

Про один шлях до керованого термоядерного синтезу

1. Постановка задачі

Уже багато років на шляху подолання проблеми керованого термоядерного синтезу маємо дві невирішені задачі:

а) розігрів плазми до температури термоядерного синтезу, тобто розігрів іонів до $T_i \approx 10^8 K$;

б) забезпечення стійкості плазми при температурі термоядерного синтезу, тобто стійкості при $T_i \approx 10^8 K$.

При чому спостерігається, що наближення до вирішення першої задачі (наприклад, в "Токомаках") віддаляє вирішення другої. І навпаки, досягнення стійкості плазми (наприклад, резонансний спосіб [1] і ін.) відбувається при температурах, далеких від $T_i \approx 10^8 K$.

Існує ще й третя невирішена задача, яку тимчасово застуг першочерговість перших двох, це перетворення енергії синтезу у форму, привабливу для практичного використання. Ця задача, хоч і відноситься до вторинних, все ж не з простих, бо навіть теоретичні напрацювання шляхів вирішення її на прикладі "Токомаків" мають надто багато невизначеностей.

Отже, аналізуючи теоретичні передумови створення пристроїв для керованого термоядерного синтезу, вивчаючи самі пристрої та результати дослідів з ними, важко полишити думку, що всі три згадані задачі взаємозв'язані настільки, що можуть бути вирішені лише разом. Про це й піде мова нижче.

2. Нова резонансна система

На основі [2] розроблена резонансна система, яка може стати базою для створення пристрою для управління термоядерним синтезом. На рис.1 приведена її схема.

Основою цієї резонансної системи є дві котушки індуктивності 1 та 2 з право- і лівовинтовою намоткою, які, як загальновідомо, просторово несумісні і є дзеркальним відображенням одна одної. Котушки 1 і 2 магнітно зв'язані за допомогою магнітопроводу 3 і електрично сполучені.*

Користуючись правою залежністю між напрямом струму і напрямом магнітного поля, визначимо, що, при вибраному миттєвому напрямі струму \vec{i} в колі цих котушок, миттєві власні магнітні поля

їх \vec{B}_{11} та \vec{B}_{22} будуть завше узгоджені, а взаємні \vec{B}_{12} та \vec{B}_{21} - зустрічні.

Такий стан магнітних полів свідчить про порушення принципу взаємності в електромагнітних взаємодіях [3].

Вперше в електротехніці це явище виявлено в феритах (феромагнітний резонанс), що перебувають під впливом постійного магнітного поля та поля надвисокочастотних (НДЧ) електромагнітних коливань [4]. Воно відоме й у більш загальній формі - порушення просторової парності: принципу симетрії взаємодій відносно просторового відбиття, відносно правого і лівого [5].

Описаним станом магнітних полів по суті стверджується енергетична нестійкість між правою і лівою частинами резонансної системи для будь-якого моменту часу. Але, вона ж приводить і до резонансу при певній частоті, при якій енергетична стійкість (рівновага) досягається обміном електромагнітною енергією між правою і лівою частинами резонансної системи. На досліді цей резонанс виявляється при підключенні паралельно до одної з котушок будь-якого індикатора е. р. с.

При достатньо сильному магнітному зв'язку між котушками 1 та 2 і цілковитій симетрії системі відносно перерізу AA (рис. 1), маємо:

* Резонанс в такій системі не можна зв'язувати з власною ("паразитною") ємністю котушок індуктивності, бо експериментально встановлено, що резонансна частота в такій системі збільшується в 1,6 рази порівняно з власним ("паразитним") резонансом одиночної котушки індуктивності, хоча за всіма канонами вона повинна зменшуватись в 1,4 рази, тому що при узгодженому увімкненні двох котушок індуктивність їх збільшується приблизно в 4 рази, а власна ємність зменшується в 2 рази.

$$\sum \bar{B}_1 = \bar{B}_{11} + \bar{B}_{12} = 2\bar{B} \quad (1)$$

$$\sum \bar{B}_2 = -\bar{B}_{21} + \bar{B}_{22} = 0$$

де $B = \frac{1}{4} B_{\text{заг.}}$ - одна з чотирьох складових загального магнітного поля $B_{\text{заг.}}$ двох котушок.

На основі (1) записується умова енергетичної рівноваги між правою та лівою частинами резонансної системи:

$$-2\omega_0 W \Phi = \frac{1}{-2\omega_0 W \Phi} \quad (2)$$

де $\omega_{01} = 2\omega_0$ - резонансна частота, W - кількість витків, $\Phi = BS$ - магнітний потік через зріз S магнітопроводу.

Із (2) маємо:

$$\omega_{01} = 2\omega_0 = \frac{1}{W \Phi} \quad (3)$$

Зважаючи на те, що $1B = 10^8 \text{ ГГССМ}_U$, $1\frac{A}{M} = 10^{-2} \frac{A}{\text{см}}$,
 $1A = 10^{-1} \text{ ГГССМ}_I$,

із (3) одержимо вираз для практичного визначення резонансної частоти

$$\omega_{01} = 2\omega_0 = \frac{10^{11}}{W \mu S} \quad (4)$$

де μ - відносна магнітна проникність магнітопроводу,
 S - площа зрізу магнітопроводу в см².

Характерною властивістю описаної резонансної системи є те, що при паралельному живленні котушок 1 та 2, навпаки, вже власні магнітні поля \bar{B}_{11} та \bar{B}_{22} є зустрічними, а взаємні \bar{B}_{12} та \bar{B}_{21} - узгоджені (рис.2).

