И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

46

ПРЕПРИНТ И Я Ф 76 - 77

В.Н.Байер, А.И.Мильштейн

О РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТАХ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Новосибирск
1976

О РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТАХ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

В.Н.Байер, А.И.Мильштейн

А Н Н О Т А Ц И Я

Найден сдвиг квазиэнергии, возникающий в результате взаимодействия с полем излучения заряженной частицы, движущейся в произвольной системе плоской электромагнитной волны и скрещенного поля. Модифицированное уравнение Дирака-Швингера решено в α-порядке теории возмущений по взаимодействию с полем излучения, используя массовый оператор в указанном выше поле, найденный ранее в работе /I/. Проведено обсуждение результатов.

Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, 630090

ON RADIATIVE EFFECTS IN THE INTENSE PLANE-WAVE FIELD

V.N.BAIER, A.I.MILSTEIN

a b s t r a c t

Explicit expression for a radiative levels shift $\Delta\varepsilon$ and a probability W (see Eq.(9)) has been obtained for an electron in the intense plane-wave field of general type. Modified Dirac-Schwinger equation has been solved in α-order of a perturbation theory using a mass operator found in Ref./1/. Some statement of Ref./4/ is criticized.

Продолжающийся прогресс лазерной техники, приведший к получению электромагнитных полей с очень высокой напряженностью (до 10^9 в/см), вызвал растущий интерес к поведению электронов в интенсивной электромагнитной волне. В этом круге вопросов одним из наиболее интересных является учет влияния взаимодействия заряженных частиц с полем излучения. Для решения этой задачи необходимо знать массовый оператор. Недавно Катков, Страховенко и авторы нашли массовый оператор заряженной частицы в поле плоской электромагнитной волны общего вида в α - порядке теории возмущений /I/. Используя это в данной работе посредством решения уравнения Дирака-Швингера найдено изменение квазиэнергии частицы

$$\varepsilon-\varepsilon_0 = Re\,\Delta\varepsilon - \frac{iW}{2} \tag{I}$$

что позволяет найти радиационный сдвиг уровней $Re\,\Delta\varepsilon$ и вероятность излучения частицы W.

Модифицированное уравнение Дирака-Швингера с учетом радиационных поправок имеет вид

$$(\hat{\mathcal{P}} - m - M)\psi = 0 \tag{2}$$

где M - перенормированный массовый оператор (см./I/, формула (3.2I)). Решение уравнения (2) ψ, а также решение уравнения нулевого порядка ($M=0$) ψ_0, с учетом того, что потенциал является периодической функцией времени, представим в виде

$$\psi = e^{-i\varepsilon t} f \;, \quad \psi_0 = e^{-i\varepsilon_0 t} f_0 \tag{3}$$

где ε, ε_0 квазиэнергия частицы, f, f_0 периодические функции с тем же периодом /2/. Будем рассматривать сдвиг уровней квазиэнергии при заданном квазиимпульсе. Умножим уравнение (2) слева на $\bar f_0 e^{i(\varepsilon-\varepsilon_0)t}$ и проинтегрируем результат по пространственным координатам, а также по времени (по периоду). При этом выпадают полные производные по времени от $(\bar f_0 \gamma^0 f)$. В итоге получим

$$(\varepsilon-\varepsilon_0)\int d^4x\,(\bar f_0 \gamma^0 f) = \int d^4x\,(\bar\psi_0 M \psi)\times \exp[i(\varepsilon-\varepsilon_0)t] \tag{4}$$

Состояния электрона в поле плоской электромагнитной волны двукратно вырождены по спину. Имея это в виду и сохраняя в уравнении (4) члены первого порядка по α имеем уравнение для определения квазиэнергии:

$$\begin{vmatrix} \varepsilon-\varepsilon_0+D_{11} & D_{12} \\ D_{21} & \varepsilon-\varepsilon_0+D_{22} \end{vmatrix} = 0 \qquad (5)$$

где

$$D_{ik} = -\int d^4x\, \bar{\Psi}_{oi} M \Psi_{ok} \Big/ \int d^4x\, (\bar{\Psi}_{oi}\gamma^0\Psi_{ok})$$

здесь Ψ_{oi} (i =I,2) собственные функции спинового оператора (см. /I/, формула (3.28)). В матричном элементе массового оператора между функциями нулевого приближения следует положить $\hat{\mathcal{P}}=m$. С учетом этого массовый оператор имеет следующую спинорную структуру:

$$M = \alpha\Big[a + \sum_{k=1}^{2}\gamma^5(\gamma f_k^*\mathcal{P})h_k + \gamma^5\hat{\varkappa}n + \hat{\varkappa}g\Big] \qquad (6)$$

Явный вид функций a, h_k, n, g приведен в /I/ (см.(3.2I)). Заметим, что член $\gamma f\mathcal{P}$ выпал, поскольку $2i\gamma f\mathcal{P} = \frac{1}{2}[\hat{\mathcal{P}}, \sigma f]$. Из того, что $\{\hat{\varkappa},\hat{\mathcal{P}}\} = 2\varkappa\mathcal{P}$, $\varkappa\mathcal{P}$ - интеграл движения, следует, что член с $\hat{\varkappa}$ имеет только диагональные матричные элементы, так что недиагональные матричные элементы имеют только спиновые корреляционные члены $\gamma^5(\gamma f_k^*\mathcal{P})$, $\gamma^5\hat{\varkappa}$, для которых очевидно

$$\langle\gamma^5(\gamma f_k^*\mathcal{P})\rangle_{11} = -\langle\gamma^5(\gamma f_k^*\mathcal{P})\rangle_{22};\ \langle\gamma^5\hat{\varkappa}\rangle_{11} = -\langle\gamma^5\hat{\varkappa}\rangle_{22}$$

