

## К ВОПРОСУ ОБ УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ С ОПРЕДЕЛЕННОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ СПИНА

И.Д. Андриевский, В.Б. Тлячев

*Адыгейский государственный университет, г. Майкоп*

В статье получены выражения для дифференциального сечения фотоэффекта с L-оболочки, позволяющие изучить влияние спина на угловое распределение фотоэлектронов.

### Введение

Фотоэффект в квантовой электродинамике изучен достаточно подробно. Вместе с тем некоторые аспекты данного явления остаются еще до конца не изученными.

Одной из важных характеристик процесса фотоэффекта является угловое распределение вылетающих фотоэлектронов. Изучение углового распределения представляет интерес для теории атома и позволяет получить дополнительную информацию по сравнению с той, которую дает полное сечение процесса.

Особенностью большинства работ (см. например, литературу цитируемую в [3]) является усреднение дифференциального сечения по начальным и конечным спиновым состояниям. Кроме того многие из имеющихся результатов получены для линейной поляризации падающих фотонов.

Необходимо также отметить, что как правило они не рассматривают фотоэффект с L-оболочки. Одна из немногочисленных работ, в которой изучается фотоэффект с L-оболочки, когда учитываются все релятивистские поправки является [4].

В данной работе будут получены формулы, определяющие угловое распределение дифференциального сечения фотоэффекта, а также зависимость угла, на который приходится максимум дифференциального сечения фотоэффекта, от скорости фотоэлектронов.

### Матричный элемент

Будем рассматривать фотоэффект для электрона находящегося в начальном состоянии с полным моментом  $j = 1/2$ . Тогда орбитальный момент может принимать значения  $l = 0, 1$ . В [3] было показано, что поляризационные свойства и угловое распределение фотоэлектронов не зависят от того, с какого уровня вылетел электрон: с уровня  $nS_{1/2}$  или  $nP_{1/2}$ . Найдем вначале выражение для сечения процесса с L-оболочки (уровень  $nP_{1/2}$ ).

В общем случае дифференциальное сечение фотоэффекта может быть представлено в виде [1]:

$$d\sigma = e^2 \frac{\varepsilon |\vec{p}|}{2\pi\bar{\omega}} |M|^2 d\Omega, \quad (1)$$

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi, \quad 0 \leq \theta \leq \pi, \quad 0 \leq \varphi \leq 2\pi,$$

где  $\varepsilon$  и  $\vec{p}$  - энергия и импульс электрона в конечном состоянии соответственно,  $\bar{\omega}$  - энергия фотона. Матричный элемент  $M$  определяется соотношением

$$M = \int \bar{\Psi}_2(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}} (\vec{\gamma}\vec{e}) \Psi_1(\vec{r}) dV. \quad (2)$$

Волновые функции электрона в начальном состоянии для уровня  $nP_{1/2}$  выберем в виде [2]:

$$\Psi_1(\vec{r}) = N_1 e^{-\frac{Z}{n}r} \left\{ \gamma_4 (\vec{\gamma} \vec{n}) g(r) - \frac{Z\alpha}{2n} f(r) \right\} u, \quad (3)$$

где

$$N_1 = \frac{i}{\sqrt{4\pi}} \left( \frac{\eta}{n} \right)^{3/2} \sqrt{n^2 - 1}.$$

Отметим, что в [2] данная функция определена для релятивистской области, поэтому в качестве волновой функции начального состояния электрона использовано решение уравнения Дирака в кулоновском поле ядра. Функции  $g(r)$  и  $f(r)$  имеют вид [2]:

$$\begin{aligned} g(r) &= F(2 - n, 3; \frac{2\eta}{n}r) - F(1 - n, 3; \frac{2\eta}{n}r), \\ f(r) &= F(2 - n, 3; \frac{2\eta}{n}r) + F(1 - n, 3; \frac{2\eta}{n}r). \end{aligned} \quad (4)$$

Волновая функция конечного состояния электрона (принадлежащего непрерывному спектру) в приближении Зоммерфельда-Мауэ имеет вид:

$$\bar{\Psi}_2(\vec{r}) = N_2 \bar{u}' e^{-i\vec{p}\vec{r}} \left\{ 1 + \frac{1}{2\varepsilon} \gamma_4 (\vec{\gamma} \vec{\nabla}) \right\} F(i\xi, 1; i(\vec{p}\vec{r} + pr)), \quad (5)$$

где

$$N_2 = \left( \frac{2\pi\xi}{1 - e^{-2\pi\xi}} \right)^{1/2}, \quad \xi = \frac{\alpha Z}{v}.$$

Эта функция является приближенным решением уравнения Дирака в кулоновском поле и имеет асимптотический вид суперпозиции плоской и расходящейся сферической волны.

Биспиноры начального и конечного состояния электрона выбираем в виде [1]

$$u = \sqrt{2m} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \omega_0, \quad u' = \sqrt{\frac{m}{\gamma+1}} \begin{pmatrix} \gamma+1 \\ \gamma(\vec{\sigma}\vec{v}) \end{pmatrix} \omega, \quad (6)$$

где  $\omega$  и  $\omega_0$  - двухкомпонентные произвольные спиноры, описывающие ориентацию спина электрона и удовлетворяющие уравнениям на собственные значения:

$$(\vec{\sigma}\vec{l})\omega(\vec{l}) = \zeta' \omega(\vec{l}), \quad (\vec{\sigma}\vec{l})\omega_0(\vec{l}) = \zeta \omega_0(\vec{l}), \quad \zeta = \zeta' = \pm 1. \quad (7)$$

Здесь  $\vec{l}$  - некоторый постоянный выбранный по выделенному направлению единичный вектор (в дальнейшем будем называть вектором поляризации), позволяющий охарактеризовать направление спина: при  $\zeta = 1$  спин ориентирован по  $\vec{l}$ , при  $\zeta = -1$  спин ориентирован против  $\vec{l}$ ;  $\vec{\sigma}$  - матрицы Паули.

