Ядерные силы описываются звуковым полем

Якубовский Е.Г.

e-mail yakubovski@rambler.ru

Свойства звуковых волн аналогичны свойствам электромагнитных волн. Но имеются отличия. Если электромагнитные волны образуют частицы вакуума, то звуковые образуют элементарные частицы. Так как длина волны волн должна быть больше расстояния между носителями заряда, то звуковые волны имеют минимальную длину волны, как и электромагнитные волны. Но минимальная длина волны у звуковых волн больше. Поэтому звуковые волны плохо распространяются в вакууме, с малой, но конечной скоростью. Уменьшение длины электромагнитной волны имеет предел, когда образуются элементарные частицы. Для звуковых волн такой предел тоже существует, образуются ядра атомов. Но в ядре атома имеется плотная упаковка частиц ядра, поэтому звуковые волны распространятся в ядре, не выходя за его пределы, где имеется вакуум. Можно высказать предположение, что потенциал ядерных сил звуковой, так как звуковой заряд в ядре много больше заряда электрона. Этими звуковыми зарядами обеспечивается изотопическая инвариантность ядерных - звуковых сил. Так как звуковые волны могут быть поляризованы, для них существует понятие изотопического спина. Свойства этого спина аналогичны свойствам спина в электромагнитном поле, так как классические уравнения для электромагнитного и звукового поля одинаковы. Но спин звукового поля проявляется только при плотной упаковке элементарных частиц, в ядре атома.

Так как звуковые волны образуют волновое уравнение и удовлетворяют уравнению Максвелла, для них справедливы формулы потенциала Лиенара-Вихерта, но при длине волны большей, чем расстояние между элементарными частицами. При меньшей длине волны, чем расстояние между элементарными частицами звуковые волны распространяются в вакууме с минимальной скоростью, за счет движения частиц вакуума. Это локализует звуковые волны внутри ядра атома, и потенциал ядра совпадает с энергией звуковых волн см. раздел 1. Как показали численные расчеты, можно с уверенностью сказать, что потенциал ядра обусловлен звуковыми волнами. Так как для звуковых волн можно ввести напряженности «электрического» и «магнитного» поля, возможна поляризация звуковых волн, и значит существование особого спина. Изотопическая инвариантность обусловлена звуковыми волнами. Величина изотопического спина определяет спиновый заряд звуковых волн. Звуковые волны в ядре атома являются линейным приближением. Нелинейное приближение звуковых волн описывается уравнением Навье-Стокса, которое аналогично уравнению Шредингера см. [1],[2]. Вывод уравнения Навье-Стокса с учетом спина и квантовых эффектов см. раздел 2. В этом уравнении нелинейно используется потенциал и напряженность электромагнитного поля, которые надо заменить потенциалом и напряженностью звукового поля. Но это уравнение Навье-Стокса нелинейно по скорости и потенциалу поля, но получено из линейного учета спина электрона в уравнении Шредингера, а потенциал ядра описывается нелинейным произведением изотопических спинов.

1. Оценочное определение потенциала ядра с помощью звуковых волн

Подсчитана энергия атомного взрыва с помощью энергии звуковых волн. Теоретически подсчитанная энергия одного килограмма урана соответствует 23 килотоннам тротила, при экспериментально определенном значения 20 килотоннам тротила. Учитывая приближенный порядок вычисления параметры определены верно. Отличие звуковых волн от электромагнитных в том, заряды образуются при изменении их формы при неизменном объеме. Электромагнитные заряды образуются при изменении объема при неизменной форме. Звуковые волны полностью удовлетворяют свойствам ядерных сил. Они локализованы в ядре, так как в вакууме их скорость и давление минимальные. Говорят даже, что звуковые волны в вакууме не распространяются, но это не так. В космическом вакууме имеется скорость звуковых волн, равная $c_s = 2.31 \times 10^{-10}$см/сек, см. [5] главу 6. Плотность, участвующая в определении заряда звуковых волн, обеспечивает в вакууме электромагнитное поле реликтового излучения, и заряд пропорционален величине $\frac{c_s^3}{c^3}$, см. [5] формулу (1.1.2), т.е. заряд звуковых волн в вакууме мал.

