

SZAKMAI ÉRTÉKELÉS
az Orgon-készülékről

Készítette:

Prof. Habil. Dr. Dr. Ph.D. Vincze János, egyetemi tanár

biofizikus

Budapest

2010. október 28.

Tartalomjegyzék

Tartalomjegyzék	2
Bevezető	3
A kristályfizika története Magyarországon	5
Néhány állítás a kristályokról	6
Kétféle atomot tartalmazó kristály rezgései	8
A kristályrács rezgési módusai	12
A rácsrezgések kvantálása	14
A hangolt kristály kvantummechanikája	16
Az Orgon készülék, az egy kristály készülék	18
Az élő szervezetek és a kristályok összehasonlítása	19
A visszacsatolás elve	20
Patológias állapot és a kristály referencia-jel	21
A rákkutatásnak egy tudományos perspektívájáról	23
Végkövetkeztetés	26
Irodalomjegyzék	27

Bevezető

Az Orgon-készülék központi eleme a kristályon alapszik. A kristályokat az emberiség évezredek óta ismeri és azóta különböző módon használta. Az elmúlt évezredek alatt elsősorban drágakőként, díszítőként illetve sokan gyógyító tulajdonságokat tulajdonítottak a különböző kristályoknak.

A gyógyító kristályokat az emberek a testükön hordták és ilyen irányú felhasználásról, már az ókor legnagyobb orvosának tartott Hippokrátesz is említést tesz a könyveiben.

A kristályok szilárd kémiai anyagok, melyeknek atomjai egységes, szabályszerű belső elrendeződése azokban a szabályos síkfelületekben mutatkoznak meg, melyek a kristályt határolják.

A XX. században, a fizikában gyökeres változást hozott a kvantummechanika, így forradalmasította ismereteinket a szilárdtest-fizikáról és az ennek keretében tárgyalt kristálytanról is.

A modern kristálytanban megállapították, hogy a kristályok hány térbeli osztályba kristályosodnak, milyen szerkezeti elemeket tartalmaznak, majd a kvantumfizika elméletek alapján elméleti modelleket is felépítettek ezekkel kapcsolatosan. Az alkalmazott kutatások két irány mozdultak el sikeresen a kristálynövesztés és az egy kristályok előállításának irányába. Itt kimagasló nemzetközi eredményeket értek el a magyar szakemberek: Gyulai Zoltán, László Tihamér, Voszka Rudolf, Turchányi György, Tarján Imre, Hartmann Ervin, Darabont Sándor, Boros János, Mátrainé Zemplén Jolán, Bíró Gábor, Palló Gábor, Zimonyi Gyula, Janszky József.

Ahhoz, hogy napjaink eredményeit értékelni tudjuk szükséges a kvantummechanika kristályokra vonatkozó ismereteit alaposan megérteni és annak eredményeit felhasználni.

A kristálytan alapelemeit megtaláljuk, minden magyar biofizika könyvben (lásd az irodalomjegyzékben) és egy félévszázada oktatják a magyar orvostanhallgatóknak és kötelezően vizsgáznak is e tantárgyi ismeretekből.

Az utóbbi félévszázadban elért technikai csodák nagyrésze a kristályok speciális tulajdonságait használja fel és enélkül, napjaink orvosi műszerei, a számítógépek, az űrkutatás elképzelhetetlen lenne.

A molekuláris biológia eredményeiért az elmúlt évtizedekben, kb. 20 orvosi Nobel-díjat osztottak ki, és molekuláris biológiai terén számos eredmény alapul a kristálytanból átvett és orvosi kutatásokban alkalmazott eljárásokra.

A kristályfizika története Magyarországon

A kristályfizika magyarországi születési évének 1776-ot tekinthetjük. J. A. Scopoli (1723–1788), aki tíz esztendőn keresztül volt tanár Selmecbányán, ebben az évben publikálta latin nyelven a „*Crystallographia Hungarica*” című művét. Tizenkilenc rézmetszetű táblában 222 ábrán mutatta be a legszebb kristályokat. Rendszerezte őket, majd az egyes példányok leírását adta latin nyelven, rövid német jellemzéssel. A kristályok több fizikai jellemzőjére, mint a színre és az optikai kettőtörésre is utalt. Érdeemes felhívni a figyelmet arra, hogy maga a kristallográfia szó az angol nyelvben csak negyedszázaddal később, 1802-ben jelent meg.

A Kolozsvári Egyetem első fizikaprofesszora, Abt Antal (1828–1902), aki a kristályok mágneses tulajdonságaival foglalkozott. Az ő utóda volt 1903-tól a kolozsvári egyetemen a kísérleti természettan tanáraként Tangl Károly (1869–1940) akadémikus. Nála tanult és kezdte el tudományos munkásságát Gyulai Zoltán (1887–1968) akadémikus.

Napjainkban úgy hazánkban, mint nemzetközi berkekben Gyulai kristályfizikai iskoláról beszélnek. Manapság a szilárdtestfizikával intézetek és egyetemi tanszékek százai foglalkoznak. Abban a szűk körben, ahol ez a tudományág kialakult, Gyulai is ott volt. Gyulai volt az első a világon, aki 1953-ban kimutatta, hogy vékony túkristályok szakítószilárdsága megközelítheti az ideális kristályra elméletileg kiszámított értéket. Hallatlan jelentősége van a kristálytanban a Gyulai-Hartly-effektusnak.

A Gyulai-iskola kialakulása Debrecenhez kötődik, majd Gyulai Zoltán 1940 őszén mint rendes tanár kinevezést nyer a Kolozsvárra visszaköltözött Ferenc József Tudományegyetem kísérleti fizikai tanszékére. Itt újra sok munkájába került a tanítást és az intézet működését a normális mederbe terelni. 1945 után a román hatóságok nem hosszabbítják meg a szerződését és 1947-ben visszatér Magyarországra a Budapesti Műszaki Egyetemre és itt folytatja kutatásait. A budapesti Gyulai-iskola 1950-től kezd kiszélesedni. az MTA elnöksége 1960-ban kutatócsoportot szervezett Gyulai körül. 1975-ben a BME-n működő Kristálynövekedési Tanszéki Kutatócsoport egyesült az Orvosegyetemen működő, Tarján Imre akadémikus vezette Kristályfizikai Tanszéki Kutatócsoporttal. Míg Gyulait főleg elvi jelentőségű témák (vannak-e kristályhibák, vannak-e „tökéletes kristályok”), addig

Tarjánt főleg gyakorlatiasabb témák (kristálynövekedés helyett a kristálynövesztés) érdekelték.

Becslések szerint a magyar kutatók 1940-től több mint 600 tudományos cikket közöltek nagy részét külföldi szakfolyóiratokban.

Néhány állítás a kristályokról

Szilárdtestek olyan anyagok, amelyeknek saját alakjuk, saját térfogatuk van, és amelyekben az atomi építőelemek súlypontjai sok rácsállandónyi távolságon időben állandó, térben pedig periodikus elrendeződést mutat.

