Добавление к 1 тому Л.Л. Механика

Е.Г. Якубовский

e-mail yakubovski@rambler.ru

На основании решения системы нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных получено счетное количество решений с дискретной энергии в поле внешнего потенциала. Значит определяется счетное количество образовавшихся элементарных частиц. Среди них надо отбирать решение с действительной энергией и импульсом. Решение с комплексной энергией и импульсом соответствует виртуальным частицам. Можно вычислить скорость этих элементарных частиц и их дальнейшее движение. Решение основано на аналогии между уравнением Навье – Стокса и уравнением Клейна-Гордона см. [1] раздел 1, стр.19. Причем иногда проще решить уравнение Навье – Стокса, чем уравнение Клейна-Гордона, а их решения связаны. Задачу можно использовать при расчете образования новых частиц в ускорителе элементарных частиц.

Сведение системы квазилинейных уравнений в частных производных к системе обыкновенных нелинейных дифференциальных уравнений

Рассмотрим систему квазилинейных уравнений второго порядка

$$\frac{\partial^2 U_k}{\partial t^2} + \sum_{l,n=1}^{L} [a_{0nl}(x_1,...,x_3) + \sum_{s=1}^{L} a_{1nls}(x_1,...,x_3)U_s + ...]\frac{\partial^2 U_k}{\partial x_l \partial x_n} +$$
$$+ \sum_{l=1}^{L} [b_{0l}(x_1,...,x_3) + \sum_{s=1}^{L} b_{1ls}(x_1,...,x_3)U_s + ...]\frac{\partial U_k}{\partial x_l} + \qquad .$$
$$+ [c_0(x_1,...,x_3) + \sum_{s=1}^{L} c_{1s}(x_1,...,x_3)U_s + ...]U_k = d_k(x_1,...,x_3), k = 1,...,L$$

Решение ищем с помощью подстановки в дифференциальное уравнение функции $\mathbf{U}(t, x_1,...,x_3) = \sum_{n=0}^{\infty} \mathbf{b}_n(t)\varphi_n(x_1,...,x_3)$. При этом величина $d_k(x_1,...,x_3)$, это внешнее воздействие. Для решения этого уравнения подставляем разложение функции решения в уравнение в частных производных, умножаем на величину $\varphi_s(x_1,...,x_3)$ и интегрируем по пространству. Получим дифференциальное уравнение (1). Функции $\varphi_n(x_1,...,x_3)$ выберем синусоидальными, тогда если решение непрерывная функция, то коэффициенты ряда убывают как величина $1/n^2$, и процесс редукции возможен.

Исследуем нелинейное обыкновенное уравнение со второй производной по времени, где при действительных аргументах $b_1,...,b_N$ уравнение имеет однозначную правую часть

$$\frac{d^2 b_s}{dt^2} = F_s(b_1,...,b_N), s = 1,...,N. \qquad (1)$$

Системы уравнений, содержащие первую производную по времени в правой части, приводятся к виду (1). Допустим, имеем уравнение

$$\frac{d^2 b_s}{dt^2} = F_s(b_1,...,b_N, \frac{db_1}{dt},...,\frac{db_N}{dt}), s = 1,...,N.$$

Продифференцируем его по времени, получим

$$\frac{d^3 b_s}{dt^3} = \frac{\partial F_s(b_1,...,b_N, \frac{db_1}{dt},...,\frac{db_N}{dt})}{\partial b_k}\frac{db_k}{dt} + \frac{\partial F_s(b_1,...,b_N, \frac{db_1}{dt},...,\frac{db_N}{dt})}{\partial b_k} \times$$

$$\times F_s(b_1,...,b_N, \frac{db_1}{dt},...,\frac{db_N}{dt})$$

Введя новые переменные $y_n = b_n, y_{n+N} = \frac{db_n}{dt}, n = 1,...,N;$, получим систему уравнений с новыми координатами равновесия

$$\frac{d^2 y_s}{dt^2} = F_s(y_1,...,y_{2N}), s = 1,...,2N.$$

2. Решение системы нелинейных уравнений

Уравнение Клейна-Гордона сводится к релятивистскому уравнению Навье – Стокса с кинематической вязкостью вакуума $i\hbar/2m$, где m масса двигающейся частиц вакуума. Т.е. уравнение Клейна-Гордона описывает потенциал скорости движения частиц вакуума см. [1]. Скорость описывает релятивистское уравнение