Резонансна частота при цьому складає половину (4), тобто

$$\omega_{02} = \omega_0 = \frac{1}{2W \Phi} = \frac{1}{2W \mu S} \quad (5)$$

Як уже сказано, резонансна система розроблена на основі [2].
 Експерименти проводились на частотах 10^6 Гц ($\lambda = 300$ м), тобто на частотах, при яких завше мають місце умови

$$\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0} \gg l \quad (6)$$

де λ_0 - довжина резонансної хвилі,
 l - лінійні розміри резонансної системи.

Нерівність (6) по суті виключає хвилеві (резонансні) процеси, властиві колам з розгалуженими сталими. Тим часом, описувана резонансна система, як встановлено дослідом, має явно виражені хвилеві властивості. І це не випадково, бо, виходячи з найбільш загальних міркувань, необхідно визнати, що енергетична рівновага між правою та лівою частинами резонансної системи може бути встановлена лише за умови, коли існує деяка електромагнітна хвиля $\Delta \lambda_0$, для якої

$$\Delta \lambda_0 \leq \ell \quad (7)$$

Вона ж бо і є засобом переносу електромагнітної енергії між правою та лівою частинами резонансної системи за схемою:

$$\left(\frac{\Delta \lambda_0}{4} \right) \rightleftharpoons \left(\frac{\Delta \lambda_0}{4} \right), \quad (8)$$

формуючи резонанс на хвилі λ_0 (частоті ω_0).

Процеси в резонансній системі описуються й рівняннями Максвелла в інтегральній формі з врахуванням наступної неодмінної умови: рівняння записуються як для правої, так і для лівої частини відліку, відповідно до напрямку намотки котушок 1 та 2.

Надзвичайно плідним, в частині аналізу хвильових процесів у резонансній системі, є метод теорії сповільнюючих систем, які широко застосовуються в техніці НВЧ; наприклад, в лампах біжучих (ЛБХ) та зворотних (ЛЗХ) хвиль [4].

Зокрема, користуючись елементами цієї теорії, неважко показати, що $\Delta \lambda_0$ та λ_0 зв'язані простим співвідношенням

$$\omega_m(\Delta \lambda_0) \approx \lambda_0 \quad (9)$$

яке формалізує той наглядний факт, що електромагнітне збурення (хвиля) рухаючись витками спіралі - котушки, сповільнюється в поздовжньому напрямі на кількість витків спіралі - котушки.

З допомогою описаної резонансної системи не важко створити умови для вирішення трьох вищезгаданих задач. Але спочатку про відоме.

3. Відомі залежності руху зарядженої частинки в магнітному полі

На заряджену частинку, що рухається нормально до силових ліній магнітного поля, діє сила Лоренца (\vec{F}):

$$\vec{F} = \frac{e}{c} [\vec{v} \vec{B}_0] \quad (10)$$

де e - елементарний заряд частинки, c - швидкість світла у вакуумі,

\bar{v} - швидкість руху зарядженої частинки, \bar{B}_0 - індукція магнітного поля (сталого й однорідного).

Залежно від знаку заряду e вектори \bar{F} , \bar{v} та \bar{B}_0 утворюють право- чи лівогвинтову систему відліку.

В свою чергу на основі (10) записується рівняння руху частинки, з якого виходить

$$\bar{\omega}_y = - \frac{e\bar{B}_0}{mc} \quad (11)$$

де $\bar{\omega}_y$ - циклотронна частота, m - маса частинки.

Згідно з (11) вектор $\bar{\omega}_y$, направлений зустрічно до \bar{B}_0 при позитивному знакові e і узгоджено з напрямом \bar{B}_0 при негативному знакові (у загальноприйнятій системі відліку).

Загалом, якщо швидкість частинки не нормальна до \bar{B}_0 , то частинка рухається по гвинтовій траєкторії з радіусом (ρ):

$$\rho = \frac{mcV_{\perp}}{eB_0} = \frac{mcV/\sin\alpha_0}{eB_0} \quad (12)$$

де V_{\perp} - нормальна складова швидкості, α_0 - кут між \bar{v} та \bar{B}_0 ;

і кроком (h):
$$h = \frac{2\pi mcV_{\parallel}}{eB_0} = \frac{2\pi mcV\cos\alpha_0}{eB_0} \quad (13)$$

де V_{\parallel} - поздовжня складова швидкості.

Якщо магнітне поле змінюється 'повільно' порівняно з циклотронним періодом, тобто

$$T \gg T_y = \frac{2\pi}{\omega_y} \quad (14)$$

де T - період зміни магнітного поля; й слабо неоднорідно, тобто

$$\rho = \frac{1}{B} \frac{d}{d} B \ll 1 \quad (15)$$

де ρ - радіус кривизни траєкторії зарядженої частинки, то $\frac{v^2}{B} = \text{const}$,

а також
$$\frac{v_{\perp}^2}{B} = \text{const} \quad (16)$$

Величину (16) називають адиабатичним інваріантом, стверджуючи цим квазісталість та квазіоднорідність B .

На основі (16) для магнітного поля, що має форму рис.3,

записується рівність
$$\frac{\sin^2\alpha}{B} = \frac{\sin^2\alpha_0}{B_0} = \text{const} \quad (17)$$

де α - кут між \bar{v} та \bar{B} , з якого виходить,

що $\sin \alpha_0 = \sqrt{\frac{B_0}{B}} |\sin \alpha|$, (18)

Якщо $\sin \alpha_0 \geq \sqrt{\frac{B_0}{B}}$ (19)

то виконується умова відбиття заряджених частинок від "магнітних дзеркал (пробок)", бо $\sin \alpha$ не може бути більше одиниці [6, 7].

4. Принципи рішення поставленої задачі

З допомогою котушок 1 та 2 з право- та лівогвинтовою намоткою і е.р.с. \mathcal{E} створимо "повільно" змінні магнітні поля \bar{B}_{11} та \bar{B}_{22} , на дотик яких у площині AA будемо відрізати магнітне поле B_0 (рис.4а). Забезпечимо в об'ємі котушок 1 та 2 необхідний вакуум.