После подстановки волновых функций (3) и (5) в матричный элемент (2) получим

$$\begin{aligned} M &= N_1 N_2 \frac{2\eta^2}{3mn} \frac{4\pi}{(\vec{k} - \vec{p})^2} \frac{1}{4m^2 \gamma^2 (\gamma - 1)^2 \mu^2} \bar{u}' \times \\ &\times \left\{ -A(\vec{\gamma}\vec{e}) + i(\vec{\gamma}\vec{e})\gamma_4(\vec{\gamma}\vec{B}) + i(\vec{\gamma}\vec{C})\gamma_4(\vec{\gamma}\vec{e}) - (\vec{\gamma}\vec{D}) \right\} u, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} A &= 2\gamma(\gamma - 1)\mu[2 - 3\gamma^2\mu]; \\ \vec{B} &= 4(\gamma^3(\gamma - 1)\mu^2\vec{n} + [1 - \gamma^2\mu]\vec{f}); \\ \vec{C} &= 3\gamma^2(\gamma - 1)\mu^2\vec{f}; \\ \vec{D} &= 2\gamma\mu[\vec{f}(\vec{\sigma}\vec{e})(\vec{\sigma}\vec{f}) - \gamma(\gamma - 1)\mu\vec{f}(\vec{\sigma}\vec{e})(\vec{\sigma}\vec{n}) - \gamma(\gamma - 1)\mu(\vec{\sigma}\vec{e})\vec{\sigma}]; \\ \vec{f} &= (\gamma - 1)\vec{n} - \gamma\vec{v}. \end{aligned}$$

После соответствующих преобразований приведем (8) к следующему виду

$$M = N_1 N_2 \frac{2\eta^2}{3mn} \frac{4\pi}{(\vec{k} - \vec{p})^2} \frac{1}{4m^2\gamma^2(\gamma - 1)^2\mu^2} \omega^+ R \omega_0; \quad (9)$$

здесь  $R$  определяется по формуле

$$R = \alpha + (\vec{\sigma}\vec{a}), \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha &= i\gamma(\gamma - 1)[\gamma^2(\gamma - 1)\mu^2 + 4\gamma^2\mu - 4](\vec{v}[\vec{e}\vec{n}]), \\ \vec{a} &= (\gamma - 1)[\gamma^3(\gamma - 1)\mu^3 - \gamma^2(2\gamma^2 + 3\gamma + 7)\mu^2 + 8\gamma^2\mu - 4]\vec{e} + \\ &\gamma(\gamma - 1)[\gamma^2(\gamma - 1)\mu^2 - 4\gamma\mu - 4](\vec{e}\vec{v})\vec{n} - 4\gamma^2[\gamma(\gamma - 1)\mu - 2](\vec{e}\vec{v})\vec{v}. \end{aligned}$$

Необходимо отметить, что подобное представление для матричного элемента характерно только для первого порядка разложения по  $\alpha Z$ .

Для дальнейшего исследования наиболее приемлемы следующие физически выделенные случаи, связанные с направлением вектора поляризации  $\vec{l}$ , вектора скорости фотоэлектрона  $\vec{v}$  и направления падающего фотона  $\vec{n}$ : когда вектор поляризации совпадает с направлением вектора скорости фотоэлектрона ( $\vec{l} = \vec{v}/v$ ); когда вектор поляризации совпадает с направлением падения фотона ( $\vec{l} = \vec{n}$ ).

Мы рассмотрим фотоны с двумя различными видами поляризации: линейно поляризованные фотоны и фотоны с правой круговой поляризацией. Заметим, что, как показано в [3], для правой круговой поляризации фотонов зависимость дифференциального сечения фотоэффекта от спина проявляется наиболее сильно.

## Дифференциальное сечение фотоэффекта

Для произвольного направления вектора поляризации электрона сечение фотоэффекта с уровня  $nP_{1/2}$  определяется формулой:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^2(\alpha Z)^7}{2^5 3^2 m^2} \left( \frac{n^2 - 1}{n^5} \right) \frac{|\widetilde{M}|^2}{\gamma^6(\gamma - 1)^6 \mu^6 \sqrt{\gamma^2 - 1}} \quad (11)$$

где, согласно (9),

$$\begin{aligned} |\widetilde{M}|^2 &= (1 + \zeta\zeta') [\alpha^+ \alpha + (\vec{a}^+ \vec{l})(\vec{a}\vec{l}) + \zeta(\vec{l}, \alpha \vec{a}^+ + \alpha^+ \vec{a})] + \\ &+ (1 - \zeta\zeta') [(\vec{a}^+ \vec{a}) - (\vec{a}^+ \vec{l})(\vec{a}\vec{l}) + i\zeta(\vec{l}[\vec{a}^+ \vec{a}])]. \end{aligned} \quad (12)$$