Навье – Стокса, а ее потенциал уравнение Клейна-Гордона. При этом решение релятивистского уравнения Навье – Стокса u_l связано с решением уравнения Клейна-Гордона ψ формулой $u_l c - \frac{eA}{mc} = -i\frac{\hbar}{m}\frac{\partial \ln\psi}{\partial x_l}$ см. [1] раздел 1, стр. 19. Где скорость частиц вакуума имеет материальную и полевую часть. Одинаковой скорости частиц вакуума соответствует разные значения импульса поля и материи, т.е. меняя поле, изменится и материальная скорость, важно чтобы их разность была неизменной. Надо использовать мнимую единицу, так как в случае отсутствия поля, скорость, определяемая по этой формуле действительна. В случае наличия поля скорость комплексная величина. Т.е. чтобы получить решение уравнения квантовой механики достаточно решить релятивистское уравнение Навье – Стокса при соответствующих начальных условиях. Определим это решение при заданном внешнем потенциале, или давлении, которое соответствует потенциалу. Такое определение давления соответствует аналогии с уравнением Клейна-Гордона см. [1] раздел 1 стр. 19.

Число Рейнольдса элементарных частиц равно

$$R_l = \frac{u_l c a}{\nu} = \frac{u_l m_e c a}{\hbar} = \frac{u_l a}{\lambda\!\!\!^{-}_e + l}, \qquad (2.1)$$

где u_l четырехмерная релятивистская скорость элементарных частиц, величина a размер устройства в котором движутся частицы, l пройденное частицей расстояние. По мере увеличения пройденного расстояния число Рейнольдса стремится к нулю. Причем величина $-\infty < u_l < \infty, l = 1,...,3$. Величина числа Рейнольдса равна $R_l = \frac{u_l a}{\lambda\!\!\!^{-}_e + l} >> 1$. Причем используется релятивистское уравнение Навье – Стокса во внешнем электромагнитном поле, имеющее вид

$$\frac{i\hbar}{2mc}\left(\frac{\partial^2(u_k - \frac{e}{mc^2}A_k)}{\partial x^0 \partial x_0} + \frac{\partial^2(u_k - \frac{e}{mc^2}A_k)}{\partial x^l \partial x_l}\right) - (u^0 - \frac{e}{mc^2}A^0)\frac{\partial(u_k - \frac{e}{mc^2}A_k)}{\partial x^0} -$$

$$-(u^l - \frac{e}{mc^2}A^l)\frac{\partial[u_k - eA_k/(mc^2)]}{\partial x^l} = 0$$

Умножим на величину $a^3 m^2 c^4 / e^2 e_1^2$, получим

$$\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 (R_k - i\frac{a}{e_1}A_k)}{\partial y^0 \partial y_0} + \frac{\partial^2 (R_k - i\frac{a}{e_1}A_k)}{\partial y^l \partial y_l}\right) - (R_0 - i\frac{a}{e_1}A_0)\frac{\partial (R_k - i\frac{a}{e_1}A_k)}{\partial y^0} -$$

$$-(R_l - i\frac{a}{e_1}A_l(\frac{\partial (R_k - i\frac{a}{e_1}A_k)}{\partial y^l} = 0, y_l = x_l / a, R_k = \frac{u_k mc^2 a}{e_1 e} = \frac{u_k a}{e_1 e / mc^2 + l};.$$

$$R_k - i\frac{a}{e_1}A_k = \frac{\hbar}{m}\frac{\partial \ln\psi}{\partial x_k}; y_0 = x_0 /(137a); y_k = x_k / a; k = 1,...,3$$