Принимая это во внимание, запишем уравнение (5) в виде

$$\Big[\varepsilon-\varepsilon_0 - \frac{\alpha m}{\varepsilon_0}\big(\bar{a}+\bar{g}\,\frac{\varkappa p}{m}\big)\Big]^2 = \frac{m^2}{4\varepsilon_0^2}\sum_{k=1}^{2}\langle 1|R|k\rangle\langle k|R|1\rangle \equiv z \qquad (7)$$

где

$$R = \alpha\Big[\sum_{k=1}^{2}\gamma^5(\gamma f_k^*\mathcal{P})\bar{h}_k + \gamma^5\hat{\varkappa}\bar{n}\Big]$$

Используя матрицу плотности электрона в волне, имеем для

$$z = \alpha^2\,\frac{m^2}{\varepsilon_0^2}\,\frac{(\varkappa p)^2}{m^2}\big(\bar{n}^2+\bar{h}_1^2+\bar{h}_2^2\big) \qquad (8)$$

здесь

$$(\bar{a},\bar{g},\bar{n},\bar{h}_k) = \int d^4x\,(a,g,n,h_k)$$

Отметим, что результат (8) не зависит от направления оси квантования исходной системы функций. Подставляя (8) в (7), получаем окончательное выражение для сдвига квазиэнергии (см.(I))

$$\varepsilon-\varepsilon_0 = \alpha\frac{m}{\varepsilon_0}\Big[\bar{a}+\bar{g}\,\frac{\varkappa p}{m} \pm \frac{\varkappa p}{m}\sqrt{\bar{n}^2+\bar{h}_1^2+\bar{h}_2^2}\Big] \qquad (9)$$

Найденный результат (9) справедлив в случае произвольной суперпозиции поля плоской волны и скрещенного поля. В случае отсутствия скрещенного поля $\bar{n}\neq 0$, $\bar{h}_k=0$. В частности для эллиптически поляризованной монохроматической волны явное выражение для сдвига уровней квазиэнергии следует непосредственно из формул (3.33), (3.34) работы /I/, где следует положить $\varkappa,\zeta = \pm\frac{\varkappa p}{m}$ и учесть, что $\varepsilon-\varepsilon_0 = \frac{m}{\varepsilon_0}\langle M_R^{1/2}\rangle_{ee}$. Если же имеется только скрещенное поле, то $\bar{n}=0$, $\bar{h}_k\neq 0$. Члены h_k описывают, в частности, поведение аномального магнитного момента электрона в скрещенном поле (или в магнитном поле в квазиклассическом приближении) /3/, в пределе, когда поле стремится к нулю, из них следует швингеровское значение $\alpha/2\pi$. В общей же системе "скрещенное поле + волна" присутствуют обе спиновые корреляции. Заметим, что для скалярных частиц вследствие отсутствия вырождения сдвиг уровней квазиэнергии в α - порядке определяется непосредственно средним значением массового оператора.

Таким образом, из сказанного следует, что значение массового оператора позволяет найти все радиационные эффекты. Совсем недавно появилась работа /4/, в которой повторно был вычислен массовый оператор электрона в поле плоской электромагнитной волны при помощи прямого расчета с использованием соответствующих функций Грина электрона. Хотя результаты полученные в /4/ согласуются с ранее найденными в статье /I/, эта работа содержит ряд ошибочных утверждений, касающихся, в частности, членов, дающих в пределе свободных частиц значение аномального магнитного момента электрона (эти члены были указаны в /I/, более детально этот вопрос обсуждался выше). Авторы работы /4/, вычислив массовый оператор в α - порядке теории возмущений, пытаются при $\frac{\varkappa p}{m^2} \ll \alpha$ искать поправочные члены $\sim \alpha^2$ не учитывая однако, что такого же рода члены могут следовать из массового оператора в α^2-порядке. Наконец, авторы работы /4/ не приняли во внимание, что для вычисления радиационных эффектов необходимо, вообще говоря, использовать не среднее значение массового оператора на массовой оболочке, а сам массовый оператор, найденный в /I/.

Цитированная литература

I. В.Н.Байер, В.М.Катков, А.И.Мильштейн, В.М.Страховенко,ЖЭТФ, т.69, №3, 783 (I975).

2. Я.Б.Зельдович, ЖЭТФ, т.5I, №5, I492 (I966).

3. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.С.Фадин. Излучение релятивистских электронов, М.Атомиздат, I973.

4. W.Becker,H.Mitter.Preprint.Tübingen University,1976.

Работа поступила 2 июня I976 г.

Ответственный за выпуск С.Г.ПОПОВ
Подписано к печати 25.УШ-76г. МН 029I4
Усл.0,5 печ.л.,тираж 200 экз. Бесплатно
Заказ № 77.

Отпечатано на ротапринте ИЯФ СО АН СССР