Квадрат матричного элемента  $\widetilde{M}$  удобно представить в следующем виде:

$$|\widetilde{M}|^2 = (1 + \zeta\zeta')(S_1 + \zeta S_2) + (1 - \zeta\zeta')(F_1 + \zeta F_2). \quad (13)$$

Здесь функции  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $F_1$  и  $F_2$ , задающие угловое распределение дифференциального сечения процесса фотоэффекта, определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} S_1 &= \alpha^+ \alpha + (\vec{a}^+ \vec{l})(\vec{a}\vec{l}), \quad S_2 = (\vec{l}, \alpha \vec{a}^+ + \alpha^+ \vec{a}), \\ F_1 &= (\vec{a}^+ \vec{a}) - (\vec{a}^+ \vec{l})(\vec{a}\vec{l}), \quad F_2 = i(\vec{l}[\vec{a}^+ \vec{a}]). \end{aligned} \quad (14)$$

Для  $\vec{l} = \vec{n}$  получим:

$$\begin{aligned} S_1 &= (2\gamma^2\mu - \gamma^2\mu^2 - 1)(\gamma - 1)^2[\gamma^2(\gamma - 1)\mu^2 + 4\gamma^2\mu - 4]^2 + \\ &+ 8\gamma(2\gamma^2\mu - \gamma^2\mu^2 - 1)[\gamma^3(\gamma^2 - 1)(\gamma - 1)\mu^4 - \gamma^2(\gamma^2 - 1)(2\gamma^2 - \gamma + 3)\mu^3 + \\ &+ 2\gamma(3\gamma^3 + \gamma^2 + \gamma - 3)\mu^2 - 4(3\gamma^2 + 1)\mu + 8]\delta, \end{aligned}$$

$$S_2 = (2\gamma^2\mu - \gamma^2\mu^2 - 1)(1 - \gamma)[\gamma^4(\gamma - 1)^2(\gamma + 3)\mu^4 + 4\gamma^3(\gamma - 1)(3\gamma - 1)\mu^3 - 8\gamma^2(2\gamma^3 + 3\gamma - 1)\mu^2 + 16\gamma(2\gamma^2 + \gamma + 1)\mu - 16(\gamma + 1)]\xi,$$

$$F_1 = (\gamma - 1)^2[\gamma^3(\gamma - 1)\mu^3 - \gamma^2(2\gamma^2 + 3\gamma + 7)\mu^2 + 8\gamma^2\mu - 4]^2 - 8\gamma(2\gamma^2\mu - \gamma^2\mu^2 - 1)[\gamma^3(\gamma^2 - 1)(\gamma - 1)\mu^3 - \gamma^2(\gamma^2 - 1)(2\gamma^2 + 3\gamma - 1)\mu^3 + 4\gamma(3\gamma^3 + \gamma^2 - \gamma - 1)\mu^2 - 4(5\gamma^2 + 1)\mu + 8]\delta,$$

$$F_2 = \{-(\gamma - 1)^2[\gamma^3(\gamma - 1)\mu^3 - \gamma^2(2\gamma^2 + 3\gamma + 7)\mu^2 + 8\gamma^2\mu - 4]^2 + 4(\gamma - 1)(2\gamma^2\mu - \gamma^2\mu^2 - 1)[\gamma^4(\gamma - 1)^2\mu^4 - \gamma^3(\gamma - 1)(2\gamma^2 + 3\gamma + 9)\mu^3 + 2\gamma^2(6\gamma^2 - \gamma + 7)\mu^2 - 4\gamma(5\gamma - 1)\mu + 8]\}\xi.$$

Для  $\vec{l} = \vec{v}/v$  получим:

$$S_1 = (2\gamma^2\mu - \gamma^2\mu^2 - 1)(\gamma - 1)^2[\gamma^2(\gamma - 1)\mu^2 + 4\gamma^2\mu - 4]^2 + (\gamma - 1)(2\gamma^2\mu - \gamma^2\mu^2 - 1)[2\gamma^4(5\gamma^2 + 6\gamma + 5)\mu^4 + 16\gamma^3(2\gamma^2 - 3\gamma - 3)\mu^3 - 16\gamma^2(2\gamma^2 + 3\gamma - 3)\mu^2 + 64\gamma\mu + 32]\delta,$$

$$S_2 = -(2\gamma^2\mu - \gamma^2\mu^2 - 1)(1 - \gamma)\sqrt{\gamma^2 - 1}[\gamma^4(\gamma - 1)(\gamma + 3)\mu^4 + 8\gamma^3(\gamma^2 + 1)\mu^3 + 8\gamma^2(2\gamma^2 - 5\gamma - 1)\mu^2 - 32\gamma(\gamma - 1)\mu + 16]\xi,$$

$$F_1 = (\gamma - 1)^2[\gamma^3(\gamma - 1)\mu^3 - \gamma^2(2\gamma^2 + 3\gamma + 7)\mu^2 + 8\gamma^2\mu - 4]^2 + (\gamma - 1)(2\gamma^2\mu - \gamma^2\mu^2 - 1)[-2\gamma^4(5\gamma^2 + 6\gamma + 5)\mu^4 + 16\gamma^3(3\gamma + 1)\mu^3 - 16\gamma^2(\gamma^2 + \gamma + 4)\mu^2 + 64\gamma^2\mu - 32]\delta,$$

$$F_2 = \frac{(\gamma - 1)^2}{\sqrt{\gamma^2 - 1}}\{-\gamma(1 - \mu)[\gamma^3(\gamma - 1)\mu^3 - \gamma^2(2\gamma^2 + 3\gamma + 7)\mu^2 + 8\gamma^2\mu - 4]^2 + (2\gamma^2\mu - \gamma^2\mu^2 - 1)[\gamma^5(\gamma - 1)^2\mu^5 - \gamma^4(\gamma - 1)(2\gamma^2 + 3\gamma + 11)\mu^4 + 16\gamma^3(\gamma^2 + 2)\mu^3 + 8\gamma^2(\gamma^2 - 3\gamma + 4)\mu^2 - 16\gamma(2\gamma - 1)\mu + 16]\}\xi.$$