Під кутом α_0 , який задовільняє умові (19), інжектуюмо пучок іонів із швидкістю V . Перетинаючи зріз з полем B_0 , іони будуть рухатись по правогвинтовій траєкторії в області більш сильного поля B_{11} . Так як виконується умова (19), іони відіб'ються, зберігаючи гвинтообразність зворотного руху, але уже по лівогвинтовій траєкторії. Перетинаючи зріз з полем B_0 в зворотному напрямку, іони повторно відіб'ються із області більш сильного поля B_{22} . Траєкторія їх при цьому зміниться на правогвинтову і суміститься з початковою (рис.4а). Якщо в цей момент зупинити інжектування іонів, то інжектвані іони опиняться в магнітній ловушці. Рухаючись по замкнутій право- і лівогвинтовій траєкторії, вони створять власне магнітне поле

де $\bar{B}^* = 2n\bar{B}^*$ (20)

n - магнітне поле одного оберта іонів,

n - кількість обертів право- або лівогвинтового напрямку,

2 - число, яке вказує на парність право- та лівогвинтових обертів.

По величині власне магнітне поле іонів (20) може бути близьким до суми $|\bar{B}_{11}|$ та $|\bar{B}_{22}|$ і навіть перевищувати її, що наблюдалося на установці "Астрон" в рамках досліджень по програмі термоядерного синтезу [8].

Описаний рух іонів в магнітній ловушці обов'язково супроводжується електромагнітними коливаннями. В зв'язку з цим звернемо увагу на циклотронну частоту.

В правогвинтовій системі відліку при русі позитивно заряджених частинок (іонів) по правогвинтовій траєкторії вектор $\bar{\omega}_c$, як вже відмічалось в коментарі до (11), від'ємний по відношенню до B_{11} та B_{22} . Але, при відбитті іони рухаються вже по лівогвинтовій траєкторії і, так як знак заряду іонів і напрямки B_{11} та B_{22} при цьому не змінюються, а правогвинтову систему відліку ми вимушені зберігати

як єдиний інструмент аналізу, то, як наслідок, повинен змінитися знак (фаза) $\bar{\omega}_y$. Оскільки $\bar{\omega}_y$ - це носій електричного струму іонів, з одного боку, і фази електромагнітного процесу з другого, приходимо до висновку, що між точками відбиття іонів встановлюється стояча електромагнітна хвиля з пухниною струму I та вузлом напруги U в площині AA розділу котушок 1 та 2 (рис.4б).

Розглянемо це твердження більш детально.

Початковий відрізок траєкторії іонів (до першого відбиття) і намотка котушки 1, яке створює поле \bar{B}_{11} , правогвинтові (рис.4а).

Враховуючи зустрічність руху електричних зарядів по провідниках котушки 1 і іонів по траєкторії, відповідні їм (циркулюючі) вектори \bar{E}_{11} та \bar{E}_{11}^* будуть також зустрічні і близькі до паралельних. Отже, сумарне електричне поле буде мінімальним, протидія рухові іонів, гальмування їх зі сторони електричного поля буде також мінімальним (рис.4а).

При першому відбитті іони рухаються в тому ж полі \bar{B}_{11} , створеному тією ж правогвинтовою котушкою 1, але вже по лівогвинтовій траєкторії. Це приводить до того, що вектори \bar{E}_{11} і \bar{E}_{11}^* розміщуються під деяким кутом.

$$\beta \approx (\pi - 2\alpha_0) \quad (21)$$

Отже, протидія рухові іонів, гальмування їх зі сторони електричного поля буде при цьому максимальним (рис.4а).

Описана різниця умов руху іонів приводить до того, що на початковому правогвинтовому відрізку траєкторії іони одержать додаткове (відносне) прискорення; енергія їх збільшиться на ΔW^* і магнітне поле $2n\bar{B}^*$ збільшиться на $\Delta\bar{B}_{11}^*$. На відбитому лівогвинтовому відрізку траєкторії навпаки, іони одержать відносне гальмування; енергія їх зменшиться на ΔW^* і магнітне поле $2n\bar{B}^*$ зменшиться на $\Delta\bar{B}_{11}^*$. При перетині іонами зрізу AA з полем B_0 , повторюючи аналогічні доводи, визначимося зі змінами енергії іонів ΔW^* в полі \bar{B}_{22} і напрямком полів $\Delta\bar{B}_{12}^*$ та $\Delta\bar{B}_{22}^*$ по відношенню до $2n\bar{B}^*$ (рис.4в і 4г).

Тепер можна твердити, що іони не просто рухаються по замкнутій правогвинтовій і лівогвинтовій траєкторії, але й приймають участь в коливальному процесі, при якому їх початкова енергія

$$W^* = \frac{m v^2}{2} \quad (22)$$

коливається в межах $\pm \Delta W^*$ і жорстко зв'язана зі стоячою електромагнітною

хвилею з довжиною $\frac{\Delta\lambda^*}{2}$ (рис.4г).

Крім цього, тепер можна сформулювати тези вирішення поставлених задач.

