

НОВАЯ ДИНАМИЧЕСКАЯ КОНЦЕПЦИЯ РАЗВИТИЯ ПРИРОДЫ : ЭФФЕКТИВНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ

Данил ДУБОШИНСКИЙ

QUANTIX RD&TV – Компания в области исследований и развития вибрационной техники
Контакт с автором : doubochinski.danil@gmail.com

Резюме.

Одним из фундаментальных элементов новой, развиваемой нами [1, 2]*, топологии является принцип «энергетического обеспечения развития». Его физическая сущность заключается в том, что в структуре сложно взаимосвязанных объектов, возможны такие режимы устойчивого самоадаптирующегося функционирования, при которых может происходить значительное изменение свойств и состояний таких структур, например, увеличение их добротности или разнообразия динамического поведения. Таким образом, сложные устойчивые многосвязанные структуры объектов циклической (периодической, колебательной, пульсирующей) природы при определенных условиях способны потреблять меньше энергии в состоянии устойчивого динамического равновесия, чем это бы имело место при суммарном потреблении энергии всеми объектами вне такой взаимосвязанной структуры или при другой их организации [3, 4]. Предполагается, что образующаяся разница в потреблении энергии может использоваться структурами объектов более высокого уровня (социумами) для их развития при наличии реального эффективного механизма преобразования энергии в таких структурах и между ними.

Нами было установлено, что аргументно взаимодействующие объекты с высокой добротностью, обладают при определенных условиях очень высокой эффективностью преобразования энергии. При этом, эффективность преобразования энергии значительно отличается от аналогичной эффективности, свойственной классическим представлениям о возбуждении вынужденных колебаний [5, 13].

Введение

Прежде, чем приступить к описанию новых механизмов преобразования энергии, представляется целесообразным привести современные представления о базовых понятиях «естественнонаучной концепции развития», следуя работам [6 - 10].

Естественнонаучная концепция развития возникает как следствие достигнутого на данный период времени научно-технического прогресса, формирующего знания об окружающем Мире и протекающих в нем эволюционных процессах. Концепция не является чем-то постоянным и меняется в соответствие с принципиальными изменениями научной картины Мира и научного мировоззрения.

К концу 20-х годов XX столетия прежнюю модель Стационарной Вселенной окончательно сменила модель Развивающейся Вселенной. В новой модели

* Автор выражает свою искреннюю благодарность Доктору математических наук Джонатану ТЕННЕНБАУМУ за плодотворные обсуждения положений развиваемой совместно новой топологии взаимодействий.

Вселенная представляется не как совокупность случайно возникших упорядоченных объектов, связанных только силами гравитационного притяжения, а как единая высокоорганизованная система. Современная наука утверждает, что развитие Вселенной носило четко выраженный направленный характер и протекало от исходного «самого простого из всех последующих» состояний к поэтапно нарастающей сложности исходных элементов, к возникновению новых систем, нарастающей упорядоченности этих систем и усложнению процессов взаимодействия между составными частями целого. Отмечается также, что такое развитие сопровождается нарастающим разнообразием форм функционирования объектов и протекающих в них процессов; причем характер этого направленного развития идет по пути усложнения от более простых к более сложным состояниям как во Вселенной в целом, так и в ее подсистемах. Из этого с очевидностью приходят к выводу, что такие тенденции присущи сложным развивающимся системам с высоким уровнем организации.

В современной физике на смену старых предпосылок классической физики таких, как понятия обратимости во времени фундаментальных законов, детерминистического и линейного характера большинства динамических процессов, протекающих в природе, пришли такие понятия, как господство в Мире нелинейных, необратимых процессов, возможность спонтанного возникновения новых типов структур в сильно неравновесных условиях, переход в таких условиях от беспорядка к нарастающему порядку. В наступивших переменах решающую роль принадлежит открытию в 70-х годах явления, получившего название «самоорганизация материи».

На смену старым воззрениям о возникновении объектов Природы и механизмах их образования приходят новые представления [1,2,6,7], которым посвящена настоящая работа.

Эффективное преобразование энергии в структурах связанных колебательных систем

В соответствие с работами [3, 4, 10-12], рассмотрим поведение двух линейных LCR осцилляторов, связанных между собой индуктивной, емкостной и диссипативной связями, которые находятся в поле действия электромагнитных волн.

Пусть один из осцилляторов неподвижен, а другой имеет одну механическую степень свободы вдоль оси X_3 .

Обозначим через X_1 , X_2 и X_3 обобщенные координаты электромеханической системы осцилляторов, где X_1 и X_2 – заряды в первом и втором осцилляторах соответственно, X_3 – координата смещения одного осциллятора относительно другого.

Конструкция этой системы предусматривает возможность механического перемещения с весьма малыми диссипативными потерями одного из осцилляторов относительно другого - неподвижного осциллятора.

