По поводу описания квантовой механики

Якубовский Е.Г.

e-mail yakubovski@rambler.ru

Оценивается поведение квантовой системы относительно числа Рейнольдса. При мнимом, умноженном на мнимую единицу, и малом числе Рейнольдса описываются взаимодействия, корпускулярные свойства частиц и полей. При росте числа Рейнольдса оно становится комплексным и описывается промежуточный случай, проявляются волновые и корпускулярные свойства частиц. При числе Рейнольдса действительном, умноженным на мнимую единицу, описываются волновые свойства частиц.

Но как складывать зависимые действительные величины, определяющие взаимодействие частиц, чтобы получить однозначный результат взаимодействия. Результат должен иметь одинаковый масштаб, по разным осям, т.е. должны иметься орты. Значит волновые функции надо нормировать. Как получается из нескольких ортов одно число – надо получить норму этих чисел, т.е. сложить квадраты действительных чисел, равных нормированным волновым функциям. Этот корень из суммы квадратов нормированных волновых функций можно умножать на константу. Это сумма действительных волновых функций в случае взаимодействия.

В случае не взаимодействующих частиц, их сумма прямо пропорциональна коэффициенту пропорциональности. Т.е. иметь члены с произведением одинакового количества волновых функций. Эти члены можно суммировать, а можно образовывать из них определитель. В первом случае получатся Бозе частицы, а во втором Ферми частицы в случае экспоненциальной волновой функции с мнимым показателем. При этом показатели должны складываться. Этому условию удовлетворяют действительные числа Рейнольдса, умноженные на мнимую единицу, ламинарное решение аддитивное, и пропорционально градиенту потенциальной функции.

Элементарные частицы в ускорителях имеют сильно направленное электромагнитное поле с мнимым электромагнитным числом Рейнольдса, большее $R > 2300$ и описываются мнимым числом Рейнольдса, так как имеют действительную поступательную скорость. Остаточное мнимое число Рейнольдса, умножается на мнимую единицу, и описывает частицы как корпускулы, и складываются квадраты модулей волновых функций и проявляются корпускулярные свойства.

Если число Рейнольдса комплексное, то проявляются как волновые, так и корпускулярные свойства, закон сложения волновых функций более сложный.

Волновая функция в общем случае равна

$$\begin{gathered}\psi(t,x,y,z) = \psi_0 \exp[-i\int (Edt - p_k dx^k)/\hbar] = \psi_0 \exp[-imc\int (u_0 u^0 + u_k u^k) ds/\hbar] = \\ = \psi_0 \exp[-imcs(t,x,y,z)/\hbar] = \psi_0 \exp[-iR(t,x,y,z)]; \qquad (1) \\ R = \frac{mcs}{\hbar};\end{gathered}$$

При этом имеем значение коэффициентов $E = mc^2 u_0, dt = u^0 ds/c; p_k = mcu_k; dx_k = -dx^k = -u^k ds$. Коэффициенты связи между числом Рейнольдса и интервалом, выбираются из их одновременно действительного значения. Интервал времени-подобный и число Рейнольдса классическое действительное. При этом волновая функция ОТО для распределения Шварцшильда равна

$$\psi[t,r(t),\theta(t),\psi(t)] = \psi_0 \exp\{-imcs[t,r(t),\theta(t),\psi(t)]/\hbar\} = \psi_0 \exp\{-iR[t,r(t),\theta(t),\psi(t)]/2\}$$

$$= \psi_0 \exp\{-imc\int_{t_0}^{t} \sqrt{1 - r_g/r - (\frac{dr}{cdt})^2/(1-r_g/r) - r^2[(\frac{d\theta}{cdt})^2 + (\frac{d\psi}{cdt})^2} dt/\hbar\}$$

$$R[t,r(t),\theta(t),\psi(t)] = \frac{mcs[t,r(t),\theta(t),\psi(t)]}{\hbar};$$

$$\frac{du^k(t)}{dt} = -\sqrt{1 - r_g/r - (\frac{dr}{cdt})^2/(1-r_g/r) - r^2[(\frac{d\theta}{cdt})^2 + (\frac{d\psi}{cdt})^2}\Gamma^k_{pq}u^p(t)u^q(t) = 0, k = 1,...,3;$$

$$u^0 = \frac{1}{\sqrt{1 - r_g/r - (\frac{dr}{cdt})^2/(1-r_g/r) - r^2[(\frac{d\theta}{cdt})^2 + (\frac{d\psi}{cdt})^2}};$$

