

УДК 539.12;
539.186.2

Ю. Г. Павленко
А. В. Борисов
А. А. Матюхин

ФОТОЭФФЕКТ НА ВОДОРОДОПОДОБНОМ АТОМЕ
В СВЕРХСИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Найдены вероятности фотоэффекта и аннигиляции релятивистского позитрона на водородоподобном атоме, находящемся в основном состоянии в сверхсильном магнитном поле.

В последнее время усилился интерес к исследованию электродинамических процессов в сверхсильных магнитных полях $H \gg H_0 = m^2 c^3 / eh = 4,41 \cdot 10^{13}$ Гс. Это связано с имеющимися данными, которые указывают на существование в астрофизических условиях (например, вблизи поверхности нейтронных звезд) магнитных полей порядка H_0 [1].

В работах [2, 3] (см. также [4]) рассматривались радиационные переходы релятивистских электронов в сверхсильном магнитном поле $H \sim H_0$ на основной и слабозбужденные уровни, а также обратный процесс — фотовозбуждение электронов в поле $H \sim H_0$ жестким γ -квантом. Спектр синхротронного излучения анализировался в [5]. Рождение и аннигиляция электронно-позитронных пар рассматривались в [6, 7].

Характерной особенностью процессов в сверхсильном поле, как отмечено в указанных работах, является то, что существенный вклад в полные вероятности процессов дают переходы электронов в основное и близкие к нему состояния, что заметно изменяет спектральные распределения вероятностей по сравнению со случаем сравнительно слабых полей $H \ll H_0$.

С другой стороны, сверхсильное магнитное поле значительно изменяет свойства вещества: электронные оболочки атомов сильно деформируются и вытягиваются вдоль направления поля. В результате оказывается, что основной уровень водородоподобного атома в сильном магнитном поле значительно понижается [8, 9], приближаясь в полях $H \gg H_0$ к границе дираковского континуума [10].

Как показано в [8—10], задача о движении электрона в кулоновом поле и сильном магнитном поле $\mathbf{H} \parallel Oz$ эффективно сводится к одномерной кулоновской задаче с потенциалом

$$V = -\frac{Ze^2}{|z| + a}, \quad (1)$$

где Ze — заряд ядра водородоподобного атома, $a \sim (eH)^{-1/2}$ — параметр обрезания кулоновского потенциала¹; движение в плоскости, перпендикулярной \mathbf{H} , с логарифмической точностью по параметру a описывается известными волновыми функциями электрона в магнитном поле [11].

В настоящей работе мы рассмотрим фотоэффект на водородоподобном атоме, находящемся в магнитном поле $H \gg H_0$ в основном состоянии, которое представляет особый интерес ввиду того, что энергии воз-

¹ Используется система единиц $\hbar = c = 1$, $a = e^2 = 1/137$.

бужденных состояний оказываются близкими к энергиям обычной (трехмерной) кулоновской задачи [10].

Нормированная волновая функция основного состояния водородо-подобного атома в магнитном поле $H \gg H_0$ с учетом результатов работы [10], где решена релятивистская задача о термах этого атома в сверх-сильном поле, может быть записана в виде

$$\psi_0(\rho, z) = u(\rho) \begin{pmatrix} 0 \\ iAf(z) \\ 0 \\ iBg(z) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $u(\rho) = (\gamma/\pi)^{1/2} \exp[-\gamma\rho^2/2]$ — волновая функция, описывающая основное состояние электрона в магнитном поле [11], причем $\gamma = eH/2$, $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$, f и g соответствуют решению одномерной задачи для обрезанного кулоновского потенциала (1) и выражаются через функции Уиттекера $W_{\mu, \nu}$:

$$f(z) = \left(\frac{1+\varepsilon}{t} \right)^{1/2} (\chi_1 + \chi_2), \quad g(z) = \left(\frac{1-\varepsilon}{t} \right)^{1/2} (\chi_1 - \chi_2),$$

$$\chi_1 = W_{\Lambda-1/2, iZ\alpha} (2\lambda t), \quad \chi_2 = \frac{\lambda}{Z\alpha} W_{\Lambda+1/2, iZ\alpha} (2\lambda t),$$

$$\lambda = (1 - \varepsilon^2)^{1/2}, \quad \Lambda = Z\alpha\varepsilon/\lambda, \quad t = m(|z| + a),$$

где $\varepsilon = E_0/m$, E_0 — энергия основного состояния электрона [10]:

$$\varepsilon = \cos \left(Z\alpha \ln \frac{H}{H_0 \lambda^2} \right). \quad (3)$$

Коэффициенты A, B в (2) имеют вид

$$A = \frac{Z\alpha}{2\lambda} \left(\frac{m}{1+\varepsilon} \right)^{1/2}, \quad B = \frac{Z\alpha}{2\lambda} \left(\frac{m}{1-\varepsilon} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

причем они получены в первом приближении по малому параметру $Z\alpha \ll 1$, что соответствует рассматриваемому случаю слабого по сравнению с магнитным кулоновского поля.

Пусть атом поглощает жесткий γ -квант $\omega \gg m$, летящий перпендикулярно магнитному полю \mathbf{H} , так что электрон в конечном состоянии становится ультрарелятивистским (его энергия $E \gg m$), и мы пренебрежем влиянием на него кулоновского поля ядра.