1. Хвилю $\frac{\Delta\lambda^*}{2}$ завжди можна синхронізувати з $\frac{\Delta\lambda_0}{2}$ [див.(9)],

$$\text{тобто} \quad \frac{\Delta\lambda^*}{2} \approx \frac{\Delta\lambda_0}{2} \quad (23)$$

В свою чергу, враховуючи (9) і (23), $\frac{\Delta\lambda^*}{2}$ синхронізується з $\frac{\lambda_0}{2}$ (резонансною частотою $2\omega_0$)

$$W\left(\frac{\Delta\lambda^*}{2}\right) \approx W\left(\frac{\Delta\lambda_0}{2}\right) \approx \frac{\lambda_0}{2} \quad (24)$$

2. Забезпечивши механізм циклічного перетворення стоячої хвилі $\frac{\Delta\lambda_0^*}{2}$ в біжучу $\Delta\lambda_0^*$ і обратно через $\lambda_0(\omega_0)$ та $\frac{\lambda_0}{2}(2\omega_0)$ по схемі

$$\begin{array}{ccccc} \frac{\Delta\lambda^*}{2} & \rightarrow & \frac{\Delta\lambda_0^*}{2} & \rightarrow & \Delta\lambda_0^* \\ & & \uparrow & & \downarrow \\ & & \frac{\lambda_0}{2} & \leftarrow & \lambda_0 \rightarrow R_H \end{array} \quad (25)$$

з'являється можливість циклічно використовувати початкову енергію іонів на навантажуючому опорі R_H .

3. Забезпечивши механізм управління величиною $\pm \Delta W^*$ - відносною зміною початкової енергії іонів, можна досягти необхідної температури для реакції синтезу і забезпечити працездатність схеми перетворень (25) за рахунок енергії синтезу.

Деталізуємо ці тези.

$$\text{Виключимо в момент часу } t = \frac{T_{01}}{2} = \frac{T_0}{4}$$

е.р.с. \mathcal{E} , показану на рис. 4а, і включимо паралельно котушкам 1 та 2 навантаження R_H (рис.5). Тоді за рахунок початкової енергії іонів будуть мати місце наступні процеси.

Зустрічні мігнітні поля $\Delta\vec{B}_{H1}^*$ та $\Delta\vec{B}_{H2}^*$ (рис.4в) індукують в котушках 1 та 2 зустрічні в колі із котушок 1 та 2 і узгоджені по відношенню до навантаження R_H

е.р.с. $\Delta\vec{\mathcal{E}}_{H1}$ та $\Delta\vec{\mathcal{E}}_{H2}$ (рис.5). Під дією кожної з цих е.р.с. через навантаження R_H підуть струми $\Delta\vec{I}_{H1}$ та $\Delta\vec{I}_{H2}$, забезпечуючи режим біжучих хвиль для хвилі $\Delta\lambda_0$

В свою чергу, струми $\Delta\vec{I}_{H1}$ та $\Delta\vec{I}_{H2}$ створять в котушках 1 та 2 зустрічні власні магнітні поля $W(\Delta\vec{B}_{H1}^*)$ та $W(\Delta\vec{B}_{H2}^*)$, для яких відоме нам поле $2n\vec{B}_1^*$ показане на рис.5 векторами $n\vec{B}_1^*$ та $n\vec{B}_2^*$, буде взаємним. Це рівнозначно тому, що $n\vec{B}_1^*$ та $n\vec{B}_2^*$

будуть підтримуватися взаємними струмами навантаження $\Delta\vec{I}_{H12}$ та $\Delta\vec{I}_{H21}$.

Так як $n\vec{B}_1^*$ та $W(\Delta\vec{B}_{H1}^*)$ зустрічні, а $n\vec{B}_2^*$ та $W(\Delta\vec{B}_{H2}^*)$ узгоджені, то порівнюючи стани (фази) цих магнітних полів, з рис.2, приходимо до висновку, що в описаному процесі забезпечуються умови для існування резонансу з частотою (хвилею) $\omega_0(\lambda_0)$.

Однак, цей стан не може бути тривалим, бо магнітні поля $n\bar{B}_1^*$ та $n\bar{B}_2^*$ є не лише взаємними для $w(\Delta\bar{B}_{H1})$ та $w(\Delta\bar{B}_{H2})$ (струмів $\Delta\bar{I}_{H1}$ та $\Delta\bar{I}_{H2}$), але й, як первинні носії енергії іонів, власними. Тобто, після виключення в момент

$t = \frac{T_0}{4}$ із контура е.р.с. $\bar{\mathcal{E}}$, незалежно від існування струмів навантаження $\Delta\bar{I}_{H1}$ та $\Delta\bar{I}_{H2}$, в контурі з котушок 1 та 2 будуть індуковані магнітними полями $n\bar{B}_1^*$ та $n\bar{B}_2^*$ е.р.с. $\Delta\bar{\mathcal{E}}_1$ та $\Delta\bar{\mathcal{E}}_2$ (узгоджені при послідовному обході контура і зустрічні відносно навантаження), під дією яких підуть струми $\Delta\bar{I}_1$ та $\Delta\bar{I}_2$, які підтримуватимуть магнітні поля $n\bar{B}_1^*$ та $n\bar{B}_2^*$. А власні магнітні поля $n\bar{B}_1^*$ та $n\bar{B}_2^*$ створять взаємозустрічні $w(\Delta\bar{B}_{12}^*)$ та $w(\Delta\bar{B}_{21}^*)$ відповідні їм струми $\Delta\bar{I}_{12}$ та $\Delta\bar{I}_{21}$. Такий стан магнітних полів $n\bar{B}_1^*$, $n\bar{B}_2^*$, $w(\Delta\bar{B}_{12}^*)$ та $w(\Delta\bar{B}_{21}^*)$, порівнюючи з рис. 1, забезпечує умови для резонансу з частотою (хвилею) $2\omega_0$ ($\frac{\lambda_0}{2}$) створюючи одночасно й початкові умови, для стоячої хвилі $\frac{\Delta\lambda_0}{2}$ ($\frac{\Delta\lambda^*}{2}$).

Узагальнений фазовий портрет описаного процесу зображений на рис. 6.

