.jpl.nasa.gov/dspace/bitstream/2014/34597/1/94-0952.pdf>
61. Авакян С.В., Ильин Р.Н., Лавров В.М., Огурцов Г.Н. Сечения процессов ионизации и возбуждения УФ излучения при столкновении электронов и фотонов с атомами и молекулами атмосферных газов // Справочник, С.-Пб.: ГОИ, 2000, С.52.
62. Колесниченко Ю.Ф., Хмара Д.В. // Кинетический механизм нагрева разрядной плазмы воздуха, связанный с взаимодействием электронов с тонкой структурой атомарного кислорода // [www.chemphys.edu.ru/pdf/2008-03-07-001.pdf](http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2008-03-07-001.pdf).
63. Физико-химические процессы в газовой динамике // Справочник, под ред. Черного Г.Г. и Лосева С.А. М.: Научный мир, 2007, Т.1, С.203.
64. McGuire E.J. Excitation of atomic oxygen in Born approximation // *Phys. Rev. A*, 1976, Vol.14, №4, P.1576-1578.