Классическая математическая модель, описывающая поведение такой системы взаимосвязанных осцилляторов, может быть представлена в общем виде следующей системой дифференциальных уравнений :

$$\begin{aligned}
& \beta_{11}\ddot{X}_1 + \varepsilon_{11}\dot{X}_1 + a_{11}X_1 \pm \beta_{12}\ddot{X}_2 + \varepsilon_{12}\dot{X}_2 + a_{12}X_2 = \Phi_1(X_1, X_2, t), \\
& \pm \beta_{21}\ddot{X}_1 + \varepsilon_{21}\dot{X}_1 + a_{21}X_1 \pm \beta_{22}\ddot{X}_2 + \varepsilon_{22}\dot{X}_2 + a_{22}X_2 = \Phi_2(X_1, X_2, t), \\
& \beta_{33}\ddot{X}_3 + \varepsilon_{33}\dot{X}_3 + f_1(\beta_{12}, \beta_{21}, X_3)\dot{X}_1\dot{X}_2 + f_2(a_{12}, a_{21}X_3)X_1, X_2 = 0,
\end{aligned} \tag{1}$$

где $\beta_{ls}, a_{ls}, \varepsilon_{ls}$, ($l, s = 1, 2$) - соответственно собственные и взаимные коэффициенты индуктивности, емкости и сопротивления системы связанных осцилляторов, β_{33} – масса подвижного осциллятора, ε_{33} – коэффициент трения подвижного осциллятора, $f_1(\dot{X}_1\dot{X}_2), f_2(X_1, X_2)$ пондеромоторные силы.

Первые два уравнения описывают электрические процессы в системе двух взаимосвязанных осцилляторов. Третье уравнение описывает механические перемещения подвижного осциллятора.

Предполагаем, что суммарное действие электромагнитных волн (как по всем направлениям, так и с полупространства) на осцилляторы, при определенных условиях может быть тождественно заменено одним сосредоточенным источником э.д.с. с поправкой по частоте. Поэтому будем считать, что в цепь одного из осцилляторов включен источник питания переменного тока частоты Ω . Предполагаем также, что

$$\begin{aligned}
& \beta_{11} = \beta_{22}, a_{11} = a_{22}, \varepsilon_{11} = \varepsilon_{22}, \beta_{12} = \beta_{21}, a_{12} = a_{21}, \varepsilon_{12} = \varepsilon_{21}, \\
& Q_0 = \frac{n}{2\beta} \gg 1, \quad n = \frac{a_{11}}{\beta_{11}} = \frac{a_{22}}{\beta_{22}}, \quad \delta = \frac{\varepsilon_{11}}{2\beta_{11}} = \frac{\varepsilon_{22}}{2\beta_{22}},
\end{aligned} \tag{2}$$

где Q_0, n - соответственно добротность и частота парциального осциллятора.

Подставив в уравнения (1) решения в виде $X_1 = A\varepsilon^{j\Omega t}$, $X_2 = B\varepsilon^{j\Omega t}$, получим

$$\begin{aligned}
& \ddot{X}_1 + 2\delta\dot{X}_1 + n^2X_1 \pm \gamma_1\ddot{X}_2 + 2\delta\xi\dot{X}_2 + \gamma_2n^2X_2 = Ee^{j\Omega t}, \\
& \gamma_1\ddot{X}_1 + 2\delta\xi\dot{X}_1 + \gamma_2n^2X_1 + \ddot{X}_2 + 2\delta\dot{X}_2 + n^2X_2 = 0, \\
& \beta_{33}\ddot{X}_3 + \varepsilon_{33}\dot{X}_3 + \beta_{11}\frac{d\gamma_1}{dX_3}\dot{X}_1\dot{X}_2 + a_{12}d\frac{d\gamma_2}{dX_3}X_1, X_2 = 0,
\end{aligned} \tag{3}$$

где: $\gamma_1 = \beta_{12}/\beta_{11} = \beta_{12}/\beta_{22}$, $\gamma_2 = a_{12}/a_{11} = a_{12}/a_{22}$, $\xi_1 = \varepsilon_{12}/\varepsilon_{11} = \varepsilon_{12}/\varepsilon_{22}$ -

приведенные коэффициенты взаимных связей : индуктивной, емкостной и диссипативной соответственно.

Исследования [11] показали, что при наличии диссипативной взаимосвязи между осцилляторами для частот связанной системы

$$\omega_1 = \frac{n}{\sqrt{1 + \gamma_1}}, \quad \omega_2 = \frac{n}{\sqrt{1 + \gamma_2}},$$

выражения для ее коэффициентов затухания определяются соотношениями :

$$\delta_1 = \delta \frac{1 + \xi_1}{1 + \gamma_1}, \quad \delta_2 = \delta \frac{1 + \xi_2}{1 - \gamma_2}, \tag{4}$$

а при изменении знака связи :

$$\delta_1 = \delta \frac{1 - \xi_1}{1 + \gamma_1}, \quad \delta_2 = \delta \frac{1 - \xi_2}{1 - \gamma_2}, \quad (5)$$

