МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

ФЕДЕРАТИВНЫЙ КОМИТЕТ «ШКОЛА БУДУЩЕГО»

МОСКОВСКИЙ ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

МАТЕРИАЛЫ

VII Международной научно-методической конференции «Физическое образование: проблемы и перспективы развития»

Часть 2

ПРОФЕССИОНАЛЬНО - МЕТОДИЧЕСКАЯ ПОДГОТОВКА УЧИТЕЛЯ ФИЗИКИ

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ В ВЫСШЕЙ ШКОЛЕ

Москва
«Школа будущего»
2008

Печатается по постановлению редакционно-издательского совета Федеративного комитета «Школа Будущего» на основании решения ученого совета факультета Физики и информационных технологий Московского педагогического государственного университета.

Материалы VII Международной научно-методической конференции «Физическое образование: проблемы и перспективы развития», Часть 2. – М.: Изд-во «Школа Будущего», 2008. – 228 с.

ISBN 5-94389-008-4

В сборник включены материалы научно-методической конференции, состоявшейся 11-14 марта 2008 г. на факультете физики и информационных технологий Московского педагогического государственного университета.

В первой части сборника собраны материалы, отражающие содержание сделанных участниками конференции докладов на секциях «Актуальные проблемы школьного физического образования» и «Информационные технологии в обучении физике». Статьи публикуются в авторской редакции.

	технике			
	Основные законы электромагнетизма и их использование в измерительной технике	6	4	12
	Физические основы оптоэлектроники	6	4	-
	Основные положения магнитооптики и ее техническое приложение	6	-	12
	Всего	30	16	48

ЛИТЕРАТУРА:

1. А.М. Лихтер. Лекции по физике. Электричество и магнетизм. – Издательство Астраханского педагогического университета. Астрахань, 1998. 200 с.

2. А.М. Лихтер, В.В. Смирнов. Задачи по физике. Электричество и магнетизм. Часть I. – Издательство Астраханского педагогического университета. – Астрахань, 1999. 248 с.

3. А.М. Лихтер, В.В. Смирнов, Л.И. Кордонец. Задачи по физике. Электричество и магнетизм. Часть II. – Издательство Астраханского педагогического университета. – Астрахань, 2001. 248 с.

4. А.М. Лихтер, В.В. Смирнов. Физические основы оптико-электронных измерений. Учебное пособие. Астрахань. Издательский дом «Астраханский университет», 2005. 288 с.

5. В.В. Смирнов, А.М. Лихтер. Основы автоматики и вычислительной техники. Учебное пособие. Астрахань: Из-во Астраханского пединститута, 1994. 151 с.

К ДОСТИЖЕНИЮ КОНЕЧНОСТИ НЕКОТОРЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

Макаренко А.В.

Мозырский государственный педагогический университет, Мозырь, РБ

Плескачевский Ю.М., Селькин В.П.

Институт механики метало-полимерных систем НАН Б, Гомель, РБ

Копылов С.В.

Московский государственный открытый университет, Москва, РФ

Введение.

В задачах самого разного типа решения достигают своих предельных значений на бесконечности. Не всегда такой результат имеет «физический» смысл. Ниже, рассмотрен ряд примеров и сделана попытка единым образом устранить возникающую трудность.

1. Движение в вязкой среде.

Сила сопротивления движению шара в вязкой среде, в первом приближении, имеет вид $F = -kV$ [1]. Отсюда, $m\frac{dV}{dt} = -kV$. Таким образом:

$$\frac{dV}{V} = -\frac{k}{m}dt \quad \Rightarrow \quad d\ln V = -\frac{k}{m}dt \quad \Rightarrow \quad V = V_0 \exp\left(-\frac{k}{m}(t - t_0)\right) \qquad (1).$$

Представив эти соотношения в другом виде, будем иметь:

$$dV = -\frac{k}{m}Vdt \quad \Rightarrow \quad dV = -\frac{k}{m}dx \quad \Rightarrow \quad V = V_0 + \left(-\frac{k}{m}(x - x_0)\right) \qquad (2).$$

