

Родионов А.И. О лучистом трении / А.И. Родионов, В.Ф. Ким // Вестник СГГА. (Физика) - Новосибирск: Изд-во СГГА, - 2004. - Выпуск 9. - С. 162-166.

УДК 531.01 + 538.3

Родионов А.И., Ким В.Ф.

СГГА-НГТУ, Новосибирск

О ЛУЧИСТОМ ТРЕНИИ

Анализируются известные решения задачи о лучистом трении. Рассматривается авторский вариант постановки задачи об определении реакции излучения ускоренно движущейся вдоль оси X заряженной частицы, не нарушающий фундаментальные Принципы Физики: Причинности и Независимости действия сил. Система “частица-поле” рассматривается как динамическая диссипативная. Считается, что поле заряда накладывает ограничение на ускоренное движение частицы, что с точки зрения механики можно интерпретировать как кинематическую связь. В качестве уравнения связи выступает уравнение, получаемое из дифференциальной формы теоремы Умова - Пойнтинга посредством интегрирования по нестационарному объему. При одномерном движении уравнение связи определяет полную программу движения. Поэтому закон движения частицы определяется из решения этого уравнения. Сила лучистого трения находится непосредственно из уравнения движения как решение прямой задачи динамики.

ускоренно движущийся заряд, лучистое трение, потенциалы Лиенара-Вихерта, принцип причинности, принцип независимости действия сил, теорема Умова – Пойнтинга, вектор Пойнтинга, полная программа движения, уравнение движения заряженной частицы, реакция излучения

Известно [1-4], что уже более века задача о *лучистом трении* - задача об определении *реакции излучения* движущегося заряда не имеет удовлетворительного решения. Дело в том, что общепризнанные решения нарушают два фундаментальных Принципа Физики: Причинности и Независимости действия сил.

В данной работе предлагается пересмотреть известные способы решения задачи о лучистом трении [1-4] как неудовлетворительные и предложить новые идеи в самой постановке задачи о торможении излучением.

На сегодняшний день существует, по меньшей мере, три исторически сложившихся подхода к вопросу о реакции излучения.

В первом случае за основу берутся скалярный φ и векторный \vec{A} потенциалы Лиенара-Вихерта для движущегося с произвольной скоростью \vec{v} заряда q [1].

$$\varphi(\vec{r}, t) = \left\{ \frac{e}{r - \vec{v}\vec{r}/c} \right\}_{t'}, \quad \vec{A}(\vec{r}, t) = \left\{ \frac{e\vec{v}}{r - \vec{v}\vec{r}/c} \right\}_{t'} \quad (1)$$

Здесь индекс t' означает, что все величины в фигурной скобке берутся в запаздывающий момент времени $t' = t - r'/c$, величина $e = q/4\pi\epsilon_0$, где ϵ_0 - электрическая постоянная.

Используя эти потенциалы, определяют в нерелятивистском случае поле \vec{E} , не расходящееся при устремлении радиус-вектора \vec{r}' к нулю, вблизи движущейся с ускорением \vec{a} излучающей частицы по формуле

$$\vec{E} = \frac{2e}{3c^3} \cdot \dot{\vec{a}} \quad (2)$$

Затем вводится сила *лучистого трения* весьма сомнительной операцией простого перемножения заряда частицы на напряженность поля им же порожденного.

$$\vec{R} = e\vec{E} = \frac{2e^2}{3c^3} \cdot \dot{\vec{a}} \quad (3)$$

Заметим, что заряд при этом чаще всего рассматривают как точечный [1].

При втором подходе [2] неудовлетворительность первого исключается путем прямого вычисления *самодействия* неточечного заряда. Для сферической модели элементарного заряда рассматривается действие одной части движущегося заряда на другую часть этого же заряда. При этом также используются потенциалы Лиенара-Вихерта. Такой расчет был предложен еще Лоренцем [3]. Вычисления дают результат (3). Недостатки, имеющиеся при этом решении, подробно проанализированы в [2].