Мнимая единица перед значением электромагнитного поля возникла из-за мнимого числа Рейнольдса, которое возникает из-за мнимой кинематической вязкости и умножении уравнения на квадрат мнимой единицы. Величину $R_k - i\frac{a}{e_1}A_k$ назовем обобщенным числом Рейнольдса, в отличии от числа Рейнольдса материи R_k. Электромагнитное поле при увеличении радиуса стремится к нулю. Значит и число Рейнольдса материи должно стремиться к нулю в случае комплексного обобщенного числа Рейнольдса. При действительном обобщенном числе Рейнольдса действительная часть не стремится к нулю и надо использовать величину $l = \sqrt{(\int_0^t \operatorname{Im}V_x dt)^2 + (\int_0^t \operatorname{Im}V_y dt)^2 + (\int_0^t \operatorname{Im}V_z dt)^2}$. Добавка мнимой части решения не скажется на правильности действительного решения, при мнимой части равной нулю получаем действительное решение. Наличие мнимой постоянной скорости приводит к уменьшению числа Рейнольдса материи и образовании виртуальных частиц. При действительной скорости виртуальные частицы не образуются.

Отношение числа Рейнольдса к собственному полю двигающейся частицы равно величине $R_k /(\frac{a}{e}A_k) = mc^2 u_k / eA_{kl} = u_k e /[(e^2 / mc^2 + l)A_{kl}] \to 1$. Т.е. отношение этих членов равно релятивистскому значению скорости частиц вакуума, и значению потенциала поля и не зависит от массы частицы.

При этом, если внешнего поля нет и импульс действительный, то скорость быстро становится действительной. При включении внешнего поля значение скорости становится комплексным.

Четырехмерный импульс частиц вакуума является собственным числом оператора импульса.

$$\frac{\hbar}{2m}\frac{\partial^2\frac{\hbar}{m}\frac{\partial\ln\psi}{\partial x^k}}{\partial x^0\partial x_0}+\frac{\hbar}{2m}\frac{\partial^2\frac{\hbar}{m}\frac{\partial\ln\psi}{\partial x^k}}{\partial x^l\partial x_l}+\frac{\hbar}{m}\frac{\partial\ln\psi}{\partial x_0}\frac{\partial\frac{\hbar}{m}\frac{\partial\ln\psi}{\partial x^k}}{\partial x^0}+\frac{\hbar}{m}\frac{\partial\ln\psi}{\partial x_l}\frac{\partial\frac{\hbar}{m}\frac{\partial\ln\psi}{\partial x^k}}{\partial x^l}=0$$

Разделим это уравнение на величину $\dfrac{\hbar^2}{m^2}$, получим

$$\frac{\partial}{\partial x^k}[\frac{\partial^2\ln\psi}{\partial x^0\partial x_0}+\frac{\partial^2\ln\psi}{\partial x^l\partial x_l}+\frac{\partial\ln\psi}{\partial x_0}\frac{\partial\ln\psi}{\partial x^0}+\frac{\partial\ln\psi}{\partial x_l}\frac{\partial\ln\psi}{\partial x^l}]=0\,.$$

Проинтегрируем это уравнение, получим

$$[\frac{\partial^2\ln\psi}{\partial x^0\partial x_0}+\frac{\partial^2\ln\psi}{\partial x^l\partial x_l}+\frac{\partial\ln\psi}{\partial x_0}\frac{\partial\ln\psi}{\partial x^0}+\frac{\partial\ln\psi}{\partial x_l}\frac{\partial\ln\psi}{\partial x^l}]=$$
$$=-m^2c^2/\hbar^2$$

