ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

Препринт

О.Я.Савченко

АМПЛИТУДА РАССЕЯНИЯ ПЛОСКОПОЛЯРИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

г.Новосибирск

1965

А Н Н О Т А Ц И Я

Найдено, что амплитуды рассеяния состояний, которые являются суммой и разностью состояний со спинами +I и -I, направленными по оси z, имеют взаимно-перепендикулярные плоскости симметрии $\vec{X}$ и $\vec{Y}$. Эти состояния названы плоскополяризованными по $\vec{X}$ и $\vec{Y}$. Понятие плоской поляризации обобщено на любое направление. Найдена амплитуда рассеяния и дифференциальное сечение рассеяния при произвольном направлении вектора плоской поляризации системы.

Электрон-электронное рассеяние в С.Ц.М. с точностью до членов порядка α^2 описывается в обозначениях [I] уравнением [2] :

$$\left[E(\gamma_4^{(1)}+\gamma_4^{(2)})+ic\vec{p}(\vec{\gamma}^{(1)}+\vec{\gamma}^{(2)})-2mc^2\right]\Psi=\frac{e^2}{r}\cdot(\gamma_4^{(1)}\gamma_4^{(2)}-\vec{\gamma}^{(1)}\vec{\gamma}^{(2)})\Psi\,, \tag{I}$$

общее решение которого с той же точностью определяется при $r\to\infty$, выражением:

$$\Psi=\left[\exp i(\vec{k}\vec{r})+\frac{\exp ikr}{r}VL(\vec{K}_r)(\gamma_4^{(1)}\gamma_4^{(2)}-\vec{\gamma}^{(1)}\vec{\gamma}^{(2)})\right]L(\vec{k})\,S(\gamma_{31}^{(1,2)})\Gamma\,, \tag{2.1}$$

$$L(\vec{k})=\left[2E_0^2-E^2(1-\gamma_4^{(1)}\gamma_4^{(2)})+\frac{i}{2}R\vec{k}(\vec{\gamma}^{(1)}+\vec{\gamma}^{(2)})\right]R+2E_0(k^2-\vec{k}\vec{\gamma}^{(1)}\cdot\vec{k}\vec{\gamma}^{(2)}),\quad R=2E_0+E_\lambda(\gamma_4^{(1)}+\gamma_4^{(2)}),$$

$$E_0=mc^2,\qquad k=\pm\frac{1}{\hbar c}\sqrt{E^2-E_0^2}\,,\quad \Gamma=(1+i\gamma_{12}^{(1)})(1+i\gamma_{12}^{(2)})(1+\gamma_4^{(1)})(1+\gamma_4^{(2)}), \tag{2.2}$$

$$V(\vec{k})=-\frac{e^2}{8(\hbar mc^2)^2(k^2-\vec{k}\vec{K}_r)}\,,\qquad \vec{K}_r=k\frac{\vec{r}}{r}\,. \tag{2.3}$$

Следовательно, амплитуда рассеяния

$$f=VL(\vec{K}_r)(\gamma_4^{(1)}\gamma_4^{(2)}-\vec{\gamma}^{(1)}\vec{\gamma}^{(2)})L(\vec{k})S_i\Gamma. \tag{3}$$

Зависимость амплитуды рассеяния от направляющих углов $\alpha_x,\alpha_y,\alpha_z$ определяется видом гиепркомплексного коэффициента S_i, который характеризует спиновое состояние системы [3,4] . Следует, например, ожидать, что амплитуды рассеяния суммы и разности двух спиновых состояний со спинами +I и -I вдоль оси Z , будут, по аналогии с электромагнитным излучением , обладать плоскостями симметрии. Явный вид коэффициентов S_i для этих состояний соответственно следующий:

$$S_x = 1 + \gamma_{31}^{(1)} \gamma_{31}^{(2)}, \quad S_y = i\left(1 - \gamma_{31}^{(1)} \gamma_{31}^{(2)}\right) \tag{4}$$