На ньому показані всі основні згадані вище е.р.с. та струми і зв'язані з ними частоти ω_0 та $2\omega_0$, що забезпечують "повільні" процеси. На ньому ж показано, що "повільні" процеси формуються "швидкими", пов'язаними з хвилею $\Delta\lambda^*(\Delta\lambda_0)$ та її періодом $\Delta T^*(\Delta T_0)$.

Отже, при увімкненні навантаження R_H пульсуюча (така, що переходить від стоячої до біжучої та навпаки) хвиля $\Delta\lambda^*$ переносить енергію іонів на R_H , де вона розсіюватиметься в вигляді тепла на частоті ω_0 (хвилі λ_0). Цей процес буде затухаючим до того часу, поки енергія іонів не стане відновлюватись енергією термоядерного синтезу, про реальність якого і йде мова нижче.

Навантаження R_H в суті навантажує хвилю $\Delta\lambda^*$. При чому одночасно ту її частину, що прискорює іони ($\Delta\bar{B}_{H1}^*$), і ту, яка гальмує їх ($\Delta\bar{B}_{H2}^*$). Отже, вибираючи навантаження R_H , завше можна досягти необхідної для практики величини відносної зміни енергії іонів $\pm\Delta W^*$. Оскільки повна енергія іонів

$$W^* \pm \Delta W^* = const \quad (26)$$

то, подаючи початкову енергію як стан умовного спокою іонів [6]

$$W^* = 0 \quad (27)$$

праву частину (26), відповідно до основ термодинаміки і кінетичної теорії газів, можемо замінити відомою константою, тобто

$$\pm\Delta W^* = \frac{3}{2} K T_i \quad (28)$$

де K - стала Больцмана, T_i - температура іонів [9]

$$\text{з (28) одержимо} \quad T_i = \frac{2(\pm\Delta W^*)}{3K} \quad (29)$$

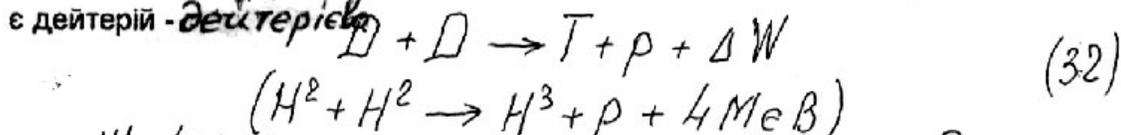
і достатньо, наприклад,

$$\pm\Delta W^* = 2\Delta W^* = 10^4 \text{ eB} = 1,6 \cdot 10^{-15} \text{ Дж}, \quad (30)$$

що може складати всього 1 % від початкової енергії іонів $W^* = 10^6 \text{ eV}$, щоб досягти необхідної температури для здійснення реакції синтезу:

$$T_i = \frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-15}}{3 \cdot 1,4 \cdot 10^{-23}} = 0,76 \cdot 10^8 \text{ K} \quad (31)$$

Найбільш ~~приваблюючою~~ реакцією синтезу є дейтерій - дейтерієва



($H^2 + H^2 \rightarrow H^3 + p + 4 \text{ MeV}$)
де $\Delta W = 4 \text{ MeV}$ - вивільнена енергія синтезу іонів дейтерію D ,
 T - іон тритію, p - протон.

Розглядаючи енергію синтезу як зміну енергії двохіонної молекули, визначимо спектральний склад енергії синтезу:

$$\Delta W = \Delta W_{\text{мол.}} = \sum \Delta W_{\text{об.}} + \sum \Delta W_{\text{кол.}} + \sum \Delta W_{\text{ел.}} \quad (33)$$

де - $\Delta W_{\text{мол.}}$ - зміна енергії при синтезі двохіонної молекули,
 $\Delta W_{\text{об.}}$ - зміна енергії обертового спектру (мікрохвильового спектру з $\lambda = 0,1 \div 1 \text{ мм}$),
 $\Delta W_{\text{кол.}}$ - зміна енергії коливального спектру (інфрачервоного спектру),
 $\Delta W_{\text{ел.}}$ - зміна енергії електронного спектру (ультрафіолетового спектру) [9].

Далі мова може йти про те, чи буде кореляція між всіма цими спектральними складовими та коливаннями енергії іонів $\pm \Delta W^*$? Проведені дослідження дозволяють позитивно відповісти на це питання. Один із результатів цих досліджень зводиться до того, що крок гвинтової траєкторії руху іонів (13) робиться близьким до довжини хвилі мікрохвильового спектру при синтезі двохіонної молекули. При цьому синхронізується обертовий (мікрохвильовий) спектр, а разом з ним, внаслідок когерентності, синхронізуються і більш короткохвильові спектри - коливальний та електронний.

І останнє на чому слід акцентувати увагу.

Запропонована двокотушечна резонансна система є аналогом траєкторії руху іонів. Дійсно, топологічна відміна наблюдається лише в тому, що в резонансній системі право- та лівогвинтові частини траєкторії в вигляді котушок рознесені в просторі на $\frac{4\lambda_0}{2}$ (на π в фазовому відношенні) при паралельному аналізі процесів, або на $2 \cdot \frac{4\lambda_0}{2}$ (на 2π в фазовому відношенні) при послідовному. Таке подання резонансної системи дозволяє розглядати і її роботу, і взаємодію з іонами, які упорядочено рухаються по замкнутій траєкторії, на зовсім інших початкових принципах. Але й ці принципи приведуть до одного й того ж кінцевого результату: парно і непарнофазовим циклічно-резонансним процесам, які відкривають шлях до розв'язання проблеми управління термоядерним синтезом.

5. Підсумки

1. Описана нова резонансна система, яка складається із двох магнітнозв'язаних та електрично з'єднаних котушок індуктивності з право- та лівогвинтовою намоткою.