Чтобы плотность, участвующая в определении заряда звуковых волн, определялась материей, а не электромагнитным полем, длина волны звуковых волн должна быть больше расстояние между элементарными частицами, т.е. в твердом теле распространяются волны длины, волны большие чем 10^{-8}см. Это соответствует формулам см. [5] (4.1), которая определяет нулевую скорость двигающихся частиц в звуковой волне при условии $\gamma = 1$, $u_1 = c_s - V, \gamma = \frac{c_p}{c_v}, V = c_s(1 - \sqrt{\frac{2}{\gamma+1}})$ и равенство $\gamma = 1$ на высокой частоте см. [5] $\gamma = 1 + \frac{\mu^2 c_s^2}{m^2 \nu \varpi} / (1 + \frac{l \mu^2 c_s^2}{2m^2 \nu \varpi})$ (4.5). При высокой частоте звуковая волна исчезает, и энергия передается образующемуся ядру атома.

Гравитационный радиус звуковых волн равен $\frac{\rho \nu^4}{c^2 c_s^2 m} = r_g \frac{\rho \nu^4}{G c_s^2 m^2} = \frac{\hbar c}{16 m c_s^2}, \rho = \frac{m^4 c^3}{\hbar^3}, \nu = i \frac{\hbar}{2m}, e \to \frac{\sqrt{\rho} \nu^2}{c_s}$, где используется плотность, кинематическая вязкость материала элементарной частицы и скорость звука в ней. Гравитационная постоянная G стоит в знаменателе. Для элементарных частиц гравитационные радиусы звуковых волн больше. Т.е. звуковые волны или гидродинамические эффекты могут оказывать влияние на процессы в микромире, в частности в живом организме.

Отношение влияния звукового поля к электромагнитному определяется отношением их характерных радиусов $\frac{137 c^2}{16 c_s^2}$, которые аналогичны гравитационному радиусу в случае гравитации, т.е. гидродинамический фактор гораздо сильнее электромагнитного.

Определим потенциал ядра с помощью звуковых волн. Величина заряда звуковых волн в ядре определяется кинематической вязкостью вакуума $\nu = -i\hbar/(2m)$ см. [1], в отличии от звукового заряда электрона, который определяется кинематической вязкостью среды. Заряд ядра определяется по формуле см. [5] раздел 1.1

$$q = \frac{\sqrt{\rho} \nu^2}{c_s} = \sqrt{\frac{m^4 c^3}{\hbar^3}} \frac{-\hbar^2}{4 m^2 c_s} = -\frac{c\sqrt{137}}{4 c_s} e, \nu = -i\hbar/(2m)$$

Для звуковых волн справедливы уравнения Максвелла см. [5] раздел 1.1. Энергия звуковых волн равна

$$E = \frac{q^2}{r_A} = \frac{137 c^2}{16 c_s^2 r_A} e^2 = 8.12 \cdot 10^4 erg\,.$$

Скорость звука принята равной скорости звука в твердом теле, которая совпадает со скоростью звука в ядре атома. Для получения уменьшенной энергии каждого ядра нужно энергию одного ядра умножить на коэффициент

$$\exp[-e^2/(kTr_A)] = 4.05\cdot 10^{-9}, T = 10^8 K, r_A = 1.4\cdot 10^{-13} A^{1/3}; A = 235.$$

Этот коэффициент содержит электрическую энергию атома. Тогда энергия одного грамма вещества атомного взрыва равна

$$E = \frac{137c^2}{16c_s^2 r_A}\frac{e^2 N_{av}}{A}\exp[-e^2/(kTr_A)] = 9.44\cdot 10^{10}\ j/g$$

Атомная бомба в 1 миллион тонн тротилового эквивалента выделяет $4\cdot 10^{15}\ j$.

Такая атомная бомба из плутония будет весить 42 килограмма. Атомная бомба из урана весом 1 килограмм будет выделять энергию всех ядер при данной температуре $9.44\cdot 10^{13}\ j$. Прореагируют все ядра данного заряда. Что соответствует 23 килотоннам тротилового эквивалента при экспериментальном значении 20 килотонн тротилового эквивалента см. [4].

Термоядерная бомба сопровождается атомным взрывом с температурой $10^8 K$ и давлением $10^{12} atm$. При большой плотности вещества и высокой температуры термоядерной бомбы температура увеличится в 3 раза и образуется энергия $E = \frac{137c^2}{16c_s^2 r_A}\frac{e^2 N_{av}}{A}\exp[-e^2/(kTr_A)] = 3.83\cdot 10^{16}\ j/g$

Выводы

Оценка энергии ядерного взрыва с помощью звуковых волн оказалась справедливой. Теоретически подсчитанная энергия одного килограмма взрывчатки равна экспериментальному значению тротилового эквивалента.

