

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 530.145

ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ КОРРЕЛЯЦИЙ АТОМНЫХ
ЭЛЕКТРОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ДВУХКРАТНОЙ
ИОНИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

Ю. В. Попов, К. А. Кузаков

(НИИЯФ)

Исследуется поведение дифференциальных сечений реакции $A(e, 3e)A^{++}$ в гелии в зависимости от типа волновой функции атома. Теоретические расчеты этих сечений показали, что на основании угловых спектров $(e, 3e)$ экспериментов можно делать по крайней мере качественные заключения о характере межэлектронных корреляций в волновой функции мишени.

Впервые целесообразность $(e, 3e)$ экспериментов для исследования межэлектронных корреляций в волновой функции мишени обсуждалась в работах Смирнова и др. [1], а также Неудачина и др. [2]. В этих работах главным образом была рассмотрена кинематика процесса, отвечающая большой начальной энергии и малому переданному импульсу. Такой подход позволяет провести аналогию между $(e, 3e)$ ионизацией и $(\gamma, 2e)$ ионизацией и использовать это для сравнения результатов $(e, 3e)$ и $(\gamma, 2e)$ экспериментов.

Первые $(e, 3e)$ эксперименты появились сравнительно недавно [3, 4]. Немногочисленные $(e, 3e)$ экспериментальные установки, имеющиеся в мире в настоящее время, реализуют кинематику с малым переданным импульсом, предложенную в работах [1, 2]. Однако, как было показано в работах [5, 6], при расчете процессов с малым переданным импульсом возникает эффект «двойной модельной зависимости» [6], суть которого заключается в том, что необходимость учета межэлектронных корреляций в конечном состоянии влечет неоднозначность информации о межэлектронных корреляциях в основном состоянии, т. е. мишени.

В тех же работах [5, 6] было обращено внимание на кинематику $(e, 3e)$ процессов, отвечающих случаю больших передаваемых импульсов. В этой кинематике в конечном состоянии присутствуют два быстрых электрона, имеющие близкие по величине энергии и углы вылета относительно направления начального импульса, при этом их суммарная энергия почти равна энергии падающего электрона; третий конечный электрон медленный. Такая кинематическая схема аналогична предложенной в работах [7, 8] для исследования одноэлектронных волновых функций в $(e, 2e)$ экспериментах, она является ее обобщением на случай $(e, 3e)$ ионизации. Это позволяет описать динамику $(e, 3e)$ процесса при большой передаче импульса таким же образом, как и в случае симметричных $(e, 2e)$ столкновений, а волновую функцию конечного состояния представить в виде произведения двух плоских волн, отвечающих паре быстрых электронов, на кулоновскую волну, соответ-

ствующую движению медленного эжектированного электрона в поле иона отдачи.

В настоящей работе рассматриваются возможности исследования межэлектронных корреляций на базе угловых спектров $(e, 3e)$ экспериментов при больших передаваемых импульсах. Поскольку наше рассмотрение носит рекомендательный характер, то мы ограничимся в качестве мишени атомом гелия. Таким образом, задача сводится к определению характерных черт углового спектра реакции $He(e, 3e)He^{++}$ в зависимости от типа межэлектронных корреляций, присутствующих в волновой функции атома He.

Прежде всего запишем законы сохранения энергии и импульса для реакции $He(e, 3e)He^{++}$:

$$E_0 + \epsilon_0^{He} = E_a + E_b + E_c,$$

$$\mathbf{p}_0 = \mathbf{p}_a + \mathbf{p}_b + \mathbf{p}_c + \mathbf{q},$$

где $(E_0, \mathbf{p}_0)$, $(E_a, \mathbf{p}_a)$, $(E_b, \mathbf{p}_b)$ и $(E_c, \mathbf{p}_c)$ — энергии и импульсы падающего, рассеянного и двух эжектированных электронов соответственно, $\mathbf{q}$ — импульс иона He^{++} , ϵ_0^{He} — энергия связи атома He. Кинематический режим, отвечающий случаю большой передачи импульса, может быть реализован при выполнении следующих условий:

$$E_a \simeq E_b \sim E_0/2 \gg E_c, \theta_a \simeq \theta_b, \quad (1)$$

где θ_a и θ_b — углы вылета рассеянного и эжектированного электронов соответственно относительно направления импульса начального электрона $\mathbf{p}_0$.