Таким образом, было показано [3,10], что в сложно связанной системе осцилляторов при изменении коэффициента диссипативной связи коэффициенты затухания взаимно изменяются так, что существенно изменяются добротности на частотах связи. Эти добротности будут иметь вид :

$$Q_1 = Q_0 \frac{\sqrt{1 + \gamma_1}}{1 + \xi_1}, \quad Q_2 = Q_0 \frac{\sqrt{1 - \gamma_2}}{1 - \xi_2}, \quad (6)$$

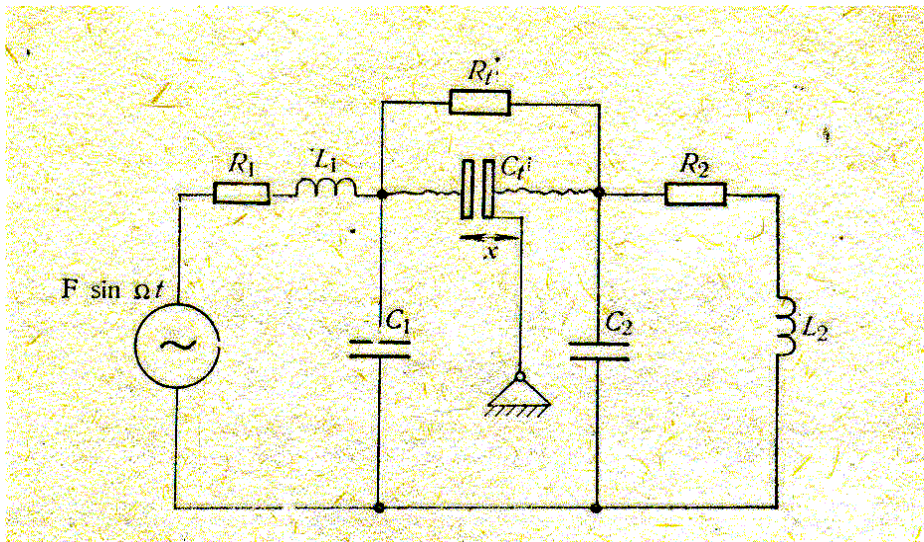
а при изменении знака связи соответственно :

$$Q_1 = Q_0 \frac{\sqrt{1 + \gamma_1}}{1 - \xi_1}, \quad Q_2 = Q_0 \frac{\sqrt{1 - \gamma_2}}{1 + \xi_2}, \quad (7)$$

где $Q_0 = n/3\delta$ и $Q_1 \geq Q_0 \geq Q_2$.

Из анализа уравнений для коэффициентов затухания (4), (5) и добротностей (6), (7) можно прийти к выводу, что **добротность сложно связанной системы** осцилляторов для одной из ее частот **может значительно превышать добротность парциальных систем** (осцилляторов).

Для иллюстрации рассмотрим конкретный пример системы двух линейных LCR осцилляторов связанных между собой диссипативной и емкостной связями, когда в цепь одного из осцилляторов включен источник питания переменного тока частоты Ω (см. Фиг. 1). Конструкция этой системы предусматривает возможность механического перемещения с весьма малыми диссипативными потерями одной из пластин конденсатора связи относительно другой неподвижной пластины.



Фигура 1

Модель, представленная на Фиг. 1, по аналогии с (1) может быть представлена следующей системой дифференциальных уравнений :

$$L_1(C_1 + C_t)\ddot{\varphi}_1 - L_1C_t\ddot{\varphi}_2 + \left(\frac{L_1}{R_t} + R_1C_1 + R_1C_t\right)\dot{\varphi}_1 - \left(\frac{L_1}{R_t} + R_1C_t\right)\dot{\varphi}_2 + \left(\frac{R_1}{R_t} + 1\right)\varphi_1 + \frac{R_1}{R_t}\varphi_2 = E \sin \Omega t, \quad (8)$$

$$L_2(C_2 + C_t)\ddot{\varphi}_2 - L_2C_t\ddot{\varphi}_1 + \left(\frac{L_2}{R_t} + R_2C_t + R_2C_2\right)\dot{\varphi}_2 - \left(\frac{L_2}{R_t} + R_2C_t\right)\dot{\varphi}_1 + \left(\frac{R_2}{R_t} + 1\right)\varphi_2 - \frac{R_2}{R_t}\varphi_1 = 0,$$

$$m\ddot{x} + p\dot{x} + k(\varphi_1\varphi_2) = 0,$$

где $L_1, C_1, R_1, L_2, C_2, R_2$ - соответственно индуктивности, емкости и сопротивления первого и второго колебательных контуров, R_t и C_t - параметры, соответственно, постоянной диссипативной и изменяющейся емкостной связей, φ_1 и φ_2 потенциалы пластин конденсатора связи, m - масса подвижной пластины, $k(\varphi_1, \varphi_2)$ - пондеромоторная сила, p - коэффициент трения механической системы привода подвижной пластины конденсатора.