2. Уравнение Навье – Стокса в электромагнитном поле с учетом квантовых эффектов

Решение уравнения Навье – Стокса и уравнение Шредингера связаны функциональной зависимостью. Получим уравнение Навье – Стокса с учетом спина и электромагнитного поля, соответствующее уравнению Шредингера с этими же параметрами.

Гамильтониан уравнения Шредингера с учетом электромагнитного поля и спина частицы имеет вид см. [6]

$$\widehat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_\pi}\Delta - \frac{e}{m_\pi c}(\widehat{\mathbf{p}}\mathbf{A} + \mathbf{A}\widehat{\mathbf{p}}) + \frac{e^2}{2m_\pi c^2}\mathbf{A}^2 - \frac{\mu}{s}\widehat{\mathbf{s}}\mathbf{H} + e\varphi .$$

Где для электрона $\frac{\mu}{s} = -\frac{|e|\hbar}{m_\pi c_s}$. Согласно правилу коммутации оператора импульса с любой функцией координат, имеем

$$\widehat{\mathbf{p}}\mathbf{A} - \mathbf{A}\widehat{\mathbf{p}} = -i\hbar \mathrm{div}\mathbf{A} .$$

Делим величину Гамильтониана на волновую функцию и воспользуемся равенством $\frac{\partial^2\psi}{\partial x_l^2} = \psi[\frac{\partial^2 \ln\psi}{\partial x_l^2} + (\frac{\partial \ln\psi}{\partial x_l})^2]$, получим

$$i\hbar\frac{\partial \ln\psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m_\pi}[\frac{\partial^2 \ln\psi}{\partial x_l^2} + (\frac{\partial \ln\psi}{\partial x_l})^2] - \frac{ie\hbar}{m_\pi c_s}(\mathbf{A}_l\frac{\partial \ln\psi}{\partial x_l} - \mathrm{div}\mathbf{A}/2) + + \frac{e^2}{2m_\pi c_s^2}\mathbf{A}^2 - \frac{\mu}{s}\widehat{\mathbf{s}}\mathbf{H} + e\varphi .$$

Умножим это равенство на оператор $-\frac{\partial}{m_\pi \partial x_p}$ и воспользуется формулой $V_p = -i\frac{\hbar\partial \ln\psi}{m_\pi \partial x_p}$, получим уравнение

$$\frac{\partial V_p}{\partial t} = \frac{i\hbar}{2m_\pi}\frac{\partial^2 V_p}{\partial x_l^2} - V_l\frac{\partial V_p}{\partial x_l} - \frac{e}{m_\pi c_s}\mathbf{A}_l\frac{\partial V_p}{\partial x_l} - \frac{ie\hbar}{2m_\pi^2 c_s}\frac{\partial \mathrm{div}\mathbf{A}}{\partial x_p} +$$

$$-\frac{e^2}{m_\pi^2 c_s^2}\mathbf{A}\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial x_p} + \frac{\mu}{m_\pi s}\widehat{\mathbf{T}}_\alpha\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial x_p} - \frac{\partial e c\varphi}{m_\pi c_s \partial x_p} + \frac{m_\pi e^4 c^2}{\hbar^2 c_s^2}\frac{[C_l(\widehat{\mathbf{s}}_1, \mathbf{n}_\alpha)(\widehat{\mathbf{s}}_2, \mathbf{n}_\beta) - (\widehat{\mathbf{s}}_1, \widehat{\mathbf{s}}_2)\delta_{\alpha\beta}]^2 n_\alpha n_\beta}{y_{kp}^2}$$