Условия (1) определяют динамику процесса: налетающий электрон высокой энергии выбивает электрон мишени, образуя с ним быструю симметричную электронную пару, а второй гелиевый электрон в результате изменения эффективного кулоновского поля переходит в состояние континуума с энергией E_c . Такой механизм реакции $He(e, 3e)He^{++}$, называемый механизмом «встряски», дает основания для вычисления соответствующего пятикратного дифференциального сечения рассеяния (5DCS — fivefold

differential cross section) в рамках импульсного приближения плоских волн:

$$\frac{d^5\sigma}{dE_b dE_c d\Omega_a d\Omega_b d\Omega_c} = \frac{2p_a p_b}{(2\pi)^3 p_0} \left| \frac{t_{ee}}{2\pi} \right|^2 \rho(\mathbf{p}_c, \Delta), \quad (2)$$

где $|t_{ee}/2\pi|^2$ — моттовское сечение ee -рассеяния:

$$\left| \frac{t_{ee}}{2\pi} \right|^2 = \frac{4}{Q^4} f(x) C(y),$$

$$\left\{ \begin{array}{l} f(x) = \frac{2\pi x}{e^{2\pi x} - 1}; \quad C(y) = [1 + y^4 - y^2 \cos(2x \ln y)] \\ x = |\mathbf{p}_a - \mathbf{p}_b|^{-1}; \quad y = \frac{|\mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_a|}{|\mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_b|}; \quad Q = |\mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_a| \end{array} \right\}.$$

В формуле (2) функция $\rho(\mathbf{p}_c, \Delta)$ имеет вид

$$\rho(\mathbf{p}_c, \Delta) = \frac{p_c}{(2\pi)^3} \times \left| \iint d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \varphi^{-*}(\mathbf{p}_c, \mathbf{r}_1) \exp\{i\Delta \mathbf{r}_2\} \Phi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \right|^2, \quad (3)$$

где $\Delta = \mathbf{p}_c + \mathbf{q}$, $\varphi^{-}(\mathbf{p}_c, \mathbf{r})$ — волновая функция континуума, описывающая движение медленного электрона в поле иона He^{++} , а $\Phi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ — волновая функция основного состояния атома гелия.

Представим $\varphi^{-}(\mathbf{p}_c, \mathbf{r})$, $\exp(i\Delta \mathbf{r})$ и $\Phi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ в виде разложения по парциальным волнам:

$$\begin{aligned} \varphi^{-}(\mathbf{p}_c, \mathbf{r}) &= 4\pi \left(\frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta} - 1} \right)^{1/2} \times \\ &\times \sum_{l=0}^{\infty} i^l \exp\{-i\sigma_l\} R_l(p_c, r) \langle Y_l(\mathbf{p}_c) Y_l(\mathbf{r}) \rangle, \\ \exp(i\Delta \mathbf{r}) &= 4\pi \sum_{l=0}^{\infty} i^l j_l(\Delta r) \langle Y_l(\Delta) Y_l(\mathbf{r}') \rangle, \\ \Phi_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') &= 4\pi \sum_{l=0}^{\infty} \Phi_{0l}(r, r') \langle Y_l(\mathbf{r}) Y_l(\mathbf{r}') \rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

В выражениях (4) фаза σ_l определяется из условия $\exp(2i\sigma_l) = \Gamma(l+1+i\eta)/\Gamma(l+1-i\eta)$, $\eta = -2/p_c$, $R_l(p_c, r)$ — парциальная кулоновская волна, $j_l(\Delta r)$ — сферическая функция Бесселя,

$$\begin{aligned} \langle Y_l(\mathbf{a}) Y_l(\mathbf{b}) \rangle &\equiv \sum_{m=-l}^l Y_{lm}^*(\Omega_a) Y_{lm}(\Omega_b) = \\ &= \frac{(2l+1)}{4\pi} P_l(\cos \theta_{ab}). \end{aligned}$$