В последнем случае *реакция излучения* просто конструируется на основе баланса энергии. При этом проводятся следующие рассуждения [4].

Считается [1-5], что мощность излучения движущегося с ускорением \vec{a} заряда равна

$$N = \frac{2e^2}{3c^3} \cdot \vec{a}^2 \quad (4)$$

Следовательно, потеря энергии должна быть учтена в уравнении движения заряда в виде реакции излучения. Согласно [4], на основе баланса энергии при условии $\vec{a}(t_{\text{нач}}) = \vec{a}(t_{\text{кон}}) = 0$ получаем в качестве простейшего для силы лучистого трения выражение (3). Даже поверхностный анализ рассуждений А. Зоммерфельда указывает на то, что этот способ конструирования силы реакции излучения также не безупречен. Р.Фейнман [5] подробно описал сложности, имеющиеся в классической электродинамике при описании самодействия заряда, а также теоретические попытки изменения самой теории Максвелла.

Что же является наиболее неудовлетворительным на наш взгляд в известных подходах при рассмотрении торможения заряженной частицы излучением? Самым парадоксальным является тот факт, что ни один из авторов не обратил внимания на то, что в классической физике *ньютоновская сила не может зависеть от производных координат по времени выше первой*, поскольку нарушаются фундаментальные Принципы Физики: *Причинности и Независимости действия сил*. Действительно, при подстановке силы лучистого трения по формуле (3) в уравнение движения частицы

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}(t, \vec{r}, \vec{v}) + \vec{R}(t, \vec{r}, \vec{v}), \quad (5)$$

эта сила, как часть результирующей силы, меняется местом в причинно - следственной цепочке с величиной, равной $m\vec{a}$, что нарушает Второй Закон Ньютона как фундаментальный Принцип Классической Физики. Действительно, в этом случае уравнение движения решается не относительно кинематического следствия - \vec{a} , а фактически динамической причины \vec{R} , определяемой через $\dot{\vec{a}}$. Это ведет к возникновению противоречий и “нефизичности” решения, трудностей в его интерпретации [1-5]. Нарушение Принципа независимости действия сил вытекает из теоремы, доказанной проф. Харламовым и проф. Парсом [6]. Они независимо друг от друга показали, что этот Принцип не нарушается только для ньютоновых сил вида $\vec{F} = \vec{F}(t, \vec{r}, \vec{v})$.

Ввиду неудовлетворительности общепринятых способов введения силы реакции излучения, а главным образом, из-за нарушения фундаментальных Принципов Физики, мы предлагаем изменить точку зрения на постановку задачи учета обратного влияния поля на заряд. Задачу о лучистом трении следует считать смешанной задачей механики и электродинамики. Не вызывает никакого сомнения, что уравнение движения заряда можно записать в форме (5). Пересмотр вопроса о торможении заряда излучением, прежде всего, требует переосмысления места уравнения (5) в этой проблеме. Заметим, что одно это уравнение не может решить вопрос о движении излучающего заряда. Дело в том, что в этой задаче движение частицы является несвободным, ограниченным торможением собственного поля, которое с точки зрения механики играет роль кинематической связи. Уравнение этой связи вместе с уравнением движения заряженной частицы определяют и закон ее движения, и реакцию излучения. В качестве такого уравнения в нашей работе [8] предлагалось принять уравнение, получаемое из интегральной формы теоремы Умова-Пойнтинга для системы “частица-поле”. При одномерном ускоренном движении заряженной частицы вдоль оси Z это уравнение задает *полную программу движения* [7]. Закон движения заряда находится именно из этого уравнения. А реакция связи R - из уравнения (5). Такой подход, на наш взгляд, является наиболее правильным в вопросе о лучистом трении.