A szilárdtest egykristályos, ha a szabályos elrendeződés kiterjed az egész próbára. A szilárdtest polikristályos, ha a szabályos elrendeződés csak mikroszkopikus.

A szilárdtestek fizikai tulajdonságait a következő tényezők határozzák meg: a kémiai összetétel, a rács szimmetriája, a rács építőelemei között fellépő kötések természete, a valódi szerkezet (az építőelemek ideális elrendezésétől való eltérések).

Valódi szerkezettől független (vagy csak kevésbé függő) tulajdonságok: rugalmas viselkedés, fajhő, olvadáspont, dielektromos és mágneses tulajdonságok. Valódi szerkezettől függő tulajdonságok: plasztikus viselkedés, elektromos vezetőképesség, lumineszcencia stb. Ezek főként a rácshibáktól függenek.

Az építőelemek közötti kötés természetét az ezek között létrejövő vonzó és taszító elektromos erők határozzák meg. Egy konkrét szilárdtest esetén az építőelemek azon térbeli eloszlása jön létre, amely esetén a kristály energiája legkisebb. A kohéziós energia értéke 0,1–7 eV/atom között változik a kötés természetétől függően.

Az atomok a térben úgy igyekeznek elhelyezkedni, hogy minden atom minél nagyobb számú szomszédos atommal lépjen kölcsönhatásba.

Az ionos kristályok kötési energiája nagyrészt elektrosztatikus kölcsönhatásból adódik. A keletkezett ionok vonzzák egymást, ennek révén elektrosztatikus energiájuk csökken egészen addig, ameddig az elektronhéjaik kezdik átfedni egymást, melynek következtében megjelenik egy vonzóerőt kiegyensúlyozó taszítóerő. Ekkor a kölcsönhatási energia a következő alakban adható meg:

$$E_i = -\frac{e^2}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r} + B \cdot \exp\left(-\frac{r}{\rho}\right)$$

Ahol az első tag a Coulomb-féle vonzóerőtől származik a második a taszítóerőtől.

A kristályszimmetria a kristályok fontos jellemzője: megfelelő transzformációval a kristály önmagával egyenértékű helyzetbe hozható: eltolással forgatással és tükrözéssel. Rács: pontok térbeli szabályos, periodikus elrendeződése (matematikai absztrakció). A rácsot három bázis rácsvektorral határozzuk meg: **a**, **b**, **c** úgy, hogy a rácsponatok (alkotóelemek) elrendeződése tetszőleges \vec{r} és

$$\bullet \quad \boxed{\vec{r}' = \vec{r} + n_a \cdot \vec{a} + n_b \cdot \vec{b} + n_c \cdot \vec{c}}$$

itt n_a, n_b, n_c tetszőleges egész számok. Bravais mutatta meg, hogy 14 különböző elemi cella (rács típus) létezik, amelyek kielégítik a fenti összefüggést

Összefüggést és hogy az $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ rácsvektorok egymáshoz viszonyított nagysága és helyzete szerint 7 kristályrendszerbe (I. táblázat) sorolhatók :

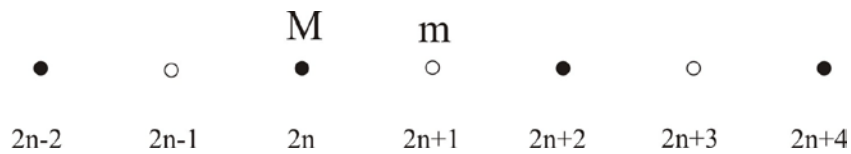
I. táblázat. Kristály rendszerek

Kristály rendszer	Összefüggés az oldalak között	Összefüggés a szögek között
1. Háromhajlású	$a \neq b \neq c$	$\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$
2. Egyhajlású	$a \neq b \neq c$	$\alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta$
3. Rombos	$a \neq b \neq c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
4. Négyzetes	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
5. Köbös	$a = b = c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
6. Romboédéres	$a = b = c$	$\alpha = \beta = \gamma < 120^\circ \neq 90^\circ$
7. Hatszöges	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$

Megmutatható, hogy a megengedett forgatási, tükrözési, inverziós műveletek különféle kombinációi alapján a háromdimenziós kristályokban **32 háromdimenziós pontcsoport (kristály osztály)** létezik. Ha az eddig említett szimmetria műveletek mellett még a csavartengely és csúszósík műveleteket is figyelembe vesszük, akkor a kristályokat **230 tércsoportba** sorolhatjuk.

Kétféle atomot tartalmazó kristály rezgései

Kétféle atomot tartalmazó rácsokban (például ionos kristályoknál) vagy általában olyan szerkezetekben, amelyekben két vagy több atom van elemi cellánként, a rácsrezgések új vonásokat mutatnak. Az ω és q közötti összefüggéseknek, a diszperziós görbéknek két ága van, amelyeket akusztikai és optikai ágaknak nevezünk. Az optikai ágra az infravörös abszorpció jellemző.



1. ábra. Két különböző atomot tartalmazó egydimenziós kristály

Az 1. ábrán a két különböző atom tömegét m és M -mel jelöltük, a sorszámot n -nel és a rugalmassági moduluszt pedig β -val. Az elmozdulásokat nem tüntettük fel a rajzon, de u_n -nel jelöljük. Csak a közvetlen szomszédok kölcsönhatását véve figyelembe és ezeket rugalmas erőkként tekintve a $2n$ -edik és a $2n+1$ -edik atom mozgásegyenleteire írhatjuk:

$$M\ddot{u}_{2n} = \beta(u_{2n+1} + u_{2n-1} - 2u_{2n})$$

$$m\ddot{u}_{2n+1} = \beta(u_{2n+2} + u_{2n} - 2u_{2n+1})$$

Ezen mozgásegyenletek (differenciálegyenletek) megoldásait most is haladó hullámok alakjában keressük:

$$u_{2n} = Ae^{i(\omega t + q 2na)}$$

$$u_{2n+1} = Be^{i(\omega t + q(2n+1)a)}$$

Ezeket a megoldásokat visszahelyettesítve a mozgásegyenletekbe kapjuk:

$$\begin{cases} -\omega^2 MAe^{i(\omega t + q 2na)} = \\ = \beta [Be^{i(\omega t + q(2n+1)a)} + Be^{i(\omega t + q(2n-1)a)} - 2Ae^{i(\omega t + q 2na)}] \\ -\omega^2 mBe^{i(\omega t + q(2n+1)a)} = \\ = \beta [Ae^{i(\omega t + q(2n+2)a)} + Ae^{i(\omega t + q 2na)} - 2Be^{i(\omega t + q(2n+1)a)}] \end{cases}$$

Egyszerűsítések után és figyelembe véve, hogy $e^{iqa} + e^{-iqa} = 2 \cos qa$, kapjuk:

$$\begin{cases} -\omega^2 MA = \beta[B2 \cos qa - 2A] \\ -\omega^2 mB = \beta[A2 \cos qa - 2B] \end{cases}$$

Ha ezeket az egyenletek A és B, mint ismeretlenek szerint rendezzük, egy két ismeretlen tartalmazó két egyenletből álló homogén rendszert kapunk.