Подстановка (4) в (3) после несложных вычислений дает следующий результат: с точностью до постоянного множителя

$$f_x = V L(\vec{K}_2) \left[\left(E_\lambda^2 + (\vec{K}\vec{K}_2) - K^2 \cos\alpha_x \right) S_x + \frac{E_\lambda}{E_\lambda + E_{o\lambda}} \cos\alpha_x K \vec{K}_2^{(x)} \right] \Gamma, \tag{5.1}$$

$$f_y = V L(\vec{K}_2) \left[\left(E_\lambda^2 + (\vec{K}\vec{K}_2) - K^2 \cos\alpha_y \right) S_y + \frac{E_\lambda}{E_\lambda + E_{o\lambda}} \cos\alpha_y K \vec{K}_2^{(y)} \right] \Gamma, \tag{5.2}$$

$$\vec{a}^{(s)} = a_x S_x + a_y S_y + a_z S_z, \quad S_z = \gamma_{31}^{(1)} + \gamma_{31}^{(2)}, \quad E_\lambda = \frac{E}{\hbar c} \tag{5.3}$$

Таким образом это предположение подтверждается: амплитуда рассеяния в случае сумм спиновых состояний симметрична относительно плоскости $\vec{X}$, в случае разности состояний - симметрично относительно плоскости $\vec{Y}$.

В общем случае невозмущенная волновая функция двух электронов включает в себя еще два спиновых коэффициента - S_z и

$$S_o = \gamma_{31}^{(1)} - \gamma_{31}^{(2)} \tag{6}$$

Амплитуды рассеяния каждого из этих состояний имеет следующий вид:

$$f_z = V L(\vec{K}_2) \left[\left(E_{o\lambda} E_\lambda + (\vec{K}\vec{K}_2) - K^2 \cos\alpha_z \right) S_z + \left(2 - \frac{E_\lambda}{E_o + E_\lambda} \cos\alpha_z + \frac{4}{(E_o + E_\lambda)^2} (K K_2) K \vec{K}_2^{(z)} \right) \right] \Gamma, \tag{7.1}$$

$$f_o = V L(\vec{K}_2) \left(E_\lambda^2 + K^2 \right) S_o \Gamma, \tag{7.2}$$

а амплитуда расселния суперпозиции всех этих состояний

$$\Psi = \exp ikz \cdot L(\vec{K})(\vec{a}^{(3)} + bS_0)\Gamma \qquad (8)$$

следующая:

$$f = V \cdot L(\vec{K})(\vec{C}^{(3)} + d^{(1)})\Gamma, \qquad d^{(1)} = b(E_A^2 + K^2)S_0$$

$$\vec{C}^{(3)} = [E_A^2 + (\vec{K}\vec{K}_2)]\vec{a}^{(3)} - [(\vec{K}_2 + \frac{E_A}{E_A + E_{0A}}\vec{K}) \cdot \vec{a}]\vec{K}^{(3)} + [(2\vec{K} + \frac{(\vec{K}\vec{K}_2)}{(E_0 + E_A)^2}\vec{K} - \frac{E_A}{E_A + E_{0A}}\vec{K}_2)\vec{a}]\vec{K}_2 \qquad (9)$$

Дифференциальное сечение рассеяния антисимметричной формы состояния (8) определяется равенством:

$$\sigma = \frac{1}{a^2 + b^2}\{V_+^2(\vec{C}_+^2 + d^2) + V_-^2(\vec{C}_-^2 + d^2) - 2V_+V_-[(\vec{C}_+\vec{C}_-) - d^2]\} \qquad (10)$$

$$V_\pm = V(\pm\vec{K}), \quad \vec{C}_\pm = \vec{C}(\pm\vec{K}), \quad d = b(E_A^2 + K^2).$$

Из (9), (10) следует, что триплетное состояние удобно характеризовать вектором $\vec{a}^{(3)}$, который можно назвать вектором плоской поляризации системы.

Интересно отметить, что усреднение σ по направлениям поляризации $\vec{K}, \vec{n}\times\vec{K}, \vec{n}\times\vec{n}\times\vec{K}$ и усреднение σ по всем направлениям поляризации дает одинаковый результат - формулу Мёллера [4].

