

ВОЗБУЖДЕНИЕ АВТОИОНИЗАЦИОННЫХ 1S - И 1D -СОСТОЯНИЙ И РЕЗОНАНСНАЯ ИОНИЗАЦИЯ АТОМА ГЕЛИЯ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

С. С. Липовецкий и В. С. Сенашенко

В работе обсуждаются вопросы возбуждения электронами автоионизационных 1S - и 1D -состояний атома гелия. На примере $(2s^2)^1S$ -уровня по теории Фано [7] в диагонализационном приближении [8] рассматривается процесс резонансной ионизации гелия через оптически запрещенное автоионизационное состояние. Во втором приближении Борна, упрощенном для больших энергий налетающего электрона, проводится оценка роли переходов через промежуточные уровни при возбуждении $(2p^2)^1S$ -, 1D -автоионизационных состояний.

В в е д е н и е

В работах [1, 2] были рассмотрены основные вопросы теоретического описания процессов возбуждения оптически разрешенных автоионизационных $^1P^{(-)}$ -состояний и резонансной (через автоионизационное $^1P^{(-)}$ -состояние) ионизации атома гелия быстрыми электронами. В связи с уже имеющимися экспериментальными исследованиями атомных систем методами электронной спектроскопии [3-6] и их дальнейшим развитием не менее интересным представляется проведение аналогичных расчетов для оптически запрещенных синглетных автоионизационных состояний. С точки зрения теории рассмотрение этих состояний интересно еще и потому, что при их возбуждении важную роль могут играть переходы через промежуточные уровни.

В настоящей работе обсуждаются вопросы возбуждения электронами автоионизационных 1S - и 1D -состояний атома гелия. На примере $(2s^2)^1S$ -уровня по теории Фано [7] в диагонализационном приближении [8] рассматривается процесс резонансной ионизации через оптически запрещенное автоионизационное состояние. Основная часть расчетов выполнена в первом приближении Борна. Во втором приближении Борна, упрощенном для больших энергий налетающего электрона E_0 , получена оценка роли переходов через промежуточные уровни при возбуждении $(2p^2)^1S$ -, 1D -состояний.

В о з б у ж д е н и е 1S - и 1D -состояний и резонансная ионизация гелия через $(2s^2)^1S$ -состояние

Описание процессов возбуждения 1S - и 1D -состояний и резонансной ионизации атома гелия через автоионизационное $(2s^2)^1S$ -состояние проведено в тех же приближениях, что и в работах [1, 2] для $^1P^{(-)}$ -состояний. Различие только в том, что при рассмотрении возбуждения 1S -состояний проводилась ортогонализация используемых в расчетах волновых функций, тогда как в случае $^1P^{(-)}$ -состояний их ортогональность достигается автоматически. Кроме того, в описании процесса резонансной ионизации должным образом переопределялись фоновая и интерферирующая с резо-

нансом составляющие обобщенной дифференциальной силы осциллятора (df/dE) прямого перехода в состоянии непрерывного спектра. В рассматриваемом случае составляющая (df/dE) с $l=0$ интерферирует с резонансом 1S на фоне остальной части (df/dE) с $l \neq 0$.

Ниже обсуждаются результаты расчетов для трех низших автоионизационных 1S -состояний, которые классифицируются как $(2s^2)$, $(2p^2)$ и $(2s3s)$ и располагаются при энергиях: 57.93, 62.31 и 63.02 эв [⁸] (экспериментальные значения 57.82, 62.15, 62.93 эв [⁹]), и автоионизационного $(2p^2)$ - 1D -состояния с энергией 60.06 эв [⁸] (эксперимент — 60.0 эв [⁹]).

Волновые функции. Для описания основного состояния атома гелия использовались: простейшая вариационная функция с одним параметром, функция с двумя параметрами, учитывающая радиальные корреляции, и аналитическая аппроксимация функции Хартри—Фока, явный вид которых приводится в работе [1]. В дальнейшем будем обозначать их $[\alpha]$, $[\alpha\beta]$ и [ХФ] соответственно.