$$\begin{aligned} (2\beta - \omega^2 M)A - (2\beta \cos qa)B &= 0 \\ -(2\beta \cos qa)A + (2\beta - \omega^2 m)B &= 0 \end{aligned}$$

Ezen homogén egyenletrendszernek A és B-re csak akkor van a triviálistól eltérő megoldása, ha az egyenletrendszer determinánsa nulla, vagyis

$$\begin{vmatrix} 2\beta - \omega^2 M & -2\beta \cos qa \\ -2\beta \cos qa & 2\beta - \omega^2 m \end{vmatrix} = 0$$

A determinánst kifejtve és ω hatványai szerint rendezve a következő alakra jutunk:

$$mM\omega^4 - 2\beta(m + M)\omega^2 + 4\beta^2 \sin^2 qa = 0,$$

amely még így is írható:

$$\omega^4 - 2\beta\left(\frac{1}{M} + \frac{1}{m}\right)\omega^2 + \frac{4\beta^2}{mM} \sin^2 qa = 0.$$

Ezen bikvadratikus egyenletnek a megoldásai ω^2 -re:

$$\omega_{\pm}^2 = \beta\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M}\right) \pm \beta\sqrt{\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M}\right)^2 - \frac{4\sin^2 qa}{mM}} \quad (4.22)$$

Tárgyaljuk ezen kifejezés értékeit abban az esetben, amikor $q \rightarrow 0$. Ha $q \rightarrow 0$, akkor $\sin qa \approx qa$, amennyiben a qa szöveget radiánban mérjük. Így az ω^2 értékeire:

$$\omega_{\pm}^2 = \beta\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M}\right) \pm \beta\sqrt{\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M}\right)^2 - \frac{4q^2 a^2}{mM}} \quad (4.23)$$

vagy

$$\omega_{\pm}^2 = \beta\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M}\right) \pm \beta\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M}\right)\sqrt{1 - \frac{4q^2 a^2 mM}{(m + M)^2}} \quad (4.24)$$

Vegyük még figyelembe a következő sorfejtést is kis q értékek esetén: $\sqrt{1+x} \approx 1 + \frac{x}{2}$, azaz

$$\sqrt{1 - \frac{4q^2 a^2 mM}{(m + M)^2}} \approx 1 - \frac{2q^2 a^2 mM}{(m + M)^2}$$

Így az ω^2 értékei a következők lesznek:

$$\omega_{\pm}^2 = \beta \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right) \pm \beta \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right) \left(1 - \frac{2q^2 a^2 m M}{(m+M)^2} \right) \quad (4.25)$$

Ezért az

$$\omega_+^2 = 2\beta \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right) - \frac{2\beta q^2 a^2}{m+M} \quad (4.26)$$

míg

$$\omega_-^2 = \frac{2\beta q^2 a^2}{m+M} \quad (4.27)$$

Ha $q \rightarrow 0$, akkor ω_+^2 és ω_-^2 értékei:

$$\omega_+^2 = 2\beta \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right), \quad \omega_-^2 = 0$$

Tárgyaljuk most a bi kvadratikus egyenlet értékeit a $qa = \pm \frac{\pi}{2}$, azaz a $q = \pm \frac{\pi}{2a}$ ún.

szélsőértékekre :

$$\begin{aligned} \omega_{\pm}^2 &= \beta \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right) \pm \beta \sqrt{\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right)^2 - \frac{4}{mM}} = \\ &= \beta \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right) \pm \beta \left(\frac{1}{m} - \frac{1}{M} \right) \end{aligned}$$

Tehát a $q = \pm \frac{\pi}{2a}$ -ban az

$$\omega_+^2 = \frac{2\beta}{m}$$

míg az

$$\omega_-^2 = \frac{2\beta}{M}$$

lesz. Ezért

$$\omega_+ = \sqrt{\frac{2\beta}{m}}$$

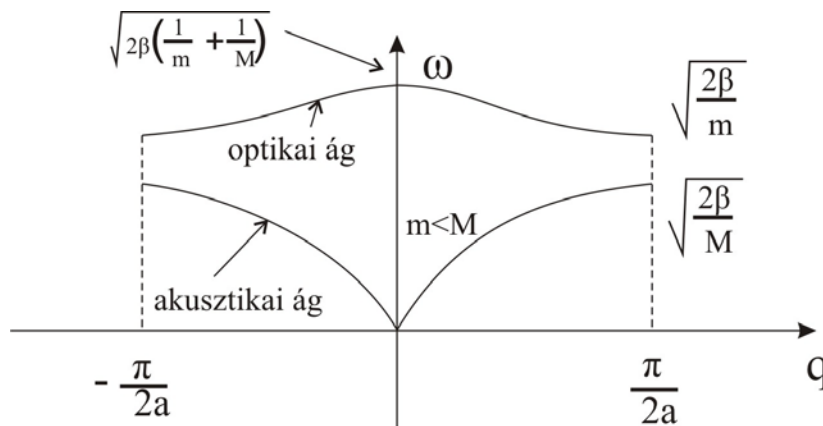
és

$$\omega_- = \sqrt{\frac{2\beta}{M}}$$

értékeket veszik fel. A fenti gondolatmenet alapján elmondhatjuk, ha a q értéke nulláról nő

$\frac{\pi}{2a}$ -ra, akkor az ω_+ ág a $q = 0$ -ban maximális, és értéke $\omega_+ = \sqrt{2\beta \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right)}$, erről az

értékről csökken a $\omega_+ = \sqrt{\frac{2\beta}{m}}$ -re amikor a q eléri a $\frac{\pi}{2a}$ szélsőértéket. Az ω_- ág a $q = 0$ -ban nulla, és erről az értékről nő a $\omega_- = \sqrt{\frac{2\beta}{M}}$ értékre a $q = \frac{\pi}{2a}$ -ban. Az ágak szimmetrikusan viselkednek a $\left(-\frac{\pi}{2a}, 0\right)$ szakaszon. Az elmondottakból az ω_+ és ω_- ágak változásait a 2. ábrán szemléltetjük.



2. ábra. Az akusztikai és optikai ágak grafikus ábrái

Az ω_+ ágot optikai, míg az ω_- ágot akusztikai ágnak nevezzük, ugyanis:

Az akusztikai ágra érvényes, hogy ha q kicsi, akkor $\cos qa \approx 1$, és akkor következik, hogy $2\beta A - 2\beta B = 0$ vagyis $A = B$. Ebből viszont az következik, hogy a részecskék fázisban rezegnek, éppen úgy mint akusztikai rezgések esetén, ezért nevezik ezt az ágot akusztikai ágnak.

Az optikai ágra érvényes, hogy ha $q \approx 0$, akkor $\omega = \sqrt{2\beta \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M}\right)}$ és $\cos qa \approx 1$ és

következik

$$\left[2\beta - M 2\beta \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M}\right)\right] A - 2\beta B = 0$$

vagy

$$2\beta - M 2\beta \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M}\right) = 2\beta \frac{B}{A}$$

Tehát:

$$\frac{B}{A} = -\frac{M}{m}$$

Ez azt jelenti, hogy az atomok ellentétes fázisban rezegnek. Ha az ionok ellentétes töltésűek, akkor ilyen típusú mozgást elektromos terekkel gerjeszthetünk, például fényhullámokkal ezért nevezik ezt az ágat optikai ágnak.

