Журнал Формирующихся Направлений Науки
номер 5(2), стр. 135-136, 2014

статья получена: 10.06.2014
статья принята к публикации: 10.06.2014
http://www.unconv-science.org/n5

Рецензия на статью Неволина В.К. “Движение квантовых частиц с нулевой массой покоя”

Л.С. Кузьменков[1]

1. Книга Луи де Бройля, на которую ссылается автор статьи, называется “...Становление квантовой физики”, а не “механики”, как в статье. Кроме того, в книге с правильным наименованием на стр. 552 нет цитируемых в статье рассуждений Луи де Бройля.

2. Работа Неволина В.К. посвящена проблемам интерпретации одночастичного уравнения Шредингера и, как следствие, его возможным фотонным решениям.

Проблема интерпретации остаётся важной проблемой физики, поскольку является необходимым элементом количественной формулировки задач и толкования результатов вычислений.

3. Общепринятой является вероятностная интерпретация волновой функции, предложенная М.Борном. Плотность вероятности и плотность потока вероятности вводятся при помощи определений в отличие от частотной статистической вероятности, которая базируется на представлениях об ансамблях, и классической плотности вероятности электродинамики, гидродинамики, физической кинетики, в основе которых лежат представления о физически бесконечно малых объёмах. Такие построения в определённой мере моделируют условия эксперимента. Определение вероятности при помощи постулатов создаёт иллюзию, что вероятность, подчиняющаяся определённым уравнениям, подобно электромагнитному полю, является материальным элементом физического мира, кроме плотностей вероятности, пропорциональных распределениям физических характеристик.

4. Для демонстрации предельного перехода к классической механике вместо волновой функции обычно вводятся две новых вещественых функции по формуле $\psi = ae^{iS/\hbar}$, [см.,например, Л.Д.Ландау и Е.М. Лифшиц, Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М. 1963,74с.] Для функции $S(\mathbf{r},t)$ при этом получается уравнение вида Гамильтона-Якоби (Г.-Я) с дополнением $(-\frac{\hbar^2}{2ma}\Delta a)$ в левой части и уравнение непрерывности. Пренебрегая этим слагаемым, мы получаем “...как и должно быть, известное классическое уравнение Г.-Я для действия S частицы”. Вместе с тем в классической механике действие не является скалярным полем, – это динамическая функция: $(\frac{dS}{dt} = \frac{\partial S}{\partial t} + \dot{\mathbf{r}}\nabla S = L(\mathbf{r},\mathbf{v},t))$; а в полученном таким способом уравнении $W(\vec{r},t)$ – не есть “произвольная потенциальная энергия”, – уравнением в частных производных, имеющим близкую форму, является интеграл Коши-Лагранжа безвихревого движения жидкости.

5. Другая форма волновой функции, которой в статье отдано предпочтение, имеет вид $\psi = \sqrt{\rho}e^{i\varphi/\hbar}$ и была предложена Маделунгом. Эта функция сводится к указанной выше путём простого переобозначения: $a = \sqrt{\rho}$. Форма дополнительного слагаемого при этом меняется:

$$-\frac{\hbar^2}{2ma}\Delta a = \frac{\hbar^2}{4m\rho}\Big(\frac{(\nabla\rho)^2}{2\rho} - \Delta\rho\Big)$$

и обычно называется квантовым потенциалом. В уравнениях движения квантовой гидродинамики градиент этой величины равен дивергенции тензора давления: $(1/\rho)\partial P^{\alpha\beta}/\partial x^{\beta}$ (см. например, Кузьменков Л.С. Максимов С.Г. Квантовая гидродинамика систем частиц с кулоновским взаимодействием и квантовый потенциал Бома // ТМФ. 118, с.287-304 (1999)).

6. В рецензируемой работе предлагается ошибочный метод вывода уравнений электромагнитного поля, согласно которому в уравнениях механики одной нерелятивистской частицы следует устремить массу частицы в нуль. Допустив такой переход возможным для уравнений Ньютона, мы придём к абсурдному результату равенства нулю всех силовых полей, в которых может оказаться частица. Фактически автор положил равным нулю одно из слагаемых в уравнении Г.-Я или в уравнениях движения квантовой жидкости – градиент квантового потенциала.

7. В качестве решения полученного таким путём уравнения он приводит функцию $\varrho(\vec{r},t) = \varrho_0\cos^2(\frac{\delta\vec{p}(\vec{r}-t\vec{v})}{\hbar})$. Функция $a(\mathbf{r},t)$ при этом была бы пропорциональной косинусу в первой степени. С равным успехом косинус можно заменить на синус. Нетрудно получить решение в виде $\varrho = f(t)\sin^2[\mathbf{A}(t)\mathbf{r} - \chi(t)]$ с произвольными $f(t), \mathbf{A}(t), \chi(t)$. Физические ограничения, при помощи которых выделено “готовое” решение (12), отсутствуют.

8. Уравнение Шредингера и его различные формы базируется на корпускулярно-волновом дуализме, в основе которого лежат формулы $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}, \mathbf{p}^2/2m = E - U, E = \hbar\omega$. Отсюда видно, что волны де Бройля свободных частиц имеют дисперсию $\omega = (\hbar/2m)\mathbf{k}^2$. Электромагнитные волн с дисперсией $\omega^2 = k^2c^2$ не могут

[1] Д.ф.-м.н., *lsk@phys.msu.ru*.

быть найдены корректно из одночастичного уравнения Шредингера. В соответствии с принципом причинности это уравнение содержит первую производную по времени (в отличие от уравнений электромагнитного поля). Поэтому итерпретация предложенного решения в виде электромагнитной волны не имеет под собой оснований.

9. Заключение. В предлагаемой работе произвольно постулировано уравнение для вещественной амплитуды волновой функции. Приведено частное решение этого уравнения. Физическая интерпретация найденного решения является неудовлетворительной. Работа может быть опубликована после доработки.

Кузьменков Л.С.