Свойства частиц вакуума и явление телепортации

Е.Г. Якубовский

e-mail yakubovski@rambler.ru

Вакуум является разреженным газом и описывается уравнением Навье – Стокса, которое как оказалось эквивалентно уравнению Шредингера см. [1]. При этом решение этих двух уравнений связаны соотношением $V_l = -i\dfrac{\hbar}{m}\dfrac{\partial \ln\psi}{\partial x^l}$, где ψ волновая функция уравнения Шредингера, V_l скорость частиц вакуума, описываемая уравнением Навье – Стокса. При этом вакуум имеет мнимую кинематическую вязкость $i\hbar/(2m)$. Частицы вакуума группируясь, образуют элементарные частицы. Отметим удивительные свойства квазиклассических состояний элементарных частиц и квантов света. При больших квантовых числах они распределяются по все большей области нашего пространства. Рост области связан с ростом квантовых чисел. Именно на этом основано явление телепортации. Вычислены необходимая температура свободных электронов для реализации вещества с главным квантовым числом n=100000, необходимым для телепортации электронов на расстояние 0.5м. Также определена температура и длина электромагнитной волны для телепортации на расстояние 10км фотона. При этом соотношение между радиусом перескока и температурой должно выполняться на отрезке.

Вычислим волновую функцию электрона в атоме водорода при больших значениях квантовых чисел. При этом вероятность квазиклассического состояния конечна и пропорциональна

$$R_{nl}(\rho) = \rho^l \exp(-\rho/2) L_{n+1}^{2l+1}(\rho) \sim \rho^{-3/4}\cos[2\sqrt{(n+1)\rho} - (4l+3)\pi/4] + 0(\frac{1}{\sqrt{n}})$$

$$L_n^{\alpha}(\rho) \sim \exp(\rho/2)\rho^{-\alpha/2-1/4}\cos[2\sqrt{n\rho} - (2\alpha+1)\pi/4] + 0(\frac{1}{\sqrt{n}})$$

Формулы для асимптотики функции Лагерра $L_n^{\alpha}(\rho)$ см. [2]. Т.е. телепортируемые частицы находятся в квазиклассическом состоянии. При этом суммарная плотность вероятности на сфере радиуса ρ увеличивается по формуле $|\psi|^2\ \rho^2 d\rho = \sqrt{\rho} d\rho$.

Вероятность найти частицу на сфере радиуса ρ с ростом ρ растет, до значения $\rho \approx n$, границе применимости асимптотики функции Лагерра.

Два состояния являются «запутанными» если описываются одной общей волновой функцией, с общей координатной частью и отличающейся спинорной частью двух частиц. При этом имеем конечную вероятность, встретить частицу с радиусом $\sqrt{\rho_s} = \sqrt{2r/(a_0 n)} = \dfrac{(4l+3)\pi/4 + \pi n_r}{2\sqrt{n+1}}$ в «запутанном» состоянии при квазиклассической волновой функции, где a_0 радиус Бора. Откуда имеем $r = a_0[(4l+3)\pi/4 + \pi n_r]^2/8 = a_0(-\pi/4+\pi n)^2/8, n = 1,...,\infty$. Величина n_r, это целая константа, определяющая число нулей волновой функции, или радиус влияния состояния электрона. При этом радиус образования телепортируемых частиц равен $a_0(3\pi/4+\pi l)^2/8 < r < a_0(-\pi/4+\pi n)^2/8; n = 1,...,\infty; l = 0,...,\infty$. Отметим, что имеется приближенное соотношение $n_r = n - l - 1$. При $n \to \infty$ получаем точное значение периодической функции. При n конечном, получается n_r периодов волновой функции. Имеем границу применимости асимптотики функции Лагерра $n > \rho$, что эквивалентно $a_0 n^2/2 > r$. При этом состояния с большим значением квантового числа n не стабильны, и быстро переходят в свободное состояние. Поэтому их можно получать только как промежуточные от связанного состояния к свободному состоянию. Для получения стабильного состояния с большим главным квантовым числом n, необходима точность воздействия на электрон $E_n = -\dfrac{me^4}{2\hbar^2 n^2} = -\dfrac{me^4}{2\hbar^2[(\sqrt{r_n/a_0} + \pi/4)^2 8/\pi^2} = 1.3\cdot 10^{-9} eV, n = 10^5$ для получения максимального радиуса воздействия $r = a_0 n^2 = 50cm$. Эта энергия соответствует длине волны излучения электромагнитной энергии $\omega_{n+1,n} = \frac{E_{n+1} - E_n}{\hbar} = \frac{me^4}{2\hbar^3 n^3} = 26.5/s, \lambda = 1.13 \cdot 10^9 cm$.