Однако при решении поставленной задачи по этой схеме мы столкнулись с известными в классической электродинамике расходимостями. Для выхода из этого положения было предложено взять за основу дифференциальную форму теоремы Умова – Пойнтинга

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \text{div}\vec{S} + \vec{j} \cdot \vec{E}, \quad (6)$$

а интегрирование провести по нестационарному объему $V = V(t)$ сферы радиуса $r = ct$. С учетом этого уравнение полной программы движения заряженной частицы, определяющее закон ее движения вдоль оси Z , принимает вид:

$$\dot{z} = \frac{1}{F} \int_{V(t)} \left(\frac{\partial w}{\partial t} - \text{div}\vec{S} \right) dV, \quad (7)$$

а реакция излучения может быть определена из (5) и (6) так:

$$R = F - m \frac{d}{dt} \left[\frac{1}{F} \int_{V(t)} \left(\frac{\partial w}{\partial t} - \operatorname{div} \vec{S} \right) dV \right] \quad (8)$$

Здесь $\dot{z} = v$ - скорость движения заряда в данный момент t , F - ускоряющая внешняя сила, w - плотность электромагнитной энергии, \vec{S} - вектор Пойтинга.

При неэлектромагнитном способе ускорения частицы вдоль оси X выражения для w и \vec{S} в сферической системе координат с началом в "0"-й точке движения с учетом [8] примут вид:

$$w(\vec{r}, t) = \frac{q^2}{32\pi^2 \epsilon_0} \left(\frac{1}{(r^2 - 2rz' \cos \theta + (z')^2)^2} + \frac{2}{c^4} \frac{(a')^2}{(r^2 - 2rz' \cos \theta + (z')^2)} \right) \quad (9)$$

$$\vec{S}(\vec{r}, t) = \frac{q^2}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3} \left\{ \vec{e}_r \left[\frac{(a')^2 (r - z' \cos \theta)}{(r^2 - 2rz' \cos \theta + (z')^2)^{3/2}} + \frac{c^2 a' z' \sin \theta}{(r^2 - 2rz' \cos \theta + (z')^2)^2} \right] + \right. \\ \left. + \vec{e}_\theta \left[\frac{(a')^2 z' \sin \theta}{(r^2 - 2rz' \cos \theta + (z')^2)^{3/2}} - \frac{c^2 a' (r - z' \cos \theta)}{(r^2 - 2rz' \cos \theta + (z')^2)^2} \right] \right\} \quad (10)$$

Здесь r, θ - сферические координаты точки пространства, в которой определяются w, \vec{S} ; $\vec{e}_r, \vec{e}_\theta$ - единичные векторы; z', a' - координата движущейся заряженной частицы и ее ускорение в момент $t' = t - r'/c$; r' - расстояние от заряда до точки пространства, в которой определяются w, \vec{S} в момент t' .

И так, нами предложен вариант постановки задачи о реакции излучения, не нарушающий фундаментальные Принципы Физики. Однако в силу громоздкости конечный вид силы лучистого трения (8) в данной работе не приводится. Решение задачи о лучистом трении будет опубликовано, и проанализировано в последующих наших работах на эту тему.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д, Лифшиц Е.М. Теория поля. – М: Наука, 1967.- 460 с.
2. Пановски Л, Филипс М. Классическая электродинамика. – М. Госиздат. физмат. лит., 1963. – 432 с.
3. Беккер Р. Электронная теория. – Л.-М.: ОНТИ, 1936. – 416 с.
4. Зоммерфельд А. Электродинамика. – М.: Изд. ИЛ, 1958, - 501 с.
5. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т.6. Электродинамика. – М.: Изд. «Мир», 1966. – 343 с.
6. Парс Л.А. Аналитическая динамика. – М.: Наука, 1971. – 635 с.
7. Родионов А.И., К динамике мехатронных систем с неполными дифференциальными программами движения // Вестник СГГА. – 2002. – С. 17–20.
8. Родионов А.И., Ким В.Ф. Еще раз о реакции излучения //Сб. матер. 53 междунар. науч.-тех. конф., посвященной 70-летию СГГА, "Современные проблемы геодезии и оптики", ч.2- Новосибирск, 2003,- С.213-216.