Térrácsok esetén, melyek kétféle atomból épülnek fel úgy az optikai, mint az akusztikai rezgési mód 3 ágból áll egy longitudinális és két transzverzálisból.

A kristályrács rezgési módusai

Tekintsünk egy végtelen, azonos atomokból felépített egydimenziós rácsot és egy rugalmas hullámot, amely ezen rács mentén terjed. Megszabjuk azt az ésszerű fizikai követelményt, hogy a megoldások periodikusak legyenek egy elegendően nagy $L = Na$ távolságra, úgy hogy az

$$u_n = u_{n+N}$$

Ez a feltétel így írható:

$$Ae^{i(\varpi+qna)} = Ae^{i(\varpi+q(n+N)a)}$$

Egyszerűsítések után kapjuk, hogy

$$1 = e^{iqNa} = e^{iqL}$$

Ez még így is írható:

$$e^{iqL} = \cos qL + i \sin qL = 1$$

Következik:

$$\cos qL = 1$$

$$qL = \pm m \cdot 2\pi$$

$$q = \pm m \cdot \frac{2\pi}{L},$$

ahol m egész szám. Ezért a q csak a következő értékeket veheti fel:

$$q = 0, \pm \frac{2\pi}{L}, \pm 2 \frac{2\pi}{L}, \pm 3 \frac{2\pi}{L}, \dots, \pm p \frac{2\pi}{L}$$

A q maximális értéke $\pm p \frac{2\pi}{L} = \pm p \frac{2\pi}{Na} = \pm \frac{\pi}{a}$ azaz ezek az első Brillouin-zóna határai. A

periodicitás miatt az u_n értéke a $\frac{\pi}{a}$ -ban és a $-\frac{\pi}{a}$ -ban ugyanaz. Ezért elegendő a q maximális

értékére csak a + előjelet figyelembe venni. $q_{\max} = \frac{\pi}{a}$. Ezért $p \frac{2\pi}{Na} = \frac{\pi}{a}$, így $p = \frac{N}{2}$ és q értékei még így is írhatók:

$$q = 0, \pm \frac{2\pi}{L}, \pm 2 \frac{2\pi}{L}, \pm 3 \frac{2\pi}{L}, \dots, \pm \frac{N}{2} \frac{2\pi}{L}$$

vagyis

$$q = 0, \pm \frac{2\pi}{L}, \pm 2 \frac{2\pi}{L}, \dots, \pm \left(\frac{N}{2} - 1\right) \frac{2\pi}{L}, \pm \frac{N}{2} \frac{2\pi}{L} = \frac{\pi}{a}$$

Annyi rezgési mód van, ahány értéket felvehet a q . A q értékeinek a száma így $2 + 2\left(\frac{N}{2} - 1\right) = N$. Ez szavakban még úgy is megfogalmazható, hogy annyi rezgési mód lehetséges, ahány atomra kiterjesztettük a periodikus határfeltételeket.

Tekintsük azt a példát, amikor a periodikus határfeltételeket $N = 8$ atomra terjesztettük ki.

Ebben az esetben $p = \frac{N}{2} = \frac{8}{2} = 4$, így a q lehetséges értékei:

$q = 0, \pm \frac{2\pi}{8a}, \pm 2 \frac{2\pi}{8a}, \dots, \pm 3 \frac{2\pi}{8a}, 4 \frac{2\pi}{8a} = \frac{\pi}{a}$, tehát összesen 8 q érték lehetséges, azaz 8 féle

rezgési mód. A $q = 0$ megoldásnak megfelelő rezgési módot homogén rezgési módnak vagy egyszerűen homogén módusnak nevezik. Amint már előzetesen említettük a $q = \frac{\pi}{a}$ és a

$q = -\frac{\pi}{a}$ azonos rezgési módot jelentenek. Írjuk az u_n megoldást a következő alakban:

$$u_n = Ae^{i\omega t} \cdot e^{iqna}$$

Ez a $q = \frac{\pi}{a}$ helyettesítéssel így alakul:

$$u_n = Ae^{i\omega t} \cdot e^{\frac{i\pi}{a}na} = Ae^{i\omega t} \cdot e^{i\pi n}$$

Míg a $q = -\frac{\pi}{a}$ esetén

$$u_n = Ae^{i\omega t} \cdot e^{-\frac{i\pi}{a}na} = Ae^{i\omega t} \cdot e^{-i\pi n}$$

De mivel $e^{im} = e^{-im}$, így a $q = \pm \frac{\pi}{a}$ egyetlen rezgési módot jelent.

Példánkban a q -ra kapott nyolc érték a következő:

$$q = 0, \pm \frac{\pi}{4a}, \pm \frac{\pi}{2a}, \dots, \pm \frac{3\pi}{4a}, \frac{\pi}{a}.$$

Így összesen 8 rezgési mód létezik pontosan annyi, ahány részecskére kiterjesztettük a periodicitást. Nyolc megengedett módus van, így az n -edik atom kitérésére, az u_n -re, ezekben a módusokban az: 1 ; $\exp\left(\pm \frac{i\pi n}{4}\right)$; $\exp\left(\pm \frac{i\pi n}{2}\right)$; $\exp\left(\pm \frac{i\pi 3n}{4}\right)$; $\exp(i\pi n)$ tényezőkkel arányos értékeket kapunk. A q értékek kvantáltsága a periodikus határfeltételekből adódik és nincs kapcsolatban a kvantummechanikával.

Néha ismerni kell a q egységnyi tartományára eső rezgési módok (módusok) számát. Ennek a mennyiségnek a neve az állapotsűrűség a q térben és $W(q)$ -val jelöljük. Az egydimenziós azonos atomokat tartalmazó rács esetén minden egyes $\Delta q = \frac{2\pi}{L}$ intervallumnak egy rezgési mód felel meg: így hármasszabállyal:

$$\Delta q = \frac{2\pi}{L} \dots\dots\dots 1$$
$$\Delta q = 1 \dots\dots\dots W(q)$$

Így ebben az esetben az állapotsűrűség:

$$W(q) = \frac{L}{2\pi}$$

A rácsrezgések kvantálása

A rácsrezgések energiája kvantált. Az elektromágneses hullámok analógiájára, melyek fotonokból állnak, azt mondjuk, hogy a kristályok rugalmas hullámai fononokból állnak.