## Полное сечение фотоэффекта

Проинтегрировав по углам выражения для дифференциального сечения процесса фотоэффекта получим соотношения для полного сечения процесса фотоэффекта, учитывающего спиновые состояния начального и конечного электронов для фотона с правой круговой поляризацией ( $\delta = 1/2$ ,  $\xi = 1$ ).

Полное дифференциальное сечение в общем виде:

$$\sigma = \frac{\pi e^2 (\alpha Z)^7}{2^2 3^3 5 m^2} \left( \frac{n^2 - 1}{n^5} \right) \frac{(1 + \zeta \zeta')(\tilde{S}_1 + \zeta \tilde{S}_2) + (1 - \zeta \zeta')(\tilde{F}_1 + \zeta \tilde{F}_2)}{(\gamma - 1)^6 (1 - \gamma^2) \sqrt{\gamma^2 - 1}} \quad (15)$$

Для  $\vec{l} = \vec{n}$  получим

$$\tilde{S}_1 = -[59 - 370\gamma + 237\gamma^2 + 380\gamma^3 - 275\gamma^4 - 10\gamma^5 - 37\gamma^6 + 16\gamma^8 - 15\sqrt{\gamma^2 - 1} \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1})\{6 - 11\gamma + 18\gamma^2 - 12\gamma^3 - \gamma^5\}];$$

$$\tilde{S}_2 = -[101 - 230\gamma + 91\gamma^2 + 100\gamma^3 - 109\gamma^4 + 130\gamma^5 - 99\gamma^6 + 16\gamma^8 - 15\sqrt{\gamma^2 - 1} \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1})\{2 - 13\gamma + 22\gamma^2 - 12\gamma^3 + \gamma^5\}];$$

$$\tilde{F}_1 = [239 - 400\gamma - 273\gamma^2 + 470\gamma^3 + 175\gamma^4 - 100\gamma^5 - 127\gamma^6 + 30\gamma^7 - 14\gamma^8 - 15\sqrt{\gamma^2 - 1} \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) \{5 - 16\gamma + 24\gamma^2 - 6\gamma^3 - 5\gamma^4 - 2\gamma^5\}];$$

$$\tilde{F}_2 = [49 - 320\gamma + 369\gamma^2 + 250\gamma^3 - 511\gamma^4 + 100\gamma^5 + 79\gamma^6 - 30\gamma^7 + 14\gamma^8 - 15\sqrt{\gamma^2 - 1} \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) \{11 - 16\gamma + 8\gamma^2 - 10\gamma^3 + 5\gamma^4 + 2\gamma^5\}].$$

Для  $\vec{l} = \vec{v}/v$  получим:

$$\tilde{S}_1 = [140 + 279\gamma - 529\gamma^2 - 382\gamma^3 + 442\gamma^4 + 107\gamma^5 - 37\gamma^6 - 4\gamma^7 - 16\gamma^8 + 15\sqrt{\gamma^2 - 1} \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) \{12 - 3\gamma^2 - 11\gamma^3 + 3\gamma^4 - \gamma^5\}];$$

$$\tilde{S}_2 = -(1 - \gamma^2) [\sqrt{\gamma^2 - 1} \{101 - 31\gamma - 157\gamma^2 + 107\gamma^3 - 4\gamma^4 - 16\gamma^5\} - 15 \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) \{4 - \gamma - \gamma^2 - 3\gamma^3 + \gamma^4\}];$$

$$\tilde{F}_1 = [40 - 309\gamma + 19\gamma^2 + 472\gamma^3 + 8\gamma^4 - 197\gamma^5 - 53\gamma^6 + 34\gamma^7 - 14\gamma^8 - 15\sqrt{\gamma^2 - 1} \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) \{11 - 5\gamma + 3\gamma^2 - 5\gamma^3 - 2\gamma^4 - 2\gamma^5\}];$$

$$\tilde{F}_2 = 2[\sqrt{\gamma^2 - 1} \{72 + 28\gamma - 161\gamma^2 - 49\gamma^3 + 106\gamma^4 + 14\gamma^5 - 17\gamma^6 + 7\gamma^7\} - 15 \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}) \{4 + \gamma - 7\gamma^2 - 2\gamma^3 + 2\gamma^4 + \gamma^5 + \gamma^6\}].$$

### Нерелятивистское приближение

Найдем выражения для фотоэффекта в нерелятивистском пределе ( $v \ll 1$ ). Полное сечение примет вид:

$$\sigma^{nr} = \frac{2^9 \pi e^2 (\alpha Z)^7}{3^3 5 m^2 v^9} \left( \frac{n^2 - 1}{n^5} \right) \{ (1 + \zeta \zeta') (\tilde{S}_1^{nr} + \zeta \tilde{S}_2^{nr}) + (1 - \zeta \zeta') (\tilde{F}_1^{nr} + \zeta \tilde{F}_2^{nr}) \}. \quad (16)$$