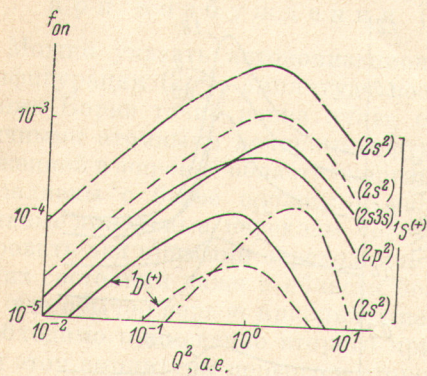


Рис. 1. Обобщенные силы осцилляторов, трех низших 1S и $(2p^2)$ - 1D автоионизационных состояний атома гелия.

Сплошные линии — расчеты с функцией [ХФ], штриховые с функцией $[\alpha]$, штрихпунктирные с функцией $[\alpha, \beta]$ основного состояния.

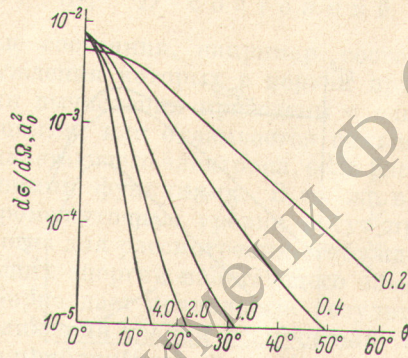


Рис. 2. Дифференциальные сечения возбуждения $(2s^2)$ - 1S -состояния атома гелия.

Цифры на кривых — значения E_0 в кэВ.

Автоионизационные 1S - и 1D -состояния описывались волновыми функциями, полученными в работе [⁸] диагонализацией матриц порядка 17×17 и 20×20 соответственно на базисе симметризованных произведений водородоподобных функций с зарядом $Z=2$.

Дифференциальные обобщенные силы осцилляторов прямых переходов в непрерывный спектр получены с функцией [ХФ] основного состояния; выбитый электрон описывался кулоновской функцией непрерывного спектра в поле ядра $Z=1$. Функция начального и конечного состояний при вычислении $(df/dE)_{l=0}$ были ортогонализированы.

Обобщенные силы осцилляторов. На рис. 1 в зависимости от передаваемого импульса Q приведены значения обобщенных сил осцилляторов $f_{on}(Q)$ рассматриваемых автоионизационных 1S - и 1D -состояний атома гелия, вычисленные в первом приближении Борна. Из рис. 1 видно, что все $f_{on}(Q)$ достигают максимума в области $1 \leq Q^2 \leq 3$. В отличие от автоионизационных ${}^1P^{(-)}$ -состояний, для которых значения $f_{on}(Q)$ максимальны в пределе $Q \rightarrow 0$ [1]. При этом среди 1S -состояний наиболее интенсивно возбуждается $(2s^2)$ - 1S -уровень.

Волновые функции основного состояния, используемые в настоящей работе, не учитывают угловых корреляций между электронами, поэтому только часть компонент диагонализационных волновых функций автоионизационных 1S - и 1D -состояний дает вклад в амплитуду возбуждения. Напомним, что (ss) компоненты в диагонализационных волновых функциях $(2s^2)$ - 1S - и $(2s3s)$ - 1S -состояний составляют $(60 \div 70)\%$, тогда как вол-

новые функции $(2p^2) \ ^1S$ -, $\ ^1D$ -состояний определяются на (60÷70) % (pp) -компонентами [8, 10], причем именно последние и не дают вклада в амплитуду возбуждения. Это приводит к тому, что получаемые для $(2p^2) \ ^1S$ -, $\ ^1D$ -уровней значения $f_{on}(Q)$ оказываются заниженными, особенно сильно для $\ ^1D$ -состояния. В то же время расчеты для $(2s^2) \ ^1S$ -уровня, выполненные с волновой функцией [ХФ] основного состояния, неплохо согласуются с экспериментом. В целом же расчеты обобщенных сил осцилляторов следует считать качественными из-за приближенного характера использованных волновых функций основного состояния и большой чувствительности $f_{on}(Q)$ к их выбору. Для получения более надежных количественных результатов в этом приближении необходимо использовать волновые функции основного состояния, наиболее полно учитывающие угловые корреляции между электронами.