A kristályok hőrezgései termikusan gerjesztett fononok. Az ω körfrekvenciájú rugalmas rezgési mód energiája

$$E = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega,$$

ha a rezgési mód gerjesztettségét az n kvantumszám jellemzi, azaz ha a rezgési módot n számú fonon tölti be. Az $\frac{1}{2}\hbar\omega$ tag a rezgési mód zérus ponti energiája. Ez annak a következménye, hogy mindkettő ω körfrekvenciájú harmonikus kvantummechanikai oszcillátornak tekinthető, amelynek szintén a (4.49) kifejezés adja meg az energia sajátértékeit. A magasabb energiájú állapotok esetén a $\frac{1}{2}\hbar\omega$ járulék már többnyire elhanyagolható, ezért az oszcillátor energiáját gyakran az

$$E = n\hbar\omega$$

kifejezéssel adjuk meg. Az elmondottak szerint egy ω körfrekvenciájú rezgési mód energiája nem változhat folytonosan, csak $\hbar\omega$ adagokban, amely egy fononhoz rendelt energiát jelent.

A fonon egy kvázirészecske, amely a \vec{q} hullámszámvektorral jellemezhető. A fonon fotonokkal, neutronokkal való ütközése során úgy viselkedik mintha $\hbar\vec{q}$ impulzusa lenne, melyet úgy is neveznek, hogy kváziimpulzus. Tehát a fonon olyan kvázirészecske, amelynek $\hbar\vec{q}$ impulzusa és $\hbar\omega$ energiája van.

Kimutatható, hogy a fononoknak nincs fizikai impulzusa. Ez abból következik, hogy a fononkoordináták ($q=0$ eset kivételével) az atomok relatív koordinátáit tartalmazzák. A $q=0$ a kristálynak, mint egésznek a translációját írja le, ehhez a translációhoz pedig valóban tartozik impulzus.

Ha a kölcsönhatások rugalmasak, a folyamatok során nem keletkeznek és nem is nyelődnek el fononok. Ezen esetekben a kristályban a kvantumállapotok közötti megengedett átmenetek a hullámszámvektorokra érvényes kiválasztási szabállyal adhatók meg. Például rugalmasan szóródó foton esetén

$$\vec{K}' = \vec{K} + \vec{G}$$

Ha a foton rugalmatlanul szóródik és \vec{q} hullámszámvektorú fonon is keletkezik akkor a kiválasztási szabály $\vec{K}' + \vec{q} = \vec{K} + \vec{G}$. Ha a folyamatban fonon nyelődik el $\vec{K}' - \vec{q} = \vec{K} + \vec{G}$. A fononok diszperziós relációit, az $\omega(q)$ függvényeket kísérletileg leggyakrabban a rugalmatlan neutronszórás segítségével határozzák meg. A szórás kinematikája az általános hullámszámvektor kiválasztási szabállyal írható le:

$$\vec{K}'_n + \vec{q} = \vec{K}_n + \vec{G},$$

ahol \vec{K}_n, \vec{K}'_n a neutron hullámszámvektorai ütközés előtt és ütközés után. Ezen kívül érvényes az energia megmaradás törvénye. A beeső neutronok kinetikus energiája $\frac{p^2}{2M_n}$, ahol M_n a neutron tömege, a \vec{p} pedig az impulzusa. A \vec{p} impulzust $\hbar\vec{K}_n$ alakban írhatjuk fel. A beeső neutron kinetikus energiáját tehát a $\frac{\hbar^2 K_n^2}{2M_n}$ képlettel adhatjuk meg. A \vec{K}'_n hullámszámvektorú szórt neutron kinetikus energiája $\frac{\hbar^2 K'^2_n}{2M_n}$. Az energiamegmaradás törvénye szerint:

$$\frac{\hbar^2 K_n^2}{2M_n} = \frac{\hbar^2 K'^2_n}{2M_n} \pm \hbar\omega$$

ahol: $+\hbar\omega$ a keletkező, $-\hbar\omega$ az elnyelt fonon energiája.

A hullámszámvektor kiválasztási szabályának összefüggése alapján ismert energiájú és irányú beeső sugárzásnál, a szórt sugárzás irányából a fonon terjedési vektorát ($\vec{q} - t$), a neutron energiaváltozásából az energiamegmaradás összefüggés alapján pedig a fonon körfrekvenciáját ($\omega - t$) ki lehet számítani. Így meghatározható a fononra érvényes diszperziós görbe.

Ahhoz, hogy a két utóbbi összefüggés felhasználásával felírassuk a diszperziós relációt meg kell határoznunk a kísérletben szóródó neutronok energianövekedését illetőleg csökkenését a $\vec{K} - \vec{K}'$ szórási irány függvényeként.

A hangolt kristály kvantummechanikája *

Az atomok úgy gerjesztődnek, hogy elektronfelhőjük magasabb energia-sajátállapotba megy át. Az ennek megfelelő ΔE gerjesztési energia nagyságrendben $10^{-19} \text{ J} \approx 1 \text{ eV}$, ami $\Delta E/k_B \approx 10^4 \text{ K}$ hőmérsékletnek felel meg. A molekulák és kristályok azonban jóval alacsonyabb energiával is gerjeszthetők, ha rezgésbe hozzuk őket; ha a rezgés kitérése nem túl nagy, a rezgést a harmonikus oszcillátor modelljével írhatjuk le. Az ehhez tartozó rezgési kvantumnak megfelelő hőmérséklet a molekula tömegétől függ: $\hbar\omega/k_B$ a H_2 molekulára 6000 K, J_2 molekulára 300 K.

* Ezt a fejezetet **Geszi Tamás** professzornak a *Kvantummechanika* című könyve alapján írtam. Typotex Kiadó, Budapest, 2007., 110–112. o.

A molekulák rezgési módusai nagy változatosságot mutatnak, a minden esetben jelen levő nyújtási rezgéstől az egyenes bot-molekulák hajlító rezgésein át a bonyolultabb szerkezetek csavarási módusaiig. A módusok sokaságának számbavételében a szimmetriák jelentenek némi fogódzót.

A szimmetria legdurvább tulajdonságai közvetlenül is megjelennek az optikai spektrumokban. Egy különböző atomokból álló kétatomos molekula, pl. HJ rezgő dipólmomentuma elnyel és kibocsát a rezgéssel megegyező frekvenciájú infravörös sugárzást. Olyan molekula, amely két azonos atomból áll, pl. O₂, erre csak két lépésben képes: a bejövő fény dipólmomentumot indukál, ami azután képes sugározni; ezt a sokkal gyengébb folyamatot nevezik „Raman-effektusnak”.

Kristályok hanghullám-szerű, ún. akusztikus rezgési módusai egy sávban helyezkednek el, amelyek 0-tól az ω_D Debye-frekvenciáig terjednek; ω_D / k_β nagyságrendje anyagtól függően néhányszor 100 K. A többatomos elemi cellájú kristályoknak vannak még olyan, magasabb frekvenciájú, ún. optikai rezgési módusok is, amelyek nem hanghullámra, hanem rezgő dipólusokra emlékeztetnek; bennük az elemi cellát alkotó atomok egymáshoz képest rezegnek. $T \ll \omega_D / k_\beta$ hőmérsékleten a kristályok rezgési módusai is harmonikus oszcillátornak tekinthetők. Rezgési kvantumaikat fononoknak nevezzük. Alacsony hőmérsékleten a fononok dominálják a szigetelő kristályok tulajdonságait; fémekben az elektronok szabad mozgásának hatásai sokszor erőteljesebbek.