Где константу интегрирования обозначили $m^2c^2/\hbar^2$. Умножим это уравнение на величину ψ и воспользуемся равенством $\dfrac{\partial^2\psi}{\partial x^0\partial x_0}=\psi[\dfrac{\partial^2\ln\psi}{\partial x^0\partial x_0}+\dfrac{\partial\ln\psi}{\partial x^0}\dfrac{\partial\ln\psi}{\partial x_0}]$, $\dfrac{\partial^2\psi}{\partial x^l\partial x_l}=\psi[\dfrac{\partial^2\ln\psi}{\partial x^l\partial x_l}+\dfrac{\partial\ln\psi}{\partial x^l}\dfrac{\partial\ln\psi}{\partial x_l}]$ получим уравнение Клейна-Гордона с потенциалом.

$$-\frac{\partial^2\psi}{\partial x^0\partial x_0}-\frac{\partial^2\psi}{\partial x^l\partial x_l}=m^2c^2\psi/\hbar^2;$$

Решение этого уравнения в частных производных является функция $\psi=\dfrac{1}{\sqrt{V}}\exp[-i(E\Delta t-\mathbf{p}_0\Delta\mathbf{r})/\hbar]$.

При этом решение сводится к равенству

$$E^2=p_0^2c^2+m^2c^4.$$

Это уравнение приводится к виду

$$E-mc^2=\frac{p_0^2}{2m}$$

Но это решение сводится к решению уравнения совместности для уравнений Дирака, к уравнению Клейна-Гордона.

При этом солитонное решение уравнения Навье – Стокса ищем в виде солитонных членов решения, причем частицы разной массы в безразмерном виде описываются одинаково. Где величина координаты пространства и времени безразмерны. Причем решение ищется в поле скоростей, описываемых релятивистским уравнением Навье – Стокса в переменных Эйлера.

$$\mathbf{R}_u(\tau, y_1, y_2, y_3) =$$

$$= \int_V \sum_{n_1,n_2,n_3=-N}^{N} \mathbf{a}_{n_1 n_2 n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0)\{\prod_{l=1}^{3} \exp[in_l \exp(-\xi_l^2)] - 1\} dy_1^0 dy_2^0 dy_3^0, .$$

$$\xi_{kl} = |[y_l - y_l^0 - \int_{t_0}^{\tau} R_{Ul}(u, y_1^0, y_2^0, y_3^0) du] / \sigma|$$

Из скорости частицы вычитается скорость течения на бесконечности, т.е. определяется скорость частицы в системе координат с нулевой скоростью на бесконечности.

При малых значения числа Рейнольдса R_u имеем действительный ламинарный режим. Причем расходимость σ определяется по следующей формуле

$$\sigma = 1 + \lambda l[1 - \exp(-R_{cr} / R)] / d^2 = \begin{cases} R >> R_{cr}, 1 + \lambda l R_{cr} / (R d^2) \\ R \sim R_{cr}, 1 + 0.632 \lambda l / d^2 \\ R << R_{cr}, 1 + \lambda l / d^2 \end{cases}$$

Т.е. данная асимптотическая формула правильно интерполирует расходимость волновых потоков в линейном и нелинейном случае. Для линейной среды $R << R_{cr}$ эта формула приведена в [4], задача к §58 стр. 191. Где имеем обозначения λ- длина волны солитона, равная размеру солитона a, размер потока d в поперечном сечении, величина l расстояние, прошедшее потоком.