В соответствии с работами [3, 10], выражение для значений емкости связи в предположении равенства нулю усредненной пондеромоторной силы (действующей на подвижную пластину конденсатора связи) может быть представлено в виде :

$$C_{t(1,2)} = \frac{b_L - b_1}{2\Omega} \pm \frac{1}{\Omega} \sqrt{\left(\frac{b_L - b_1}{2}\right)^2 + g_t(g_L + g_t)} \quad (9)$$

$$\text{где } b_L = \frac{\Omega L}{R^2 + \Omega^2 L^2}, \quad b_1 = \Omega C, \quad g_t = \frac{1}{R_t}, \quad g_L = \frac{R}{R^2 + \Omega^2 L^2},$$

$$L_1 = L_2 = L, \quad C_1 = C_2 = C, \quad R_1 = R_2 = R, \quad (10)$$

Ω - частота источника питания, включенного в цепь первого осциллятора.

Согласно выражению (9), каждому значению частоты источника питания Ω соответствует два значения емкости связи $C_{t(1)}$ и $C_{t(2)}$. Остановимся на одном из этих значений $C_{t(1)}$, которому соответствует знак плюс перед корнем в выражении (9). При условии наличия сильной связи между осцилляторами, каждому значению емкости связи можно противопоставить два собственных значения частот связанной системы.

Для определения этих собственных частот колебаний достаточно рассмотреть первые два уравнения (8) при равенстве нулю правых частей этих уравнений. Собственные частоты связанной системы осцилляторов, или частоты их взаимосвязей, могут быть определены при подстановке решений в виде :

$$\varphi_1 = Ae^{\lambda t} \quad \text{и} \quad \varphi_2 = Be^{\lambda t}. \quad (11)$$

Подставляя в систему уравнений (8) решения (11) и их производные и полагая правые части равными нулю, с учетом (10) получим :

$$A \left[LC_i \lambda^2 + (RC_i + RC + \frac{L}{R_i}) \lambda + (\frac{R}{R_i} + 1) \right] - B \left[LC_i \lambda^2 + (RC_i + \frac{L}{R_i}) \lambda + \frac{R}{R_i} \right] = 0, \quad (12)$$

$$A \left[LC_i \lambda^2 + (RC_i + \frac{L}{R_i}) \lambda + \frac{R}{R_i} \right] + B \left[(LC_i + LC) \lambda^2 + (RC_i + RC + \frac{L}{R_i}) \lambda + (\frac{R}{R_i} + 1) \right] = 0.$$

Система (12) имеет единственное решение, когда ее определитель равен нулю:

$$\left[(LC + LC_i) \lambda^2 + (RC + RC_i + \frac{L}{R_i}) \lambda + (\frac{R}{R_i} + 1) \right] \pm \left[LC_i \lambda^2 + (RC_i + \frac{L}{R_i}) \lambda + \frac{R}{R_i} \right] = 0. \quad (13)$$

Уравнение (13) можно представить в виде

$$\lambda^2 + 2\delta_{1,2} \lambda + \omega_{01,02}^2 = 0, \quad (14)$$

где : $\delta_1 = \frac{R(C+2C_i + \frac{2L}{R_i})}{2L(C+C_i)}$, $\omega_{01} = \sqrt{\frac{1 + \frac{2R}{R_i}}{L(C+2C_i)}}$, $\delta_2 = \frac{R}{2L}$, $\omega_{02} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, ω_{01}, ω_{02} - значения

частот связи, δ_1, δ_2 - коэффициенты затухания связанной системы осцилляторов на этих частотах связи.

Зная эти параметры можно определить добротности рассматриваемой системы взаимосвязанных осцилляторов на частотах связи

$$Q_{01} = \frac{\omega_{01}}{2\delta_1}, \quad Q_{02} = \frac{\omega_{02}}{2\delta_2} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = Q_0, \quad (15)$$

где Q_0 - добротность парциальной системы, в данном случае она совпадает с добротностью Q_{02} на частоте связи ω_{02} .

Из данного примера, как и в общем случае (4) – (7), видно, что в системе взаимосвязанных осцилляторов при определенных условиях добротность на одной из частот связи может быть больше добротности парциальной системы.

Обращает на себя еще одно следующее обстоятельство : изменение емкостной связи может приводить к изменению частот связанной системы осцилляторов, причем одна из этих частот (нижняя) практически не отличается от частоты Ω источника питания, включенного в цепь одного из осцилляторов. То есть одна из частот связи как бы подстраивается под частоту Ω и можно сказать, что имеет место эффект притяжения частот, отличный от известных явлений синхронизации и захвата частот.

Таким образом, наряду с явлением изменения добротности связанной системы осцилляторов имеет место феномен подстраивания одной из частот связи под частоту источника энергии (волны или эквивалентного ей источника энергии переменного тока).