Magas gerjesztési szinten a harmonikus oszcillátor közelítése elromlik. Molekuláknál az ebből eredő „anharmonikus” effektusok a színeképek szétmosódásától a molekula disszociációjáig, csavarási módusoknál a szabad forgásig terjedhet. Kristályoknál a domináló anharmonikus jelenség a fonon-fonon kölcsönhatás; magas hőmérsékleten ez lényegesen befolyásolja a szigetelő kristályok fajhőjét és hővezetését.

A molekulák és kristályok rezgési elméleti leírásának nélkülözhetetlen keretét jelenti a *Born-Oppenheimer közelítés* (más néven: adiabatikus közelítés). Eszerint a nehéz atommagok lassú rezgéseit késedelem és gerjesztődés nélkül követi és leárnyékolja a könnyű és gyors elektronok felhője, amelynek energiáját viszont a magok úgy érzékelik, mint egy járulékot a potenciális energiájukhoz.

Az utóbbi évtizedek nagy találmánya, az ionsapda, amely mágnesekkel és elektromos töltésű elektródokkal tart helyben egyes ionokat, újabb példáját teremtette meg a kvantummechanikai oszcillátornak. A csapdázó potenciál gödrében az ionok 10 MHz nagyságrendű frekvenciával rezegnek, amelynek kvantuma (ezt is fononoknak nevezik!)

$\hbar \cdot \omega / k_{\beta} \approx 10^{-3}$ K hőmérsékletnek felel meg. Ilyen alacsony hőmérsékletet lézeres hűtéssel lehet létrehozni.

Lehűtve, az egyes ion rezgőmozgása vagy néhány ion kollektív rezgése félreismerhetetlenül követi a kvantummechanikai leírásból ismert tulajdonságokat. A rezgés alapállapotú hullámfüggvényének kiterjedése néhányszor 10 nm nagyságrendű, ami egy nagyobb molekula mérete. Fényimpulzusok élesen **hangolt** kombinációival a csapdázott ionokat mozgásba is lehet hozni; rezgésük koherens állapotot jelenít meg.

Az Orgon-készülék, az egy kristály készülék

Minden olyan készülék, amelyben kristály található, azokra érvényesek azon elméleti megállapítások, amelyeket a fentiekben tettünk. A kristály tulajdonságok nem függenek, azon technológiai paraméterektől, hogyan helyezik el a kristályt, milyen a készülék külső formája, megjelenítése, hogy az alkalmazó függőlegesen, vízszintesen vagy ferdén tartja a készüléket stb. Ha a kristály bármilyen módon gerjesztettük, mielőtt a készülékbe helyeztük, akkor **hangolt kristály**-ról van szó. Sőt ezen túlmenően, az előállító egy jól meghatározott módon gerjesztette a kristályt, ezért **programozott hangolás**-ról beszélünk, mert tudatosan egy bizonyos frekvenciát vagy több frekvenciát vitt rá a kristályra.

Az információelmélet alapján ez azt jelenti, hogy információt vittünk be az élettelen rendszerbe. Amikor a kulcsot elfordítjuk a zárban, akkor az ajtót bezártuk, mely szintén azt jelenti, hogy információt vittük a zárba közvetlenül és a zárt ajtó pedig közvetett módon kapja ezt az információt. A számítógép is egy élettelen rendszer és folyamatosan ontja számunkra az információkat. A könyv is élettelen rendszer, de szintén információt tároló eszközként tekintjük. A kristályok állandó rezgésben vannak és ezeket a rezgéseket, állandóan közlik a környezetükkel és így módon ontják magukból azt az információt, amelyet tartalmaznak, amellyel a természet vagy az ember mesterségesen felruházta, amikor előállította vagy behelyezte a készülékbe.

A kristályokban található rácsok a rezgések során erőtereket hoznak létre, az erőtereknek saját energiájuk van és ezek hatnak a környezetükre, függetlenül attól, hogy az élő szervezetnek ezen típusú erőterre vonatkozólag rendelkezik vagy nem érzékszervvel. Az elektromágneses hullámok nagyok szűk tartományát látjuk, de úgy az infravörös, mind a többi hullámtartomány jelentős hatást gyakorolnak az emberi szervezetre. Így például a gamma

sugárzó térben való minimális ideig történő tartózkodás is, halálos lehet az emberre nézve. Az ember, a gamma sugárzó térben nem érzel semmit és az mégis tökéletesen leállítja a szervezetünkben zajló anyagcsere-folyamatokat és azok nélkül halottá válunk.

Ezért tartjuk természetesnek, hogy az orvosi egyetemeken a biofizika oktatása keretében, mind a négy egyetemi központban (Budapest, Debrecen, Pécs, Szeged) az orvostanhallgatókat felkészítjük a kristálytan elemeiből a biofizika tantárgyának oktatása keretén belül. Nincs tudomásom arról, hogy az elmúlt 50 évben, bárki megkérdőjelezte volna a kristályokra vonatkozó ismereteket, a hazai vagy más országok orvosi egyetemeinek keretében.

A biofizikának, mint határtudománynak feladata, hogy kutassa és tárgyalja mindazon elméleti fizikai ismereteket, amelyeket az élettudományokban alkalmaznak és megmagyarázza azon készülék alapjait valamint továbbfejlesztésükre javaslatot tegyen, amelyeket az élő szervezetekkel kapcsolatban használnak. Ezért természetes, hogy hozzátartoznak a kristályokat is tartalmazó készülékek és valamint az a tevékenység, hogy ezeknek a további kimunkálására is javaslatokat, szabadalmakat és felfedezéseket tegyen.

Az élő szervezetek és a kristályok összehasonlítása

A legkülönbözőbb tudományágak megállapítása szerint az élő szervezetek és a kristályok ugyanolyan atomokból és molekulákból épülnek fel. Az atomok és molekulák között ugyanolyan erők léteznek, mindkét esetben. Az élő szervezetek szerkezete időben állandó változáson mennek keresztül, míg a kristályok szerkezete sokkal stabilabb, de mindkét esetben az építő elemeket ugyanolyan mozgás típusok jellemzik: az atomok forgó és rezgő mozgása. E mozgásokat ugyanolyan erők biztosítják és a kvantummechanika törvényei mindkét esetben hasonlóan érvényesek.

Úgy az élő szervezetek, mind a kristályok a környezetükből bizonyos információkat képesek fölvenni és azokat önmagukban tárolni, és ezért a belső szerkezetükben kimutatható (gerjesztett állapotok) változások jönnek létre. Mindkét rendszer képes a környezetébe információt leadni és ezen információ-leadás a belső szerkezetük (a gerjesztett állapotok) változásaival járnak.

A növekedés és szaporodás kimutatható mindkét rendszer esetében, csak annak konkrét megvalósulása teljesen más mechanizmusok alapján történik. Mindkét rendszer véges

élettartamú, (míg az ember esetében ez kb. száz év), addig egyes kristályok élettartamát évmilliókban kell számolnunk.