Для случая  $\vec{l} = \vec{n}$ :

$$\tilde{S}_1^{nr} = 1 + \frac{11}{4} v^2; \quad \tilde{S}_2^{nr} = \frac{v^2}{2}; \quad \tilde{F}_1^{nr} = \frac{11}{4} + \frac{51}{16} v^2; \quad \tilde{F}_2^{nr} = \frac{5}{4} - \frac{1}{8} v^2.$$

Для случая  $\vec{l} = \vec{v}/v$ :

$$\tilde{S}_1^{nr} = \frac{5}{4} + \frac{53}{16} v^2; \quad \tilde{S}_2^{nr} = -\frac{45}{32} v - \frac{121}{128} v^3; \quad \tilde{F}_1^{nr} = \frac{5}{2} + \frac{21}{8} v^2; \quad \tilde{F}_2^{nr} = \frac{45}{8} v + \frac{199}{32} v^3.$$

Усредняя по начальным спиновым состояниям получим:

$$\sigma^{nr} = \frac{2^7 \pi e^2 (\alpha Z)^7}{3^3 5 m^2 v^9} \left( \frac{n^2 - 1}{n^5} \right) \{ (\tilde{S}_1^{nr} + \tilde{F}_1^{nr}) + \zeta' (\tilde{S}_2^{nr} - \tilde{F}_2^{nr}) \}; \quad (17)$$

для  $\vec{l} = \vec{n}$ :

$$\sigma^{nr} = \frac{2^7 \pi e^2 (\alpha Z)^7}{3^3 5 m^2 v^9} \left( \frac{n^2 - 1}{n^5} \right) \left[ 15 + \frac{95}{4} v^2 - 5\zeta' \left( 1 - \frac{v^2}{2} \right) \right]$$

для  $\vec{l} = \vec{v}/v$ :

$$\sigma^{nr} = \frac{2^7 \pi e^2 (\alpha Z)^7}{3^3 5 m^2 v^9} \left( \frac{n^2 - 1}{n^5} \right) \left[ 15 + \frac{95}{4} v^2 + \zeta' \frac{v}{8} \left( 1 + \frac{v^2}{4} \right) \right]$$

После усреднения (17) по конечным спиновым состояниям находим:

$$\sigma^{nr} = \frac{2^7 \pi e^2 (\alpha Z)^7}{3^3 5 m^2 v^9} \left( \frac{n^2 - 1}{n^5} \right) \left[ 15 + \frac{95}{4} v^2 \right]. \quad (18)$$

## Графический анализ полученных результатов

Полученные выражения могут служить основой для последующих численных расчетов и построения соответствующих графических зависимостей, которые представлены на рис. 1-14.

Заметим, что все расчеты проведенные по формулам для нерелятивистских и ультрарелятивистских приближений хорошо согласуются с основными выражениями для дифференциального сечения при малых и больших скоростях фотоэлектронов. Для сравнения на рисунках приводятся графики для полного (просуммированного по спиновым состояниям) дифференциального сечения, что позволяет более ясно продемонстрировать влияние спина на характер углового распределения фотоэлектронов.

Анализ полученных выражений для дифференциального и полного сечения процесса фотоэффекта позволяет выделить параметры и условия при которых зависимость полученных выражений от спиновых состояний электронов и поляризации фотонов наиболее существенна.

В качестве основной характеристики такого анализа мы выбираем угол на который приходится максимум дифференциального сечения фотоэффекта ( $\theta^{max}$ ). Выбор данного параметра очевиден еще и с той точки зрения, что угол, на который приходится максимум дифференциального сечения может быть легко измерен экспериментально. Поэтому, помимо основных графиков, отражающих угловое распределение дифференциального сечения, в работе построены графики зависимости угла, на который приходится максимум дифференциального сечения, от скорости фотоэлектронов.

При линейной поляризации фотонов и  $\vec{l} = \vec{n}$ , переходов без переворота спина наблюдается два максимума на всем диапазоне скорости фотоэлектрона, но начиная с  $v = 0,85$  появляется третий максимум. Для переходов с переверотом спина имеется один основной максимум, а начиная с  $v = 0,71$  появляется второй, но значительно ослабленный максимум (см. рис. 1, 2).

При  $\vec{l} = \vec{n}$  и круговой поляризации фотонов переход из состояния  $\zeta = 1$  в состояние  $\zeta' = 1$  дает два максимума для всех значений скорости фотоэлектронов. Для переходов с переверотом спина также имеется два максимума: основной и ослабленный. Наиболее интересная картина наблюдается для перехода из состояния  $\zeta = -1$  в состояние  $\zeta' = -1$ , при котором возникает три максимума: основной и два ослабленных (см. рис. 3-7).

### Список литературы

1. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Квантовая электродинамика. – М.: Наука. – 1980. – 704 с.
2. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. – М.: Гос. Изд-во Физ-мат. литературы. – 1959. – 656 с.
3. Багров В.Г., Копытов Г.Ф., Тлячев В.Б., Федосов Н.И. Поляризация релятивистских фотоэлектронов // ЖЭТФ. – 1988. – Т. 67, вып. 6. – С. 1085-1088.
4. Зоммерфельд А. Строение атома и спектры. Т. II. – М.: Гостехиздат. – 1956. – 715 с.