Подставляя теперь разложения (4) в (3), для 5DCS получим

$$\begin{aligned} \frac{d^5\sigma}{dE_b dE_c d\Omega_a d\Omega_b d\Omega_c} &= \frac{2^7}{\pi} \frac{p_a p_b}{p_0 Q^4} f(x) C(y) \times \\ &\times \left[1 - \exp\left\{-\frac{4\pi}{p_c}\right\} \right]^{-1} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \exp\{i\sigma_l\} P_l(\cos \theta_{\Delta \mathbf{p}_c}) \times \right. \\ &\times \left. \int_0^{\infty} r_1^2 j_l(\Delta r_1) dr_1 \int_0^{\infty} r_2^2 R_l(p_c, r_2) \Phi_{0l}(r_1, r_2) dr_2 \right|^2. \end{aligned} \quad (5)$$

В формуле (5) можно выполнить интегрирование по телесному углу медленного эжектированного электрона, тогда получим четырехкратное дифференциальное сечение (4DCS) так называемого ($e, 3-1e$) эксперимента, в котором детектируются на совпадение два быстрых конечных электрона и измеряется энергия медленного:

$$\begin{aligned} \frac{d^4\sigma}{dE_b dE_c d\Omega_a d\Omega_b} &= 2^9 \frac{p_a p_b}{p_0 Q^4} f(x) C(y) \times \\ &\times \left[1 - \exp\left\{-\frac{4\pi}{p_c}\right\} \right]^{-1} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \times \\ &\times \left| \int_0^{\infty} r_1^2 j_l(\Delta r_1) dr_1 \int_0^{\infty} r_2^2 R_l(p_c, r_2) \Phi_{0l}(r_1, r_2) dr_2 \right|^2. \end{aligned} \quad (6)$$

Если рассматривать полностью симметричную компланарную кинематику, т. е. $E_a = E_b = E$, $\theta_a = \theta_b = \theta$, и считать, что импульсы $\mathbf{p}_0$, $\mathbf{p}_a$ и $\mathbf{p}_b$ лежат в одной плоскости, то сечение (6) при фиксированном значении E и E_c будет функцией угла θ , а сечение (5) — углов θ и $\theta = \theta_{\Delta \mathbf{p}_c}$.

Для целей качественного анализа были выбраны три простые функции, воспроизводящие энергию связи гелия с точностью не хуже 95%. Это хартри-фокковская функция из известного справочника Клементи-Роегги [9], которую мы будем обозначать аббревиатурой RHF:

$$\begin{cases} \Phi_0^{(\text{RHF})}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \phi(\mathbf{r}_1) \phi(\mathbf{r}_2), \\ \phi(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^5 \alpha_i \varphi_i^{1s}(r), \end{cases} \quad (7)$$

одна из функций Сильвермана-Платаса-Матсена (SPM) [10], включающая явно как радиальные, так и угловые корреляции:

$$\begin{aligned} \Phi_0^{(\text{SPM})}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) &= \frac{1}{\sqrt{1+\lambda^2}} \times \\ &\times \left\{ N \left[\varphi^{1s}(r_1) \varphi^{1s'}(r_2) + \varphi^{1s'}(r_1) \varphi^{1s}(r_2) \right] + \right. \\ &\left. + \frac{4\pi\lambda}{\sqrt{3}} \varphi^{2p}(r_1) \varphi^{2p}(r_2) \langle Y_1(\mathbf{r}_1) Y_1(\mathbf{r}_2) \rangle \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

и одна из функций типа Хиллерааса (Н) [11], также содержащая радиальные и угловые корреляции:

$$\Phi_0^{(H)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = N \left[\varphi^{1s}(r_1) \varphi^{1s'}(r_2) + \varphi^{1s'}(r_1) \varphi^{1s}(r_2) \right] \times \\ \times (1 + C_0 \exp\{-\lambda r_{12}\}). \quad (9)$$

В формулах (7)–(9)

$$\varphi^{1s}(r) = \sqrt{\frac{\gamma^3}{\pi}} e^{-\gamma r}; \quad \varphi^{2p}(r) = \sqrt{\frac{\delta^5}{3\pi}} r e^{-\delta r}.$$

В каждом случае параметры γ и δ зависят от типа модели. Характерной особенностью приведенных выше функций, как, впрочем, всех имеющихся в литературе моделей, является то, что в них доминирует (составляет 95–97%) вклад $1S_0$ -компоненты, т.е. $(1s)^2$ -состояние в случае RHF и $(1s1s')$ -состояние в случаях SPM и Н.