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ДОПОЛНЕНИЕ

Частное решение уравнения

$$[E(\gamma_4^{(1)}+\gamma_4^{(2)})+c\vec{p}(\vec{\gamma}^{(1)}+\vec{\gamma}^{(2)})-2mc^2]\Psi=V(\gamma_4^{(1)}\gamma_4^{(2)}-\vec{\gamma}^{(1)}\vec{\gamma}^{(2)})\Psi \tag{I}$$

находится методом последовательного приближения   . Нулевое приближение

$$\Psi_0=\exp i(\vec{K}\vec{r})L(\vec{K}), \tag{2}$$

а первое приближение определяется уравнением:

$$[E(\gamma_4^{(1)}+\gamma_4^{(2)})+c\vec{p}(\vec{\gamma}^{(1)}+\vec{\gamma}^{(2)})-2mc^2]\Psi_1=V\cdot(\gamma_4^{(1)}\gamma_4^{(2)}-\vec{\gamma}^{(1)}\vec{\gamma}^{(2)})\Psi_0 \tag{3}$$

Подстановка

$$\Psi_1=\{[2m^2c^4-E^2(1-\gamma_4^{(1)}\gamma_4^{(2)})+\tfrac{1}{2}c\vec{p}(\vec{\gamma}^{(1)}+\vec{\gamma}^{(2)})][2mc^2+E(\gamma_4^{(1)}+\gamma_4^{(2)})]+2mc^4(\hbar^2\Delta+\vec{p}\vec{\gamma}^{(1)}\cdot\vec{p}\vec{\gamma}^{(2)})\}\eta \tag{4}$$

переводит (3) в следующее уравнение:

$$(\hbar mc^3)^2(\Delta+K^2)\eta=-V\cdot(\gamma_4^{(1)}\gamma_4^{(2)}-\vec{\gamma}^{(1)}\vec{\gamma}^{(2)})\Psi_0. \tag{5}$$

Следовательно при $r\to\infty$

$$\Psi_1=\frac{\exp ikr}{r}\left[-\frac{1}{16\pi(\hbar mc^3)^2}\int V\exp i(\vec{K}-\vec{K}_0)\vec{r}\,d\vec{r}\right]L(\vec{K}_0)(\gamma_4^{(1)}\gamma_4^{(2)}-\vec{\gamma}^{(1)}\vec{\gamma}^{(2)})L(\vec{K}). \tag{6}$$

Общее решение (I) получается умножением выражения (6) на гиперкомплексный множитель типа /5/

$$\Gamma_0=a_0+\sum_{\alpha=1}^{4}(a_\alpha^{(1)}\gamma_\alpha^{(1)}+a_\alpha^{(2)}\gamma_\alpha^{(2)})+\sum_{\alpha\beta=1}^{4}(a_{\alpha\beta}^{(11)}\gamma_{\alpha\beta}^{(1)}+a_{\alpha\beta}^{(22)}\gamma_{\alpha\beta}^{(2)})+\sum_{\alpha\beta}^{4}a_{\alpha\beta}^{(12)}\gamma_\alpha^{(1)}\gamma_\beta^{(2)}+$$

$$+\sum_{\alpha\beta\gamma=1}^{4}a_{\alpha\beta\gamma}^{(111)}\gamma_{\alpha\beta\gamma}^{(1)}+\sum_{\alpha\beta\gamma=1}^{4}a_{\alpha\beta\gamma}^{(222)}\gamma_{\alpha\beta\gamma}^{(2)}+\sum_{\alpha\beta\gamma=1}^{4}a_{\alpha\beta\gamma}^{(112)}\gamma_{\alpha\beta}^{(1)}\gamma_\gamma^{(2)}+\ldots+a_{12341234}^{(11112222)}\gamma_{1234}^{(1)}\gamma_{1234}^{(2)}, \tag{7}$$

который в общем случае имеет 256 компонент.

Сумму (7) можно разбить на I6 слагаемых, каждый из которых справа имеет множитель типа

$$\Gamma = (1 \pm i\gamma_{12}^{(1)})(1 \pm i\gamma_{12}^{(2)})(1 \pm \gamma_4^{(1)})(1 \pm \gamma_4^{(2)}) \tag{8}$$

а слева множитель

$$S = F(\gamma_3^{(1)}, \gamma_3^{(2)}, \gamma_{31}^{(1)}, \gamma_{31}^{(2)}), \tag{9}$$

который в свою очередь удобно разбить на следующие I6 компонент, приведенных в таблице I.