Из соотношения (1) следует, что $V = 0$ будет достигнуто при $t = \infty$. А из (2), что $V = 0$ будет достигнуто на длине:

$$V = V_0 + \left(-\frac{k}{m}(x - x_0)\right) \quad \Rightarrow \quad 0 = V_0 + \left(-\frac{k}{m}(x - x_0)\right) \quad \Rightarrow \quad x = x_0 + \frac{k}{m}V_0.$$

Таким образом, тело будет двигаться вечно от точки начала торможения к точке остановки, отстоящей от исходной на конечную величину длины.

На этом примере следует объяснить студентам, что такой результат есть следствие идеализации задачи (выбора модели). Представляет интерес построить модель «реального» движения, с конечным временем достижения точки остановки отстоящей на конечное расстояние от точки начала торможения при выбранном режиме движения.

1.2. Нормировка скорости.

О величине скорости, больше или меньше она единицы, сказать можно только тогда, когда рассматривается не сама скорость, а безразмерная величина ей соответствующая. Такой безразмерной величиной в данной задаче является отношение рассматриваемой скорости V к единственной скорости, отличной от собственно скорости движения тела - скорости начального движения: V_0.

Поскольку в данной задаче рассматривается процесс торможения то, очевидно, что величина V всегда меньше или равна V_0, то есть $V/V_0 \le 1$.

1.3. Модификация модели.

1.3.1. Рассмотрим нелинейную зависимость силы трения от скорости движения. Пусть эта зависимость является одночленом вида $F = kV^a$.

Уравнение движения, таким образом, имеет вид: $m\frac{dV}{dt} = -kV^a$. Отсюда:

$$\frac{dV}{V^a} = -\frac{k}{m}dt \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{-a+1}dV^{(-a+1)} = -\frac{k}{m}dt \quad \Rightarrow \quad V^{(-a+1)} = V_0^{(-a+1)} + \frac{(a-1)k}{m}(t - t_0) \quad (1a),$$

и соответственно:

$$\frac{dV}{V^{a-1}} = -\frac{k}{m}Vdt \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{-a+2}dV^{(-a+2)} = -\frac{k}{m}dx \quad \Rightarrow \quad V^{(-a+2)} = V_0^{(-a+2)} + \frac{(a-2)k}{m}(x - x_0)$$

(2a).

Из формул (1а, 2а) и длина и время, за которое достигается остановка $(V=0)$, будут конечны при $a<1$. Причём, если обозначить $a=1-\delta$, то конечность длины и времени достигается при любом как угодно малом, но конечном $\delta>0$.

1.3.2. Пусть на участке длиной L средняя скорость равна V. Тогда, из-за флуктуаций скорости на величину v, на длине $L/2$ скорость равна $V+\mathrm{v}$, а на следующем участке длинной $L/2$ скорость равна $V-\mathrm{v}$. Поэтому средняя скорость на всём участке L уже не V, а $L/\{(L/2)/(V+\mathrm{v})+(L/2)/(V-\mathrm{v})\}=V-(\mathrm{v}^2/V)$. Причём знак минус, в результате, будет в любом случае, и в описанном, и в случае, если скорость на первой половине пути меньше, а на второй больше. Поэтому средняя скорость, после учёта воздействия флуктуаций, становится меньше исходной. По причине изложенной выше этот результат эквивалентен перезаписи уравнения движения с модифицированной величиной V. А именно, со скоростью в степени большей единицы: $V\to V^{1+\varepsilon}$, где $\varepsilon\geq 0$. Однако теперь модификации следует подвергнуть не скорость в выражении для силы трения, а скорость под знаком дифференциала, поскольку речь теперь идет о собственно скорости, а не о потере энергии при учёте воздействия флуктуаций. Получаем: $m\dfrac{dV^{1+\varepsilon}}{dt}=-kV$. Это уравнение можно решить непосредственно. Будем иметь