Анализ энергетических характеристик при возбуждении аргументных колебаний [13 - 16]

Для анализа энергетических характеристик низкочастотной системы, например, механического маятника (уравнение движения которого может быть представлено в виде $\ddot{x} + 2\beta \dot{x} + \Omega_0^2 x = 0$, где X - обобщенная координата, β - коэффициент трения, Ω_0 - собственная частота колебаний маятника), возбуждаемого на интервале $|x| < x_0$ высокочастотной сосредоточенной внешней силой $\Phi(X, t) = \varepsilon(x) F_0 \sin \omega t$, $F_0 = const$, $\omega \gg \Omega_0$, $\varepsilon(x) \neq 1$ (аргументные колебания), будем пользоваться пороговым $A=A_p$, наибольшим из возможных при заданной силе значением амплитуды [13]

$$A = \frac{2}{\pi} \frac{F_0}{\beta n \Omega}, \quad (\Omega \approx \Omega_0), \quad (16)$$

Тогда, для энергии E и рассеиваемой мощности W имеем

$$E = \frac{A^2 \Omega^2}{2} = \frac{2}{\pi^2} \left(\frac{F_0}{\beta n \Omega} \right)^2, \quad (17)$$

$$W = 2\beta E = \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{F_0}{n} \right)^2 \frac{1}{\beta}. \quad (18)$$

Если сравнить эти значения с соответствующими значениями

$$e = \frac{a^2 \omega^2}{2} = \frac{F_0^2}{2\omega^2}; \quad (19)$$

$$w = 2\beta e = \frac{\beta F_0^2}{\omega^2}, \quad (20)$$

для нерезонансных высокочастотных вынужденных колебаний той же системы для случая, когда внешняя сила задана выражением (17), то получим

$$\frac{E}{e} = \frac{W}{w} = \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{\Omega}{\beta} \right)^2, \quad (21)$$

т.е. энергия и рассеиваемая мощность системы, резонансно возбуждаемой сосредоточенной силой, может при большой добротности $\Omega/\beta \gg 1$ во много раз превосходить соответствующие значения для высокочастотных вынужденных колебаний той же системы.

Для определения энергии, передаваемой от конкретной высокочастотной к определенной низкочастотной системе, следовало бы рассмотреть их взаимодействие. При этом, очевидно, что одновременно с преобразованием частоты возможно и преобразование вида колебаний, например, электрических в механические. В качестве механической системы может быть рассмотрен, в частности, динамик, преобразующий электрические колебания в звуковые.

Низкочастотные колебания диффузора могут быть вызваны непосредственно высокочастотными колебаниями ω или электрическими колебаниями с предварительно пониженной до Ω_0 частотой с помощью низкочастотного контура без активных элементов. Приведенные выше энергетические характеристики соответствуют первому случаю, когда электрические колебания могут считаться внешне заданными, а энергия их определяется с помощью высокочастотных колебаний диффузора.

Эффективный коэффициент трения высокочастотной колебательной системы, рассеивающей свою энергию на возбуждаемых ею низкочастотных колебаниях, может быть определен с помощью (18), (20) следующим образом:

$$\gamma = \frac{W}{2\varepsilon} = \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{\Omega}{\beta} \right)^2 \beta, \quad (22)$$

Вообще говоря (и в частности, для динамика), коэффициент трения для высокой и низкой частот колебаний может различаться. Оставляя для высокой частоты обозначение β и введя для низкой частоты обозначение b для коэффициента трения, получим

$$\frac{E}{e} = \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{\Omega}{\beta} \right)^2 \left(\frac{\beta}{b} \right)^2, \quad (23)$$

$$\frac{W}{w} = \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{\Omega}{\beta} \right)^2 \left(\frac{\beta}{b} \right)^2, \quad (24)$$

$$\gamma = \frac{4}{\pi^2} \left(\frac{\Omega}{\beta} \right)^2 \left(\frac{\beta}{b} \right)^2 \beta, \quad (25)$$

из которых видно, что энергия колебаний (23) возрастает в $(\beta/b)^2$ раз, а диссипируемая энергия (24) и коэффициент трения (25) возрастает в (β/b) раз. (Для высокой частоты диссипация обычно больше и $\beta/b > 1$). Этот на первый взгляд кажущийся парадоксальным результат объясняется тем, что с убыванием трения для низких частот растет амплитуда их колебаний при заданной силе.

Большой выигрыш в энергии происходит, несмотря на то, что эффективное время взаимодействия t , за которое высокочастотная сила совершает работу на трение в низкочастотной колебательной системе для пороговой амплитуды,

$$t = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\Omega n} = \frac{T}{n}, \quad (26)$$

оказывается много меньше T .

