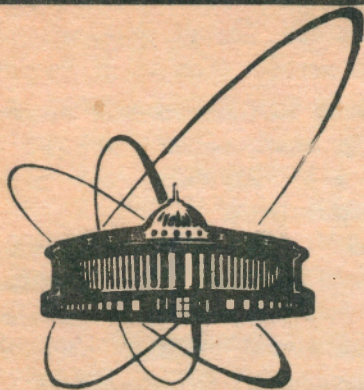


91-129



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-91-129

О.Лхагва, С.И.Страхова, Р.Бадамдамдин,
Л.Хэнмэдэх

ВЫХОД РЕЗОНАНСОВ В $\text{He}(e, 2e)\text{He}^+$ РЕАКЦИИ
В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УГЛА ЭЖЕКЦИИ

1991

1. Введение

Проблема прямой и резонансной ионизации малоэлектронных атомов ударом быстрых электронов представляет фундаментальный интерес в квантовой теории столкновений^[1] и в изучении структуры малочастичных систем с кулоновским взаимодействием^[2].

Важным этапом таких исследований явилось осуществление в экспериментах Эрхардом^[3] $(e, 2e)$ -реакции на атоме гелия. Тройные дифференциальные сечения (ТДС) и соответственно тройные дифференциальные обобщенные силы осциллятора (ТДОСО) прямой $(e, 2e)$ -реакции, измеряемые в совпадательных экспериментах^[3], характеризуют угловые распределения рассеянного и выбитого электронов при фиксированных значениях переданного импульса и энергии выбитого электрона и имеют, как правило, типичную форму кривых с двумя пиками. Один из пиков называют квазиупругим, он обусловлен прямым взаимодействием падающего электрона с атомным и направлен примерно вдоль вектора переданного импульса Q . Другой пик, направленный противоположно вектору Q , называют пиком отдачи, он определяется взаимодействием медленного испущенного электрона с остаточным ионом.

Последнее время уделялось серьезное внимание вопросу о применимости первого борновского приближения (ПБП) к описанию $(e, 2e)$ -реакции при больших энергиях падающего электрона ($E_0 > 4 \text{кэВ}$). Теоретические оценки^[4] показали, что при таких энергиях эффекты обмена и вклад высших порядков пренебрежимо малы. А в работе^[5] продемонстрировано, что экспериментальные данные по ТДС и ТДОСО при определенных кинематических условиях хорошо описываются расчетами в ПБП. Получены интересные данные^[6], касающиеся чувствительности ТДС и ТДОСО прямой $\text{He}(e, 2e)\text{He}^+$ реакции к модели структуры атома гелия.

Балашовым и его сотрудниками^[7] было предложено использовать метод совпадения для управления соотношением вкладов прямой и резонансной ионизации атома. Расчеты, проведенные ими для атома гелия, показали, что при малых значениях переданного импульса ($Q^2 = 0.1 \text{а.е.}$) интерференция прямой и резонансной амплитуд ионизации сильна, и профиль резонанса имеет асимметричную форму, а при больших значениях Q ($Q^2 = 10 \text{а.е.}$) в пике отдачи автоионизационный процесс доминирует над прямым выбиванием, что приводит к симметричному профилю резонанса в функции угловой корреляции

рассеянного и эжектированного электрона.

Гибкость метода совпадений в изучении резонансной ионизации атома гелия была продемонстрирована в экспериментах Вайгольда^[8] на примере возбуждения и распада 1P и 1D АИС при энергиях падающего электрона 200 и 400 эВ.

В этих экспериментах, а также в последующих работах авторов^[9] близко расположенные $(2s2p)^1P$ и $(2p^2)^1D$ АИС не были разрешены. В работе^[7] предполагалось, что вклад 1D АИС пренебрежимо мал. Недавно экспериментальные исследования в этой области спектра гелия были продолжены с более хорошим энергетическим разрешением^[10,11]. В этих экспериментах 1P и 1D АИС наблюдались как энергетически разрешенные структуры.

Теоретические оценки профилей АИС в $(e, 2e)$ -процессах на атоме гелия проводилось для 1P АИС в ПБП только в предположении изолированности резонансов^[6], что не всегда оправдано.