Где величина звукового заряда получается умножением электромагнитного заряда на величину c/c_s. Получим уравнение Навье – Стокса с кинематической вязкостью $\nu = i\hbar/(2m_\pi)$ и давлением соответствующим $\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_k} = \frac{\partial U}{m_\pi \partial x_k}$, где имеем

$$U = \frac{2e\nu}{c_s}\mathrm{div}\mathbf{A} + \frac{e^2}{2m_\pi c_s^2}\mathbf{A}^2 - \frac{\mu c}{s}\widehat{\mathbf{T}}_\alpha \mathbf{H} + e\varphi - \frac{m_\pi e^4 c^2}{\hbar^2 c_s^2}\frac{[C_l(\widehat{\mathbf{s}}_1, \mathbf{n}_\alpha)(\widehat{\mathbf{s}}_2, \mathbf{n}_\beta) - (\widehat{\mathbf{s}}_1, \widehat{\mathbf{s}}_2)\delta_{\alpha\beta}]^2 n_\alpha n_\beta}{y_{kp}^2} .$$

Этот потенциал учитывает потенциал ядра атома см. раздел 3. Потенциал ядра атома содержит нелинейные члены по спину. $\widehat{\mathbf{T}}_\alpha = (Z-N)\widehat{\mathbf{s}}_\alpha, \widehat{\mathbf{s}}_1 = Z\widehat{\mathbf{s}}_\alpha, \widehat{\mathbf{s}}_2 = -N\widehat{\mathbf{s}}_\alpha$ Линейный член по спину меньше нелинейного в m_π / m_e раз, учитываем просто проекцию спина. Стационарное решение определяется из равенства

$$V_l \frac{\partial V_p}{\partial x_l} + (\frac{e}{m_\pi c_s}\mathbf{A}_l \frac{\partial V_p}{\partial x_l} - \frac{i\hbar}{2m_\pi}\frac{\partial^2 V_p}{\partial x_l^2}) = -\frac{ie\hbar}{2m_\pi^2 c_s}\frac{\partial \operatorname{div}\mathbf{A}}{\partial x_p} - \frac{e^2}{m_\pi^2 c_s^2}\mathbf{A}\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial x_p} +$$
$$+\frac{\mu}{m_\pi s}\widehat{\mathbf{T}}_\alpha \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial x_p} - \frac{\partial ec\varphi}{m_\pi c_s \partial x_p} + \frac{m_\pi e^4 c^2}{\hbar^2 c_s^2}\frac{[C_l(\widehat{\mathbf{s}}_1, \mathbf{n}_\alpha)(\widehat{\mathbf{s}}_2, \mathbf{n}_\beta) - (\widehat{\mathbf{s}}_1, \widehat{\mathbf{s}}_2)\delta_{\alpha\beta}]^2 n_\alpha n_\beta}{y_{kp}^2}.$$

Величина потенциала равна $\mathbf{A} = \frac{e\mathbf{V}}{c_s[R-(\mathbf{R},\mathbf{V})/c]}, \varphi = \frac{ec}{c_s[R-(\mathbf{R},\mathbf{V})/c]}$ и используется при нахождении линейного решения. Уравнение неразрывности решать не надо, оно следует из уравнения Шредингера. Полагаем $V_p = \alpha_p \psi_p(\mathbf{r})$, где функция $\psi_p(\mathbf{r})$ является решением линейного уравнения, подставляем в дифференциальное уравнение и интегрируем по пространству ядра, получаем алгебраическое уравнение

$$\sum_{k=1}^{3} F_{kp}\alpha_k \alpha_p + G_p \alpha_p = H_p, p = 1,...,3.$$

Решение линейного уравнения производится с учетом скорости заряда, для определения по формуле Лиенара-Вихерта звукового потенциала звуковой волны. Решая эти три уравнения с тремя неизвестными определим комплексное значение переменной. Первое приближение к решению этого алгебраического уравнения равно

$$\alpha_p = [-G_p / 2 \pm \sqrt{G_p^2 / 4 + H_p \sum_{k=1}^{3} F_{kp}}] / \sum_{k=1}^{3} F_{kp}.$$

Получим два разных комплексных решения этой задачи и два разных комплексных значения скорости. Полагая $V = \sqrt{\sum_{l=1}^{3} \alpha_l^2 \psi_l^2} = \omega r, \omega = |\sqrt{\sum_{l=1}^{3} \alpha_l^2}| / r_A, r = V r_A / |\sqrt{\sum_{l=1}^{3} \alpha_l^2}|$, где частота вращения действительная, а радиус комплексный. Действительная часть комплексного радиуса означает среднее значение, а мнимая часть его среднеквадратичное отклонение. В действительной части радиуса наблюдается ламинарный режим течения, а в мнимой части радиуса турбулентный. В действительной части радиуса наблюдается свободное ламинарное решение, а в мнимой части радиуса связанное, турбулентное решение. При этом имеется два значения радиуса, одно для протона, а другое для нейтрона. Зная атомный номер ядра можно определить его собственную энергию, которая равна сумме потенциальной и кинетической энергии. Масса заряда, которая используется для движения в звуковом поле, равна массе пи-мезона.

