УДК 530.145.6

А. Б. КУКАНОВ, А. А. АМЕР

К ТЕОРИИ ЭФФЕКТА КОМПТОНА НА МАГНИТНОМ МОМЕНТЕ

В настоящей работе изучено рассеяние поляризованных фотонов на поляризованной первоначально покоящейся дираковской частице, обладающей собственным магнитным моментом μ_0 типа Паули [1, 2]. Для исследования поляризационных эффектов разобьем на составляющие амплитуду $\vec{a}_{\vec{\varkappa}}$ вектор-потенциала $\vec{A}_{\vec{\varkappa}}$ падающего вдоль оси z фотона с импульсом $\hbar\vec{\varkappa}$

$$\vec{a}_{\vec{\varkappa}} = \sum_{g,f} \vec{a}_g g = (\cos\alpha\,\vec{\beta}_2 + \sin\alpha\, e^{i\beta}\,\vec{\beta}_3)\, g + (\sin\alpha\vec{\beta}_2 - \cos\alpha\, e^{i\beta}\,\vec{\beta}_3)\, f. \tag{1}$$

Здесь g и f — квантовые части амплитуд, а единичные векторы $\vec{\beta}_2$ и $\vec{\beta}_3$ направлены вдоль осей x и y соответственно. Аналогично разбиваем на составляющие амплитуды $\vec{a}'_{\vec{\varkappa}'}$ вектор-потенциала рассеянной волны $\vec{A}'$ $\left(\vec{A}' = \sum_{\vec{\varkappa}'} \vec{A}'_{\vec{\varkappa}'}\right)$, причем вектор $\vec{\beta}'_2$ выбираем в плоскости рассеяния, а $\vec{\beta}'_3$ — перпендикулярно к ней. Пусть θ — угол между единичными векторами $\mathring{\vec{\varkappa}}$ и $\mathring{\vec{\varkappa}}'$ импульсов падающего и рассеянного фотонов, а ψ — угол между плоскостью xz и плоскостью рассеяния. Тогда

$$\vec{\beta}'_2 = (\cos\theta\cos\psi;\ \ \cos\theta\sin\psi;\ -\sin\theta),\ \vec{\beta}'_3 = (-\sin\psi;\ \cos\psi;\ 0).$$

Поляризацию первоначально покоящегося в начале координат магнитного момента мы характеризуем единичным трехмерным вектором спина $\mathring{\vec{s}}$ [3].

Рассмотрим сначала случай, когда падающий монохроматрический пучок фотонов — полностью эллиптически поляризован, причем $\vec{a}_{\vec{\varkappa}} = \vec{a}_g g$. Воспользовавшись методом теории возмущений и производя суммирование по конечным спиновым состояниям магнитного момента, получаем следующие формулы для дифференциального эффективного сечения рассеяния:

$$d\sigma_g = d\sigma_{gg'} + d\sigma_{gf'}, \tag{2}$$

где

$$\begin{aligned} d\sigma_{gg'} = \frac{2\mu_0^4\,\varkappa'^3}{c^2\hbar^2\varkappa} \{ & 1 + \sin 2\alpha \sin\beta \sin 2\alpha' \sin\beta' \cos\theta + \sin^2\alpha' \sin^2\theta + \\ & + \sin 2\alpha' \cos\beta' \cos\theta\,(\cos 2\alpha \sin 2\psi - \sin 2\alpha \cos\beta \cos 2\psi) + \\ & + (\cos^2\theta \sin^2\alpha' - \cos^2\alpha')\,(\sin 2\alpha \cos\beta \sin 2\psi + \cos 2\alpha \cos 2\psi) + \\ & + [2 \sin 2\alpha \sin\beta \sin^2\alpha'\,([\mathring{\vec{s}}\,\mathring{\vec{\varkappa}}']\,[\mathring{\vec{\varkappa}}'\,\mathring{\vec{\varkappa}}]) + \\ & + \sin 2\alpha' \sin\theta\,(2 \sin^2\alpha \sin\beta' \cos\psi - \sin 2\alpha \sin(\beta' - \beta) \sin\psi)\,(\mathring{\vec{s}}\,\mathring{\vec{\beta}}_2) + \\ & + \sin 2\alpha' \sin\theta\,(2 \cos^2\alpha \sin\beta' \sin\psi - \sin 2\alpha \sin(\beta' + \beta) \cos\psi)\,(\mathring{\vec{s}}\,\vec{\beta}_3)]\}\, d\Omega \end{aligned} \tag{3}$$

соответствует компоненту рассеянного пучка с поляризацией $\vec{a}'_g$, а $d\sigma_{gf'}$ может быть получена из (3) путем замены $\alpha' \to \frac{\pi}{2} - \alpha'$, $\beta' \to \pi + \beta'$. Формулы для $d\sigma_{gg'}$ и $d\sigma_{gf'}$, очевидно, позволяют найти компоненты вектора поляризации $\vec{P}'$ рассеянного пучка фотонов [4]: P'_1 (линейная поляризация по отношению к осям, направленным вдоль $\vec{\beta}'_2$ и $\vec{\beta}'_3$), P'_2

(линейная поляризация по отношению к двум ортогональным осям, повернутым относительно первых на угол $\frac{\pi}{4}$), P_3' (круговая поляризация), а также подсчитать степень поляризации этого пучка. Приведем результаты проведенного анализа для двух важных частных случаев.