На рис. 1 представлена зависимость 4DCS реакции $\text{He}(e, 3-1e)\text{He}^{++}$ от угла θ . В случае моделей SPM и Н возникает эффект расщепления простого бинарного пика, который наблюдается для модели RHF, на два пика разной интенсивности. Этот эффект объясняется достаточно просто, если принять во внимание, что главный вклад в 4DCS дает $(1s1s')$ -состояние этих функций. Действительно, полная амплитуда процесса в первом приближении является суммой двух амплитуд, отвечающих двум различным механизмам ионизации соответственно: налетающий электрон выбивает гелиевый электрон, находящийся в $1s$ -состоянии, а оставшийся электрон «туннелирует» из гелиевого $1s'$ -состояния в состояние континуума системы $\text{He}^{++} + e$ и наоборот. Интерференция амплитуд приводит к наблюдаемому на рис. 1 расщеплению бинарного пика.

Зависимость 5DCS реакции $\text{He}(e, 3e)\text{He}^{++}$ от углов θ и θ_c изображена на рис. 2 только для моделей SPM и Н, поскольку в случае модели RHF соответствующее сечение не зависит от θ . Поведение 5DCS

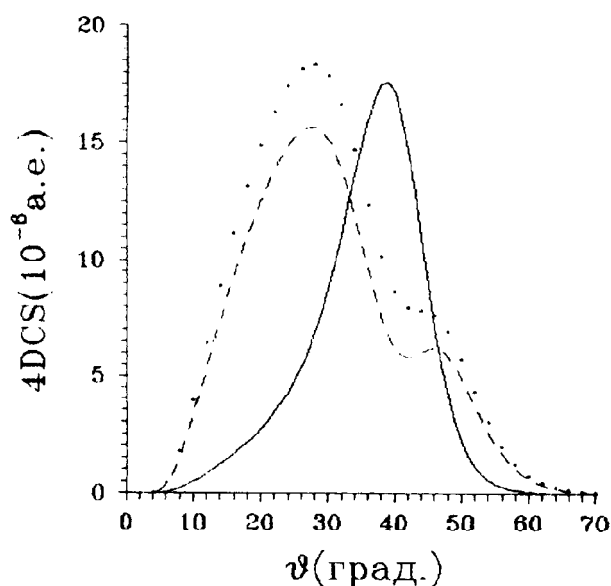


Рис. 1. 4DCS-реакции $\text{He}(e, 3-1e)\text{He}^{++}$ при $E_a = E_b = 250$ эВ, $E_c = 1$ эВ; сплошная линия — функция RHF ($\times 0,25$), штриховая линия — SPM, точки — Н

вдоль θ -оси качественно отражено в θ -зависимости 4DCS (см. рис. 1) и, следовательно, объясняется на основе вышеприведенных соображений. Что касается зависимости 5DCS от угла θ_c , то из сравнения рис. 2, а и б можно предположить, что она будет тем сильнее, чем больший вклад в разложение (4) будет принадлежать только одной компоненте с $l \neq 0$. Следует подчеркнуть разницу в информации об угловых корреляциях, которую можно извлечь из анализа 4DCS и 5DCS. Если 4DCS содержит сумму квадратов абсолютных величин вкладов от различных компонент в разложении (4), то в 5DCS эти вклады входят со своими фазовыми множителями, что, в принципе, дает возможность более детально исследовать угловые корреляции в функции $\Phi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$.