### On angular distribution of photoelectrons with stated value of spin

I.D. Andrievsky, V.B. Tlyachev

The various expressions of differential section of L-shell photoeffect depending on photoelectrons spin are obtained. On their basis the diagrams of angular distributions of photoelectrons are constructed and analysed.

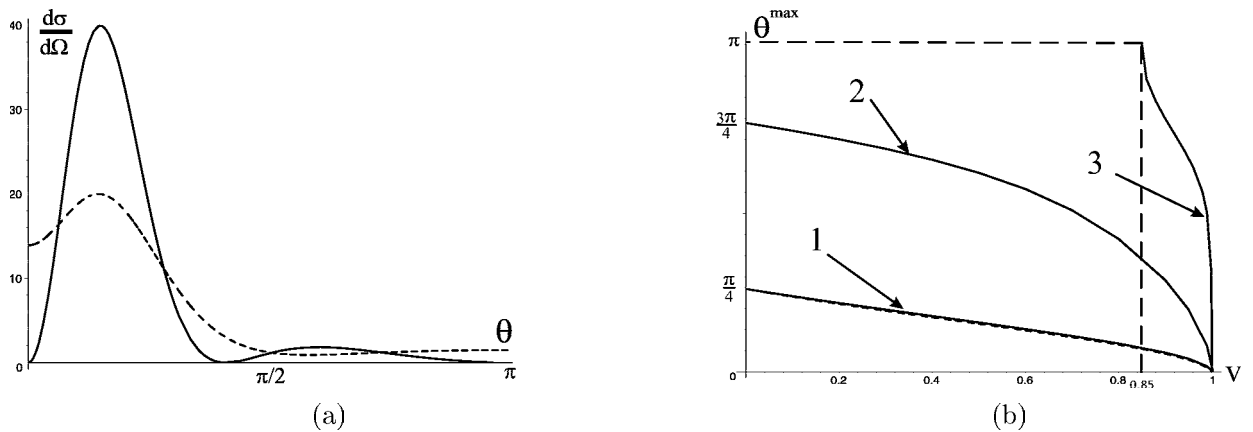


Рис. 1. L-оболочка, линейная поляризация падающих фотонов, переход без переворота спина,  $\vec{l} = \vec{n}$ : (a) – угловое распределение для дифференциального сечения процесса фотоэффекта (пунктирная кривая – для дифференциального сечения, усредненного по начальным и конечным спиновым состояниям),  $v = 0, 5$ ; (b) – распределение для угла  $\theta^{max}$ ; 1 – для основного максимума (совпадает с распределением для дифференциального сечения, усредненного по начальным и конечным спиновым состояниям); 2 – для второго максимума; 3 – для третьего максимума.

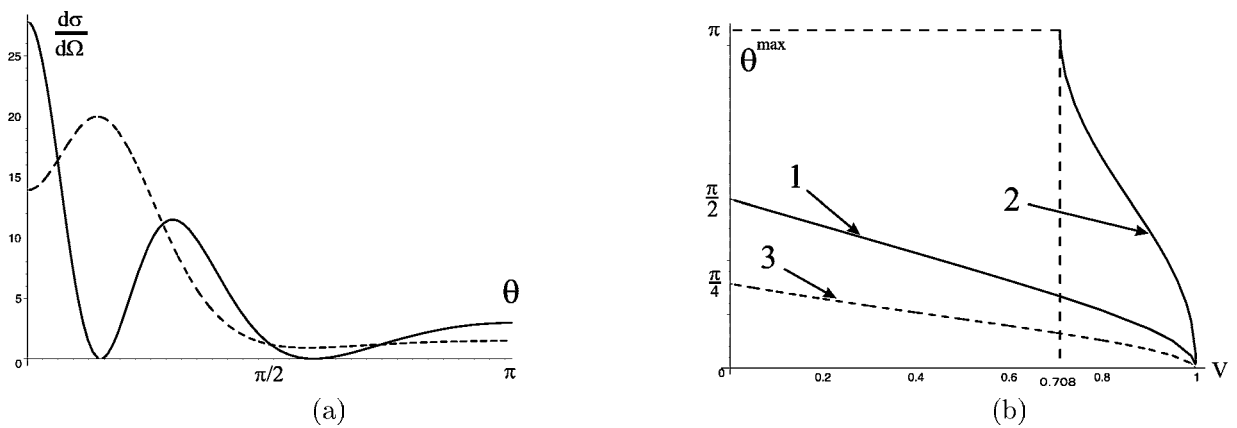


Рис. 2. L-оболочка, линейная поляризация падающих фотонов, переход с переворотом спина,  $\vec{l} = \vec{n}$ : (a) – угловое распределение для дифференциального сечения процесса фотоэффекта (пунктирная кривая - для дифференциального сечения, усредненного по начальным и конечным спиновым состояниям),  $v = 0, 5$ ; (b) – распределение для угла  $\theta^{max}$ ; 1 – для основного максимума; 2 – для второго максимума; 3 – для дифференциального сечения, усредненного по начальным и конечным спиновым состояниям.