В работе^[12] рассматривалось влияние взаимодействия перекрывающихся 1P и 1D на формирование резонансной структуры, соответствующей возбуждению $(2s2p)^1P$ резонанса в $\text{He}(e, 2e)\text{He}^+$ реакции в условиях применимости ПБП.

В данной работе мы продолжаем исследования интерференции и соотношений выходов этих близлежащих 1P и 1D АИС в резонансной ионизации гелия ударом быстрых электронов для широкой области угла эжекции при разных значениях других кинематических переменных. Мы проводим результаты детального изучения угловых зависимостей прямых процессов и резонансных 1P и 1D вкладов в ТДОСО при разных значениях энергии возбуждения и переданного импульса. Кроме того, обсуждается вопрос о выборе оптимальных значений кинематических переменных для управления соотношениями выходов 1P и 1D АИС.

Используемый в дальнейшем формализм излагается в разделе 2, модель структуры атома и описание приведены в разделе 3, далее, в разделе 4, обсуждаются результаты.

2. Формализм

ТДОСО перехода в континуум для случая двух взаимодействующих АИС, возбуждаемых в процессе $(e, 2e)$, могут быть представлены^[12,13]

$$f(E_b, \theta_b, Q) = C(E_b, \theta_b, Q) + \frac{a_p(E_b, \theta_b, Q)\varepsilon_p + b_p(E_b, \theta_b, Q)}{1 + \varepsilon_p^2} + \frac{a_d(E_b, \theta_b, Q)\varepsilon_d + b_d(E_b, \theta_b, Q)}{1 + \varepsilon_d^2} + G(E_b, \theta_b, Q). \quad (1)$$

Здесь параметры a_1, b_1, C, G являются функциями от энергии (E_b), угла эжекции θ и переданного импульса Q .

$$C(E_b, \theta_b, Q) = \frac{EQ^2}{2} |T_{dir}|^2 \quad (2)$$

-ТДОСО прямой ионизации атома.

$$a_1(E_b, \theta_b, Q) = EQ^2 \text{Re}\{T_{dir}^* (E_b, \theta_b, Q) T_{res}^1 (E_b, \theta_b, Q) [q_1(Q) - 1]\} \quad (3)$$

-параметры, определяющие асимметрию профилей учитываемых в расчетах 1P и 1D резонансов. А величины $b_1(E_b, \theta_b, Q)$ в выражении (1) интерпретируются обычно как "выходы" этих резонансов. Они содержат слагаемые, обусловленные интерференцией между амплитудами прямой и резонансной ионизации и записываются в форме

$$b_1(E_b, \theta_b, Q) = \frac{EQ^2}{2} \{ |T_{res}^1|^2 [q_1^2(Q) + 1] + 2\text{Im}\{T_{dir}^* T_{res}^1 [q_1(Q) - 1]\} \}. \quad (4)$$

Последний член в формуле (1) описывает интерференционную часть амплитуд двух резонансов и определяется следующим выражением:

$$G(E_b, \theta_b, Q) = \frac{EQ^2 [(1 + \varepsilon_p \varepsilon_d) \text{Re}(T_{res}^{d*} T_{res}^p Z) + (\varepsilon_p - \varepsilon_d) \text{Im}(T_{res}^{d*} T_{res}^p Z)]}{2(\varepsilon_p^2 + 1)(\varepsilon_d^2 + 1)}, \quad (5)$$

где $Z = 1 + q_p(Q)q_d(Q) + 1(q_p(Q) - q_d(Q))$,

$$\varepsilon_i = (E - E_{res}^i) / \Gamma_i, \quad (6)$$

$\Gamma_i, \varepsilon_{res}^i$ - ширина и положение резонанса 1P или 1D . $q_1(Q)$ - профильный индекс резонанса, $E = E_0 - E_a = E_b + I$ - потерянная пролетающим электроном энергия. I - потенциал ионизации атома гелия.