Итак, теоретические расчеты показывают, что угловые спектры реакций $\text{He}(e, 3-1e)\text{He}^{++}$ и $\text{He}(e, 3e)\text{He}^{++}$ при больших передаваемых импульсах качественно отражают характер межэлектронных корреляций в мишени. Радиальные корреляции вызывают расщепление бинарного пика на два пика

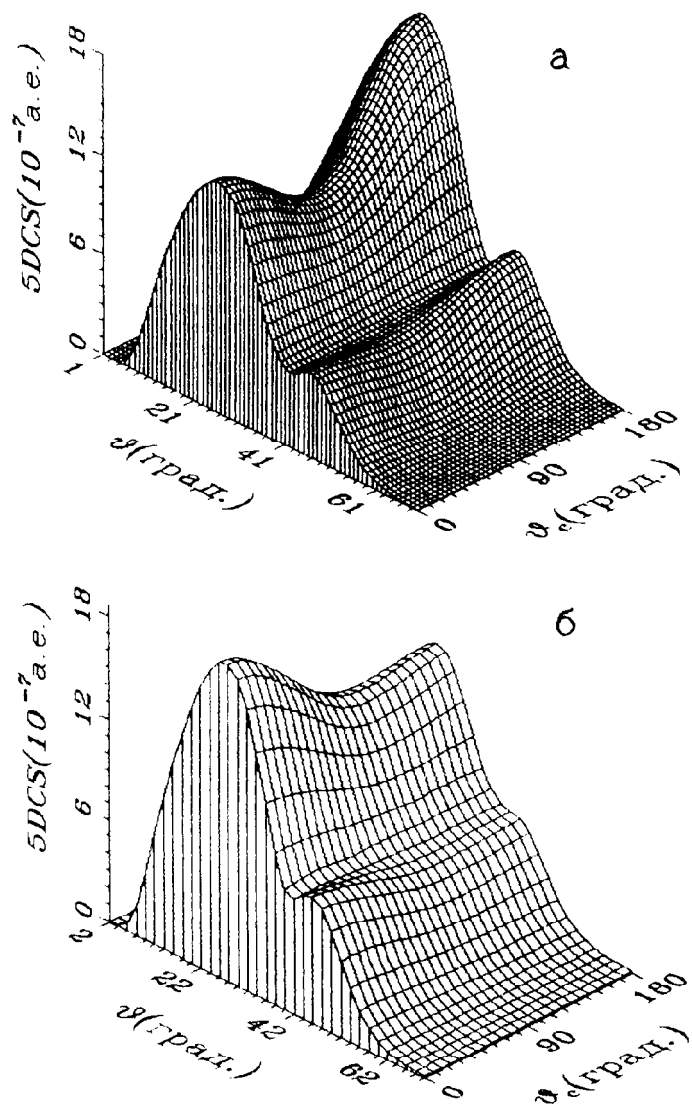


Рис. 2. 5DCS-реакции $\text{He}(e, 3e)\text{He}^{++}$ при $E_a = E_b = 250$ эВ, $E_c = 1$ эВ: функции SPM (а) и Н (б)

различной интенсивности, а угловыми корреляциями обусловлена зависимость 5DCS от угла вылета медленного эжектированного электрона. Выбор в качестве мишени атома He позволяет обобщить эти выводы на более тяжелые двухэлектронные атомы типа Be, Mg и т. д.

Литература

1. Smirnov Yu.F., Pavlitchenkov A.V., Levin V.G., Neudatchin V.G. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1978. **11**. P. 3587.
2. Neudatchin V.G., Yudin N.P., Zhivopistsev F.A. // Phys. Stat. Solidi (b). 1979. **95**. P. 39.
3. Lahmam-Bennani A., Dupre C., Duguet A. // Phys. Rev. Lett. 1989. **63**. P. 1582.
4. Lahmam-Bennani A., Duguet A., Grisogno A.M., Lecas M. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1992. **25**. P. 254.

5. Popov Yu.V., Dal Cappello C., Joulakian B., Kuzmina N.M. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1994. **27**. P. 1599.
6. Попов Ю.В., Даль Каппелло К., Жулякян Б., Фарнакев И.В. // ЖЭТФ. 1995. **107**. С. 337.
7. Смирнов Ю.Ф., Неудачин В.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1966. **3**. С. 298.
8. Неудачин В.Г., Новоскольцева Г.А., Смирнов Ю.Ф. // ЖЭТФ. 1968. **55**. С. 1039.
9. Clementi E., Roetti C. // At. Data and Nucl. Data Tables. 1974. **14**. P. 177.
10. Silverman J.N., Platas O., Matsen F.A. // J. Chem. Phys. 1960. **32**. P. 1402.
11. Bonham R.A., Kohl D.A. // J. Chem. Phys. 1966. **45**. P. 2471.