Равновесие между свободными электронами и связанными электронами установится, в случае если температура свободных электронов равняется значению $1.9 \cdot 10^{-10} K$, с частотой свободных электронов $\omega = kT/\hbar = 26.2/s$.

Соотношение должно выполняться

$$\frac{me^4}{2\hbar^2(\sqrt{r_n/a_0} + \pi/4)^3 8^{3/2}/\pi^3} \approx \frac{\beta}{r_n^{3/2}} = k_B T \qquad (1)$$

на отрезке, или $r_n = \frac{\beta^{2/3}}{(k_B T)^{2/3}}$. При этом для выполнения соотношения на отрезке должно выполняться $\frac{3(k_B T)^{5/3}}{2\beta^{2/3}} = -\frac{dk_B T}{dr}$ в точке приема и излучения. При этом справедлив первый интеграл (1) и, следовательно, выполняется условие телепортации. При этом в силу наличия первого интеграла условие (1) выполняется. Изменятся радиус r_n в соответствии с изменением температуры, соответствующий квантовому числу в излучателе и задании квантового числа излучателя. Происходит скачок квантового числа системы, при измерении в приемнике получится значение большого квантового числа приемника, соответствующее температуре приемника. Т.е. температура приемника и излучателя разная, производя измерение в приемнике, получим квантовое число приемника. Производя измерение в излучателе, получим квантовое число излучателя. Температура связана с радиусом с помощью формулы (1).

Самая низкая температура, полученная в 1995г. Эриком Корнелом и Карлом Виманом из США при охлаждении атомов рубидия. Она равнялась $5.9 \cdot 10^{-12} K$. Наиболее низкая температура $(450\pm80)\cdot10^{-12}$К конденсата Бозе-Эйнштейна атомов натрия была получена в 2003 г. исследователями из МТИ.

При выполнении условия $\omega_{n+1,n} = \omega = 26.2/s$ электроны с меньшей энергией перехода, и значит, с меньшей частотой, излучаясь, будут охлаждать свободные электроны. Электроны с большей энергией перехода будут греть свободные электроны, и значит, равновесия не будет. Установится равновесие между энергией свободных электронов и отданной энергией при квантовом числе $n = 10^5$. При этом влияние электронов с большим и меньшим квантовым числом будет скомпенсировано.

При стабильном, квантовом состоянии частицы с квантовым числом $n = 10^5$, электроны, и образующие их частицы вакуума, будут распределены вне начальной точки внутри радиуса $50cm$. Причем имеется n_r координат положения «запутанных состояний» электронов или фотонов.

В случае фотона волновая функция соответствует гармоническому осциллятору и равна в одномерном случае

$$\psi_n(x) = (\frac{k^2}{\pi})^{1/4} \frac{1}{\sqrt{2^n n!}} \exp(-\frac{k^2 x^2}{2}) H_n(kx); k = \frac{mc}{\hbar} = \frac{\omega}{c}$$

$$H_n(y) = (-1)^n \exp(y^2) \frac{d^n \exp(-y^2)}{dy^n} = \qquad .$$

$$= \sqrt{2}(\frac{2n}{e})^{n/2} \exp(y^2/2)[\cos(\sqrt{2n}y - \frac{\pi n}{2}) + O(\frac{1}{n^{1/4}})]$$

Асимптотику полиномов Эрмита $H_n(y)$ см. [2]. В результате малых n волновая функция локализована (имеется дискретное пятно света размером длины волны). Необходимо отметить, что фотоны находятся в движении и можно только определять огибающую скорости двигающихся фотонов, т.е. пятно света. При этом квантовое число n характеризует количество нулей волновой функции. При условии $n \to \infty$ имеем асимптотику волновой функции

$$\psi_n(x) = (\frac{k^2}{\pi})^{1/4} \sqrt[4]{\frac{2}{\pi n}} [\cos(\sqrt{2n}kx - \frac{\pi n}{2}) + O(\frac{1}{n^{1/4}})][1 + O(\frac{1}{n})].$$

Т.е. фотон распределен в пространстве по косинусу и пятна нет, фотон не локализован. При промежуточном значении n, получаем пятно макроскопических размеров многих длин волн, передающееся с помощью волоконной оптики.