Последнее обстоятельство проявляется в другом сопоставлении. Если сопоставить низкочастотные энергетические параметры с такими же параметрами для высокочастотной резонансной системы с собственной частотой $\omega_0 \sim \omega$, то будем иметь для резонансной амплитуды a_0 , энергии e_0 и мощности рассеивания W_0 соответственно

$$a_0 = \frac{F_0}{2\omega_0\beta}; \quad (27)$$

$$e_0 = \frac{1}{8} \frac{F_0^2}{\omega_0^2\beta^2}, \quad (28)$$

$$w = \frac{1}{4} \frac{F_0^2}{\omega_0^2\beta^2}. \quad (29)$$

Отношение к ним соответствующих величин (16) - (18) в нашей низкочастотной резонансной системе с частотой $\Omega = \omega_0/n$ равно

$$\frac{A}{a_0} = \frac{4}{\pi}, \quad (30)$$

$$\frac{E}{e} = \frac{W}{w} = \left(\frac{4}{\pi}\right)^2 \frac{1}{n^2}, \quad (31)$$

Таким образом можно прийти к заключению, что высокочастотная система с собственной частотой ω_0 порядка внешней частоты ω отнимает от источника в $n^2 = (\omega/\Omega)^2$ раз большую энергию, чем низкочастотная система.

Из сказанного видно, что для эффективного преобразования высокой частоты в низкую указанным выше способом необходима большая добротность низкочастотной системы (23) - (24).

Таким образом, рассмотренный выше аргументный механизм взаимодействия внешней высокочастотной силы с колебательной системой с низкой собственной частотой (механические осцилляторы, электрические колебательные контуры, волновой резонатор или волновод) позволяет осуществлять важное для практики преобразование частот с эффективной передачей энергии и получение дискретного спектра устойчивых амплитуд.

Самоорганизация аргументных взаимодействий [15 - 16]

Выполненные теоретические, экспериментальные и численные исследования позволили изучить основные особенности механизма саморегулирования энергии, обеспечивающего устойчивость аргументных колебаний при изменении добротности колебательной системы или амплитуды внешней периодической силы, с которой он взаимодействует.

На Фиг. 2 представлены графики, характеризующие механизм саморегулирования энергии при изменении амплитуды **A** внешней периодической силы. Рассмотрены первые три значения амплитуды **A**, представленные в таблице 1.

Физический смысл механизма саморегулирования энергии состоит в следующем.

В соответствие с графиками на Фиг. 2, энергия, поглощаемая маятником, состоит из двух частей, одна из которых его ускоряет (обозначена на графиках знаком \oplus), а другая - его тормозит (обозначена знаком \ominus). Результирующая энергия, поглощаемая осциллятором, характеризуется площадью, которая

заштрихованна одновременно в обе стороны. Очевидно также, что все порции энергии, представленные на этих графиках, однозначно определяются значениями фаз влета ψ_1 и вылета ψ_2 из зоны $[-X_0, X_0]$ взаимодействия осциллятора с внешней периодической силой (см. Фиг. 11).

С увеличением амплитуды внешней силы с 2^x Вольт (Фиг. 2,а) до 3^x Вольт (Рис. 2,в) и затем до 5^{III} Вольт (Рис. 2,с) и т.д. происходит как увеличение энергии со знаком \oplus , ускоряющей осциллятор, так и увеличение энергии со знаком \ominus , его тормозящей. При этом, соотношение ускоряющей \oplus и тормозящей \ominus составляющих энергии таково, что результирующее значение вклада энергии, передаваемое осциллятору и компенсирующее его диссипативные потери энергии, практически не изменяется. Это результирующее значение энергии представляет собой ту порцию энергии, которая была названа "макроквант" энергии.

Выполнение условия постоянства, в среднем, порции (макрокванта) энергии при изменении интенсивности внешнего периодического воздействия, с которым осциллятор взаимодействует, обеспечивается механизмом автофазировки. Он основан на автоматическом изменении (смещении) фазы ψ_1 (см. Таблицу 1, столбец 4) в область таких значений, при которых : происходит компенсация "излишка" энергии, сообщаемой осциллятору внешней силой в результате их взаимодействия; устойчиво, в среднем, поддерживаются неизменными кратность n частот колебаний осциллятора ω и внешнего воздействия Ω , и амплитуда a_n ($n = 1,2,3, \dots$) колебаний осциллятора.

Как и для случая изменения интенсивности внешнего периодического воздействия, с которым взаимодействует осциллятор, механизм автофазировки регулирует энергетические процессы при изменении диссипативности β (добротности Q) осциллятора в широких пределах (см. Таблицу 2). При этом, также устойчиво, в среднем, поддерживаются практически неизменными амплитуды стационарных колебаний осциллятора a_n ($n = 1,2,3, \dots$) и кратность частот $n = \Omega/\omega$.

