ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ
Т. 64, № 8 ФИЗИКА 2021

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ТЕОРИЯ ПОЛЯ

УДК 517.9 DOI: 10.17223/00213411/64/8/143

В.В. ЛАСУКОВ[1], *Т.В. ЛАСУКОВА*[2], *М.О. АБДРАШИТОВА*[3]

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ЭКЗОТИЧЕСКИЙ АТОМ КУЛОНОВСКОГО ТИПА [*]

Найдено квантовое решение кулоновского типа классического уравнения релятивистской механики. Решение описывает релятивистский осциллятор по пространственной переменной с условием квантования кулоновского типа, обусловленным определенной зависимостью коэффициента упругости от времени. На этой основе исследован процесс трансформации в излучение энергии ускорения заряженной частицы пылевой плазмы с планковской массой. Синтез классической и квантовой физики может стать базовым формализмом для второй квантовой революции, так как существование квантовых решений всех уравнений классической физики означает, что макроскопические тела как неживой, так и живой материи при определенных условиях могут быть квантовыми объектами.

Ключевые слова: *экзотический атом кулоновского типа, классическая релятивистская механика, планковские черные дыры.*

Введение

В работах [1–3] разработано новое направление, основанное на существовании квантовых решений уравнений нерелятивистской классической физики. Квантовые решения фундаментальных уравнений классической физики обладают всеми атрибутами квантовой механики. На этой основе построены теоретические модели экзотических атомов Ньютона – Гука, Максвелла – Багрова, Навье – Стокса, Колмогорова – Бюргерса, Леметра – Фридмана. В случае классической механики и электродинамики существование квантовых решений классической физики обусловлено нестационарностью потенциала и теоремой Эренфеста.

Квантовые решения всех уравнений классической физики в общем случае не зависят от постоянной Планка, вместо которой в случае уравнения диффузии автоматически возникает ее диффузионный аналог $\tilde{h} = 2mD >> \hbar$. Следует отметить, что при $D = 10^{-4}\,\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$ для электрона и при $D = 10^{-7}\,\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$ для нуклона $\tilde{h} \approx \hbar$. Постоянную же Планка можно использовать для безмассовых частиц. При этом постоянная Планка не играет той принципиальной роли, которую она играет в квантовой физике. Например, принцип соответствия квантовой механики $\left(S >> \hbar,\ \hbar \to 0\right)$ не имеет смысла для квантовых решений уравнений классической физики.

Разработанные теоретические основы нового научного направления представляют интерес для широкого круга исследователей и могут найти применение в различных областях науки и техники: квантовой биологии, синтетической биологии, медицине, квантовой теории сознания, биологической электронике, квантовом компьютере, природоподобных технологиях, финансовой математике, геометродинамике [4–34].

Естественно ожидать, что при определенных условиях классическое уравнение релятивистской механики может иметь квантовое решение с условием квантования кулоновского типа. В этой связи найдем квантовое решение кулоновского типа для классического уравнения релятивистской механики.

Квантовое решение кулоновского типа в релятивистской классической механике

Разработанный в работах [1–3] подход можно обобщить на релятивистскую механику. Действительно, трехмерное уравнение релятивистской механики имеет такой же вид, как и второй закон

[*] Исследование проведено в Томском политехническом университете в рамках Программы повышения конкурентоспособности Томского политехнического университета.

Ньютона, только вместо нерелятивистского выражения для импульса используется выражение $\boldsymbol{p}=\frac{m_0\boldsymbol{v}}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $\beta=\frac{\boldsymbol{v}}{c}$, $\boldsymbol{v}=\frac{d\boldsymbol{r}}{dt}$:

$$m_0\frac{d}{dt}\left(\frac{\boldsymbol{v}}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)=\boldsymbol{F}\,, \tag{1}$$

где левую часть можно представить в виде

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\boldsymbol{v}}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)=\frac{\boldsymbol{v}'}{\sqrt{1-\beta^2}}+\frac{\boldsymbol{v}(\boldsymbol{v},\boldsymbol{v}')}{c^2\left(1-\beta^2\right)^{\frac{3}{2}}}=\frac{\boldsymbol{v}'c^2+\left[\boldsymbol{v}\times\left[\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{v}'\right]\right]}{c^2\left(1-\beta^2\right)^{\frac{3}{2}}},$$

так как $\boldsymbol{v}(\boldsymbol{v},\boldsymbol{v}')-\boldsymbol{v}'(\boldsymbol{v},\boldsymbol{v})=\left[\boldsymbol{v}\times\left[\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{v}'\right]\right]$.