$$m\frac{dV^{1+\varepsilon}}{dt}=-kV \;\Rightarrow\; (1+\varepsilon)\frac{V^{\varepsilon}dV}{V}=-\frac{k}{m}dt \;\Rightarrow\; (1+\varepsilon)V^{\varepsilon-1}dV=-\frac{k}{m}dt \;\Rightarrow$$

$$\frac{(1+\varepsilon)}{\varepsilon}dV^{\varepsilon}=-\frac{k}{m}dt \;\Rightarrow\; dV^{\varepsilon}=-\frac{\varepsilon k}{(1+\varepsilon)m}dt \;\Rightarrow\; V^{\varepsilon}=V_0^{\varepsilon}-\frac{\varepsilon k}{(1+\varepsilon)m}(t-t_0)$$

Поскольку $\varepsilon\geq 0$ то при конечном t скорость V станет равной нулю.

Однако не трудно заметить, что, если обозначить $V^{1+\varepsilon}$, как Υ, то V в формуле справа следует заменить на $\Upsilon^{\frac{1}{(1+\varepsilon)}}\approx\Upsilon^{1-\varepsilon}$. Таким образом, мы возвращаемся к случаю пункта 6.1. То есть конечному времени за счёт увеличения потерь на трение, представляемое как рост скорости Υ, при трансформации $\Upsilon\to\Upsilon^{1-\varepsilon}$, поскольку $\varepsilon\geq 0$, а $\Upsilon\leq 1$.

2. Процесс стационарной диффузии в в реагирующих средах.

В работе [2] нами рассматривался процесс диффузии газа в облучаемый материал. Облучение вызывает реакции поглощение диффундирующего газа материалом образца. В стационарном случае, для диффузии в полупространство, такой процесс описывается уравнением:

$$\frac{d^2C(x)}{dx^2}=q^2C(x), \qquad \text{где } q^2=kI/D \qquad (3),$$

с решением вида:

$$C(x)=C_1\exp(-qx)+C_2\exp(+qx) \qquad (4).$$

Здесь D – коэффициент диффузии, $C(x)$ – концентрация кислорода, I – интенсивность излучения, k – константа реакции.

Как отмечалось, это решение не обеспечивает одновременного выполнения требований: равенства нулю, на конечной глубине L_∞, концентрации диффундирующего газа $C(x)$ и его потока $dC(x)/dx$.

По аналогии с пунктом **1.2.** следует отметить, что и здесь: $C(x)/C_0 \le 1$.

2.1. Флуктуации.

Функция вида $C(x) = C_0 \exp(-qx)$, обладает всеми требуемыми свойствами, в качестве решения поставленной задачи, однако для точки $x = \infty$. Зачастую считается, что этого и достаточно, так как концентрация по глубине спадает очень быстро, и на конечных глубинах достигает «не физических» величин. То есть под $x = \infty$ подразумевают «физическую» бесконечность.

Тем не менее, поставленная нами задача, как задача физическая, а не только формально-математическая, вне зависимости от изложенного выше мнения, имеет решение.

При «малых» значениях $C(x)$ величина флуктуаций концентрации становится заметной по сравнению с величиной концентрации C. Флуктуируя, концентрация C возрастает по сравнению со средней величиной концентрации в данной области. Это, в частности, приводит к более интенсивному вступлению диффундирующего газа в реакции в данной области, чем это было бы в отсутствии флуктуаций.

Рассмотрим интервал Δx по глубине образца. Разобьем его, для простоты, на две равные части, величиной $\Delta x/2$. Пусть часть молекул из второй части, на фоне стационарного процесса диффузии, на некоторое время флуктуировала в первую часть. Тогда концентрация в первой части стала $C + \gamma C$, то есть $C(1+\gamma)$, а во второй, соответственно, $C - \gamma C = C(1-\gamma)$. Фактически можно говорить об изменении коэффициента q^2 в уравнении диффузии в первой части образца до значений $q^2(1+\gamma)$, а во второй до $q^2(1-\gamma)$.