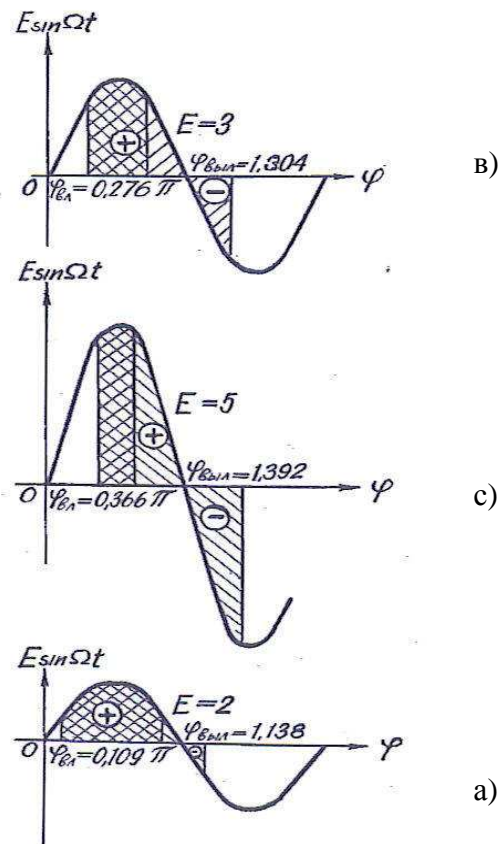
При $\beta = 0$ (консервативный осциллятор) фаза ψ_1 (см. Таблицу 2, столбец 4) смещается в область таких значений, при которых энергия, ускоряющая осциллятор, полностью компенсируется энергией его торможения. Поэтому результирующий вклад внешнего периодического воздействия в колебания осциллятора, для этого случая, равен нулю.

Таблица 1

A	a_{103}	E	ψ_1	ψ_2
2	0,7545	0,0270	0,1088	1,1381
3	0,7547	0,0269	0,2757	1,3043
5	0,7548	0,0269	0,3670	1,3919
10	0,7553	0,0269	0,4311	1,4498
15	0,7557	0,0270	0,4529	1,4680
30	0,7571	0,0270	0,4697	1,4803

Таблица 2

2β	a_{103}	E	ψ_1	ψ_2
0,075	0,7542	0,2016	0,1077	1,1361
0,025	0,7551	0,0672	0,3849	1,3079
0,0075	0,7558	0,0202	0,3629	1,3628
0,0010	0,7558	0,0027	0,4552	1,4678
0,0	0,7558	0,0	0,4848	1,5036
-0,050	0,7558	-0,1344	0,6981	1,6071



Фигура 2

Было также установлено, что аналогичные результаты возбуждения аргументных колебаний с дискретным рядом устойчивых квантованных амплитуд колебаний имеют место и тогда, когда частота внешнего периодического воздействия отличается от собственной частоты осциллятора в десятки, сотни и тысячи раз.

Рассмотренный выше механизм саморегулирования воспроизведения стационарных колебаний маятника за счет флуктуации фазовых соотношений имеет непосредственное отношение к пониманию поведения маятника в стационарном режиме на одной из ряда дискретных амплитуд.

Совершенно очевидно, что в реальных условиях функционирования аргументного маятника не может даже идти речи о точной стационарности воспроизведения колебаний как механической системы, так и поля соленоида и других внешних условий окружающей среды. Действительно, реальные параметры, характеризующие диссипативные потери энергии маятника не являются константами: подшипник качения не является абсолютно точным и не воспроизводит абсолютно линейно свои характеристики – всегда есть отклонения от абсолютно точных значений и эти нелинейности влияют на неоднородность механических колебаний маятника. Трение маятника о воздух

также неоднородно, так как плотность воздуха зависит от его температуры, которая не является абсолютно постоянной. Точно также нельзя считать постоянными и устойчивыми пертурбации воздуха вокруг движущегося маятника – они связаны как с самим движением маятника, так и с воздушными потоками в помещении, которые неминуемы в связи с непрерывным обменом теплых и холодных слоев воздуха. К этому нужно прибавить вибрации основания маятника, связанные с постоянно имеющимися местными вибрациями стен и пола, которые в свою очередь связаны как собственными частотными характеристиками пространственных резонаторов – комнат и дома в целом, а также с реакцией этих резонаторов на движущийся вокруг транспорт, хождение и присутствие людей в самом доме и в помещении, где «работает» маятник. Не следует также забывать о частотно-фазовой нестабильности сети переменного тока, которым питается индуктивная катушка; эти параметры сети никогда не могут быть в принципе идеальными, так как они реагируют на подключение многих потребителей.

Следовательно, существует огромное количество факторов, которые влияют на постоянство условий воспроизведения маятником точных стационарных режимов колебаний: все выше перечисленные условия (и ряд других) обуславливают возникновение большого количества дополнительных воздействий на маятник и поле катушки и приводят к постоянной флуктуации параметров аргументной системы: амплитуды и диссипативности маятника, амплитуды и фазовых параметров «воздействующего» поля катушки индуктивности.

И тем не менее маятник реализует, в среднем, устойчивый режим колебаний за счет механизма саморегулирования, который был рассмотрен выше для случаев изменения добротности маятника и интенсивности магнитного поля катушки индуктивности.

Таким образом, было установлено, что квантованные дискретные режимы функционирования аргументного маятника являются устойчивыми в среднем. В то же время, каждое конкретное значение реализуемой квантованной амплитуды отличается от предыдущего и последующего значения. Таким образом, имеет место флуктуационный характер реализации устойчивых, в среднем, значений дискретных квантованных амплитуд аргументного маятника.