а. Падающие фотоны — линейно поляризованы, причем плоскость поляризации (плоскость, в которой лежат векторы $\vec{\varkappa}$ и $\vec{a}_{\vec{\varkappa}}$) совпадает с плоскостью xz. Излучение, рассеянное в этой плоскости, оказывается (независимо от ориентации $\vec{\mathring{s}}$) полностью линейно поляризованным в плоскости, перпендикулярной к xz.

Если $\vec{\mathring{s}}$ лежит в плоскости xz, то $P_3'=0$ и рассеянное вне плоскости xz излучение оказывается частично линейно поляризованным. В частности, излучение, рассеянное вдоль или против оси y, — неполяризовано. Если же $\vec{\mathring{s}}$ ориентирован произвольно, то при условии $0<(\vec{\mathring{s}}\,\vec{\beta}_3)^2<1$ излучение, рассеянное вне плоскости xz, оказывается частично эллиптически поляризованным, становясь частично кругово поляризованным ($P_1'=P_2'=0$; $P_3'^2<1$) при $\theta=\frac{\pi}{2}$, $\psi=\frac{\pi}{2}$ или $\psi=\frac{3\pi}{2}$. Если единичный вектор спина $\vec{\mathring{s}}$ магнитного момента перпендикулярен к плоскости поляризации падающих фотонов, излучение, рассеянное вне плоскости xz, полностью эллиптически поляризовано.

В частности, излучение, рассеянное вдоль или против оси y, полностью кругово поляризовано. Например, если $(\vec{\mathring{s}}\,\vec{\beta}_3)=1$, излучение, рассеянное вдоль (против) оси y, будет обладать правой (левой) круговой поляризацией*.

б. Падающие фотоны — кругово поляризованы ($\vec{a}_{\vec{\varkappa}}=\vec{a}_g\,g=\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{\beta}_2+il\vec{\beta}_3)\,g_l$; $l=1$ или $l=-1$). В этом случае независимо от ориентации $\vec{\mathring{s}}$ излучение, рассеянное вдоль (против) оси z, оказывается полностью кругово поляризованным. Излучение, рассеянное вдоль направлений, не лежащих на оси z, вообще говоря, оказывается частично эллиптически поляризованным (если $l\mathring{s}_z\neq 1$). При $l\mathring{s}_z=1$ излучение, рассеянное вдоль направлений, не лежащих на оси z, оказывается полностью эллиптически поляризованным. В частности, излучение, рассеянное в плоскости $\theta=\frac{\pi}{2}$, оказывается либо полностью ($l\mathring{s}_z=1$), либо частично ($l\mathring{s}_z=-1$) линейно поляризованным.

Предположим теперь, что падающее излучение является неполяризованным. Для нахождения дифференциальных эффективных сечений рассеяния неполяризованного излучения $d\sigma_{g'}$, $d\sigma_{f'}$, соответствующих компонентам рассеянного пучка с поляризациями $\vec{a}_g'$ и $\vec{a}_f'$, следует, кроме $d\sigma_{gg'}$ и $d\sigma_{gf'}$, (с помощью замены $\alpha\to\frac{\pi}{2}-\alpha$; $\beta\to\pi+\beta$ в $d\sigma_{gg'}$ и $d\sigma_{gf'}$) найти $d\sigma_{fg'}$ и $d\sigma_{ff'}$, обязанные f — компоненте разложения амплитуды $\vec{a}_{\vec{\varkappa}}$ в (1), и произвести необходимые усреднения. Мы имеем

$$d\sigma_{g'}=\frac{2\mu_0^4\,\varkappa'^3}{c^2\,\hbar^2\varkappa}\{1+\sin^2\alpha'\sin^2\theta+\sin 2\alpha'\sin\beta'\sin\theta\cos\psi\,(\vec{\mathring{s}}\,\vec{\beta}_2)+$$

$$+\sin 2\alpha'\sin\beta'\sin\theta\sin\psi\,(\vec{\mathring{s}}\,\vec{\beta}_3)\}\,d\Omega\,, \qquad (4)$$

$d\sigma_{f'}$ получается из (4) с помощью указанного выше преобразования для α' и β'. Излучение, рассеянное вдоль (против) оси z, оказывается неполяризованным (независи-

* Для правой (левой) круговой поляризации мы приняли определения монографии [2].

мо от направления $\overset{\circ}{\vec{s}}$). Если $\overset{\circ}{\vec{s}}$ направлен вдоль (против) оси z, то для направлений, не совпадающих с осью z, рассеянное излучение оказывается частично линейно поляризованным с преимущественной поляризацией в плоскости, перпендикулярной к плоскости рассеяния (см. также [5]). Наконец, суммируя $d\sigma_{g'}$ и $d\sigma_{f'}$, получаем известную ранее формулу [6—8].

Авторы благодарны проф. А. А. Соколову за предложенную тему и обсуждение результатов данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Паули В. Релятивистская теория элементарных частиц, М., ИЛ, 1947.
2. Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. М., Физматгиз, 1958.
3. Соколов А. А., Колесникова М. М. ЖЭТФ, 38, 1778, 1960.
4. Фраунфельдер Г., Росси А. Сб. «Методы определения основных характеристик атомных ядер и элементарных частиц», гл. 3. М., «Мир», 1965.
5. Ритус В. И. Диссертация. ФИАН, 1958.
6. Соколов А. А. ЖЭТФ, **10**, 1339, 1940.
7. Powell J. L., Phys. Pev., **75**, 32, 1949.
8. Мороз Л. Г. Диссертация. Институт физики АН БССР, 1961.

Поступила в редакцию
23. 9 1966 г.

Кафедра
теоретической физики