Для движущейся с постоянной скоростью частицы справедливо

$$\mathbf{R}_u(\tau, y_1, y_2, y_3) = \{\frac{Ea}{mc^2(r_m + l)}(1 - i\frac{r_m + l}{r^*}), \frac{p_x a}{mc(r_m + l)}(1 - i\frac{(r_m + l)\sqrt{1 - V^2/c^2}}{r^*}),$$

$$\frac{p_y a}{mc(r_m + l)}(1 - i\frac{r_m + l}{r^*}), \frac{p_z a}{mc(r_m + l)}(1 - i\frac{r_m + l}{r^*})\} = .$$

$$= \int\limits_V \sum_{n_1, n_2, n_3 = -N}^{N} \mathbf{a}_{n_1 n_2 n_3}(\tau, y_1^0, y_2^0, y_3^0) \prod_{l=1}^{3} \exp[in_l \exp(-\xi_l^2) dy_1^0 dy_2^0 dy_3^0$$

Эти решения удовлетворяют уравнению Клейна-Гордона, следовательно, удовлетворяют уравнению Навье-Стокса. Причем надо использовать собственное поле движущегося с постоянной скоростью заряда.

Электромагнитное поле двигающегося с постоянной скоростью заряда равно см. [4] §38 $\varphi = \frac{e}{r^*}; r^{*2} = (x - Vt)^2 + (1 - V^2/c^2)(y^2 + z^2); A = \varphi\frac{V}{c}$. Среднеквадратичное отклонение радиуса частицы должно стремиться к бесконечности при определенных условиях. Это соответствует определению мнимого числа, как среднеквадратичного отклонения

$$l_i = \operatorname{Im} x_i \sin\frac{\operatorname{Im} V_i}{\operatorname{Im} x_i}(t - t_0) = \lim_{\operatorname{Im} x_i \to \infty} \operatorname{Im} V_i(t - t_0); |\frac{\operatorname{Im} V_i}{\operatorname{Im} x_i}(t - t_0)| << 1$$

Так как процессы столкновения длятся малое время и их дисперсия велика, это справедливое приближение. Действительное решение неизменно.

При постоянной скорости элементарной частицы число Рейнольдса стремится к нулю и равно $R_k - iR_k\frac{r_m + l}{r^*} \to R_k - iR_k\frac{\sqrt{(\int_0^t \operatorname{Im} V_x dt)^2 + (\int_0^t \operatorname{Im} V_y dt)^2 + (\int_0^t \operatorname{Im} V_z dt)^2}}{\sqrt{(x - Vt)^2 + (1 - V^2/c^2)(y^2 + z^2)}}$.

Где величина $r^*(t = 0) = r_m; r^*(t \to \infty) \to \infty$. При постоянной мнимой скорости частицы возможно возникновение мнимой части у обобщенного числа Рейнольдса. Число Рейнольдса равно $R_k = \frac{u_k a}{e_1 e./mc^2 + l} = u_k\frac{a}{a + l}$ и для релятивистских частиц эта величина велика. Она стремится к нулю, по мере движения частицы и удаления ее на бесконечность. Удовлетворяется условие (2.3), что мнимая часть импульса должна быть меньше действительной части, для чего определяются мнимые скорости частиц. Возможна комплексная величина энергии и импульса для виртуальных частиц в плоской волне, при переменной по пространству скорости частиц вакуума. При мнимой части скорости, равной нулю, т.е. в случае не виртуальных частиц, мнимая часть обобщенного числа Рейнольдса равна нулю. Чтобы плоская волна не росла, а только затухала, необходимо использовать комплексно сопряженную величину импульса при изменении знака координаты. Тогда в точке перехода от положительной к отрицательной координаты производная от решения рвется. Кроме того, при наличии мнимого импульса комплексное решение меняется, зависимость от времени удовлетворяет определению мнимой части постоянного комплексного числа. Это изменение соответствует физическому смыслу решения, мнимый радиус частицы $ir_m = i\dfrac{e^2}{mc^2}$ увеличивается на мнимую часть, таким образом, чтобы число Рейнольдса материи стремилось к нулю при постоянных значениях компонент мнимой части.