Ha figyelembe vesszük, hogy Földünkön az élet 4 milliárd évvel ezelőtt jelent meg, akkor bármely kristály, ennél jóval rövidebb élettartammal bír.

A visszacsatolás elve

Az élő szervezetekben a szerves vegyületeknek speciális csoportjai találhatók meg: zsírok, cukrok, fehérjék, nukleinsavak és az ott lezajló anyagcsere folyamatok révén, e rendszerek állandó anyag- és energiakapcsolatban állnak a külső környezetükkel. E kapcsolatokat bizonyos speciális szabályozó rendszerek: idegi és hormonális szabályozással tartják fenn.

Az 1940-es években megjelent kibernetika alapján viszont tudjuk, hogy úgy az élő, mind az élettelen rendszerekben a szabályozás általános elmélete ugyanazon az elven nyugszik az ún. visszacsatolás elvén.

Minden esetben, amikor a kimenő jellemző valamilyen módon hatással van a bemenő jellemzőre, visszacsatolásról beszélünk. Visszacsatolásnak (angol szóval: feed-back) nevezzük valamely mennyiség (állapotjelző, üzemi paraméter) állandó értéken tartását olyan vezérlés (intézkedés, parancs) által, amit magának az állapotjelzőnek a megváltozása vált ki, és aminek eredményeként visszaáll annak eredeti értéke. Egyszerűbben fogalmazva, a visszacsatolás annyi mint: a központ tudomást szerez arról, hogy az általa adott utasítást hogyan teljesíti a végrehajtó szerv, majd ennek megfelelően adja ki az újabb utasítást. Ennek két lehetősége van: az ún. negatív és pozitív visszacsatolás.

Negatív visszacsatolás esetén, ha a kimenő jel értéke nagyobb, ez létrehozza a szerkezet működésének csökkenését, ha viszont kisebb, maga után vonja a működés intenzitásának növekedését. Elektromosságtani példával élve tehát olyan visszacsatolásról van szó, amelyben az erősítő kimenő feszültség egy részét feszültségelosztón keresztül visszacsatoljuk a bemenetére, úgy, hogy az eredeti bemenő jelet részben lerontsa. Így az erősítés mértéke csökken, stabilitása azonban javul, és a felerősített jel torzítása csökken.

Jelöljük $o(t)$ -vel a kimenő outputot, melynek a rendszerre jellemző átlag értéke $o^*(t)$ és a szabályozás után jelöljük a kapott output értékeket $o(t_1), o(t_2), o(t_3), \dots, o(t_n) = o^*(t)$; ha $t_1 < t_2 < t_3 < \dots < t_n$.

Negatív visszacsatolásról beszélünk, ha teljesül a következő két feltétel:

$$|o^*(t) - o(t_1)| > |o^*(t) - o(t_2)| > |o^*(t) - o(t_3)| > \dots > |o^*(t) - o(t_n)|$$

$$\frac{d|o(t_i) - o^*(t)|}{dt} \leq 0$$

Pozitív visszacsatolás esetén, ha a kimenő jel értéke nagyobb, illetve kisebb, ez maga után vonja a további növekedést, illetve csökkenést. A híradástechnikában pozitív visszacsatolást használnak az elektromos kapcsoláserősítő berendezések erősítésének a növelésére, és a rezgéskeltésre. Ehhez az erősítő kimenő feszültségének egy részét a bemenetre a beeső jellel azonos fázisban juttatják vissza, amire a pozitív visszacsatolás mértékétől függően nagyobb erősítés vagy az erősítő összrezgése (begerjedés) következik be.

Pozitív visszacsatolásról beszélünk, ha teljesül a következő két feltétel:

$$|o^*(t) - o(t_1)| < |o^*(t) - o(t_2)| < |o^*(t) - o(t_3)| < \dots < |o^*(t) - o(t_n)|$$

$$\frac{d|o(t_i) - o^*(t)|}{dt} \geq 0$$

A patológiás állapot és a kristály referencia-jel

Az élő szervezetek mindaddig egészséges állapotban találhatóak, amíg a negatív visszacsatolásaik alapján képesek megoldani a szervezetben zajló biofizikai, biokémiai és fiziológiai mechanizmusaik működéseit a normál értékhatárok között. A biológiai rendszer normál állapota a szervezetre jellegzetes összes biofizikai, biokémiai és élettani paraméterek dinamikus egyensúlyi állapot körüli oszcillációja, melynek szabályozása spontán módon, a tudat igénybe vétele nélkül működik. Ez a szabályozás egy öröklött tevékenységi forma, egy

„dinamikus sztereotípiá”- ként fogható fel, mert céltevékenységét úgy valósítja meg, hogy a szervezet energia ráfordítása minimális legyen.

Az élő szervezetet N normál (egészséges E) állapotban a jellegzetes paramétereinek a dinamikus egyensúlya jellemzi. Bármely belső vagy külső inger hatására az élő szervezetnek egy vagy több paraméterének értéke megváltozik és a negatív visszacsatolási elv alapján – egy bizonyos idő után – a saját szabályozó mechanizmusai révén visszaállítja az eredeti állapotot. Az élő szervezet az egy rendszer, míg az egészség, az a rendszer funkciója. A rendszer különböző strukturális formái és a funkciók különböző állapotai közötti megfeleltetéseket a morfizmusokkal (kis görög betűkkel) jellemezzük. A rendszer és állapotai közötti megfeleltetéseket funktorokkal (nagy görög betűkkel jelöljük) jellemezzük.

Íme a normál homeosztázisban levő élő szervezet diagramos képe:

$$\begin{array}{ccccccc}
 N_j^* & \xrightarrow{\alpha} & N_j^1 & \cdots & N_j^m & \xrightarrow{\eta} & N_j^* \\
 \downarrow \Psi & & \Phi \downarrow & \cdots & \Sigma \downarrow & & \Omega \downarrow \\
 E_j^* & \xrightarrow{\gamma} & E_j^1 & \cdots & E_j^m & \xrightarrow{\nu} & E_j^*
 \end{array}$$

Az N_j^* a j dinamikusan változó élettani paraméter normál értékét jelenti, míg N_j^m értékek ($m = 1, 2, \dots$) különböző köztes értékeket, amelyeket a j paraméter az inger hatására felvesz.