Вероятность фотоэффекта

$$\omega = \frac{(2\pi e)^2}{L^3} \sum_{n\zeta} \frac{L}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dp_z \delta(E_0 + \omega - E) \frac{|\bar{a}\mathbf{e}|^2}{\omega}, \quad (5)$$

где \mathbf{e} — вектор поляризации γ -кванта, матричные элементы матриц Дирака

$$\bar{a} = \int \psi^+(\mathbf{r}) \mathbf{a} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \psi_0(\mathbf{r}) d^3x, \quad (6)$$

причем в качестве волновой функции ψ конечного состояния можно взять волновую функцию электрона в однородном магнитном поле (без учета кулоновского поля), которая определяется главным n , радиальным s , спиновым ζ квантовыми числами и продольным импульсом p_z (см. [11]). Интегралы по ρ и ϕ в (6) вычисляются аналогично тому, как это делается в теории синхротронного излучения [11]. Интеграл по z сводится к Фурье-образам функций Уиттекера, определяемых в (2), и выражается в общем случае через гипергеометрические функции. Однако в рассматриваемом случае, когда $\Lambda = Z\alpha\varepsilon/\lambda \ll 1$, эти функции сводятся к константам. Выполним в (5) суммирование по радиальному квантовому числу s и спиновому числу ζ , а также заменим суммирование по n интегрированием (ввиду $E \gg m$) с учетом δ -функции. В резуль-

тате получим, разделив на поток фотонов ($=L^{-3}$), следующее выражение для дифференциального сечения фотоэффекта:

$$\frac{d\sigma}{d\kappa} = \frac{8\pi^{1/2}\alpha}{mE} \left(\frac{H_0}{H}\right)^{1/2} (1+4\kappa^2)^{-2} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{m}{E}\right)^2(1+4\lambda^2\kappa^2)\right], \quad (7)$$

где $\kappa = p_z/2\lambda m$. Как видно, ширина углового распределения $\Delta\kappa \sim 1$, т. е. $\Delta p_z \sim \lambda m$, и в этой области значений экспоненту в (7) можно заменить единицей. Нетрудно получить и полное сечение фотоэффекта σ , интегрируя (7) по κ в бесконечных пределах, что возможно ввиду быстрого убывания (7) с ростом κ . В результате найдем выражение

$$\sigma = \frac{2\pi^{3/2}\alpha}{m\omega} \left(\frac{H_0}{H}\right)^{1/2}, \quad (8)$$

совпадающее с сечением фотовозбуждения электрона в сверхсильном магнитном поле в отсутствие кулоновского поля [2, 3]. Это вполне согласуется с принятым выше при получении (7) приближением, когда мы ограничивались главными членами разложения по малым параметрам $Z\alpha \ll 1$, $\Lambda = Z\alpha e/\lambda \ll 1$. Влияние кулоновского поля ядра проявляется в распределении (7) по продольному импульсу конечного электрона (в отсутствие ядра импульс имеет фиксированное значение $p_z = 0$, если импульс фотона $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$).

Заметим в заключение, что аналогично можно рассмотреть аннигиляцию релятивистского позитрона с энергией $E \gg m$ на водородоподобном атоме. Для распределения аннигиляционных фотонов по углу θ между импульсом фотона и магнитным полем \mathbf{H} получается в том же приближении, что и выше, выражение

$$-\frac{d\omega}{d\cos\theta} = \frac{4\pi^{1/2}\alpha}{\lambda m^2 L^3} \left(\frac{H_0}{H}\right)^{1/2} \left[1 + \left(\frac{E}{\lambda m}\right)^2 \cos^2\theta\right]^{-2}. \quad (9)$$

Отсюда можно найти время жизни позитрона относительно аннигиляции, совпадающее, как и следовало ожидать, с результатом, найденным для случая чисто магнитного поля $H \gg H_0$ [6, 7].

Авторы выражают благодарность В. Ч. Жуковскому за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ter Haar D. «Phys. Lett.», 1972, 3С, 59.
2. Sokolov A. A., Zhukovskii V. Ch., Nikitina N. S. «Phys. Lett.», 1973, 43A, 85.
3. Соколов А. А., Жуковский В. Ч., Никитина Н. С. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1974, 15, № 5, 548.
4. White D. «Phys. Rev.», 1974, D8, 869.
5. Соколов А. А., Борисов А. В., Жуковский В. Ч. «Изв. вузов. Физика», 1975, № 10, 51.
6. Sokolov A. A., Ternov I. M., Borisov A. V., Zhukovskii V. Ch. «Phys. Lett.», 1974, 49A, 9.
7. Соколов А. А., Тернов И. М., Борисов А. В., Жуковский В. Ч. «Изв. вузов. Физика», 1975, № 4, 65.
8. London R. «Amer. J. Phys.», 1959, 27, 649.
9. Кадомцев Б. Б., Кудрявцев В. С. «Письма в ЖЭТФ», 1971, 13, 61.
10. Крайнов В. П. ЖЭТФ, 1973, 64, 800.
11. Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1974.

Поступила в редакцию
20.7 1976 г.
Кафедра
теоретической физики