Рассмотрим случай, когда $\boldsymbol{v}\,||\,\boldsymbol{v}'$.Тогда уравнение (1) сводится к уравнению

$$m_0\frac{\boldsymbol{v}'}{\left(1-\beta^2\right)^{\frac{3}{2}}}=\boldsymbol{F}\,. \tag{2}$$

Далее исследуем релятивистский осциллятор по пространственной переменной r с потенциалом $U(r,t)=\frac{\kappa(t)r^2}{2}$, где нестационарный коэффициент упругости $\kappa(t)=\kappa_0\left(V(\tau)-\lambda\right)$, $\kappa_0=m\omega^2$, $V(\tau)=\frac{2\alpha}{\tau}-\frac{l(l+1)}{\tau^2}$, $m=\frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $\omega=\frac{\omega_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $\tau=\omega_0 t$, ω_0 – параметр размерности частоты, характеризующий затухание решения уравнения (2), λ – безразмерная константа, m_0 – масса покоя либо частицы, либо элемента объема сплошной среды.

Если частотный параметр отождествить с величиной Хаббла $\omega_0=\sqrt{\frac{8\pi G|U_0|}{3}}$, то $U(r,t)=\frac{Gm_0M(t,r)}{r}$ является потенциальной энергией гравитационного взаимодействия, где активная масса $M(t,r)=\varepsilon+3p=\kappa(t)M_0(r)$, $M_0(r)=|U_0|V_0, V_0=\frac{4\pi}{3}r^3$, U_0 – плотность потенциальной энергии вакуумно-подобного скалярного поля, G – гравитационная постоянная Ньютона.

Естественно предположить, что такой осциллятор может возникнуть в гигантских ударных волнах во Вселенной, возникающих при столкновении скоплений галактик (при взрыве сверхновых звезд) и способных ускорять различные частицы (например, частицы пылевой плазмы) до ультрарелятивистских энергий.

Тогда для релятивистской массовой силы $\boldsymbol{F}(\boldsymbol{r},t)=-\operatorname{grad}U=-m\omega^2\left\{\left(V(\tau)-\lambda\right)\boldsymbol{r}\right\}$ уравнение (2) на функцию $\boldsymbol{r}=\boldsymbol{r}_0\tau\Psi(\tau)$ $\left(\boldsymbol{r}_0=\text{const}\right)$ сводится к нерелятивистскому уравнению на функцию $\Psi(\tau)$

$$\frac{d^2\Psi}{d\tau^2}+\frac{2}{\tau}\frac{d\Psi}{d\tau}+\left[-\lambda+\frac{2\alpha}{\tau}-\frac{l(l+1)}{\tau^2}\right]\Psi=0\,, \tag{3}$$

так как при $\boldsymbol{v}\,||\,\boldsymbol{v}'$ для такой силы ее релятивизм компенсирует релятивистский эффект массы.

Вводя новую переменную $\xi=2\tau\sqrt{\lambda}$, получим уравнение

$$\frac{d^2\Psi}{d\xi^2}+\frac{2}{\xi}\frac{d\Psi}{d\xi}+\left[-\frac{1}{4}+\frac{\alpha}{\xi\sqrt{\lambda}}-\frac{l(l+1)}{\xi^2}\right]\Psi=0\,. \tag{4}$$

Решение уравнения (2) имеет известный вид

$$\boldsymbol{r}_{nl} = \boldsymbol{r}_0 \tau N e^{-\frac{\xi}{2}} \xi^l L_{n-l-1}^{2l+1}(\xi), \tag{5}$$

где $L_k^s(\xi)$ – обобщенный многочлен Лагерра порядка $s = 2l + 1$ и степени $k = n - l - 1$, $n = 1, 2, ...,$ $l = 0, 1, 2, ...,$ $k = 0, 1, 2, ...,$ $N = \lambda^{\frac{3}{4}} \sqrt{\dfrac{4}{n(n-l-1)!(n+l)!}}$ – нормировочный множитель функции $\tau\Psi_{nl}(\xi)$, который находится из условия $\int\limits_0^\infty \tau^2 \Psi_{nl}^2 d\tau = 1$. Следует отметить, что решение (5) не стационарно во времени, а коэффициентом затухания является частотный параметр ω_0.