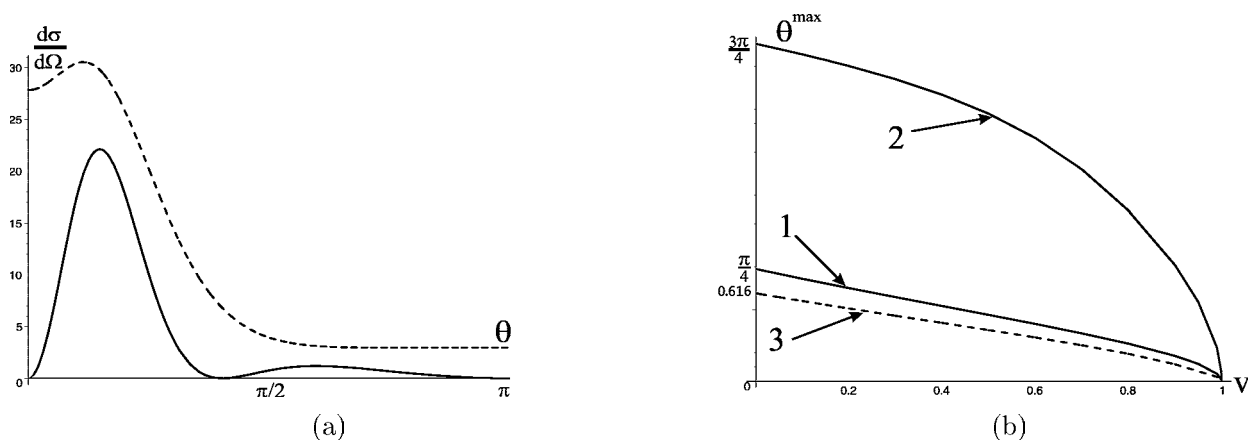


Рис. 3. L-оболочка, круговая поляризация падающих фотонов,  $\vec{l} = \vec{n}$ ; (a) – угловое распределение для дифференциального сечения процесса фотоэффекта,  $v = 0,5$ ; (b) – распределение для угла  $\theta^{\max}$ ; 1, 2 – для дифференциального сечения при  $\zeta = \zeta' = 1$  (основной и второй максимумы), 3 – для дифференциального сечения усредненного по конечным и начальным спидам.

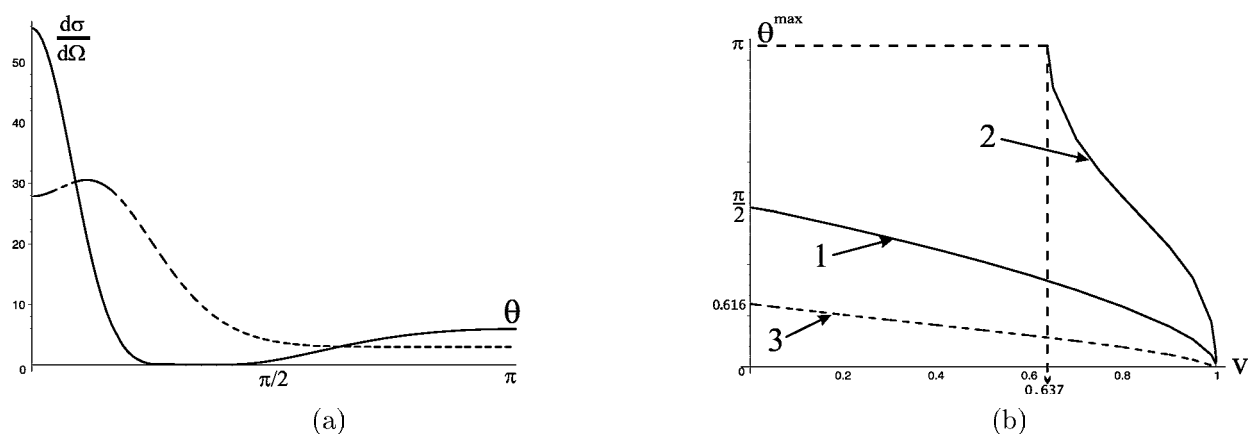


Рис. 4. L-оболочка, круговая поляризация падающих фотонов,  $\vec{l} = \vec{n}$ ; (a) – угловое распределение для дифференциального сечения процесса фотоэффекта,  $v = 0,5$ ; (b) – распределение для угла  $\theta^{\max}$ ; 1, 2 – для дифференциального сечения при  $\zeta = -\zeta' = -1$  (основной и второй максимумы), 3 – для дифференциального сечения усредненного по конечным и начальным спидам.