Учитывать надо только ламинарные, действительные решения. Комплексные, турбулентные решения реализуются на короткое время как виртуальные решения с не обладающим свойством четырех вектора частицей. При этом действительная часть четырех-вектора определяет закон сохранения энергии, а мнимая часть четырех вектора определяет квадрат четырех вектора равный квадрату массы частицы.

$$(E+iE_0)^2 = (p+ip_0)^2c^2 + m^2c^4; EE_0 = pp_0c^2, E^2 - E_0^2 = (p^2 - p_0^2)c^2 + m^2c^4$$

Решением этого уравнения является значение мнимой части импульса при условии $E^2 \ge p^2c^2 + m^2c^4, E < pc$. При условии $p^2c^2 < E^2 < p^2c^2 + m^2c^4$ имеем действительную добавку к импульсу и энергии и закон сохранения энергии не выполняется, и значит реакция не должна идти

$$p_0 = p\sqrt{\frac{E^2 - p^2c^2 - m^2c^4}{E^2 - p^2c^2}}; E_0 = \frac{p^2c^2}{E}\sqrt{\frac{E^2 - p^2c^2 - m^2c^4}{E^2 - p^2c^2}}. \qquad (2.3)$$

В случае если виртуальной частицей является фотон, имеем мнимую добавку, удовлетворяющую условию $p = p_0; E = E_0 = pc$.

Но зачем городить огород, переходя к решению нелинейного уравнения. Образовавшаяся частица имеет квантовые числа, равные $p_k = n_k \pm q$ и для вычисления их импульса нужно представление в виде солитона. Кроме того, столкновения частиц можно описать только с помощью локализованной волны – солитона.

Переменное в пространстве решение этого дифференциального уравнения в комплексной плоскости (в действительной плоскости решение стремится к бесконечности в случае комплексных координат положения равновесия см. [3] формулу (13) теорема 1), определяя условие скачка из формулы (19), взятые из [3]. Но определить значение скачка решения можно только из решения дифференциального уравнения [3] формула (2). Для его построения нужно найти координаты положения равновесия системы обыкновенных, нелинейных, дифференциальных уравнений. Для нахождения координат положения равновесия, нужно в обыкновенном, нелинейном, дифференциальном уравнении, полученном из уравнения Навье - Стокса с индексом m_1, m_2, m_3 подставить значение $\mathbf{a}_{n_1 n_2 n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0) = \frac{\mathbf{b}_{m_1 m_2 m_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0)}{(n_1^2+1)(n_2^2+1)(n_3^2+1)}$, умножить на величину $\prod_{l=1}^{3} \exp[im_l \exp(-\xi_l^2)] - 1$ и проинтегрировать по времени и определить из нелинейного уравнения значение $\mathbf{b}_{m_1 m_2 m_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0)$. Решаем интегро-дифференциальное уравнение, проинтегрированное по времени

$$\frac{\partial^2 L_k b(\mathbf{y}_0)}{\partial t^2} + \sum_{l,n=1}^{L} [a_{0nl}(x_1,...,x_3) + \sum_{s=1}^{L} a_{1nls}(x_1,...,x_3) L_s b(\mathbf{y}_0) + ...] \frac{\partial^2 L_k b(\mathbf{y}_0)}{\partial x_l \partial x_n} +$$
$$+ \sum_{l=1}^{L} [b_{0l}(x_1,...,x_3) + \sum_{s=1}^{L} b_{1ls}(x_1,...,x_3) L_s b(\mathbf{y}_0) + ...] \frac{\partial L_k b(\mathbf{y}_0)}{\partial x_l} +$$
$$+ [c_0(x_1,...,x_3) + \sum_{s=1}^{L} c_{1s}(x_1,...,x_3) L_s b(\mathbf{y}_0) + ...] L_k b(\mathbf{y}_0) = d_k(x_1,...,x_3)$$

Далее надо определять значение координат положения равновесия по формуле $\mathbf{a}_{n_1 n_2 n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0) = \frac{\mathbf{b}_{n_1 n_2 n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0)}{(n_1^2+1)(n_2^2+1)(n_3^2+1)}$. Действительные полученные частные решения определяют однозначное решение задачи Коши в силу отсутствия полюсов. Задача при непрерывных значениях правой части и ее производной по координате решается однозначно. В случае комплексного частного решения, действительное решение задачи Коши образует полюс, и нарушаются условия существования и единственности решения и можно перейти к комплексному решению. Причем ветвь комплексного решения определяется случайным образом.