Таблица I

Симметричные компоненты	Антисимметричные компоненты
$S_a = (\gamma_3^{(1)} + \gamma_3^{(2)})(\gamma_{31}^{(1)} + \gamma_{31}^{(2)})$,	$S_e = (\gamma_3^{(1)} - \gamma_3^{(2)})(\gamma_{31}^{(1)} + \gamma_{31}^{(2)})$,
$S_{bx} = (1 - \gamma_3^{(1)}\gamma_3^{(2)})(1 - \gamma_{31}^{(1)}\gamma_{31}^{(2)})$,	$S_m = (1 - \gamma_3^{(1)}\gamma_3^{(2)})(\gamma_{31}^{(1)} - \gamma_{31}^{(2)})$,
$S_{by} = i(1 - \gamma_3^{(1)}\gamma_3^{(2)})(1 + \gamma_{31}^{(1)}\gamma_{31}^{(2)})$,	$S_n = (1 + \gamma_3^{(1)}\gamma_3^{(2)})(\gamma_{31}^{(1)} - \gamma_{31}^{(2)})$,
$S_{bz} = (1 + \gamma_3^{(1)}\gamma_3^{(2)})(\gamma_{31}^{(1)} + \gamma_{31}^{(2)})$,	$S_{kx} = (\gamma_3^{(1)} - \gamma_3^{(2)})(1 + \gamma_{31}^{(1)}\gamma_{31}^{(2)})$,
$S_{cx} = (1 + \gamma_3^{(1)}\gamma_3^{(2)})(1 - \gamma_{31}^{(1)}\gamma_{31}^{(2)})$,	$S_{ky} = (\gamma_3^{(1)} - \gamma_3^{(2)})(1 - \gamma_{31}^{(1)}\gamma_{31}^{(2)})$,
$S_{cy} = i(1 + \gamma_3^{(1)}\gamma_3^{(2)})(1 + \gamma_{31}^{(1)}\gamma_{31}^{(2)})$,	$S_{kz} = (\gamma_3^{(1)} + \gamma_3^{(2)})(\gamma_{31}^{(1)} - \gamma_{31}^{(2)})$.
$S_{cz} = (1 - \gamma_3^{(1)}\gamma_3^{(2)})(\gamma_{31}^{(1)} + \gamma_{31}^{(2)})$,	
$S_{dx} = -i(\gamma_3^{(1)} + \gamma_3^{(2)})(1 + \gamma_{31}^{(1)}\gamma_{31}^{(2)})$,	
$S_{dy} = (\gamma_3^{(1)} + \gamma_3^{(2)})(1 - \gamma_{31}^{(1)}\gamma_{31}^{(2)})$,	
$S_{dz} = i(\gamma_3^{(1)} - \gamma_3^{(2)})(\gamma_{31}^{(1)} - \gamma_{31}^{(2)})$.	

Для анализа процесса рассеяния достаточно использовать гиперкомплексный множитель $\Gamma_{об}$, который включает в себя только одно из I6 слагаемых, например

$$\Gamma_{об} = S\Gamma_+ , \qquad \Gamma_+ = (1+i\gamma^{(n)}_{12})(1+i\gamma^{(m)}_{12})(1+\gamma^{(m)}_{4})(1+\gamma^{(n)}_{4}), \tag{I0}$$

так как действие на (I0), любого оператора $\hat{A}$, включающего в себя гиперкомплексные числа, не меняет класса числа (I0):

$$\hat{A} S\Gamma_+ = S'\Gamma_+ . \tag{II}$$

Именно поэтому в таблицу II внесены результаты действия наиболее важный операторов только на ортогональные компоненты чисел класса (I0)

Таблица (II)