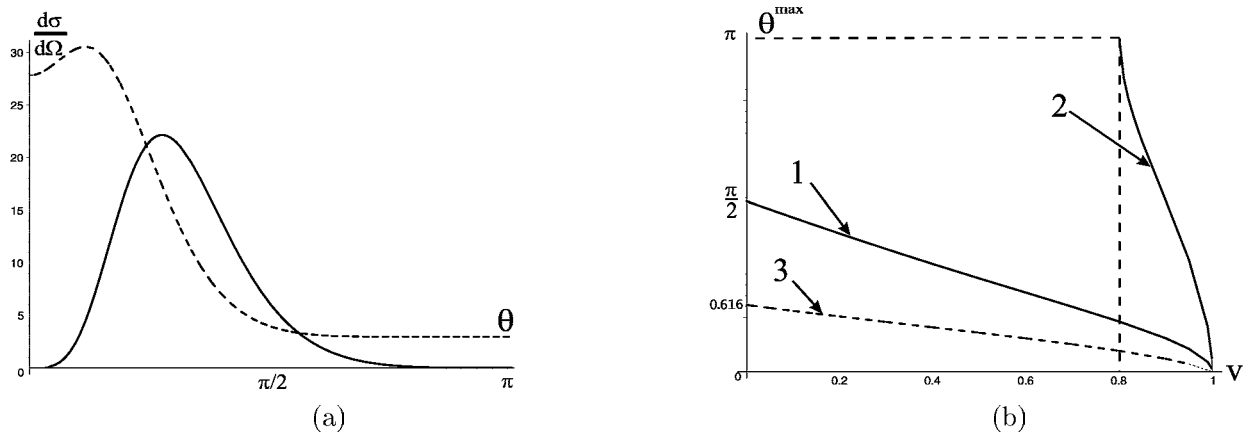


Рис. 5. L-оболочка, круговая поляризация падающих фотонов,  $\vec{l} = \vec{n}$ ; (а) – угловое распределение для дифференциального сечения процесса фотоэффекта,  $v = 0,5$ ; (б) – распределение для угла  $\theta^{\max}$ ; 1, 2 – для дифференциального сечения при  $\zeta = -\zeta' = 1$  (основной и второй максимумы), 3 – для дифференциального сечения усредненного по конечным и начальным спинам.

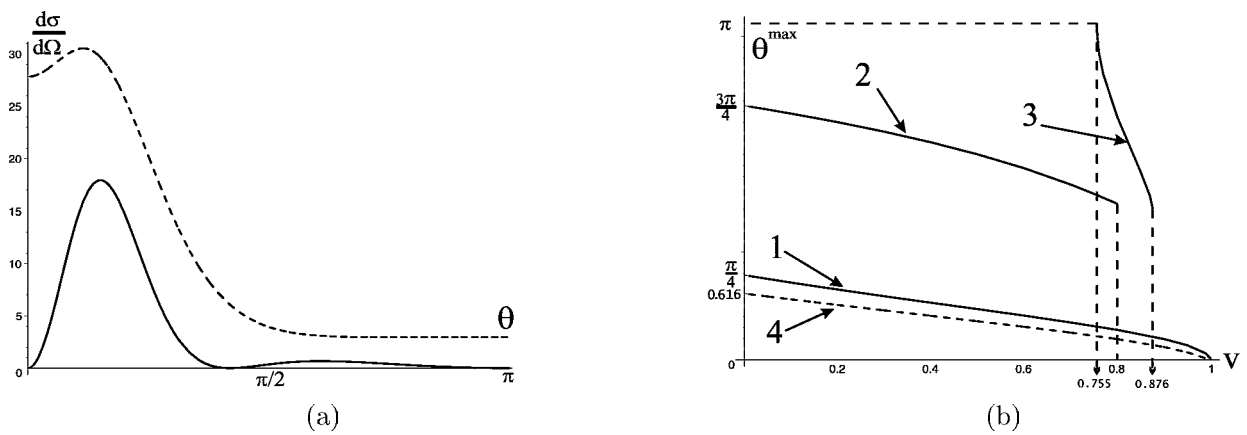


Рис. 6. L-оболочка, круговая поляризация падающих фотонов,  $\vec{l} = \vec{n}$ ; (а) – угловое распределение для дифференциального сечения процесса фотоэффекта,  $v = 0,5$ ; (б) – распределение для угла  $\theta^{\max}$ ; 1, 2, 3 – для дифференциального сечения при  $\zeta = \zeta' = -1$  (основной, второй и третий максимумы), 4 – для дифференциального сечения усредненного по конечным и начальным спинам.

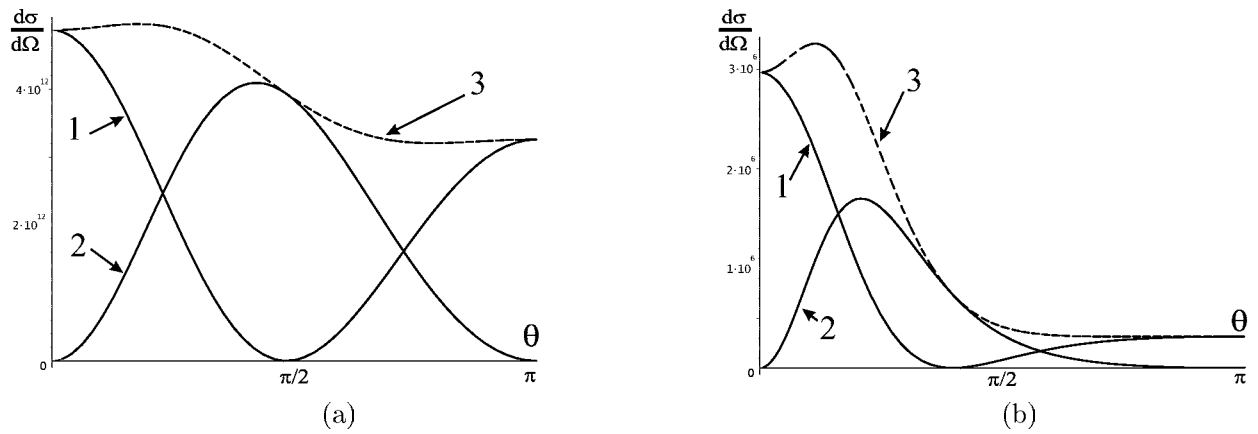


Рис. 7. L-оболочка, круговая поляризация падающих фотонов,  $\vec{l} = \vec{n}$ . Угловое распределение сечения фотоэффекта суммированного по начальным спинам; 1 – для  $\zeta' = 1$ , 2 – для  $\zeta' = -1$ , 3 – для дифференциального сечения суммированного по конечным и начальным спинам; (а) –  $v = 0, 1$ , (б) –  $v = 0, 5$ .