В уравнении (3) безразмерная величина λ в зависимости от физической задачи может быть связана с поверхностной плотностью σ, объемной плотностью энергии ε, с энтропией s, либо с энергией: $\lambda = \dfrac{2\sigma}{m_0 \omega_0^2}$, $\lambda = \dfrac{2\varepsilon}{\varepsilon_0}$, $\lambda = \dfrac{2s}{s_0}$, $\lambda = \dfrac{2E}{E_0}$, где $m_0 \omega_0^2$ – квант поверхностной плотности энергии; ε_0 – квант объемной плотности энергии; $E_0 = \tilde{h}\omega_0$ – квант энергии; $\tilde{h} = 2m_0 D$ – диффузионный аналог постоянной Планка; D – коэффициент диффузии; s_0 – квант энтропии, который можно отождествить с постоянной Больцмана.

Условие квантования определяется равенством $\dfrac{\alpha}{\sqrt{\lambda}} = n$. При $\alpha = Z\dfrac{e^2}{\hbar c}$, $\lambda = \dfrac{-2E}{\tilde{h}\omega_0}$, $E < 0$ условие квантования подобно условию квантования энергии частицы в кулоновском потенциале

$$E_n = -\frac{Z^2 e^2}{2\tilde{a}_0 n^2}. \tag{6}$$

Здесь диффузионный аналог радиуса Бора $\tilde{a}_0 = \gamma a_0$, $\gamma = \dfrac{m_{00}}{m_*}$, $m_* = \dfrac{\tilde{h}\omega_0}{c^2}$, $a_0 = \dfrac{\hbar^2}{m_{00} e^2}$ – радиус Бора, m_{00} – масса электрона, $\tilde{h} = 2Dm_*$. При $\tilde{h}\omega_0 > m_{00}c^2$ $(m_* > m_{00})$ величина $\tilde{a}_0 < a_0$, так что энергия квантов в таком случае больше, чем для обычного кулоновского потенциала.

Уравнение (2) имеет множество квантовых решений, так как для каждой соответствующей функции $V(\tau)$ существует свое квантовое решение уравнения (2). Для гармонического по времени безразмерного «потенциала» $V(\tau) = \tau^2$ решение уравнения (2) и условие квантования имеют известный вид

$$\boldsymbol{r}_n(t) = \boldsymbol{r}_0 N_n e^{-\frac{\tau^2}{2}} P_n(\tau),$$

$$\lambda_n = 2n + 1,$$

где $P_n(\tau)$ – полином Эрмита; $\lambda = \dfrac{2E}{\tilde{h}\omega_0}$; $E_n = \tilde{h}\omega_0\left(n + \dfrac{1}{2}\right)$.

Следует отметить, что с учетом эволюции масштабного фактора однородной изотропной Вселенной a с метрикой Логунова $\left(g_{00} = \left(\dfrac{a}{a_0}\right)^6,\ dt = \left(\dfrac{a}{a_0}\right)^3 dx_0,\ g^{00}\left(\dfrac{d}{dx^0}\right)^2 = \dfrac{d^2}{dt^2} + 3\left(\dfrac{a'}{a}\right)\dfrac{d}{dt}\right)$ уравнение (2) принимает вид

$$\frac{m_0}{\left(1-\beta^2\right)^{\frac{3}{2}}}\left[\boldsymbol{v}' + 3\left(\frac{a'}{a}\right)\boldsymbol{v}\right] = -\operatorname{grad}\tilde{U},$$

а решение (5) удовлетворяет этому уравнению с потенциалом $\tilde{U} = U - 3\left(\dfrac{a'}{a}\right)(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{r})$, $a' = \dfrac{da}{dt}$.

Для такого уравнения, но с потенциалом U и законов эволюции масштабного фактора $a \sim t^{\frac{1}{2}}$, $a \sim t^{\frac{2}{3}}$ существуют решения, подобные решению (5), но с другим порядком обобщенного многочлена Лагерра, а вместо множителя ξ^{l} возникает множитель $\xi^{\gamma l}$, компенсирующий соответствующий член $\dfrac{l(l+1)-\delta}{\tau^2}$ в потенциале $U(r,t)=\dfrac{m\omega^2}{2}\big(V(\tau)-\lambda\big)r^2$. При этом условие квантования энергии принимает вид $E_n=-\dfrac{Z^2e^2}{2\tilde{a}_0(n+\sigma)^2}$.