Компоненты	Тип оператора			
	$\gamma^{(m)}_4\gamma^{(n)}_4-\vec{\gamma}^{(m)}\vec{\gamma}^{(n)}$	$\vec{k}\cdot(\vec{\gamma}^{(n)}+\vec{\gamma}^{(m)})$	$\frac{1}{E_{0\lambda}}L(\vec{k})$	$C\cdot C^*$
a_a	$-4a_a$	$2a\vec{k}_b$	$(iE_{0\lambda}\vec{k}_b+iE_\lambda\vec{k}_c-k_a^2)a$	$-a^2$
$\vec{a}_b$	$2\vec{a}_b$	$2(\vec{k}\vec{a})_a$	$E_\lambda^2\vec{a}_b+E_\lambda E_{0\lambda}\vec{a}_c-(\vec{k}\vec{a})\vec{k}_b+iE_{0\lambda}(\vec{k}\vec{a})_a-iE_\lambda[\vec{k}\times\vec{a}]_d$	$\vec{a}^2$
$\vec{a}_c$	0	$-2[\vec{k}\times\vec{a}]_d$	$E_\lambda^2\vec{a}_c+E_\lambda E_{0\lambda}\vec{a}_b+[\vec{k}\times[\vec{k}\times\vec{a}]]_c-iE_{0\lambda}[\vec{k}\times\vec{a}]_d+iE_\lambda(\vec{k}\vec{a})_a$	$\vec{a}^2$
$\vec{a}_d$	$-2\vec{a}_d$	$2[\vec{k}\times\vec{a}]_c$	$iE_{0\lambda}[\vec{k}\times\vec{a}]_c+iE_\lambda[\vec{k}\times\vec{a}]_b+[\vec{k}\times[\vec{k}\times\vec{a}]]_d$	$-\vec{a}^2$
a_l	$2a_l$	0	0	$-a^2$
a_m	$4a_m$	0	$E_\lambda^2 a_m+E_\lambda E_{0\lambda}a_n+iE_\lambda a\vec{k}_k$	a^2
a_n	$-2a_n$	$2a\vec{k}_k$	$E_{0\lambda}^2 a_n+E_\lambda E_{0\lambda}a_m+iE_{0\lambda}a\vec{k}_k$	a^2
$\vec{a}_k$	0	$2(\vec{k}\vec{a})_n$	$iE_{0\lambda}(\vec{k}\vec{a})_n+iE_\lambda(\vec{k}\vec{a})_m-(\vec{k}\vec{a})\vec{k}_k$	$-\vec{a}^2$

В таблице II введены следующие обозначения:

$$\vec{a}_c = (a_x S_{cx} + a_y S_{cy} + a_z S_{cz})\Gamma_+ , \tag{II}$$

$$a_c = a S_c \Gamma_+ . \tag{I2}$$

Из таблицы II и (II,I2) следует, что состояния (II) удобно рассматривать как векторы, а остальные компоненты - как скаляры. В такой интерпретации любое физическое состояние двух дираковских частиц можно представить как сумму четырех векторов и четырех скаляров. В частности, система двух свободных частиц описывается волновой функцией типа

$$\Psi_{e-e} = L(\vec{k})(\vec{a}^{(1)}_b + \vec{a}^{(1)}_c + a^{(2)}_m + a^{(2)}_n)\exp i(\vec{k}\vec{r}) =$$

$$= E_0(E+E_0)\cdot\{E(a^{(1)}_b + a^{(1)}_c) + i(\vec{k}\cdot\vec{a}^{(1)})_a - i[\vec{k}\times\vec{a}^{(1)}]_d + E a^{(2)}_m + E_0 a^{(2)}_n + a^{(2)}\vec{k}_k\}\exp i(\vec{k}\vec{r}) , \tag{I3}$$

если энергии частиц имеют одинаковые знаки, и

$$\Psi_{e-p} = L(k)(\vec{a}^{(1)}_d + \vec{a}^{(1)}_k + a^{(2)}_a + a^{(2)}_t)\exp i(\vec{k}\vec{r}) = E_0\exp i(\vec{k}\vec{r})\cdot$$

$$\cdot\{E[\vec{k}\times\vec{a}^{(1)}]_b + E_0[\vec{k}\times\vec{a}^{(1)}]_c - i[\vec{k}\times[\vec{k}\times\vec{a}^{(1)}]]_d + E(\vec{k}\cdot\vec{a}^{(1)})_m + E_0(\vec{k}\cdot\vec{a}^{(1)})_n + i(\vec{k}\cdot\vec{a}^{(1)})\vec{k}_k + (E_0\vec{k}_b + E\vec{k}_c - k^2_a)a^{(2)}\} , \tag{I4}$$

если энергии имеют разные знаки.