$$\frac{dr}{cdt} = \sqrt{1 - r_g/r - (\frac{dr}{cdt})^2/(1-r_g/r) - r^2[(\frac{d\theta}{cdt})^2 + (\frac{d\psi}{cdt})^2}u^r$$

$$\frac{rd\theta}{cdt} = \sqrt{1 - r_g/r - (\frac{dr}{cdt})^2/(1-r_g/r) - r^2[(\frac{d\theta}{cdt})^2 + (\frac{d\psi}{cdt})^2}u^\theta; \frac{r\sin\theta d\varphi}{cdt} = \frac{rd\psi}{cdt};$$

$$\frac{d\psi}{d\varphi} = \sin\theta; q_k(t) = q_k(t, r_0, \theta_0, \psi_0); k = 1,...,3$$

При этом образуется волновая функция ОТО и число Рейнольдса уравнения Навье-Стокса с мнимой кинематической вязкостью. Проекции числа Рейнольдса на оси координат

$$R_k = \frac{\hbar\partial^2 R_k}{mc\sqrt{g_{kk}}\partial t\partial\dot{q}_k}, R_r = \frac{\frac{dr}{cdt}\sqrt{1-r_g/r}}{\sqrt{1 - r_g/r - (\frac{dr}{cdt})^2/(1-r_g/r) - r^2[(\frac{d\theta}{cdt})^2 + (\frac{d\psi}{cdt})^2}}$$

$$R_\theta = \frac{\frac{rd\theta}{cdt}}{\sqrt{1 - r_g/r - (\frac{dr}{cdt})^2/(1-r_g/r) - r^2[(\frac{d\theta}{cdt})^2 + (\frac{d\psi}{cdt})^2]}}.$$

$$R_\psi = \frac{\frac{rd\psi}{cdt}}{\sqrt{1 - r_g/r - (\frac{dr}{cdt})^2/(1-r_g/r) - r^2[(\frac{d\theta}{cdt})^2 + (\frac{d\psi}{cdt})^2]}}$$

Если число Рейнольдса комплексное, имеется взаимодействие между частицами, сумма чисел Рейнольдса в турбулентном режиме не является решением задачи, и суммарная волновая функция нескольких частиц определяется по сложному закону, нет простых формул. Выскажем предположение, что волновая функция в этом случае равна сумме квадратов модулей волновой функции, плюс добавляется множитель без взаимодействия, с аддитивной действительной частью числа Рейнольдса, умноженной на мнимую единицу. В случае ламинарного режима числа Рейнольдса складываются, но их надо умножить на мнимую единицу, имеем в случае ферми частиц

$$\psi_{N_1N_2...} = \sqrt{\exp[2\operatorname{Re}\ln\psi_{p1}(\xi_1)] + ...\exp[2\operatorname{Re}\ln\psi_{p_N}(\xi_N)]} \times$$

$$\times \begin{Vmatrix} \exp[i\operatorname{Im}\ln\psi_{p1}(\xi_1)] & ... & \exp[i\operatorname{Im}\ln\psi_{p1}(\xi_N)] \\ ... & ... & ... \\ \exp[i\operatorname{Im}\ln\psi_{p_N}(\xi_1)] & ... & \exp[i\operatorname{Im}\ln\psi_{p_N}(\xi_N)] \end{Vmatrix} / \sqrt{N!} =$$

$$= \sqrt{\exp[2\operatorname{Im}R_{p1}(\xi_1)] + ...\exp[2\operatorname{Im}R_{p_N}(\xi_N)]} \times$$

$$\times \begin{Vmatrix} \exp[-i\operatorname{Re}R_{p1}(\xi_1)] & ... & \exp[-i\operatorname{Re}R_{p1}(\xi_N)] \\ ... & ... & ... \\ \exp[-i\operatorname{Re}R_{p_N}(\xi_1)] & ... & \exp[-i\operatorname{Re}R_{p_N}(\xi_N)] \end{Vmatrix} / \sqrt{N!}$$

И формула для Бозе частиц

$$\psi_{N_1N_2...} = \sqrt{\exp[2\operatorname{Re}\ln\psi_{p1}(\xi_1)] + ...\exp[2\operatorname{Re}\ln\psi_{p_N}(\xi_N)]} \times$$

$$\times \sum \exp[i\operatorname{Im}\ln\psi_{p1}(\xi_1)]...\exp[i\operatorname{Im}\ln\psi_N(\xi_N)]\sqrt{\frac{N_1!N_2!...}{N!}} =$$

$$= \sqrt{\exp[2\operatorname{Im}R_{p1}(\xi_1)] + ...\exp[2\operatorname{Im}R_{p_N}(\xi_N)]} \times$$

$$\times \sum \exp[-i\operatorname{Re}R_{p1}(\xi_1)]...\exp[-i\operatorname{Re}R_N(\xi_N)]\sqrt{\frac{N_1!N_2!...}{N!}}$$