Поступила в редакцию
11.02.98

УДК 539.125.4

КВАЗИУПРУГОЕ ВЫБИВАНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ ИЗ НУКЛОНА ЭЛЕКТРОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И СТРУКТУРА ω -МЕЗОННОГО ОБЛАКА НУКЛОНА

Н. П. Юдин, Л. Л. Свиридова, В. Г. Неудачин

(НИИЯФ)

Показано, что в кинематической области $Q^2 \geq 3 \text{ ГэВ}^2/c^2$, $Q^2 \gg k^2$, основной вклад в поперечное сечение $d\sigma_T/d(k^2)$ электророждения нейтральных пионов дает механизм квазиупругого выбивания ρ^0 - и ω -мезонов с их перестройкой в π^0 -мезон. Предлагается использовать это свойство электророждения для прямого зондирования структуры ω -мезонного облака нуклона, что позволит определить не только импульсное распределение ω -мезона в нуклоне, спектроскопический фактор его отделения и константу ωNN -взаимодействия, но также и относительный знак констант $G_{\rho NN}$ и $G_{\omega NN}$.

Одной из важнейших проблем непertурбативной динамики адронов является оценка роли эффективных мезонных степеней свободы в структуре нуклона, или, иными словами, вопрос о роли мезонного облака нуклона. За последние годы здесь наметился существенный прогресс. Он связан с постепенным осознанием научной общественностью [1–5] того обстоятельства, что электророждение мезонов в кинематической области $k^2 \leq 0$, $2 \text{ ГэВ}^2/c^2$, $-Q^2 \geq 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$ (k^2 — 4-импульс виртуального мезона, $-Q^2$ — квадрат 4-импульса виртуального фотона) осуществляется как квазиупругое выбивание пиона электроном.

В нашей предыдущей работе [5], используя концепцию квазиупругого выбивания при анализе экспериментальных данных [1] о продольном сечении электророждения пионов на протоне в указанной кинематической области, мы определили импульсное распределение пионов в нуклоне $F_p^{n\pi}(k)$ и спектроскопический фактор пиона $S_p^{n\pi}$.

В рассматриваемой кинематике процесс квазиупругого выбивания является существенно релятивистским. В частности, это приводит к тому, что очень важную роль играют Z -диаграммы с рождением мезонной пары, которые необходимо учитывать при рассмотрении в лабораторной системе (л. с.), что увеличивает амплитуду примерно вдвое. Подчеркнем,

что именно это обстоятельство позволило нам [5] получить согласие с экспериментом для волновой функции пиона, найденной в работе [6] при анализе фаз πN -рассеяния.

Информация о структуре пионного облака была извлечена нами из данных о продольном сечении σ_L электророждения пионов. Замечательная возможность открывается при анализе с этих же позиций квазиупругости поперечных сечений σ_T электророждения пионов [1, 7]. В нашей работе [8] показано, что поперечное сечение при достаточно больших Q^2 ($\sim 3 \text{ ГэВ}^2/c^2$) и малых квадратах импульса виртуального мезона k^2 практически целиком определяется процессом квазиупругого выбивания ρ -мезонов, перестраивающихся в результате электронного удара в положительный пион. Отсюда следует, что изучение поперечного сечения σ_T электророждения пионов позволяет получить информацию о структуре ρ -мезонного облака нуклона.

В настоящей работе наш анализ [8] ρ -мезонного облака распространяется на ω -мезонное. С этой целью рассматривается квазиупругое выбивание нейтральных пионов. Это выбивание осуществляется за счет превращения ρ^0 - и ω -мезонов в π^0 -мезон под действием виртуального фотона. Здесь возникает новое явление — интерференция амплитуд ρ^0 - и ω -ме-