При скачке решения образуются новые значения коэффициентов, описывающие скачкообразное образование новых элементарных частиц. Причем получим из решения дифференциального уравнения скачкообразное значение одного из коэффициентов $\mathbf{a}_{n_1n_2n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0)$.

Для нахождения общего решения надо определять дополнительный член к частному решению. Для этого решение надо искать в виде $\mathbf{f}_{n_1n_2n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0) = \mathbf{a}_{n_1n_2n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0) + \mathbf{c}_{n_1n_2n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0)$. Тогда нелинейное уравнение сводится к виду

$$A_{p_1p_2p_3n_1n_2n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0)c_{n_1n_2n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0) = 0. \qquad (2.2)$$

Это уравнение имеет решение, если определитель $|A_{p_1p_2p_3n_1n_2n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0)| = 0$ этой системы уравнений равен нулю. Тогда неизвестное решение $c_{n_1n_2n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0)$ определится с точностью до множителя. Этот множитель обращает определитель системы в ноль. В результате получится счетное количество переменных в пространстве решений.

Где величина $\mathbf{R}_U(y_1^0, y_2^0, y_3^0) = \sum_{n_1,n_2,n_3=-N}^{N} \mathbf{f}_{n_1n_2n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0)$ равна переменному значению скорости частиц вакуума. Если проинтегрировать эту скорость по пространству получим скорость частиц на бесконечности. Величина $\mathbf{R}_u(\tau, y_1, y_2, y_3)$ равна безразмерной скорости частиц вакуума, образовавших элементарные частицы при скачке безразмерной скорости. Величина $\mathbf{R}_U(\tau, y_1^0, y_2^0, y_3^0)$ соответствует безразмерным скоростям элементарных частиц. Решать систему дифференциальных уравнений с начальными значениями

y_1^0, y_2^0, y_3^0 надо многократно при разных значениях этих коэффициентов. Причем коэффициенты, которые получаются при условии $\xi_l \to \infty$, определяют локализацию частицы, т.е. нулевую скорость частицы при координатах $\xi_l \to \infty$

Решение в виде солитона локализовано вдоль траектории движения. Уравнение неразрывности определит изменение плотности среды, которое автоматически следует из решения уравнения Шредингера см. [2]§19.

Подставляем это значение скорости частиц в уравнение Навье - Стокса, умножаем на величину $\prod_{l=1}^{3} \exp[-ip_l \exp(-\xi_l^2)]$ и интегрируем по величинам

$$y_l - y_l^0 - \int_{t_0}^{\tau} R_{Ul}(u, y_1^0, y_2^0, y_3^0) du, l = 1,...,3.$$

Получаем систему интегральных и дифференциальных уравнений относительно $\mathbf{a}_{n_1 n_2 n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0)$, решая которую в комплексной плоскости определим величину $\mathbf{a}_{n_1 n_2 n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0)$.

Причем происходит изменение скачком скорости и координаты элементарной частицы, что эквивалентно образованию новой частицы в новом месте и с новой скоростью, причем координату их появление вычислит численный счет. Тогда имеем

$$\int_V \sum_{n_1,n_2,n_3=-N}^{N} \mathbf{a}_{n_1 n_2 n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0)\{\prod_{l=1}^{3} \exp[in_l \exp(-\xi_l^2)] - 1\} dy_1^0 dy_2^0 dy_3^0 =$$
$$= \int_V \sum_{n_1,n_2,n_3=-N}^{N} \mathbf{b}_{1 n_1 n_2 n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0)\{\prod_{l=1}^{3} \exp[in_l \exp(-\xi_{l1}^2)] - 1\} dy_1^0 dy_2^0 dy_3^0 + .$$
$$+ \int_V \sum_{n_1,n_2,n_3=-N}^{N} \mathbf{b}_{2 n_1 n_2 n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0)\{\prod_{l=1}^{3} \exp[in_l \exp(-\xi_{l2}^2)] - 1\} dy_1^0 dy_2^0 dy_3^0$$