Обозначим концентрацию в начале интервала Δx как C_0. Тогда в процессе диффузии в присутствии облучения концентрация в середине образца станет $C_0 \exp\left\{-\sqrt{q^2(1+\gamma)}\ \Delta x/2\right\} = C_{1/2}$. Концентрация же на конце интервала Δx, таким образом будет $C_{1/2} \exp\left\{-\sqrt{q^2(1-\gamma)}\ \Delta x/2\right\}$. Или, что тоже, $C_0 \exp\left\{-\sqrt{q^2(1+\gamma)}\ \Delta x/2 - \sqrt{q^2(1-\gamma)}\ \Delta x/2\right\}$. Разлагая в ряд получаем $\sqrt{q^2(1\pm\gamma)} \approx q(1 \pm \gamma/2 - \gamma^2/8)$. Таким образом, концентрация на конце интервала Δx равна $C_0 \exp\left\{-q(1-\gamma^2/8)\ \Delta x\right\} = C_0 \exp\left\{-q\ \Delta x\right\}^{(1-\gamma^2/8)}$.

Это означает, что концентрация на конце интервала Δx при учёте флуктуаций отличается от концентрации на конце того же интервала, в случае отсутствия флуктуаций. Последняя равна $C_0 \exp\left\{-q\ \Delta x\right\}$, и таким

образом различие заключено в степени члена в квадратных скобках. Таким образом, наличие флуктуаций приводит к возрастанию «средней» концентрации подвергаемой облучению в каждой области Δx. Но, при «больших» концентрациях этот эффект незначителен, так как γ и тем более γ^2 пренебрежимо мало. При «малых» концентрациях этот эффект может стать существенным, так как γ, в нашей модели, возрастает вплоть до величин равных единице.

Таким образом, уравнение диффузии принимает вид:

$$d^2C(x)/dx^2 = q^2C(x)^{(1-\gamma^2/8)} \qquad (5),$$

то есть становится нелинейным.

Исходя из поставленной цели, искомое решение уравнения (5) можно пытаться искать в виде: $C(x) = C_0(1 - x/L_0)^k$.

Подставляя $C(x)$ в это уравнение получаем, что соответствующее $C(x)$ будет его решением в случае:

$$k - 2 = k(1 - \gamma^2/8), \text{ или } 16/k = \gamma^2;\ k(k-1)/L_0^2 = q^2 \qquad (6).$$

Зная γ и q^2 из этой системы уравнений можно получить L_0. И наоборот, зная L_0 и q^2 можно оценить вклад флуктуаций γ.

Если $\gamma \to 0 \Rightarrow k \to \infty \Rightarrow L_0 \to \infty$, то есть мы возвращаемся к уравнению (3) и его решению (4), как это и должно быть.

В предельном, для нашей модели случае $\gamma = 1 \Rightarrow k = 16$. Хотя достаточно было бы условия $k(1 - \gamma^2/8) \geq 0$, то есть условия $k - 2 \geq 0 \Rightarrow k \geq 2$.

Нелинейные эффекты существенны, конечно, при «малых» концентрациях, диффузия же на основном участке обычно не требует учёта этого эффекта из-за малости γ. Это и приводит к хорошему совпадению экспериментальных результатов с решением уравнения (3).

Заключение.

Таким образом, в обоих рассмотренных случаях механизмом, обеспечивающим конечную длину реализации процессов, является наличие флуктуаций. Этот результат позволяет рассматривать введение флуктуаций в рассматриваемые задачи, как метод модификации идеализированных моделей приближающий их к более реалистическому сценарию.

Литература:

[1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. – М.: Наука, 1988. – 736с.

[2] Копылов С.В., Плескачевский Ю.М., Селькин В.П. – М.: «МГОУ-XXI-НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ», № 5-6, 2004, с. 2-5.