При этом уравнение Навье – Стокса выглядит таким образом

$$\frac{\partial V_p}{\partial t} = \sum_{l=1}^{3} [\nu \frac{\partial^2 V_p}{\partial x_l^2} - V_l \frac{\partial V_p}{\partial x_l} - \frac{e}{mc}\mathbf{A}_{1l}\frac{\partial V_p}{\partial x_l}] - \frac{e\nu}{2mc}\frac{\partial \mathrm{div}\mathbf{A}_1}{\partial x_p} + \\ - \frac{e^2}{m^2c^2}\mathbf{A}\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial x_p} + \frac{\mu}{ms}\widehat{\mathbf{T}}_\alpha \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial x_p} - \frac{\partial e\varphi}{m\partial x_p}, \mathbf{H} = \mathrm{rot}\mathbf{A}.$$

Где возможен произвольный спин $\widehat{\mathbf{T}}_\alpha = (Z-N)\widehat{\mathbf{s}}_\alpha$ оператор полного электронного спина ядра.

При этом уравнение Навье – Стокса выглядит таким образом

$$\frac{\partial V_p}{\partial t} = \sum_{l=1}^{3} [\frac{i\hbar}{2m} \frac{\partial^2 V_p}{\partial x_l^2} - V_l \frac{\partial V_p}{\partial x_l} - \frac{e}{mc}\mathbf{A}_{1l}\frac{\partial V_p}{\partial x_l}] - \frac{e\nu}{2mc}\frac{\partial \mathrm{div}\mathbf{A}_1}{\partial x_p} - \frac{e^2}{m^2c^2}\sum_a \mathbf{A}_a \frac{\partial \mathbf{A}_a}{\partial x_p} + \\ + \mu_B \widehat{\mathbf{T}}\frac{\partial \mathbf{H}_1}{\partial x_p} - \frac{\partial e\varphi}{m\partial x_p}; \mathbf{H}_1 = \mathrm{rot}\mathbf{A}_1, \mathbf{A}_a = [\mathbf{H}_0, \mathbf{r}_a]/2 + \mathbf{A}_1$$

Данное уравнение является спинорным, где вводится спинор скорости, частной производной, и нелинейного члена, для более точного учета матриц

Паули

$$V_p = \begin{Vmatrix} V_3 & V_1 + iV_2 \\ V_1 - iV_2 & -V_3 \end{Vmatrix}, \frac{\partial}{\partial x_p} = \begin{Vmatrix} \frac{\partial}{\partial x_3} & \frac{\partial}{\partial x_1} + i\frac{\partial}{\partial x_2} \\ \frac{\partial}{\partial x_1} - i\frac{\partial}{\partial x_2} & -\frac{\partial}{\partial x_3} \end{Vmatrix},$$

$$V_l \frac{\partial}{\partial x_l} = \begin{Vmatrix} V_3 \frac{\partial}{\partial x_3} & V_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + iV_2 \frac{\partial}{\partial x_2} \\ V_1 \frac{\partial}{\partial x_1} - iV_2 \frac{\partial}{\partial x_2} & -V_3 \frac{\partial}{\partial x_3} \end{Vmatrix}, A_l \frac{\partial}{\partial x_l} = \begin{Vmatrix} A_3 \frac{\partial}{\partial x_3} & A_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + iA_2 \frac{\partial}{\partial x_2} \\ A_1 \frac{\partial}{\partial x_1} - iA_2 \frac{\partial}{\partial x_2} & -A_3 \frac{\partial}{\partial x_3} \end{Vmatrix}$$

Матрицы Паули учитываются с помощью формулы

$$\mathbf{SH}_1 = (2T+1)\begin{Vmatrix} H_3 & H_1 + iH_2 \\ H_1 - iH_2 & -H_3 \end{Vmatrix} / 2$$