В этих формулах T_{dir} представляет собой амплитуду прямой

ионизации атома. Выбрана система координат, где ось Z направлена вдоль вектора переданного импульса Q , и T_{dir} определяется выражением^[6]

$$T_{dir} = \sum_L t_L(E_b, Q) P_L(\cos\theta_b), \quad (7)$$

где парциальная амплитуда равна

$$t_L = -\frac{2\sqrt{2}}{Q^2} (2L+1) e^{i\delta_L} I_{E_b L}(Q). \quad (8)$$

Здесь $P_L(\cos\theta_b)$ - полином Лежандра, здесь θ_b - угол эжекции, определяемый углом между направлением вектора k_b и осью Z , обозначен как θ_b . L - квантовое число переданного углового момента.

$$I_{E_b L} = \sqrt{\frac{2}{k_1 \pi}} \int_0^\infty U_{E_b L}(r) j_L(Qr) \langle \Phi_{1s}(r') \Phi_0(r, r') \rangle dr. \quad (9)$$

Здесь $\Phi_0(r, r')$ и $\Phi_{1s}(r)$ - волновые функции основного состояния атома гелия и остаточного иона; $j_L(Qr)$ - функция Бесселя; $U_{E_b L}(r)$ - волновая функция эжетируемого электрона в поле иона He^+ . Она находится решением радиального уравнения Шредингера^[6] с граничным условием

$$U_{E_b L} \rightarrow \sin(k_b r - \frac{L\pi}{2} + \delta_L), \quad \text{при } r \rightarrow \infty.$$

Здесь k_b - волновое число выбитого электрона, δ_L - фаза рассеяния. Функция $U_{E_b L}$ выбирается так, чтобы выполнялось условие ортогональности начального и конечного состояний атома гелия. Для резонансных амплитуд, учитывающих 1P и 1D -резонансы,

$$T_{res}^i = t_{L_i} P_{L_i}(\cos\theta_b), \quad L_1 = 1, \quad L_2 = 2. \quad (10)$$

ТДС связаны с ТДОСО $f^{(3)}$ соотношением^[5]

$$\frac{d^3\sigma}{dE d\Omega_a d\Omega_b} = 2 \frac{k_a}{k_0} \frac{f}{EQ^2}, \quad (11)$$

С целью представления численных результатов введем сокращенные обозначения. Обозначив в формуле (1) ТДОСО без учета интерференционного слагаемого G через f_0 , а второе и третье

слагаемые резонансных вкладов 1P и 1D АИС как V и W соответственно, запишем \bar{f} в виде

$$\bar{f} = f_0 + G, \quad (12)$$

где $f_0 = C + V + W$. (13)

Также введем ТДОСО f_P и f_D отдельно для 1P и 1D АИС:

$$f_P = C + V \quad (14)$$

$$f_D = C + W \quad (15)$$

Отметим, что в оптическом пределе ($Q \gg 0$) ТДОСО в квазиупругом пике ($\theta_p = 0^\circ$) и пике отдачи ($\theta_p = 180^\circ$) стремятся к одному и тому же пределу, пропорциональному оптической силе осциллятора f_0 [5].

3. Модель и вычисление

Нами здесь взяты модель и программы расчета, оттестированные и использованные в предыдущих работах [6, 12]. При энергиях эжекции $E_p > 20 \text{ эВ}$ экспериментальные данные по ТДОСО и ТДС прямой реакции хорошо описываются расчетами [6] в моделях DZ, CR, 6H|U|S. Здесь s -волновая функция эжектируемого электрона, которая является решением радиального уравнения Шредингера в статическом потенциале. В расчетах [6, 12] в качестве функции основного состояния были использованы одноконфигурационная двойная зета-функция [14] (DZ), одноконфигурационная рутан-хартри-фоковская функция [15] (CR) и шестипараметрическая функция Хиллерааса [16] (6H). В обозначении модели U кодирует волновую функцию остаточного иона гелия. Нам кажется, что функция Хиллерааса [16] (6H) лучше других (DZ, CR) функций описывает корреляции электронов в основном состоянии атома при ионизации его электронами, и поэтому для расчетов мы использовали модель 6H|U|S.

В таблице 1 приведены данные разных авторов [17] для характеристик нижайших 1P и 1D АИС гелия и зависимости профильного индекса Q от переданного импульса.