Підкреслено її основну властивість - відміна резонансних частот в 2 рази в залежності від способу живлення (навантаження): послідовний ($2\omega_0$) чи паралельний (ω_0).

2. Описано, що за рахунок енергії зовнішнього джерела, на протязі

$$\frac{T_0}{4}$$

формою котушок резонансної системи забезпечуються умови для існування двох магнітних дзеркал, в простір між якими інjektується пучок іонів з деякою початковою енергією W^* . Відбиваючись від магнітних дзеркал, іони рухаються по замкнутій право- та лівогвинтовій траєкторії. Цей рух супроводжується електромагнітними коливаннями з довжиною стоячої хвилі $\frac{\Delta\lambda^*}{2}$ та відповідними коливаннями енергії іонів на $\pm\Delta W^*$ відносно початкової W^* .

3. Обґрунтовано, що при відключенні зовнішнього джерела енергії і підключенні в момент $t = \frac{T_0}{4}$ паралельно котушкам резонансної системи навантаження R_H забезпечуються короткочасно умови режиму біжучих хвиль для $\Delta\lambda^*$ та резонансу на частоті ω_0 . Потім, також короткочасно, резонансна система переходить до послідовного живлення, минаючи R_H та поновлюючи тим самим резонанс на частоті $2\omega_0$ режиму стоячих хвиль з довжиною $\frac{\Delta\lambda^*}{2}$. Тобто, переходить в початковий стан, замикаючи цикл безперервного періодичного процесу, в результаті якого витрачається початкова енергія іонів

4. Показано, що зміною величини навантаження R_H можна змінювати величину $\pm\Delta W^*$ - величину коливань енергії іонів відносно початкової W^*

. А відтак, вибором навантаження R_H можна досягти такої величини відносної зміни енергії іонів, амплітуди якої $2\Delta W^*$ достатньо для здійснення реакції синтезу. Основна частка енергії синтезу витрачається на R_H , деяка - на енергетичну підтримку процесів викладених в п.2 та 3 цих підсумків.

1. Капица П.Л. " Эксперимент, теория, практика" - М. "Наука"
1986 г.
2. Крюк В.Г. "Антенное устройство" А.С. СССР N248796 // Б.И. N24
1969 г. стр.50
3. Милях А.Н., Шидловский А.К. "Принцип взаимности и
обратимость в электротехнике" Киев, "Наукова думка" 1967 г.
4. Лебедев И.В. "Техника и приборы СВЧ" том I. М.
"Высшая школа" 1970 г.
5. Ахиезер А.И., Рекало М.П. "Элементарные частицы" М.
"Наука" 1986 г.
6. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю. "Движение заряженных
частиц в электрических и магнитных полях", М. "Наука" 1978 г.
7. Сивухин Д.В. "Общий курс физики" том III, М. "Наука"
1973 г.
8. Кииф Д. "Ускорители на коллективном эффекте" //
Физика атомного ядра и плазмы - 1974 г. М. "Наука" стр.165-183
9. Яворский Б.М., Детлаф А.А. "Справочник по физике",
М. "Наука" 1980 г.