Эта флуктуационная особенность реализации аргументных режимов функционирования колебательных объектов (маятников, осцилляторов и т.п.) была подтверждена экспериментально и при численном моделировании на ЭВМ.

Однако, эта флуктуационная особенность реализации стационарных режимов колебательных объектов при аргументных взаимодействиях с внешними периодическими режимами является не только неким экспериментальным фактом - она является неотъемлемой частью механизма реализации аргументных взаимодействий и именно той его части, которая связана с механизмом автофазировки, постоянно реагирующим на изменения условий внешней среды (например, на изменение амплитуды внешнего периодического режима - смотри таблицу 1) или на изменение внутренних условий функционирования осциллятора (например, при изменении его добротности или нагрузки – смотри таблицу 2).

Из сказанного выше следует вывод о том, что если реальный механизм регулирования обмена энергии (взаимодействия) осциллятора и внешнего периодического режима не способен реагировать на все возможные на него стационарные или случайные влияния, то ни о какой устойчивости режима функционирования речи быть не может.

В классической физике, теории колебаний и теории устойчивости используемые математические модели позволяют искать устойчивые решения для некоторых, совершенно точно определенных значений фаз и энергии, соответствующих такому абстрактному устойчивому режиму.

Открытие аргументных колебаний позволило не только обратить внимание на эту сторону проблемы устойчивости, но и показать, как в реальных условиях реализации режимов в колебательных системах осуществляется процесс регулирования и поддержания, в среднем, их динамической устойчивости.

Библиография

1. D.B. Doubochinski, J. Tennenbaum, *The Universe as a Social Process: a New Dynamical Conception of Physical Objects and their Interactions*. SciTecLibrary. June 2012.
2. D.B. Doubochinski, J. Tennenbaum, *On the Fundamental Properties of Coupled Oscillating Systems and a Hypothesis Concerning the Origine of Particles*. SciTecLibrary. November 20, 2010.
3. D.B. Doubochinski, Ya.B. Duboshinski et al., *Electromagnetic model of the interaction of resonators*, Dokl. Akad. Nauk SSSR, 227, N°3, 596 (1976) [Sov. Phys. Doklady 27, 51(1976)].
4. D.B. Doubochinski, *The Macrophysics Quantum Model of the Solar System*. SciTecLibrary. April 2011.
5. D.B. Doubochinski, J. Tennenbaum, *The Macrophysics Quantum Effect in Nonlinear Oscillating Systems: a Possible Bridge between Classical and Quantum Physics*. Paper delivered to Moscow seminar on "Atomic Structure, New ideas and Perspectives", January 2007. [<http://arxiv.org/pdf/0711.4892>].
6. И. Пригожин, И. Стенгерс, *Порядок из хаоса, Эдиториал УРСС, М.: 2001*
7. Р.Е. Ровинский, *Развивающаяся Вселенная. М.: 1995; Второе издание: Иерусалим, 2001;*
8. И. Пригожин, И. Стенгерс, *Время, хаос, квант. Эдиториал УРСС, М.: 2001*
9. П. Дэйвис, *Случайная Вселенная. М.: «Мир», 1989*
10. D.B. Doubochinski, Ya.B. Duboshinski, V.N. Damgov, *Phénomène d'attraction des fréquences, différent de l'entraînement et de la synchronisation de la fréquence*. Comptes-rendus de l'Académie Bulgare des Sciences, Tome 40, No. 5, 1987.
11. D.B. Doubochinski, Ya.B. Duboshinski, D.I. Penner, *On the forces between resonators, coupled by a single dynamic systems (in Russian)*, Uchenye Zapiski, Vladimir State Pedagogical Institute, Vladimir, 1972.
12. Ya. B. Duboshinski, *On an electromechanical model system (in Russian)*, Uchenye Zapiski, Vladimir State Pedagogical Institute, Vladimir, 1972.
13. D.B. Doubochinski, Ya.B. Duboshinski, A.S. Magarchak, V. Chabanski, *Discrete modes of a system subject to an inhomogeneous high-frequency force*, Zh. Tech. Fiz. 49, 1160 (1979) [Sov. Phys.-Tech. Phys. 24, 642 (1979)].
14. D.B. Doubochinski, Ya.B. Duboshinski, *Wave excitation of an oscillator having a discrete series of stable amplitudes*, Dokl. Akad. Nauk SSSR, 265, N°3, 605 (1982) [Sov. Phys. Doklady 27, 564 (1982)].
15. D.B. Doubochinski, Ya.B. Duboshinski, *Amorçage argumentaire d'oscillations entretenues avec une série discrète d'amplitudes stables (Argumental Excitation of Continuous Oscillations with Discrete Set of Stable Amplitudes)*, E.D.F.-Bulletin de la Direction des Etudes et Recherches, Serie C, N°1, 1991.
16. Д.Б. Дубошинский, *Квантовый макрофизический эффект Дубошинских: экспериментальное и теоретическое обоснование*. SciTecLibrary. 14 января 2011.