Табл. 1. Характеристики нижайших 1D и 1P АИС в гелии

АИС	E_{res} (эВ) [29]	$\Gamma_{\text{res}} \cdot 100$ (эВ) [29]	Профильный индекс $q(Q)$ а.е.					
			Q	0	0.4	0.8	1.2	1.6
$(2s2p) {}^1P$	60.13	3.8	-2.8	-2.37	-2.06	-1.75	-1.61	-1.68
$(2p^2) {}^1D$	59.91	7.2	—	-0.149	-0.073	-0.138	-0.297	-0.529

4. Результаты и обсуждение

Результаты исследования иллюстрируются на рис. 1-7. На рис. 1 показаны ТДОСО f, f_0 и вклад слагаемого интерференции G как функция от угла эжекции θ (отсчитанного от направления падающего электрона) в окрестности положения 1P и 1D АИС при переданном импульсе $Q = 1.6 \text{ а.е.}$ Первые резкие максимумы ТДОСО отвечают квазиупругому пику. Видно, что слагаемое интерференции G мало в широком интервале кинематических переменных. Следовательно, значения ТДОСО f и f_0 весьма близки между собой.

На разных участках спектра угловая зависимость резонансных вкладов 1P и 1D АИС (V и W) сильно меняется в зависимости от величин переданного импульса (Рис. 2). Вблизи положения 1P АИС ($E = 60.12 \text{ эВ}$) при разных значениях переданного импульса ($Q = 0.4, 1.6, 2 \text{ а.е.}$)

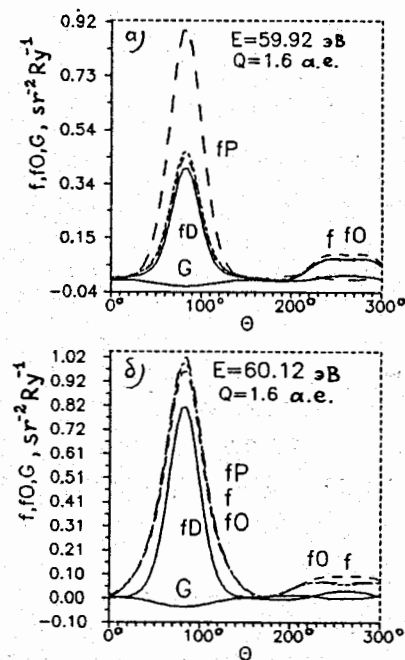


Рис. 1. Зависимости выходов ТДОСО f, f_0, f_P и f_D от угла эжекции θ при разных энергиях возбуждения E и Q . Угол θ отсчитан от направления падающего электрона.