Из (2) видно, что ускорение $\dfrac{d^2\boldsymbol{r}}{dt^2}$ отлично от нуля и, следовательно, ускоренное движение, например, заряженной частицы пылевой плазмы с массой m_* должно сопровождаться излучением, интенсивность которого определяется соотношением

$$I_n=\frac{2q^2}{3c^3}\left\langle \boldsymbol{r}''^2\right\rangle,$$

где средний квадрат ускорения [35]

$$\left\langle \boldsymbol{r}''^2\right\rangle = w_0^2\left\{\lambda^2-2\lambda\left\langle\tau^{-1}\right\rangle+\left(8\alpha^2\lambda l(l+1)\right)\left\langle\tau^{-2}\right\rangle-4\alpha l(l+1)\left\langle\tau^{-3}\right\rangle+l^2(l+1)^2\left\langle\tau^{-4}\right\rangle\right\},$$

$$\left\langle\tau^{-1}\right\rangle=\frac{\sqrt{\lambda}}{n},\ \left\langle\tau^{-2}\right\rangle=\frac{\lambda}{n\left(l+\frac{1}{2}\right)},\ \left\langle\tau^{-3}\right\rangle=\frac{\lambda^{\frac{3}{2}}}{l\left(l+\frac{1}{2}\right)(l+1)},\ \left\langle\tau^{-4}\right\rangle=\frac{\lambda^2}{2n}\frac{3n^2-l(l+1)}{l\left(l-\frac{1}{2}\right)\left(l+\frac{1}{2}\right)(l+1)\left(l+\frac{3}{2}\right)},$$

$$w_0=r_0\omega_0^2.$$

Для s-состояний $(l=0)$ интенсивность излучения имеет простой вид $I_n=I_0\dfrac{4n-1}{n^2}$, здесь $I_0=\dfrac{2q^2}{3c^3}w_0^2\lambda\alpha^2$. При $q=e,\ Z=1,\ \alpha=Z\dfrac{e^2}{\hbar c},\ \lambda=\dfrac{\alpha^2}{n^2},\ n=1$ и планковском значении параметра $w_0=\dfrac{Gm_*}{r_*^2}=\dfrac{c}{t_p}\approx 10^{52}\,\dfrac{\text{м}}{\text{с}^2}$ интенсивность излучения $I_1\approx 10^{44}\,\dfrac{\text{эрг}}{\text{с}}$, а энергия квантов $E_\gamma\approx 10^{24}$ эВ $\left(\tilde{a}_0\approx 10^{-33}\text{ м}>r_g=l_p\approx 10^{-35}\text{ м},\ m_*\approx 10^{-5}\text{ г},\ \tilde{\hbar}\omega_0=m_*c^2\approx 10^{19}\text{ ГэВ},\ \tilde{h}=2m_*D\right)$.

Источники с такими параметрами излучения наблюдаются во Вселенной [25].

Заключение

Проведенное исследование позволяет сделать вывод, что классическое уравнение релятивистской механики при определенных условиях имеет квантовое решение с условием квантования энергии кулоновского типа. Квантовое решение описывает экзотический атом, который в процессе трансформации энергии ускорения в излучение способен генерировать не связанное с квантовым эффектом туннелирования (механизм Хокинга) высокоэнергетическое излучение с дискретным спектром. Излучение по механизму Хокинга также возможно [33], так как в классической физике существуют решения, для которых имеет место квантовый эффект туннелирования. Экзотический атом является преобразователем гравитационной энергии планковского масштаба и энергии ударной волны в энергию электромагнитного излучения интенсивности $I\approx N\cdot 10^{44}\,\dfrac{\text{эрг}}{\text{с}}$ с энергией квантов $E_\gamma\approx 10^{24}$ эВ. Здесь N – число частиц пылевой плазмы в области фронта ударной волны.