Интервал при этом проявляет свойства как пространственно-подобные, так и времени-подобные. Волновая функция электрона в случае учета взаимодействия между электронами комплексная см. [2], берется по модулю. Действительная часть числа Рейнольдса, умноженная на мнимую единицу, описывает волновую функцию не взаимодействующих частиц, причем показатели волновой функции складываются, что справедливо для действительной части числа Рейнольдса, умноженной на мнимую единицу. Мнимая часть числа Рейнольдса, умноженная на мнимую единицу, описывает корпускулярные свойства взаимодействия, сложение квадратов модулей волновых функций с показателем, равным мнимой части логарифма волновой функции, умноженным на мнимую единицу.

В релятивистском случаи надо использовать для вычисления числа Рейнольдса, а по нему и волновой функции формулы (1). Описание с помощью формул $V_k = i\,\mathrm{Im} V_k = -i\frac{\hbar}{m}\frac{\partial \ln\psi}{\partial x^k}$ и следующей из нее формул для действительного числа Рейнольдса $R_k = \frac{2mi\,\mathrm{Im} V_k a}{i\hbar} = \frac{2m\,\mathrm{Im} V_k a}{\hbar}$ является приближенным при вычислении волновой функции, так как релятивистский случай описывается формулами (1) и в качестве скорости используется скорость света. Как показано в выводе формулы (1) релятивистская формула для волновой функции не зависит от отдельной скорости, а определяется инвариантом – интервалом.

Если число Рейнольдса мнимое, но умноженное на мнимую единицу, является действительным, то имеется огибающая волны де Бройля без высокочастотного заполнения и складываются действительные квадраты модулей $\psi = \sqrt{\exp(2\,\mathrm{Re}\ln\psi_1) + ... + \exp(2\,\mathrm{Re}\ln\psi_N)}$ волновой функции и описываются элементарные частицы.

Если число Рейнольдса действительное, умноженное на мнимую единицу, образует мнимую фазу, то огибающая равна константе и имеется высокочастотное заполнение. Если число Рейнольдса равно константе, то образуется единая волна – электромагнитного, звукового или гравитационного поля. Эффективная постоянная Планка при этом равна $\hbar_{eff} = \hbar(1 + \frac{m^2}{m_{Pl}^2}) - 2im\mu / \rho_b$, мнимый член имеет существенное значение в твердом теле, когда вязкость велика, при групповой скорости возмущения, равной

$$c_G = \frac{c}{\sqrt{(1 + \frac{m^2}{m_{Pl}^2})^2 + (\frac{2m\mu}{\hbar\rho_b})^2}}.$$

Групповая гравитационная скорость массивных тел величина малая, что проявляется в конечных размерах Солнечной системы и конечном поле Земли, что доказала связь с Марсом, которую долго не могли использовать, из-за отражения посланного сигнала от границы гравитационного поля Земли см. [3], и только учтя изменение частоты сигнала удалось добиться устойчивой связи с космическими объектами, посланными на Марс.

Где величина ρ_b - это плотность частицы, и используется динамическая вязкость среды. Если интервал равен константе, и не является функцией, то образуется волна, с носителями малой массы. Гравитон и фотон имеют малую конечную массу порядка $10^{-49} г$. Она получается из определения масс элементарных частиц, см. [4].

Литература

1. Якубовский Е.Г. По поводу преобразований Лоренца «Энциклопедический фонд России». 2019, 144 стр. http://russika.ru/userfiles/390_1589976123.pdf
2. Якубовский Е.Г. Правильное количественное описание экранировки электронов в атоме «Энциклопедический фонд России». 2019, 9 стр. http://russika.ru/userfiles/390_1574296948.pdf
3. Якубовский Е.Г Отклонение гравитационного поля Солнца «Энциклопедический фонд России». 2019, 6 стр. http://russika.ru/userfiles/390_1571615029.pdf
4. Якубовский Е.Г. Получения с помощью частиц вакуума аналога бозона Хиггса «Энциклопедический фонд России». 2019, 26 стр. http://russika.ru/userfiles/390_1584712203.pdf