Счетное количество комплексных радиационных поправок

Якубовский Е.Г.

e-mail yakubovski@rambler.ru

Радиационные поправки возникают вследствие нелинейности уравнений по их определению. При этом как любое нелинейное уравнение они имеют границу применимости. Причем эта граница может быть плавной. В классической физике имеется аналогичная граница, граница между турбулентным и ламинарным режимом. Аналогичная граница между связанным и свободным состоянием в квантовой механике. Описывать радиационные поправки надо не с помощью приближенной теории возмущений, а вводя перед детерминированным параметром квадрат волновой функции. Тогда задача будет не линейная. Нельзя использовать модуль волновой функции, так как в результате численного счета он может оказаться отрицательным, что приведет к не разрешимым противоречиям. Способ решения нелинейных уравнений описан в [2]. При этом окажется, что комплексных радиационных поправок имеется счетное количество. Причем среди них окажется конечное количество действительных поправок.

Радиационные поправки возникают вследствие нелинейности амплитуды рассеяния

$$2\,\mathrm{Im}\,M_{ii} = \frac{|p|}{(4\pi)^2 \varepsilon} \sum_{поляр} \int |M_{ni}|^2\, do$$

При превышении порогового состояния рождения виртуальным фотоном одной электрон-позитронной пары. Граница, определяющая переход от волновых свойств к корпускулярным определяется количеством частиц вакуума в одном кванте частицы см. [1]

$$R=\frac{Va}{v}=\frac{mVa}{\hbar}=N_{cr}=\frac{4m}{m_\gamma}(\frac{1}{\sqrt{1-V^2/c^2}}-1)^2, v=\frac{\hbar}{m}.$$

В гидродинамике это граница между турбулентным, корпускулярным и ламинарным, волновым режимом. Если $\frac{mVa}{\hbar}>N_{cr}$ частица проявляет волновые свойства, при обратном неравенстве корпускулярные. При этом граничная скорость образования электрон-позитронной пары из фотона равна $V/c=\sqrt{5}/3$, что соответствует $\frac{2}{\sqrt{1-V^2/c^2}}-2=1$.

При этом определение амплитуды рассеяния сводится к уравнению

$$\mathrm{Im}\mathrm{P}(t)=-\frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{t-4m^2}{t}}(t+m^2).$$

Это уравнение определяет только действительное значение $\mathrm{Im}\mathrm{P}(t)$, причем область $0<t/m^2<4$ оказалась не физической. Действительно в этой области действительная величина мнимой части комплексного числа оказалась мнимой, что невозможно. Но произошло это из-за введения комплексно сопряженного числа. Если использовать условие (1), то никакой не физической области не будет

$$M_{ik}-M_{ik}^{-1}=\frac{|p|}{(4\pi)^2\varepsilon}\sum_{поляр}\int M_{ni}M_{nk}^{-1}do. \qquad (1)$$

Оно получается в силу анти унитарного без комплексного сопряжения, комплексного значения тензора рассеяния $M_{ik}=-M_{ki}^{-1}$. При этом при определении тока элементарных частиц вместо унитарного оператора надо использовать $\hat{\psi}\hat{\psi}^{-1}=-1, \hat{\psi}^{-1}(\hat{\psi},\hat{\psi})=-\hat{\psi}$. При этом для устранения возможной особенности Лагранжиана, умножаем его на скалярное произведение $(\hat{\psi},\hat{\psi})L=(\partial_\mu\hat{\psi}^{-1}\partial^\mu\hat{\psi}-m^2\hat{\psi}^{-1}\hat{\psi})(\hat{\psi},\hat{\psi})=-\partial_\mu\hat{\psi}\partial^\mu\hat{\psi}+m^2\hat{\psi}^2$. Лагранжиан инвариантен относительно преобразования $\psi \to \exp(i\alpha)\psi; \psi^{-1} \to \exp(i\alpha)\psi^{-1}$. При этом для устранения возможной особенности тока умножаем его на скалярное произведение волновых функций и четырехмерный вектор тока равен $(\widehat{\psi},\widehat{\psi})\,\widehat{j}^{\,\mu} = 2i(\widehat{\psi},\widehat{\psi})\widehat{\psi}^{-1}\partial^{\mu}\widehat{\psi} = -2i\,\widehat{\psi}\partial^{\mu}\widehat{\psi} = -i\partial^{\mu}\widehat{\psi}^{2}$. Причем получится $(\widehat{\psi},\widehat{\psi})\partial_{\mu}\widehat{j}^{\,\mu} = -i\partial_{\mu}\partial^{\mu}\widehat{\psi}^{2} = 0$. В результате получится уравнение

$$2M_{ii} = -\frac{|\,p\,|}{(4\pi)^{2}\varepsilon}\sum_{поляр}\int M_{ni}M_{in}do\,.$$

Которое справедливо во всей области параметров, получаем уравнение

$$\mathrm{P}(t) = \frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{t-4m^{2}}{t}}(t+m^{2})\,. \qquad (2)$$

Это уравнение допускает мнимое значение $\mathrm{P}(t)$ и вычислять по мнимой части действительную часть нет необходимости, мнимое значение $\mathrm{P}(t)$ определяется из формулы (2).