Рис. 2 иллюстрирует поведение дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ возбуждения низшего автоионизационного $\ ^1S$ -состояния, вычисленного

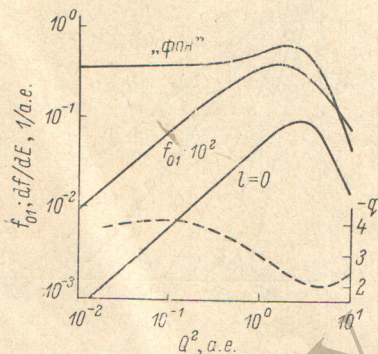


Рис. 3. «Фоновая» и с $l=0$ составляющие (df/dE) .

Для сравнения показана $f_{01}(Q)$ низшего $\ ^1S$ -состояния. Штриховая линия — профильный индекс $q(Q)$ для $(2s^2) \ ^1S$ -уровня.

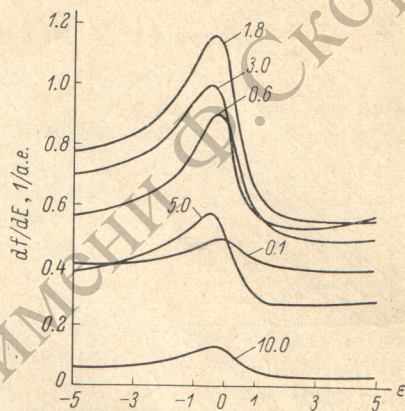


Рис. 4. Профиль $(2s^2) \ ^1S$ -резонанса.

$\epsilon = \Delta E - E_{01} / \Gamma_{1/2}$ — величина относительного отклонения от резонанса. Числа на кривых значения Q^2 , а. е.

с функцией [ХФ] основного состояния. Для $E_0 \leq 400$ эв $d\sigma/d\Omega$ с изменением угла рассеяния θ от 0 до 20° медленно падает, а при энергии $E_0 > 400$ эв скорость убывания $d\sigma/d\Omega$ с увеличением угла рассеяния быстро растет. Сравнение при одинаковых E_0 с дифференциальным сечением $(2s2p) \ ^1P^{(-)}$ -уровня [1] показывает, что $d\sigma/d\Omega$ для $(2s^2) \ ^1S$ -уровня меньше при малых углах и медленнее убывает с увеличением угла рассеяния.

На рис. 3 показаны «резонансная» и «фоновая» составляющие прямого перехода электрона в непрерывный спектр, соответствующие энергии Оже-электрона из $(2s^2) \ ^1S$ -состояния. Определяющий вклад в $(df/dE)_{l \neq 0}$ дает p -волна. Остальные парциальные волны, достигая максимума при $1 \leq Q^2 \leq 3$, приводят к немономотонному поведению $(df/dE)_{l \neq 0}$. Сравнение обобщенной силы осциллятора $f_{01}(Q)$ перехода в $(2s^2) \ ^1S$ -состояние, вычисленной с функцией [ХФ] основного состояния, показывает, что $f_{01}(Q)$ и $(df/dE)_{l=0}$, отличаясь по величине, изменяются практически одинаково в широкой области значений передаваемого импульса.

Профильный индекс и профиль резонансной $(2s^2) \ ^1S$ -линии. Профильный индекс $q(Q)$, определяемый отношением матричного элемента перехода в резонанс к матричному элементу прямого перехода в прилегающий непрерывный спектр, является одним из параметров, характеризующих форму резонанса [7]. На рис. 3 показано поведение профильного индекса, вычисленного с использованием положения и ширины резонанса, полученных в работе [8]. Видно, что значение q -индекса мало меняется в зависимости от Q , сохраняя при всех зна-

чениях Q отрицательный знак. Это означает, что асимметрия профиля резонансной линии ($2s^2$) $1S$ в энергетическом спектре рассеянных электронов сохраняется при всех Q и имеет такой же характер, как и для $1P^{(-)}$ -резонансов [2].