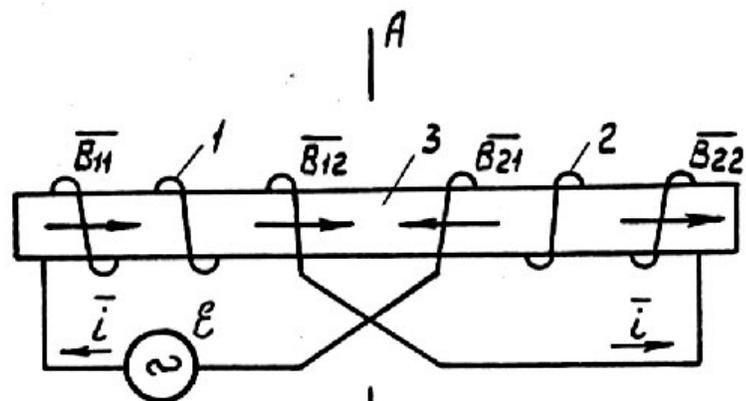


Рис. 1

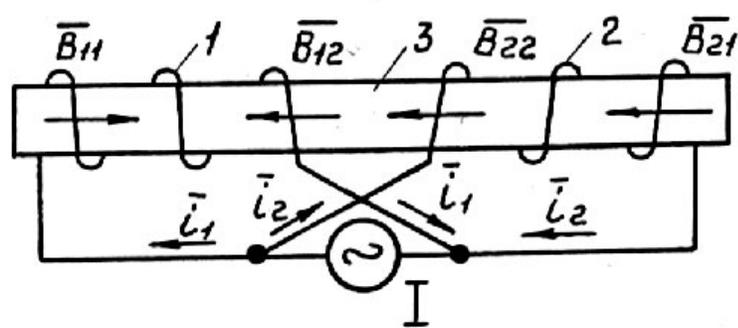


Рис. 2

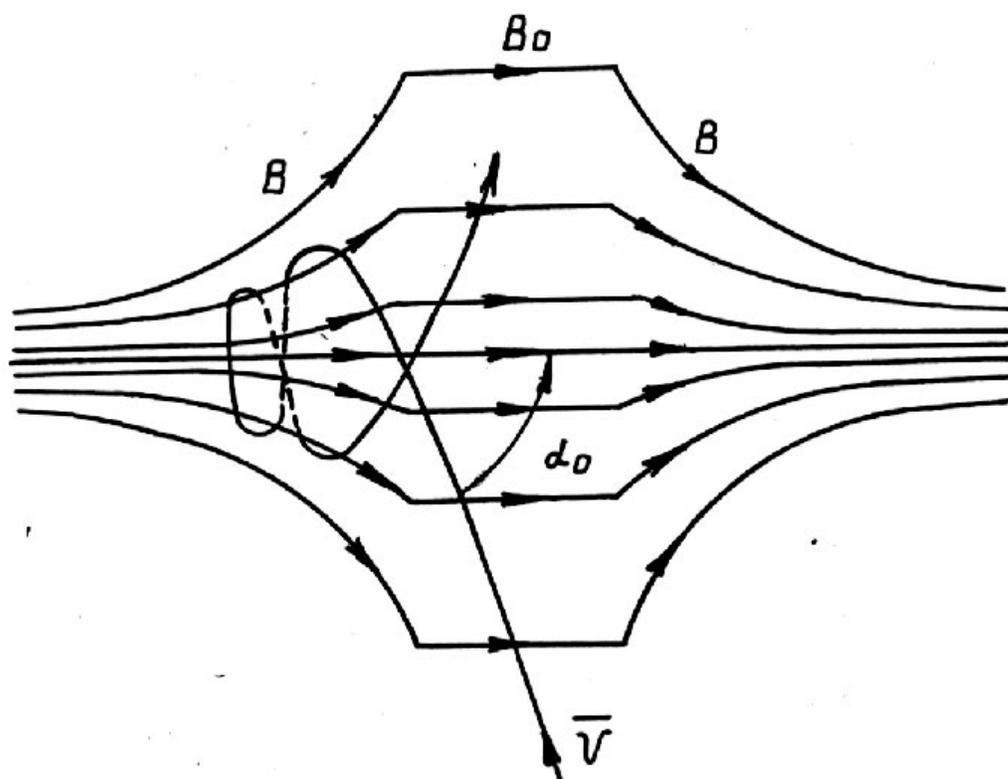


Рис. 3

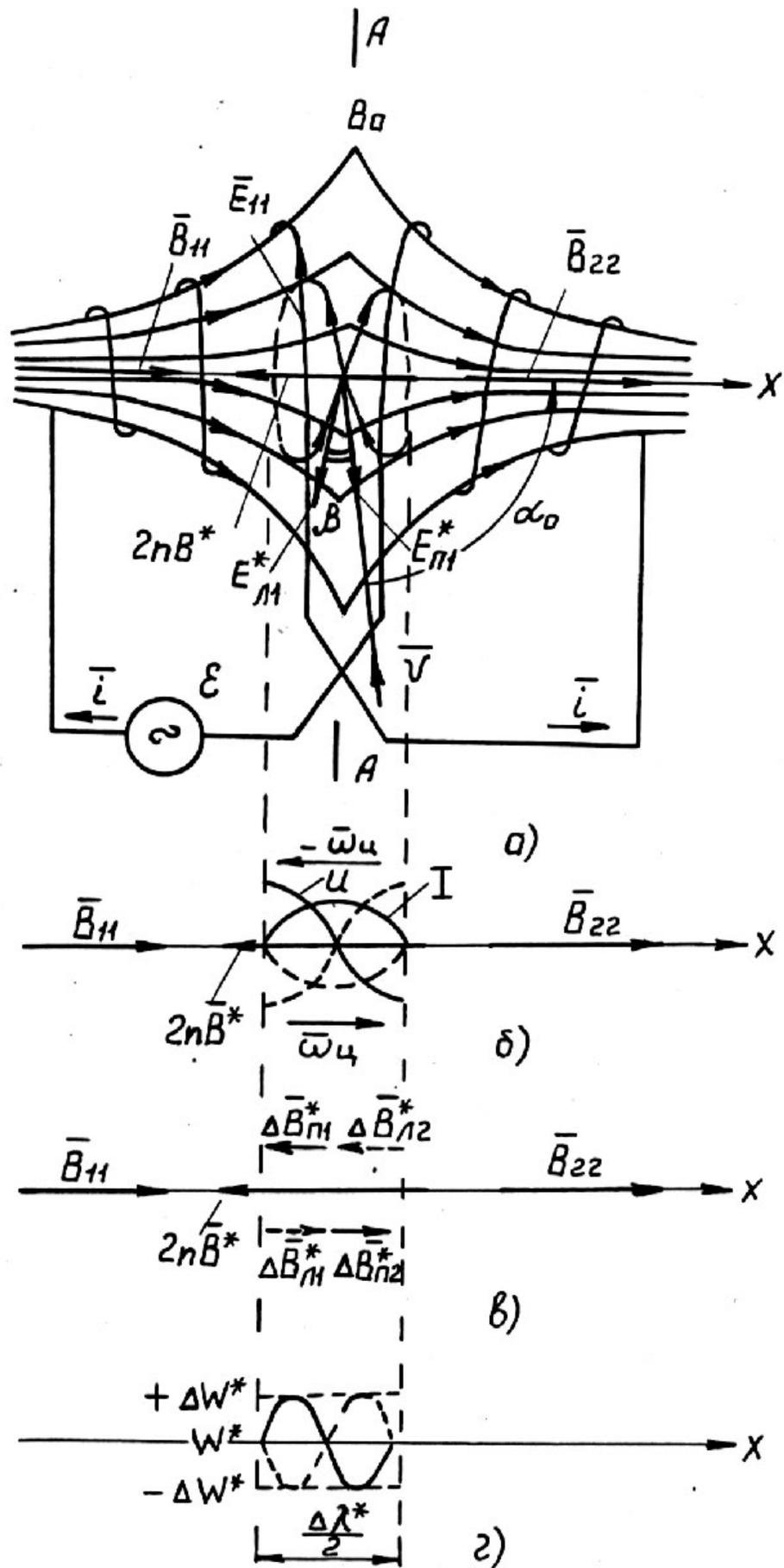


Рис. 4

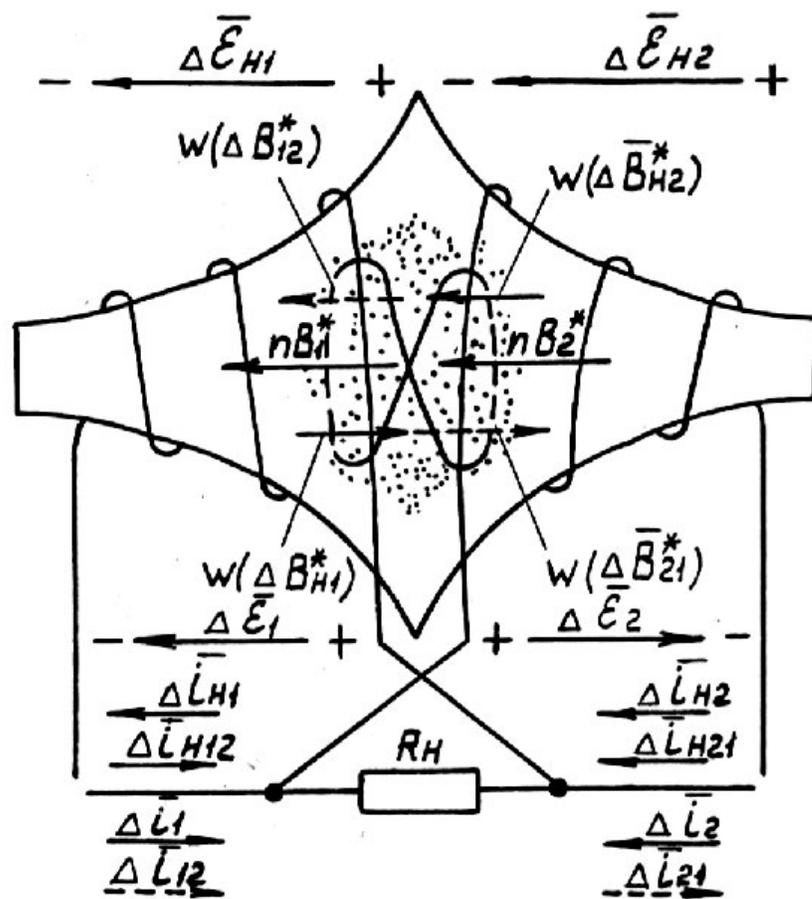


Рис. 5

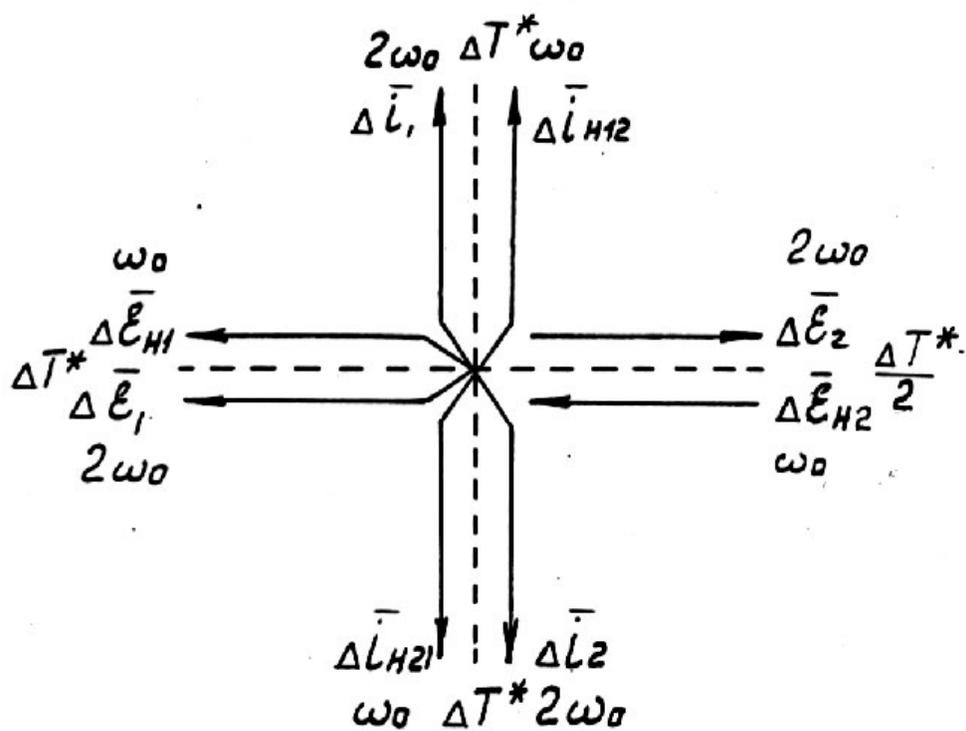


Рис. 6

В.Г.Крюк

Об одном пути к управляемому термоядерному синтезу

Разработана новая резонансная система; описаны и экспериментально обоснованы ее основные свойства. На основе этой резонансной системы описаны принципы решения проблемы управляемого термоядерного синтеза.

В.Г.Крюк

Про один шлях до керованого термоядерного синтезу.

Розроблена нова резонансна система; описані та експериментально обґрунтовані її основні властивості. На основі цієї резонансної системи описані принципи вирішення проблеми керованого термоядерного синтезу.

V.G.KRYUK

About path to controled thermonuclear synthesis

It has developed new resonant system, described and validated on base of experimental principlal properties. On the base of this resonant system has described principles of solution of thermonuclear synthesys control problem.

Electronic Instrumentalion Research Institute (ISC "IPBA")
10/14 Radishcheva St. , Kiev, 252124