Так радиационные поправки к полю Кулона имеет приближенную границу, равную $a = \frac{\hbar}{mc}$. Для применимости предложенного критерия импульс фотонов должна равняться в статическом поле величине $\frac{V}{c} = \frac{p}{mc} = (\frac{m_{\gamma}}{m})^{1/4} = (10^{-65+27})^{1/4} = 10^{-19/2}$. В силу малой массы фотона импульс его должен равняться нулю. Действительно вектор Умова - Пойнтинга равен нулю в статическом поле, длина волны равна бесконечности. Зная массу фотона можно оценить длину волны статического поля.

Но как учесть радиационную поправку при рассмотрении корпускулярных свойств статического электрического поля. Для этого необходимо решить задачу по совместному решению уравнения Шредингера и Лапласа см. [2]

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi+V\psi$$
$$\Delta V=e^2\psi^2\,\frac{m^3e^6}{\hbar^6}.$$

Решая совместно эту систему уравнений в комплексной плоскости, без знака комплексного сопряжения у квадрата волновой функции получим неоднозначное значение радиационной поправки. Надо использовать квадрат волновой функции, иначе будет необходимо прибегать к перенормировкам, так как в результате численного счета возникнет отрицательное значение модуля комплексного числа.

Потенциал и волновую функцию ищем в виде

$$\psi(r)=\sum_{n=1}^{N}a_n\exp(-n^2r^2/r_0^2)=\sum_{n=1}^{N}a_n g_n(r)$$
$$V(r)=\sum_{k=1}^{N}b_k\frac{1-\exp(-k^2r^2/r_0^2)\cos 2kr/r_0}{r}=\sum_{k=1}^{N}b_k h_k(r).$$
$$r_0=\frac{\hbar^2}{me^2}$$

Где потенциал определится с точностью до радиационной поправки. Причем имеем $\sum_{k=1}^{N}b_k=1$ и в результате получим счетное количество радиационных поправок. Это говорит о том, что радиационные поправки не имеют постоянного значения и меняются не предсказуемым образом. Вычисленные в [3] радиационные поправки только один из вариантов их действительных значений.

При этом как и всякое нелинейное уравнение оно допускает критическое значение, при котором происходит переход к комплексному решению. Так уравнение Навье – Стокса при числе Рейнольдса больше критического допускает переход к комплексному решению см. [4]. Происходит переход в комплексную плоскость при изменении связанного состояния на свободное состояние в водородоподобных атомах. Причем уравнение Шредингера эквивалентно нелинейному уравнению Навье – Стокса см. [5]. Это общее свойство нелинейных дифференциальных уравнений.

Совершенно аналогично надо рассматривать другие физические задачи по определению радиационных добавок. Надо учитывать вероятностный характер детерминированных параметров. При этом возникнут нелинейные уравнения, которые надо решать в комплексной плоскости с квадратом волновой функции, а не с модулем волновой функции. При этом существует счетное количество комплексных, разных, радиационных поправок.

Литература

1. Якубовский Е.Г. Граница между корпускулярными и волновыми свойствами «Энциклопедический фонд России», 2015, 24 стр. http://russika.ru/sa.php?s=966
2. Якубовский Е.Г. Локализованное решение уравнений Шредингера-Лапласа для одиночной частицы «Энциклопедический фонд России», 2015, 6 стр. http://russika.ru/sa.php?s=1062
3. *Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Квантовая электродинамика, т.IV, М.,- «Наука»,1989 г., 727стр.
4. Якубовский Е.Г. Определение коэффициента сопротивления круглого трубопровода//Сборник научных статей «Развитие науки в XXI веке: естественные и технические науки», 2015, DOI: 10.17809/06(2015)-14
5. *Якубовский Е.Г.* ЧАСТИЦЫ ВАКУУМА, ОПИСЫВАЮЩИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ПОЛЯ Реферативный журнал «Научное обозрение» 2016, т.2, стр.58-80, http://science-review.ru/abstract/pdf/2016/2/662.pdf