И умножении на матрицу частной производной. Где учитывается переменное в пространстве магнитное поле. Вместо электромагнитного поля в ядре атома нужно задавать звуковое поле. Которое надо определять из уравнений Максвелла для звукового поля. В литературе рассмотрен случай однородного магнитного поля $H_0 = const$, а о переменном в пространстве магнитном поле не говорится. Правда предлагаемый метод имеет свои ограничения. Вероятность состояния при его использовании получить невозможно, так как решение не потенциальное, но дисперсия величины определяется квадратом мнимой части величины. Кроме того, решение уравнения Навье – Стокса для определения временного множителя предполагает интегрирование по пространству. В случае стационарного решения этот временной множитель константа, уточняющая решение задачи с учетом спина электрона.

Решение в случае атома водорода надо искать в виде $V_r = -\alpha(t) i \frac{\hbar}{m}[\frac{\partial \ln R_{nl}(r)}{\partial r} + \frac{1}{r}] \cong -i\alpha(t)\frac{\hbar}{m}\begin{cases} \frac{l+1}{r}, r << a_0 \\ \frac{n}{r} - \frac{1}{a_0 n}, r >> a_0 \end{cases}$, где величина $R_{nl}(r)$ решение для атома водорода, величина a_0 это радиус Бора. Стационарное решение соответствует константе α. Для волновой функции получим выражение $\psi = [R_{nl}(r)]^{\alpha} r^{\alpha-1}$, т.е. размер системы равен na_0 / α.

Уравнение Навье – Стокса надо записать относительно радиальной компоненты скорости. При этом возникают члены, равные величине $\frac{\partial^2 V_r}{\partial r^2}, V_r \frac{\partial V_r}{\partial r}, \frac{\partial V_r}{r \partial r}, \frac{V_r}{r^2} \sim \frac{1}{r^3}$. При интегрировании надо умножать на величину r^2, радиус интегрирования нужно ограничить. В нуле радиуса надо вводить радиус центральной частицы, в случае атома водорода это радиус ядра атома. На бесконечности радиуса это конечный размер системы, равный na_0, где a_0 это радиус Бора.

Приведем уравнение Навье – Стокса в релятивистской форме при аналогичном выводе, $V_p = u_p c = -i \frac{\hbar \partial \ln \psi}{m \partial x^p}, V_0 = u_0 c = i \frac{\hbar \partial \ln \psi}{m \partial x^0}$, перейдем от тензорного вида в уравнении к векторному виду, для чего введем обозначения $\gamma^{\mu} \gamma^{\nu} = g^{\mu\nu} + \sigma^{\mu\nu}$, где $\sigma^{\mu\nu}$ антисимметричный тензор, $F_{\mu\nu} = \partial_{\mu} A_{\nu} - \partial_{\nu} A_{\mu}$, $\sigma^{\mu\nu} = (\alpha, i\Sigma)$, $F^{\mu\nu} = (-\mathbf{E}, \mathbf{H})$.

Для произвольной кинематической вязкости это уравнение имеет вид

$$\nu \frac{\partial^2 V_p}{\partial (x^0)^2} + V^0 \frac{\partial V_p}{\partial x^0} - \frac{2eA_0}{mc} \frac{\partial V_p}{\partial x^0} + \frac{e\nu}{mc} \frac{\partial^2 \mathbf{A}_0}{\partial x^p \partial x^0} = \sum_{l=1}^{3} [\nu \frac{\partial^2 V_p}{\partial (x^l)^2} - V^l \frac{\partial V_p}{\partial x^l} - .$$

$$- \frac{2eA_l}{mc} \frac{\partial V_p}{\partial x^l} + \frac{e\nu}{mc} \frac{\partial^2 \mathbf{A}_l}{\partial x^p \partial x^l}] + \frac{2e^2}{m^2 c^2} (\mathbf{A}_0 \frac{\partial \mathbf{A}_0}{\partial x^p} - \sum_{l=1}^{3} \mathbf{A}_l \frac{\partial \mathbf{A}_l}{\partial x^p}) +$$

$$+ \frac{e\nu}{mc} [(\alpha, \frac{\partial E}{\partial x^p}) + i(\Sigma, \frac{\partial H}{\partial x^p})]$$

Где имеем значение $\nu = i\hbar / m$. При этом эффективный потенциал равен

$$-U_{eff} = \sum_{l=1}^{3} \frac{e\nu}{c} \frac{\partial \mathbf{A}_l}{\partial x^l} + \frac{2e^2}{mc^2} (\mathbf{A}_0^2 - \sum_{l=1}^{3} \mathbf{A}_l^2) + \frac{e\nu}{c} [(\alpha, E) + i(\Sigma, H)].$$

В случае стационарного процесса остаются члены, зависящие от скорости.