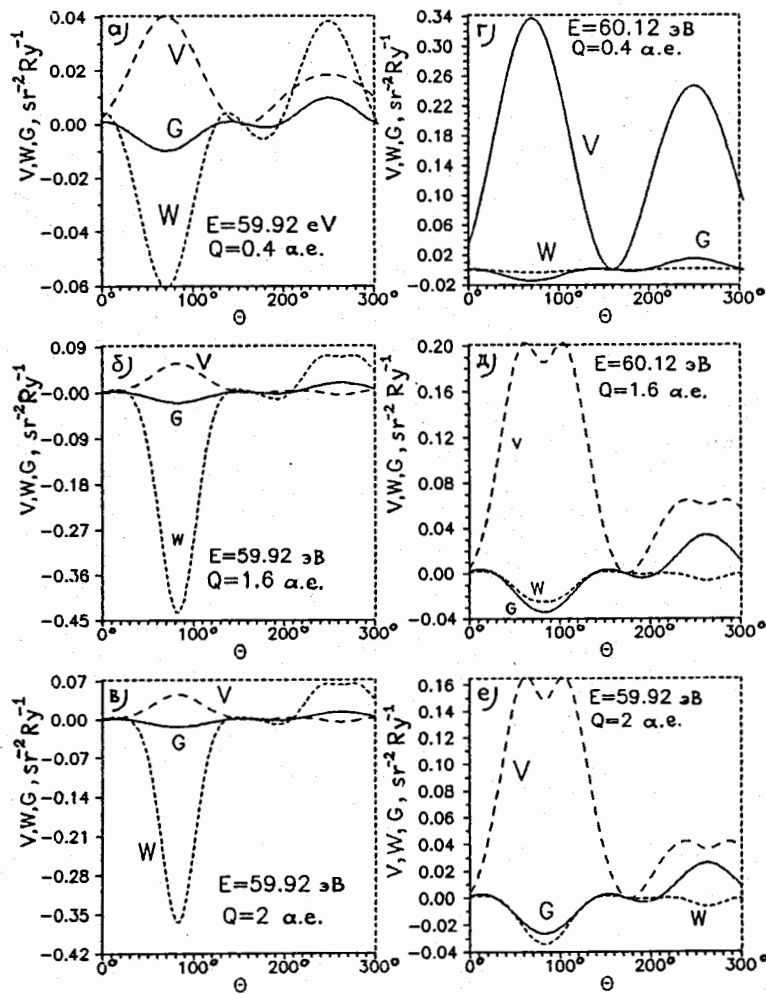


Рис.2. Зависимость резонансных вкладов V, W и слагаемого интерференции G от угла эжекции θ при разных значениях энергии возбуждения и переданного импульса Q. Угол θ отсчитан от направления падающего электрона.

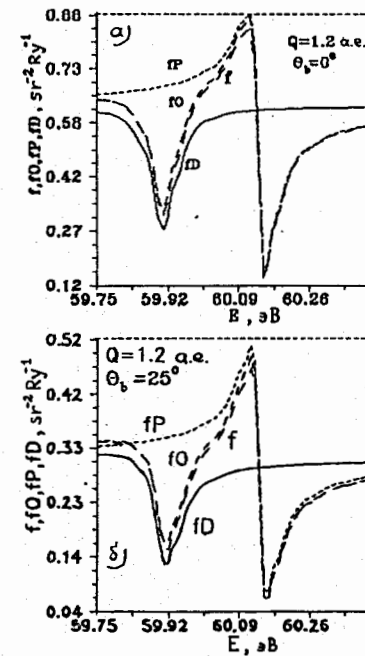


Рис.3. Резонансная структура в области квазиупругого пика при разных значениях переданного импульса и угла эжекции.

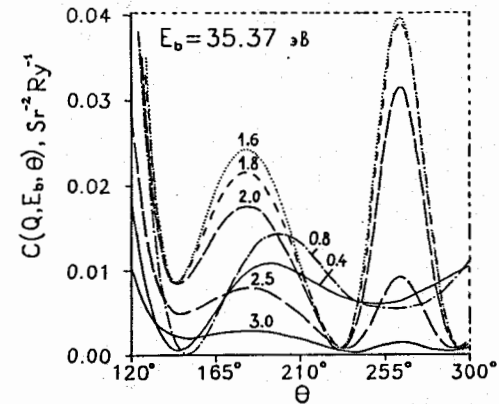


Рис.4. Зависимость ТДОСО прямых процессов от угла эжекции θ в области пика отдачи при разных значениях переданного импульса и энергии эжектированного электрона $E_b=35.37$ эВ. Цифры указывают значения переданного импульса.

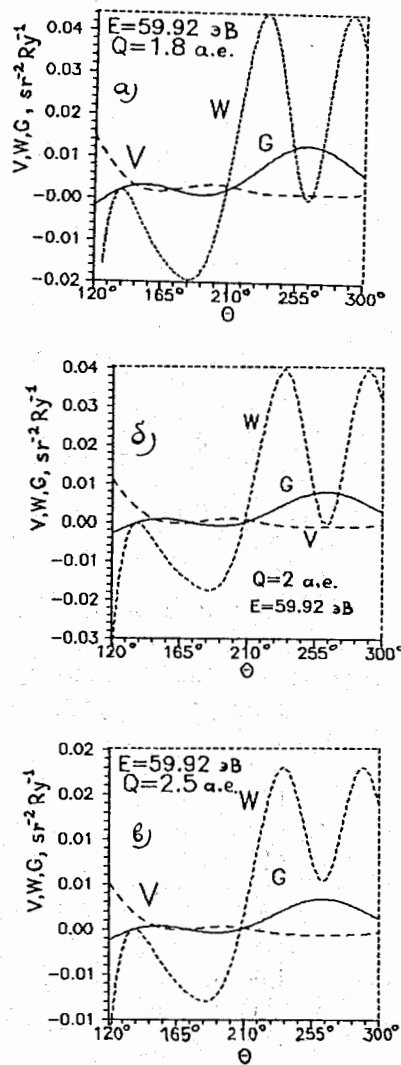


Рис.5. Зависимости резонансных вкладов V , W и слагаемого интерференции G от угла эжекции в области пика отдачи при разных значениях энергии возбуждения E и переданного импульса.