Где коэффициенты $\mathbf{b}_{k n_1 n_2 n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0), k = 1,2$ определятся из линейного уравнения. Уравнения нужно умножать на величину $\prod_{l=1}^{3} \exp[ip_l \exp(-\xi_{lk}^2)] - 1, k = 1.2$ и интегрировать по времени. Начальное значение фазы соответствует импульсам образовавшихся частиц. Потом следует уточнение $R_{Uk}(y_1^0, y_2^0, y_3^0) = \sum_{n_1,n_2,n_3=-N}^{N} \mathbf{b}_{kn_1n_2n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0)$. Ряд определяется как сходящийся.

Для нахождения координаты положения частицы нужно решить дифференциальное уравнение

$$\frac{dy_l}{d\tau} = R_{ul}(\tau, y_1, y_2, y_3), l = 1,...,3.$$

Причем при скачкообразном изменении скорости, скачкообразно изменится безразмерные координата частицы, которую можно определить из нелинейного уравнения

$$R_{Ul} + \Delta R_{Ul} = R_{ul}(\tau, y_1, y_2, y_3), l = 1,...,3$$

Определяются безразмерные параметры координаты частицы, зная смещение элементарной частицы можно определить ее действительную массу и размер $y_l = x_l / a = x_l mc^2 / e^2$. При определенном постоянном значении y_l смещение x_l обратно пропорционально массе. Т.е. для частиц с большой массой мало расстояние, на котором можно обнаружить частицу. Причем можно подсчитать массы выделившейся энергии по формуле (9), приравнять эту энергию массе частицы, и вычислив расстояние y_l определить координату образования частицы x_l. Причем для существенного изменения скорости и расстояния, необходимо, чтобы частица испытала скачок величины скорости с малым значением индекса $\mathbf{a}_{n_1n_2n_3}(\tau)$, $n_1 = \pm 1, n_2 = \pm 1, n_3 = \pm 1$, в противном случае параметры изменятся мало.

Если время жизни частицы с большой массой мало, то она распадется на более легкие частицы. Это выразится в том, что образовавшееся за счет скачка состояние $\mathbf{a}_{n_1n_2n_3}(y_1^0, y_2^0, y_3^0)$ изменится, и его энергия передастся другим состояниям, которые образуются одновременно с распадом частицы большой массы. Процесс будет идти, образуя все менее массивные, но долго живущие частицы. Причем возможные варианты образования элементарных частиц можно будет вычислить.

Надо рассматривать комплексное решение, в случае если координаты положения равновесия, этой системы дифференциальных уравнений комплексные. В случае действительных координат положения равновесия получается действительное решение. Действительное решение не существует в непрерывных функциях в случае наличия комплексной координаты положения равновесия, см. [3] формулу (13) теоремы 1, и надо рассматривать комплексное решение.

Литература

1. *Якубовский Е.Г.* Физический смысл уравнений квантовой механики, электродинамики и уравнения ОТО. «Энциклопедический фонд России». 2014г., 65с., http://russika.ru/sa.php?s=890
2. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория. т.III, Наука, 1989,768с.
3. *Якубовский Е.Г.* Решение систем обыкновенных нелинейных уравнений второго порядка с учетом дискретного излучения. "Энциклопедический фонд России", 2017, 19с., http://russika.ru/userfiles/390_1513933976.pdf
4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория поля т.II, Наука, М.,1973,564с.