Выводы

В результате преобразования уравнения Шредингера, описывающего вероятностный процесс, получилось уравнение Навье – Стокса с мнимой кинематической вязкостью. Уравнение Навье – Стокса имеет комплексное решение, так как кинематическая вязкость величина комплексная. При этом действительная часть скорости описывает среднее значение скорости, а мнимая часть ее математическое отклонение. Причем бывают случаи, когда решать уравнение Навье – Стокса проще, чем уравнение Шредингера с учетом электромагнитного поля см. [7],[8]. Но что за среда имеет кинематическую вязкость $i\hbar/(2m)$ и описывается данным уравнением. Свойства этой среды описаны в [1], и имеют большое значение для понимания структуры вакуума.

3. Модель атомного ядра как суммы диполей частиц вакуума

В книге [6] §117 имеется выражение для потенциальной энергии ядра атома, куда входит спин нуклонов. Но коэффициенты этого выражения не вычислены. Приведем алгоритм, позволяющий вычислить эти коэффициенты. Кроме того, предполагается, что описываются частицы со спином ½.

$$\varphi^{(l)} = \frac{d^{\alpha_1 \dots \alpha_l} n_{\alpha_1} \dots n_{\alpha_l}}{l! R_0^{l+1}}.$$

где $d^{\alpha_1 \dots \alpha_l}$ - 2^l-польный момент системы зарядов, представляющий собой неприводимый тензор l-го порядка. Этот тензор симметричен по любой паре индексов и обращается в нуль при сворачивании по любой паре индексов. Элементами этого тензора, умноженного на нормали, являются

$$d^{\alpha_1 \dots \alpha_l} n_{1\alpha_1} \dots n_{1\alpha_m} = l_\gamma^k \prod_{m,n=1}^{k} [C_l (\widehat{\mathbf{s}}_m, \mathbf{n}_{\alpha_m})(\widehat{\mathbf{s}}_n, \mathbf{n}_{\alpha_n}) - (\widehat{\mathbf{s}}_m, \widehat{\mathbf{s}}_n)\delta_{\alpha_m \alpha_n}] \sqrt{n_{1\alpha_m} n_{1\alpha_n}},$$

$$C_l (\widehat{\mathbf{s}}_m, \mathbf{n}_{\alpha_m})^2 = (\widehat{\mathbf{s}}_m, \widehat{\mathbf{s}}_m)$$

имеющие разное направление нормали. В силу симметрии этого тензора, квадрат корня из произведения нормалей равен произведению нормалей.

Взаимодействие двух мультиполей ранга $m, k-m$ определяет плечо

$$d^{\alpha_1...\alpha_m} n_{1\alpha_1}...n_{1\alpha_m} d^{\beta_1...\beta_{k-m}} n_{2\beta_1}...n_{2\beta_{k-m}} =$$

$$= l_\gamma^k \prod_{p,u=1}^{m} [C_l(\hat{\mathbf{s}}_{1p}, \mathbf{n}_{1\alpha_p})(\hat{\mathbf{s}}_{1u}, \mathbf{n}_{1\alpha_u}) - (\hat{\mathbf{s}}_{1p}, \hat{\mathbf{s}}_{1u})\delta_{(1\alpha_p)(1\alpha_u)}]\sqrt{n_{1\alpha_p} n_{1\alpha_u}} \times$$

$$\times \prod_{v,q=1}^{k-m} \delta_{(1\alpha_u)(2\beta_v)} [C_l(\hat{\mathbf{s}}_{2v}, \mathbf{n}_{2\beta_v})(\hat{\mathbf{s}}_{2q}, \mathbf{n}_{2\beta_q}) - (\hat{\mathbf{s}}_{2v}, \hat{\mathbf{s}}_{2q})\delta_{(2\beta_v)(2\beta_q)}]\sqrt{n_{2\beta_q} n_{2\beta_V}}$$