резонансный вклад W весьма мал по сравнению с величиной V для любых углов эжекции в области обоих пиков (Рис.2г,д,е). Это означает, что резонансный вклад 1D АИС локализован в окрестности лишь своего положения ($E \sim 59.91 \text{ eV}$). Наоборот, 1P АИС имеет достаточно сильный хвост и в точке положения 1D АИС. Для малых ($Q \sim 0.4 \text{ a.u.}$) и больших ($Q > 2 \text{ a.u.}$) значений переданного импульса вблизи положения 1D АИС резонансные вклады V и W имеют сравнимые между собой значения при любых углах эжекции θ в квазиупругом пике (Рис.2а,2в). Естественно в этих ситуациях 1P и 1D АИС сильно перекрываются.

При средних значениях переданного импульса ($Q \sim 1.6 \text{ a.u.}$) в окрестности положения 1D АИС резонансный вклад W примерно на порядок величины больше резонансного вклада V в некотором интервале угла эжекции вокруг квазиупругого пика (Рис.2б). В этих условиях резонансные вклады V и W вместе с сильным фоном прямых процессов

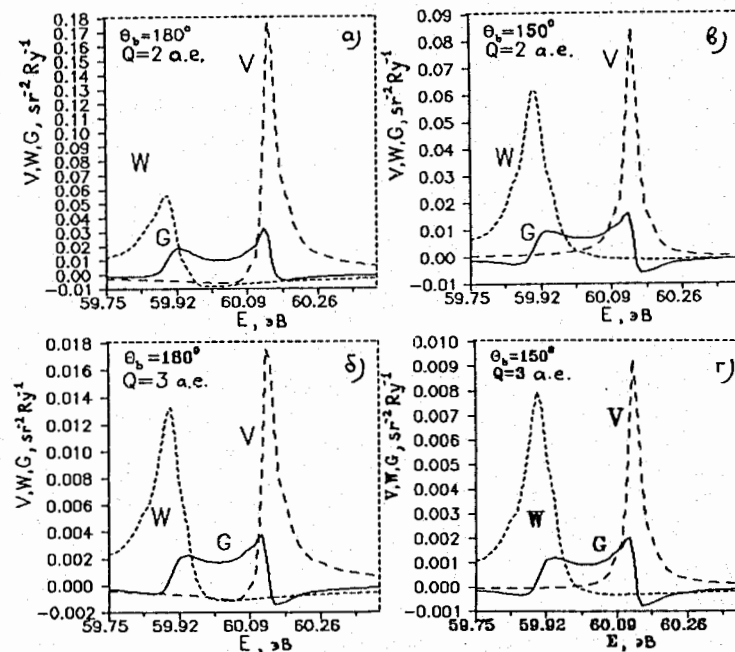


Рис.6. Спектр резонансных вкладов V , W и слагаемого интерференции G при разных значениях угла эжекции θ_b и переданного импульса Q . Угол θ_b отсчитан от направления вектора переданного импульса Q .

приводят к сложной асимметричной структуре ТДОСО f и f_0 в угловом интервале ($-25^\circ < \theta_b < 25^\circ$) вокруг квазиупругого пика (Рис.3а,б).