Рис. 4 иллюстрирует предполагаемое изменение профиля резонанса в энергетическом спектре рассеянных электронов при различных значениях передаваемого импульса. Расчеты показывают, что резонанс, отвечающий распаду ($2s^2$) $1S$ -состояния, наиболее интенсивно проявляется при $0.6 \leq Q^2 \leq 3$. Это приводит к медленному убыванию интенсивности резонанса с ростом угла рассеяния; например, при $E_0 \approx 400$ эв в интервале углов $0^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$ интенсивность резонанса над фоном уменьшается примерно в два раза.

Оценка роли переходов через промежуточные уровни при возбуждении ($2p^2$) $1S$ -, $1D$ -состояний

Можно указать автоионизационные состояния, например, состояния конфигурации ($2p^2$), амплитуда возбуждения которых в первом приближении Борна точно равна нулю, если вычисления проведены с одностичными атомными волновыми функциями, или оказывается сильно заниженной в широкой области энергий налетающего электрона, если расчеты выполнены с более сложными волновыми функциями. В то же время сильные дипольные переходы через промежуточные уровни могут превалировать над прямыми переходами. Тогда для рассмотрения возбуждения таких состояний даже в области больших энергий налетающего электрона, где обычно первое приближение Борна дает правильные результаты, необходимо применение второго приближения теории возмущений. Если при этом амплитуды первого и второго приближений окажутся сравнимы, следует учесть их интерференцию.

Основные формулы и приближения. Рассмотрим подробнее вид формул второго приближения Борна. Амплитуда перехода в этом приближении определяется выражением [11]

$$A_{0n}^{(2)} = -\frac{1}{\pi} \sum_j \int e^{i(\mathbf{k}_0 \mathbf{r}' - \mathbf{k} \mathbf{r})} G_{k_j}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') U_{nj}(\mathbf{r}) U_{j0}(\mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}', \quad (1)$$

где \mathbf{k}_0 и \mathbf{k} — импульсы налетающего и рассеянного электронов, k_j — импульс электрона в j -м промежуточном состоянии, $G_{k_j}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ — функция Грина свободного движения, $U_{ij}(\mathbf{r})$ — матричный элемент от потенциала взаимодействия налетающего электрона с атомом гелия. Расчет амплитуды (1) является очень сложной задачей и предполагает вычисление бесконечной суммы по всем дискретным уровням, а также интеграла по состояниям непрерывного спектра. Практически в каждом конкретном случае учитывают вклад в амплитуду лишь самых сильных переходов через промежуточные уровни [12]. Так, для перехода в гелии из основного в ($2p^2$) $1S$ -, $1D$ -состояния наиболее важным промежуточным уровнем является ($1s2p$) $1P^{(-)}$.

Известны различные способы упрощения амплитуды второго приближения. При больших энергиях столкновения амплитуду (1) можно упростить, полагая равными энергии перехода на все промежуточные уровни и используя условие полноты атомных волновых функций [13], или воспользоваться приближенной функцией Грина

$$G_{k_j}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{i}{2k_0} e^{i\left(k_0 + \frac{\epsilon_j}{k_0}\right)(z-z')} \delta(\rho - \rho') \Theta(z - z'), \quad (2)$$

$$\Theta(z - z') = \begin{cases} 1, & z > z', \\ 0, & z < z', \end{cases}$$

где ϵ_j — энергия возбуждения j -го промежуточного состояния, ρ и z — цилиндрические координаты радиус-вектора \mathbf{r} ; ось z совпадает с направле-

нием движения первичного пучка. Если для больших k_0 пренебречь членом ϵ_j/k_0 , то формула (2) переходит в эйкональную аппроксимацию функции Грина, используемую в методе Глаубера [14]. В работах [15] для упрощения второй борновской амплитуды также фактически было использовано представление (2) функции Грина.