Полученный результат имеет наибольшее значение для астрофизики: частица пылевой плазмы (либо элемент сплошной среды – облако пылевой плазмы) с массой $m_*\approx 10^{-5}$ г может имитировать планковскую частицу, так что экзотический атом является атомным аналогом так называемой планковской черной дыры. Данная интерпретация планковских черных дыр и соответствующие наблюдения означают, что их существование является установленным фактом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ласуков В.В., Абдрашитова М.О. // Изв. вузов. Физика. – 2018. – Т. 61. – № 3. – С. 151–160.
2. Lasukov V.V. // Int. J. Geom. Meth. Mod. Phys. – 2016. – V. 13. – P. 1650020.
3. Ласуков В.В. // Изв. вузов. Физика. – 2019. – Т. 62. – № 5. – С. 40–53.
4. De Witt B.S. // Phys. Rev. – 1967. – V. 160 (D). – P. 1113.
5. De Witt B.S. // Phys. Rev. – 1967. – V. 162 (D). – P. 1195.
6. Альтшулер Б.Л., Барвинский А.О. // УФН. – 1996. – Т. 166. – С. 46.
7. Линде А.Д. Физика элементарных частиц и инфляционная космология. – М.: Наука, 1990.
8. Hartle J. and Hawking S. // Phys. Rev. – 1983. – V. 28. – P. 2960.
9. Vilenkin A. // Phys. Lett. B. – 1982. – V. 117. – P. 25.
10. Linde A. // Phys. Lett. B. – 1983. – V. 129. – P. 177.
11. Linde A. // Phys. Lett. B. – 1982. – V. 108. – P. 389.
12. Starobinsky A. // Phys. Lett. B. – 1980. – V. 91. – P. 99.
13. Dymnikova I.G. // Phys. Lett. B. – 2000. – V. 472. – P. 33.
14. Misner C.W. and Wheeler J.A. // Ann. Phys. – 1957. – V. 2. – P. 525.
15. Wheeler J.A. // Ann. Phys. – 1957. – V. 2. – P. 604–614.
16. Ласуков В.В. // Изв. вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 10. – С. 51–61.
17. Глинер Э.Б. // УФН. – 2002. – Т.172. – С. 221.
18. Глинер Э.Б. // ЖЭТФ. – 1965. – Т. 49. – С. 342.
19. Dymnikova I.G. // Class. Quantum Grav. – 2004. – V. 21. – P. 4417.
20. Dymnikova I.G. // Class. Quantum Grav. – 2015. – V. 32. – P. 165015.
21. Dymnikova I.G. // Class. Quantum Grav. – 2016. – V. 33. – P. 145010.
22. Dymnikova I.G. // Gen. Rel. Grav. – 1992. – V. 24. – P. 235.
23. Dymnikova I.G. // Int. J. Mod. Phys. – 1996. – V. 5. – P. 529.
24. Schwinger J. // Phys. Rev. – 1962. – V. 125. – P. 397.
25. Ginzburg V.L. // Usp. Fis. Nauk. – 2001. – V. 171. – P. 1135.
26. Логунов А.А. Релятивистская теория гравитации. – М.: Наука, 2012.
27. Горбунов Д.С., Рубаков В.А. Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва. – М.: ЛКИ, 2008.
28. Горбунов Д.С., Рубаков В.А. Введение в теорию ранней Вселенной: Космологические возмущения. Инфляционная теория. – М.: КРАСАД, 2010.
29. Рубаков В.А. // ТМФ. – 2006. – Т. 149. – С. 409.
30. Лукаш В.Н., Рубаков В.А. // УФН. – 2008. – Т. 178. – С. 301.
31. Рубаков В.А. // УФН. – 2007. – Т. 177. – С. 407.
32. Рубаков В.А. // УФН. – 2001. – Т. 171. – С. 913.
33. LasukovV.V. // Symmetry. – 2020. – V. 12. – P. 400.
34. Penrose R. // Phys. Rev. Lett. – 1965. – V. 14. – P. 57.
35. Соколов А.А., Тернов И.М. Квантовая механика и атомная физика. – М.: Просвещение, 1970. – С. 109.

Поступила в редакцию 12.11.2020.

[1] Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
г. Томск, Россия
[2] Томский государственный педагогический университет,
г. Томск, Россия
[3] Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,
г. Москва, Россия

Ласуков Владимир Васильевич, к.ф.-м.н., доцент ШБИПОМИ НИ ТПУ, e-mail: lav _9@list.ru;
Ласукова Татьяна Викторовна, д.б.н., профессор ТГПУ, e-mail: tlasukova@mail.ru;
Абдрашитова Мария Овсеевна, к.ф.-м.н., доцент кафедры НИУ ВШЭ, e-mail: mabdrashitova@hse.ru.