В области пика отдачи профили 1P и 1D АИС, как правило, проявляются^[12] достаточно изолированными и симметричными. Однако варьированием кинематических условий оказывается возможным изменять соотношения их выходов. При этом с увеличением переданного импульса ТДОСО прямых процессов быстро спадает для любых углов эжекции (Рис.4). Вместе с тем для больших переданных импульсов ($Q > 1,6$ а.е.) вблизи положения 1D АИС резонансный вклад W имеет некоторый глубокий провал в пике отдачи ($\theta_b = 180^\circ$) (Рис.5а,б,в). Это обусловлено взаимной деструктивной интерференцией слагаемых $a_d \varepsilon_d$ и b_d в резонансном вкладе W . Видно, что в пике отдачи ($\theta_b = 180^\circ$) значение W заметно меньше резонансного вклада V , чем при угле эжекции 150° для одного и того же Q (Рис.6а,в и 6б,г). Однако при

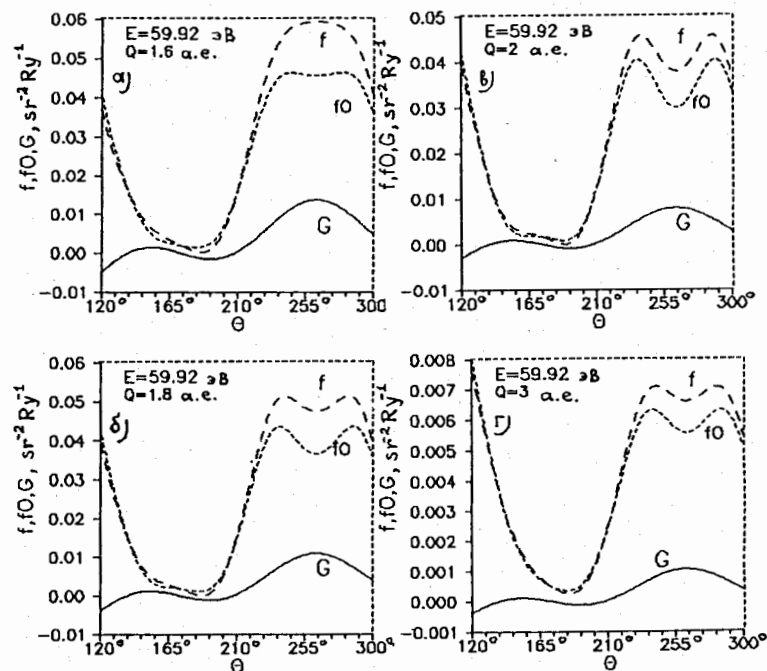


Рис.7. Зависимость выходов 1P и 1D АИС от угла эжекции θ в области пика отдачи при разных значениях переданного импульса Q и энергии возбуждения E .

больших переданных импульсах ($Q=3$ а.е.) резонансные вклады W и V становятся почти одинаковыми (Рис.6г.). В случае малых фонов прямых процессов выше отмеченное поведение резонансного вклада приводит к тому, что угловые распределения ТДОСО f и f_0 имеют максимальные выходы при (Рис.7б,в,г) определенном интервале угла эжекции по отношению к пику отдачи. Следовательно, при больших переданных импульсах ($Q > 2$ а.е.) для измерения выхода 1D АИС наиболее благоприятными являются интервалы угла эжекции примерно $55^\circ - 25^\circ$, лежащие симметрично относительно пика отдачи.

Заключение

В работе исследованы интерференция и поведение выходов перекрывающихся 1P и 1D АИС, их соотношения в зависимости угла эжекции при разных значениях других кинематических переменных. Проведено детальное рассмотрение фонов прямых процессов и резонансных вкладов 1P и 1D АИС (W и V) при различных значениях энергии возбуждения (E), угла эжекции (θ_b) и переданного импульса (Q).

Наши расчеты показывают, что слагаемое интерференции мало в широкой области кинематических переменных. В области квазиупругого пика при значениях переданного импульса $1,2$ а.е. $< Q < 2$ а.е. в окрестности положения 1D АИС резонансные вклады W и V сравнимы, и выходы 1P и 1D -резонансов сильно перекрываются.

При значениях переданного импульса и угла эжекции $1,2 < Q < 2$ а.е. и $-25^\circ < \theta_b < 25^\circ$ вблизи положения 1D АИС резонансный вклад W достаточно велик по сравнению с вкладом V .