Таблица III

Комп	Тип оператора	
	$E_0^{-1} L(\vec{k}^{(n)})$	$E_0^{-2} L(\vec{k}^{(m)})\, \gamma_i^{(n)} \gamma_i^{(m)} L(\vec{k}^{(n)})$
a_a	$L_0(\vec{k}^{(m)})\cdot i(E_0 \vec{k}_b^{(n)} + E\vec{k}_c^{(n)})\,a$,	$L_0(\vec{k}^{(m)})\cdot\{E_0[E^2\vec{k}^{(n)} + 2k^2\vec{k}^{(m)} - (\vec{k}^{(n)}\vec{k}^{(m)})\vec{k}^{(m)}]_b + E(E_0^2\vec{k}^{(n)} + 2k^2\vec{k}^{(m)})_c\}\,a$,
$\vec{a}_b$	$\cdot[E^2\vec{a}_b + EE_0\vec{a}_c - (\vec{a}\vec{k}^{(m)})k_b^{(n)}]$,	$\cdot\{EE_0[E^2\vec{a} + (\vec{a}\vec{k}^{(n)})(2\vec{k}^{(m)} - \vec{k}^{(n)}) - [\vec{k}^{(m)}\times(\vec{k}^{(n)}\times\vec{a})]]_c + E^2[E^2\vec{a} + (\vec{a}\vec{k}^{(n)})(2\vec{k}^{(m)} - \vec{k}^{(n)}) - [\vec{k}^{(m)}\times(\vec{k}^{(n)}\times\vec{a})] - (\vec{a}\vec{k}^{(m)})\vec{k}^{(n)}]_b - (2k^2 - \vec{k}^{(n)}\vec{k}^{(m)})(\vec{a}\vec{k}^{(m)})\vec{k}_b^{(n)}$,
$\vec{a}_d$	$\cdot i[E_0[\vec{k}^{(n)}\times\vec{a}]_b + E_0[\vec{k}^{(n)}\times\vec{a}]_c]$,	$\cdot i\{E[E^2[\vec{k}^{(n)}\times\vec{a}] - [\vec{k}^{(m)}\times(\vec{k}^{(n)}\times(\vec{k}^{(n)}\times\vec{a}))] - (\vec{k}^{(m)}\vec{k}^{(n)}\vec{a})\vec{k}^{(m)}]_b + E_0[E^2[\vec{k}^{(n)}\times\vec{a}] - [\vec{k}^{(m)}\times(\vec{k}^{(n)}\times(\vec{k}^{(n)}\times\vec{a}))]]_c\}$,
$\vec{a}_c$	$\cdot[EE_0 a_b + E^2 a_c + [\vec{k}^{(m)}\times(\vec{k}^{(n)}\times a)]_c]$,	$\cdot\{EE_0[E^2\vec{a} + 2(\vec{a}\vec{k}^{(n)})\vec{k}^{(m)} - (\vec{a}\vec{k}^{(m)})\vec{k}^{(m)} - [\vec{k}^{(m)}\times(\vec{k}^{(n)}\times\vec{a})]]_b + E_0^2[E^2\vec{a} + 2(\vec{a}\vec{k}^{(n)})\vec{k}^{(m)} - [\vec{k}^{(m)}\times(\vec{k}^{(n)}\times\vec{a})]]_c + 2k^2(\vec{a}\vec{k}^{(m)})\vec{k}_c^{(n)}$,
a_t	$\cdot 0$,	$\cdot 0$,
a_m	$\cdot E(Ea_m + E_0 a_n)$,	$\cdot E(E^2 + k^2)[E a_m + E_0 a_n]$,
a_n	$\cdot E_0(Ea_m + E_0 a_n)$,	$\cdot E_0(E^2 + k^2)[Ea_m + E_0 a_n]$,
$\vec{a}_k$	$\cdot(\vec{a}\vec{k}^{(m)})(Ea_m + E_0 a_n)$.	$\cdot i(E^2 + k^2)(\vec{a}\vec{k}^{(m)})[Ea_m + E_0 a_n]$.

Однако для расчета процессов упругого рассеяния и тормозного излучения иногда удобнее пользоваться волновой функцией в форме:

$$\Psi = L_0(\vec{k})(\vec{a}_l^{m} + \vec{a}_t^{m} + a_n^{m} + a_{nn}^{m})\exp i(\vec{k}\vec{r}), \quad L_0(\vec{k}) = 1 - iE_0^{-1}\vec{k}\cdot(\vec{\gamma}^{m} + \vec{\gamma}^{n}) \qquad (I5)$$

Поэтому в таблицу Ш результаты действия огераторов на компоненты внесены в форме (I5)

Литература

I. Г.Бете и Э.Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. Физматиздат, I960.

2. В.Гайтлер. Квантовая теория излучения.ИЛ., I956.

3. А.Зоммерфельд. Строение атома и спектры , т.2 ГИТТЛ, I956.

4. Фейнман. Квантовая элекродинамика, изд.Мир, I964.

5. Б.В.Богданович, ЖЭТФ, 7, 2I0 (I937)

Ответственный за выпуск Савченко О.Я.
Тираж 150 экз.

Отпечатано на ротапринте в Институте
ядерной физики Сибирского отделения
Академии наук СССР.