В наших расчетах характеристик переходов в $(2p^2) 1S$ -, $1D$ -состояния атома гелия все энергии возбуждения полагались равными $E_{on}/2$ — половине энергии возбуждения этих состояний, подобно тому, как это сделано в работе [15]. Воспользовавшись затем свойством полноты атомных волновых функций и представлением (2) функции Грина, легко получить упрощенное выражение второй борновской амплитуды

$$A_{0n}^{(2)} = \frac{i}{\pi k_0} \int d\rho e^{-iQ\rho} \int_{-\infty}^{+\infty} dz e^{i\frac{E_{on}}{2k_0}z} \int dz' e^{i\frac{E_{on}}{2k_0}z'} \times$$

$$\times \left\langle \Psi_n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \left| \left(\sum_{i=1}^2 \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{i1}|} - \frac{2}{r} \right) \left(\sum_{i_2=1}^2 \frac{1}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_{i_2}|} - \frac{2}{r'} \right) \right| \Psi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \right\rangle, \quad (3)$$

где $\Psi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ и $\Psi_n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ — волновые функции основного и возбужденного состояний атома. В этом приближении для перехода из основного в состояния $(2p^2)$ конфигурации амплитуда (3) с волновыми функциями $\Psi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ и $\Psi_n(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$, построенными в одночастичном приближении, вычисляется особенно легко, факторизируясь через амплитуды первого приближения для одноэлектронных переходов [15].

Полное сечение возбуждения n -го автоионизационного состояния вычисляется по формуле

$$\sigma_n(E_0) = \frac{2\pi a_0^2}{E_0} \int_{Q_{\min}}^{Q_{\max}} |A_{0n}^{(2)}(Q, E_0)|^2 \frac{dQ}{Q^3}, \quad (4)$$

где Q_{\min} и Q_{\max} определяется кинематикой процесса, a_0 — атомная единица длины.

Упрощенная амплитуда во втором приближении Борна (3) связана Фурье-преобразованием $e^{-iQ\rho}$ со второй квазиклассической амплитудой $a_{0n}^{(2)}$ [15], поэтому в расчетах полных сечений возбуждения вместо (4) удобнее воспользоваться формулой

$$\sigma_n(E_0) = 2\pi a_0^2 \int_0^{\infty} |a_{0n}^{(2)}(\rho, E_0)|^2 \rho d\rho. \quad (5)$$

Расчеты во втором приближении проводились с простыми вариационными функциями автоионизационных состояний [16] и функциями $[\alpha]$ и $[XF]$ основного состояния.

Полные сечения возбуждений. На рис. 5 представлены полные сечения возбуждения рассматриваемых $1S$ - и $1D$ -состояний атома гелия, полученные в первом приближении Борна с функцией $[XF]$ основного состояния, вместе с сечениями возбуждения $(2s2p) 1P^{(-)}$ -состояния [1] и $(2s^2) 1S$ -состояния [17]. Из рис. 5 видно, что $\sigma_{2s^2}(E_0)$ низшего $1S$ -состояния превышает почти на порядок $\sigma_n(E_0)$ более высоколежащих $1S$ -уровней. Сравнение $\sigma_{2s^2}(E_0)$ с сечением возбуждения $1P^{(-)}$ -состояния

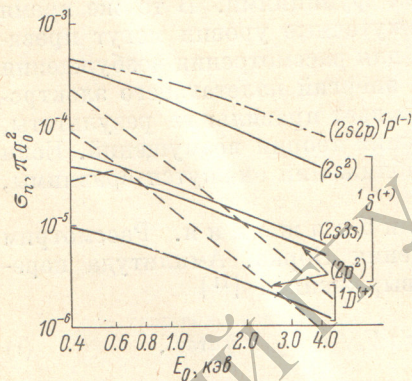


Рис. 5. Полные сечения возбуждения трех низших $1S$ и $(2p^2) 1D$ автоионизационных состояний

Сплошные линии — расчеты в первом приближении Борна, штриховые — расчеты в упрощенном втором приближении Борна, штрих-пунктирные линии — сечения возбуждения $(2s2p) 1P^{(-)}$ -уровня [1] и расчеты Мессы и Мура [17] при малых энергиях.

показывает, что с увеличением энергии $\sigma_{2s^2}(E_0)$ убывает быстрее, чем $\sigma_{2s2p}(E_0)$ оптически разрешенного состояния.