В этих условиях выход в ТДОСО f приобретает сложную резонансную структуру. В области пика отдачи выходы 1P и 1D АИС достаточно изолированы, но их соотношения заметно варьируются в зависимости от значений кинематических переменных. Для значений переданного импульса $1,6$ а.е. $< Q$ в окрестности положения 1D АИС угловые зависимости ТДОСО f и f_0 имеют максимальные выходы при углах эжекции примерно $125^\circ < \theta_b < 155^\circ$. Таким образом, измерения выхода 1D АИС целесообразно проводить при больших переданных импульсах ($Q > 2$ а.е.) в определенном интервале угла эжекции, который слегка меняется с возрастанием переданного импульса.

Литература

1. Joachain C.J.: Few-Body Systems, Suppl. 2, 294 (1987)
2. McCarthy I.E. and Weigold E.: Rep. Prog. in Phys. 51, 299 (1988)
3. Ehrhardt H., Schulz M., Tekaat T. and Willman K.:
Phys. Lett. 22, 89 (1969)
4. Tweed R.J. and Langlois J.: J. Phys. B20, 5213 (1987)
5. Duguet A., Cherid M., Lahmam-Bennani A., Franz A. and Klark M.:
J. Phys. B20, 6145 (1987)
6. Амирханов И.В., Лхагва О., Москаленко И.В., Хэнмэдэх Л.:
Оптика и спектроскопия 69(6), 1212 (1990)
7. Balashov V.V., Lipovetsky S.S. and Senashenko V.S.:
Phys. Lett. 39A, 103 (1972)
8. Weigold E., Ugbabe A. and Teubner P.J.O.:
Phys. Rev. Lett. 35, 209 (1975)
9. Pochat A., Tweed R.J., Doritch M. and Peresse J.:
J. Phys. B15, 2269 (1982)
10. Moorhead P.S.K. and Crowe A.: Proc. XIV Int. Conf. on Phys.
of Electronic and Atomic Collisions, P. 160, Palo Alto (1985)
11. Lower J. and Weigold E.: XVI ICPEAC, abstracts,
Ed. Dalgarno A. et al P. 167, New York (1989)
12. Лхагва О., Бадамдамдин Р., Страхова С.И., Хэнмэдэх Л.:
"Автоионизационные явления в атомах", стр. 11-12, Москва (1990)
Направлено в J. Phys. B
13. Балашов В.В., Липовецкий С.С., Сенашенко В.С.: ЖЭТФ 63, 1622 (1972)
14. Jung K. et al.: J. Phys. B18, 2955 (1985)
15. Clementi E. and Roetti C.: At. Data Nucl. Data tables 14, 177 (1974)
16. Stewart A.L. and Webb T.G.: Proc. Phys. Soc., 82, 532 (1963)
17. Bhatia A.K. and Temkin A.: Phys. Rev. A11, 2018 (1975)

Рукопись поступила в издательский отдел
14 марта 1991 года.

Лхагва О. и др.

P4-91-129

Выход резонансов в He (e,2e) He⁺ реакции
в зависимости от угла эжекции

В работе в первом борновском приближении исследованы интерференция и соотношения выходов перекрывающихся ¹P и ¹D автоионизационных состояний (АИС) в He (e,2e) He⁺ реакции в зависимости от угла эжекции в широкой области кинематических переменных. Показано, что в области квазиупругого пика существует область углов эжекции, для которых при определенных кинематических условиях резонансные вклады ¹P и ¹D АИС приводят к сложной асимметричной структуре в спектре тройных дифференциальных сил осциллятора. В пике отдачи эти резонансы, как правило, достаточно изолированы, и соотношения их выходов заметно варьируются в зависимости от значений кинематических переменных.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод Г.Г.Сандуковской

Lhagva O. et al.

P4-91-129

The Yield of Resonances in the He(e,2e)He⁺ Reaction
Depending on the Ejection Angle

In the first Born approximation the interference and relation of the yields of overlapping ¹P and ¹D autoionization states (AIS) in the He(e,2e)He⁺ reaction in the dependence on the ejection angle in a wide range of kinematic variables are considered. It is shown that in the quasi-elastic peak region there exists a region of ejection angles for which at certain kinematic situations the resonance contributions of the ¹P and ¹D AIS lead to the complicated asymmetric structure in the spectrum triple differential oscillator strengths. In the recoil peak these resonances, as a rule, are fairly isolated and the relation of their yields varies noticeably depending on kinetic variables.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1991