причем образуется скаляр. Формула справедлива для $k > 1$. В случае взаимодействия двух диполей имеем

$$d^\alpha n_\alpha d^\beta n_\beta = l_\gamma [C_l(\hat{\mathbf{s}}_1, \mathbf{n}_\alpha)(\hat{\mathbf{s}}_2, \mathbf{n}_\beta) - (\hat{\mathbf{s}}_1, \hat{\mathbf{s}}_2)\delta_{\alpha\beta}]^2 n_\alpha n_\beta$$

Формула для такого взаимодействия

$$U(\mathbf{r}_k) = -\sum_{p=1}^{m_u/m_\gamma} \frac{e^2 l_\gamma [C_l(\hat{\mathbf{s}}_1, \mathbf{n}_\alpha)(\hat{\mathbf{s}}_2, \mathbf{n}_\beta) - (\hat{\mathbf{s}}_1, \hat{\mathbf{s}}_2)\delta_{\alpha\beta}]^2 n_\alpha n_\beta}{r_{kp}^2} =$$

$$= -\frac{m_e e^4 r_\gamma^2}{\hbar^2 r_A^2} \frac{[C_l(\hat{\mathbf{s}}_1, \mathbf{n}_\alpha)(\hat{\mathbf{s}}_2, \mathbf{n}_\beta) - (\hat{\mathbf{s}}_1, \hat{\mathbf{s}}_2)\delta_{\alpha\beta}]^2 n_\alpha n_\beta}{y_{kp}^2} =$$

$$= -\frac{m_\pi e^4 c^2}{\hbar^2 c_s^2} \frac{[C_l(\hat{\mathbf{s}}_1, \mathbf{n}_\alpha)(\hat{\mathbf{s}}_2, \mathbf{n}_\beta) - (\hat{\mathbf{s}}_1, \hat{\mathbf{s}}_2)\delta_{\alpha\beta}]^2 n_\alpha n_\beta}{y_{kp}^2}; \frac{l_\gamma}{m_\gamma} = \frac{e^2 r_\gamma^2}{\hbar^2} .$$

$$r_\pi = \frac{e^2 c^2 / c_s^2}{m_\pi c^2}, r_{kp} = r_A y_{kp}, r_A = \frac{\hbar}{m_\pi c} = 1.2 \cdot 10^{-13} \sqrt[3]{A} cm, r_\gamma = \sqrt{r_\pi a_0}, a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2}$$

Где m_π масса пи-мезона. Самый большой вклад в энергию ядра определяет взаимодействие диполей. Возможно также взаимодействие трех и более частиц вакуума – мультиполей, но оно мало. Получается, что в ядре атома взаимодействуют только диполи.

При спине, равном ½ получается выражение, упрощающееся до приведенного в [6] §117, но с известными коэффициентами.

Список литературы

1. *Якубовский Е.Г.* ЧАСТИЦЫ ВАКУУМА, ОПИСЫВАЮЩИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ПОЛЯ. Реферативный журнал «Научное обозрение», 2016, №2, http://science-review.ru/abstract/pdf/2016/2/662.pdf

2. Якубовский Е.Г. Исследование решения уравнения Навье – Стокса II. «Энциклопедический фонд России», 2016, 61 стр. http://russika.ru/userfiles/390_1509211918.pdf

3. *Якубовский Е.Г.* Уравнение Навье - Стокса в электромагнитном поле с учетом квантовых эффектов «Энциклопедический фонд России», 2016, стр. 6 **http://russika.ru/userfiles/390_1463731493.pdf**

4. Ядерный взрыв. Электронный ресурс. http://nuclphys.sinp.msu.ru/nuc_techn/reactors/nespl.htm

5. Якубовский Е.Г. Новые области использования звуковых волн в физических процессах. «Энциклопедический фонд России», 2018, 128стр., http://russika.ru/userfiles/390_1519320912.pdf

6. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Квантовая механика. Нерелятивистская теория. т.III, М., Наука, 1989,768стр.

7. *Якубовский Е.Г.* Исследование решения уравнения Навье – Стокса, «Научное обозрение. Реферативный журнал», т.1, 2016, стр. 46-80

http://science-review.ru/abstract/pdf/2016/1/632.pdf

8. Якубовский Е.Г. Вычисление энергии атома водорода с помощью частиц вакуума, «Энциклопедический фонд России», 2016, 8стр.

http://russika.ru/userfiles/390_1463742955.pdf