На этом же рисунке для $(2p^2)^1S$ -, 1D -состояний показаны полученные во втором упрощенном приближении Борна результаты расчетов $\sigma_n(E_0)$, которые позволяют оценить роль переходов через промежуточные уровни при возбуждении этих состояний. Поскольку для большинства энергий E_0 сечения возбуждения в первом приближении убывают $\sim E_0^{-1}$, а во втором приближении убывают более быстро $\sim E_0^{-2}$, то вклад от переходов через промежуточные уровни в амплитуду возбуждения 1S при $E_0 > 1$ кэв, а для 1D при $E_0 > 5$ кэв становится пренебрежимо малым, и для расчета $\sigma_n(E_0)$ достаточно использовать первое приближение Борна. Экстраполяция сечений возбуждения, полученных во втором приближении, в область меньших энергий указывает на определяющую роль переходов через промежуточные уровни при $E_0 < 500$ эв для $(2p^2)^1S$ и $E_0 < < 3000$ эв для $(2p^2)^1D$ -состояний, поэтому $\sigma_n(E_0)$ практически полностью должны определяться величиной второй борновской амплитуды. В промежуточной области значений E_0 амплитуды первого и второго приближений оказываются близкими и требуется учитывать их интерференцию для получения правильных сечений возбуждения. Размеры этой области остаются несколько неопределенными вследствие приближенного характера волновых функций основного состояния, используемых в расчетах. Детальное рассмотрение вопросов интерференции предполагает проведение расчетов с более сложными волновыми функциями.

Результаты анализа структуры диагонализационных волновых функций $(2s^2)$ и $(2s3s)^1S$ -состояний позволяют предположить, что вклад в амплитуду возбуждения этих состояний от переходов через промежуточные уровни много меньше, чем для $(2p^2)^1S$ -, 1D -состояний.

Сравнение с экспериментом

Некоторая возможность количественного сравнения полученных результатов с опытом имеется для низших 1S - и 1D -уровней. В экспериментах [3] изучались спектры энергетических потерь рассеянных на нулевой угол электронов с энергией E_0 до 400 эв на атомах инертных газов и были

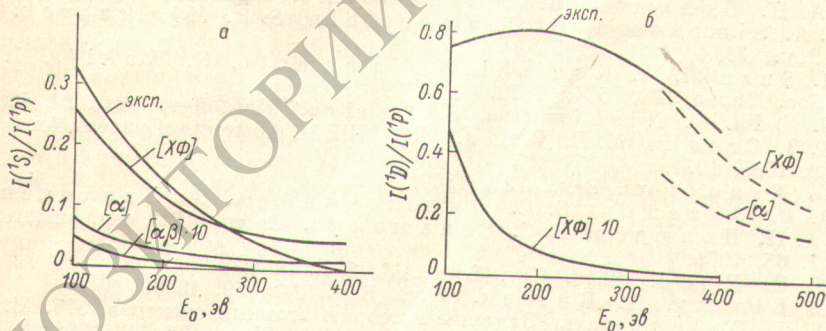


Рис. 6. Экспериментальные и вычисленные «относительные силы» резонансов.

а — $(2s^2)^1S$ -состояние — расчеты в первом приближении Борна; б — $(2p^2)^1D$ -состояние: штриховые линии — расчеты в упрощенном втором приближении Борна, сплошная линия — расчеты в первом приближении Борна.

измерены «относительные силы» $(2s^2)^1S$ - и $(2p^2)^1D$ -резонансов атома гелия, определяемые авторами [3] как отношение высот этих резонансов в максимуме над «фоном» к высоте $(2s2p)^1P^{(-)}$ -резонанса.

На рис. 6 представлены экспериментальные и вычисленные «относительные силы» низших 1S - и 1D -уровней в зависимости от энергии налетающего электрона. Расчеты $I(^1S)/I(^1P)$ (рис. 6, а), проведенные с дифференциальными сечениями возбуждения, полученными в первом при-

ближении Борна с различными функциями основного состояния, правильно передают поведение экспериментальной кривой, а лучшее соответствие эксперименту имеется при использовании функции [XФ] в расчетах $d\sigma/d\Omega$. Следует отметить, что применение первого приближения Борна в этой области энергий для расчетов абсолютных величин $d\sigma/d\Omega$, вообще говоря, необосновано, однако «относительные силы», полученные в этом приближении, могут оказаться близкими к экспериментальным.