При этом координаты «запутанного состояния» $kx_s = \frac{\pi n/2 + \pi n_r}{\sqrt{2n}}$, где величина n_r это число нулей волновой функции, причем имеем приближенное равенство $n = n_r + 1$. Для передачи свойств фотона на эти расстояния достаточно добиться волновой функции кванта, имеющем большое квантовое число n и в координатах $kx_s = \frac{\pi n/2 + \pi n_r}{\sqrt{2n}} \approx \sqrt{n_r}$ получим возмущение среды. Причем величина n_r ограниченна существованием периодической волновой функции. При ограниченных величинах n имеем конечное число периодов у координатной части волновой функции. При этом равновесие установится при условии $\hbar\omega(n+1/2) = \hbar kc(n+1/2) = \hbar c\sqrt{n}/x_s(n+1/2) = k_B T$. Откуда имеем $n = (\frac{k_B T x_s}{\hbar c})^{2/3} = 2.6\cdot 10^5$ при температуре $T = 300°K$ и смещении на расстояние $10^5 cm = 1km$. При этом волновое число равняется $k = \sqrt{n}/x_s = 5\cdot 10^{-3}/cm, \lambda = \frac{2\pi x_s}{\sqrt{n}} = \frac{2\pi(x_s)^{2/3}(\hbar c)^{1/3}}{(k_B T)^{1/3}} = 12.15m$. При расстоянии $10km$ квантовое число равняется $n = 1.2\cdot 10^6$ при длине волны $\lambda = 56.4m$.

Запишем формулы в зависимости от длины волны λ. Максимальная длина телепортации x_s равна

$$x_s = \frac{\lambda^{3/2}(k_B T)^{1/2}}{(2\pi)^{3/2}(\hbar c)^{1/2}}, \qquad (2)$$

при температуре T установится квантовое число $n = \lambda\frac{k_B T}{2\pi\hbar c} >> 1$.

При этом условие равенство температуры должно выполняться на отрезке, а не в одной точке, т.е. должно выполняться в точке приема $\frac{(\hbar c)^{1/2}}{\lambda\!\!\!^{-}{}^{3/2}} = \frac{1}{2(k_B T)^{1/2}}\frac{dk_B T}{dx_s}$ при фиксированной длине волны электромагнитного излучения. При этом в силу наличия первого интеграла условие (2) выполняется. Изменяется радиус r_n путем изменения температуры, соответствующий квантовому числу в излучателе и задании квантового числа излучателя. Происходит скачок квантового числа системы. При измерении в приемнике получится значение большого квантового числа приемника, соответствующее температуре приемника. Т.е. температура приемника и излучателя разная, производя измерение в приемнике, получим квантовое число приемника. Производя измерение в излучателе, получим квантовое число излучателя. Температура связана с радиусом с помощью формулы (2).

При этом температуру системы надо повышать, для увеличения квантового числа n и максимальной длины распространения фотона x_s. При этом необходимо повышать длину волны электромагнитного излучения.

При этом частицы вакуума группируются в экстремумах косинуса, при условии стабильного состояния квазиклассических частиц или фотонов. Причем количество периодов определяется значением n_r, т.е. количеством нулей волновой функции. При этом каждой высокой температуре тела и большой длине электромагнитной волны соответствует свое большое квантовое число в случае телепортации фотона. В случае телепортации электрона сверхнизкой температуре соответствует свое большое квантовое число и пространственный предел телепортации.

Литература

1. *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
2. Никифоров А.Ф., Уваров В.Б. Специальные функции математической физики М.: Наука , 1978г, 320стр.