Аналогичные расчеты для $(2p^2)^1D$ -состояния с функцией [XФ] основного состояния показаны на рис. 6, б. На этом же рисунке приведены $I(^1D)/I(^1P)$, полученные с $d\sigma/d\Omega$ на нулевой угол, рассчитанными в упрощенном втором приближении Борна. Как и следовало ожидать, эти расчеты лучше согласуются с экспериментом, что подтверждает определяющую роль переходов через промежуточные уровни в процессе возбуждения 1D -состояния для рассматриваемой области энергий.

Результаты проведенных расчетов воспроизводят также обнаруженное в опытах [3] убывание интенсивности проявления $(2s^2)^1S$ -резонанса в спектрах, рассеянных на нулевой угол электронов при увеличении E_0 от 100 до 400 эв (соответствующее изменение $\theta^2 \sim 0.9 \div 0.2$ ат. ед.), и полученная асимметрия профиля резонансной линии совпадает с наблюдаемой экспериментально (рис. 4).

В заключение отметим, что имеющиеся к настоящему времени эксперименты по изучению в спектрах рассеянных электронов резонансов, отвечающих распаду оптически запрещенных автоионизационных состояний, выполнены при нулевом угле рассеяния. Расчеты же показывают, что подобные резонансы не менее интенсивно могут проявляться на углы рассеяния, отличные от нуля градусов. Так, например, $(2s^2)^1S$ -состояние в таких экспериментах должно ярко проявляться при рассеянии первичного пучка с энергией до ~ 500 эв на углы $\theta \sim (0 \div 10^\circ)$.

Авторы благодарны В. В. Балашову за постоянное внимание к работе и полезные советы.

Литература

- [1] С. С. Липовецкий, А. В. Павличенков, А. Н. Полюдов, В. С. Сенашенко. Вестн. МГУ, сер. физ., астрон., № 4, 468, 1971.
- [2] В. В. Балашов, С. С. Липовецкий, А. В. Павличенков, А. Н. Полюдов, В. С. Сенашенко. Опт. и спектр., 32, 10, 1971.
- [3] J. A. Simpson, G. E. Chamberlain, S. R. Mielczarek. Phys. Rev., 139A, 1039, 1965.
- [4] H. Suzuki, A. Konishi, M. Yamamoto, K. Wakija. J. Phys. Soc. Japan, 28, 534, 1970.
- [5] N. Oda, F. Nishimura, S. Tahira. Phys. Rev. Lett., 24, 42, 1970.
- [6] G. B. Crooks, M. E. Rudd. VIII ICPEAC Abstracts of papers, Amsterdam, 2, 1035, 1971.
- [7] U. Fano. Phys. Rev., 124, 1866, 1961.
- [8] В. В. Балашов, С. С. Липовецкий, А. В. Павличенков, А. Н. Полюдов, В. С. Сенашенко. Вестн. МГУ, сер. физ., астрон., 1, 65, 1971.
- [9] M. E. Rudd. Phys. Rev. Lett., 13, 503, 1964.
- [10] L. Lipsky, A. Russek. Phys. Rev., 142, 59, 1966.
- [11] И. И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров, 577. М., 1963.
- [12] A. R. Holt, B. L. Moiseiwitsch. J. Phys., B2, 36, 1968.
- [13] H. S. W. Massey, C. B. O. Mohr. Proc. Roy. Soc., A146, 880, 1934.
- [14] Р. Глаубер. Усп. физ. наук, 103, 641, 1971.
- [15] А. В. Виноградов. Тр. ФИАН, 51, 44, 1970.
- [16] А. П. Юцис. ЖЭТФ, 23, 357, 1952.
- [17] H. S. W. Massey, C. B. O. Mohr. Proc. Cambr. Phil. Soc., 31, 604, 1935.

Поступило в Редакцию 7 декабря 1971 г.