Az élő szervezet beteg állapota azt jelenti, hogy általában több paraméter értéke változik meg, és a normál állapot visszaállításához szükséges a külső beavatkozás, mert ellenkező esetben bekövetkezik a szervezet pusztulása, az embernél a halál.

$$\begin{array}{ccccccccccc}
 N_{ij\dots k}^* & \xrightarrow{\alpha} & N_{ij\dots k}^1 & \cdots & N_{ij\dots k}^m & \xrightarrow{\eta} & N_{ij\dots k}^{**} & \xrightarrow{\sigma} & N_{ij\dots k}^* \\
 \downarrow \Psi & & \Phi \downarrow & \cdots & \Sigma \downarrow & & \Omega \downarrow & & \Theta \downarrow & & \Gamma \downarrow \\
 E_{ij\dots k}^* & \xrightarrow{\gamma} & B_{ij\dots k}^1 & \cdots & B_{ij\dots k}^m & \xrightarrow{\nu} & B_{ij\dots k}^{**} & \xrightarrow{\tau} & E_{ij\dots k}^*
 \end{array}$$

Az élő szervezet patológiás állapota, általában több i, j, \dots, k paraméterek értékeinek a stabil megváltozásával jár, melyet orvosilag a tünetek fogalomkörébe tartozónak vélünk. A szervezet köztes állapotainak a szabályozásában a pozitív visszacsatolás a domináns és az esetek nagy többségében az N_{ij}^{**} strukturális forma és az B_{ij}^{**} funkció után is a szabályozás pozitív visszacsatolás elvén működne, hanem történik külső segítség. A beteg állapot nem

kompatibilis, mint rendszer strukturális és funkcionális elváltozásai az egyed normál állapotával és, ha nincs külső segítség, akkor az élő rendszer pusztulásához vezet.

Pozitív visszacsatolás esetén az élő szervezet ha szerkezete megengedi, akkor bekapcsol egy magasabb rendű szabályozási mechanizmust, hanem akkor a környezetből várja a segítséget. Így avatkozunk be gyógyszeres kezeléssel vagy sebészeti műtétekkel. Egy hasonló külső beavatkozási lehetőség, amikor egy olyan referencia jelt nyújtunk a szervezet számára, amely olyan információt tartalmaz, amelyhez viszonyítani tudja a saját állapotát. A kristályokat tartalmazó készülék képesek egy állandó jelt kibocsátani az élő szervezet felé és akkor az egészséges sejtek e referencia jelhez való viszonyulások, más mint a patológiás sejtekké és a szervezet megkapja azt az információt, hogy mely irány a helyes tendencia a gyógyulása érdekében. A pszichológiai segélyszolgálat is ezt jelenti, mert távolból kommunikál a szakember az öngyilkos jelölttel és van esély, hogy képes meggyőzni szándékának megváltoztatásáról.

A rákkutatásnak egy tudományos perspektívájáról

Napjainkban becslések szerint több mint 10.000 kutató laboratóriumban foglalkoznak a rákkutatással. Magyarországon évente kb. 40.000 ember hal meg rákban és a rákbetegségben szenvedők száma eléri a 400.000-t. Pillanatnyilag ez a halálok szerepel a második helyen úgy Magyarországon, mint nemzetközi vonatkozásban is.

A rákos daganatok esetében legtöbb esetben a rákos sejtek túlszaporodásáról beszélünk, tehát egy perturbáció jött létre az adott szövet sejtjeinek a szaporodásánál. Tehát a szövet szerkezete nem áll többé csak a klasszikus sejtekből, hanem egy kóros sejtcsoport van jelen. A szakemberek számára közismert, hogy a tiszta kristály nem létezik, hanem mindig előfordulnak kristályhibák.

Én, kb. 300 szerzőtársammal együtt eddig a biofizika monográfia sorozatomban 37 kötetet jelentettünk meg. Mi is szeretnénk a rákkutatáshoz hozzátenni a magunk elképzeléseit. Személyesen én, és más kutatók is arra következtetésre jutottak, hogy érdemes tanulmányozni a kristályhibákat, mert azoknak ismeretében esetleg olyan eredményekhez juthatunk, amelyeket áttéve az élő rendszerekre a rákos sejteknek a speciális tulajdonságait esetleg felismerhetjük és akkor e nagyon súlyos patológiás állapotot valamilyen eszközzel gyógyítani lehetne.

Kristályhibának nevezzük a kristályrács bármiféle eltérését a tökéletesen periodikus szerkezettől (vagy rácsból). A laboratóriumban mesterségesen növesztett és a természetes kristályok nagy része nagyon sok hibát tartalmaz. A kristályhibák osztályozhatók geometriai méreteik szerint. Így megkülönböztetünk:

1. Ponthibákat, amelyek néhány rácsállandónyi távolságra terjednek ki. Ezeknek a következő megjelenési formái vannak:

- vakancia (rácslyuk)
- szubsztitúciós (helyettesítő) idegen atom
- interszticiális (rácsközi, azaz nem szabályos rácshelyen elhelyezkedő) saját vagy idegen atom.

2. Vonalhíbat: ebbe a csoportba tartoznak a diszlokációk (él- és csavardiszlokációk), melyek nagy távolságra terjednek ki.

3. Felületi hibákat: ezek a kristályt határoló felület hibái, még a legtökéletesebb kristályoknál is megjelennek.

4. Térfogati hibákat: ezek a mikropórusok és repedések.

Fölmerül a kérdés, hogy a patológiás szövetekben fellépő perturbációk a kristályhibák között nem létezik-e valamilyen analógia?

Adott hőmérsékleten a rácshibák koncentrációját a megjelenésükkor létrejövő szabadenergia változása határozza meg. Egy adott állapotban a rákos sejtek koncentrációját az anyagcsere állapotok energetikája határozza meg.

A kristályoknál: Schottky-hiba: ez pozitív ion vakancia (rácslyuk), pozitív ion távozása a rácspontból a kristály felületére; negatív ion vakancia; pozitív ion vakancia és egy hozzátartozó kétvegyértékű szubsztitúciós ion; Frenkel-hiba: pozitív ion vakancia (rácslyuk): pozitív ion távozása a rácspontból interszticiális (rácsközi) helyzetbe; két pozitív és egy negatív rácslukból álló halmaz; a rácslukpár.

A vakanciák megjelenésének a következtében a szabadenergia változása:

$$\Delta F = \Delta U - T\Delta S, \quad (2.1)$$

ahol $\Delta U = nE_s$, a belső energia növekedése, ΔS az entrópia növekedése. Azon esetek (módoknak) a száma, ahányféleképpen eltávolíthatunk N ionból n -et a következő kifejezéssel adható meg:

$$C_N^n = \frac{N(N-1)\dots(N-n+1)}{n!} = \frac{N!}{(N-n)!n!} \quad (2.2)$$

A Boltzmann-képlet segítségével a ΔS entrópiaváltozás pedig így írható:

$$\Delta S = k \ln \left(\frac{N!}{(N-n)!n!} \right) \quad (2.3)$$

Ha alkalmazzuk a Stirling-formulát a nagy számok logaritmusára, vagyis a $\ln N! = N \ln N - N$ kifejezést, akkor a ΔS entrópiaváltozás kifejezése így írható:

$$\begin{aligned} \Delta S &= k [N \ln N - N - (N-n) \ln(N-n) + (N-n) - n \ln n + n] = \\ &= k [N \ln N - (N-n) \ln(N-n) - n \ln n] \end{aligned} \quad (2.4)$$

Figyelembe véve az előbbieket, a ΔF szabadenergia változásra kapjuk:

$$\Delta F = nE_s - T\Delta S = nE_s - kT [N \ln N - (N-n) \ln(N-n) - n \ln n]$$

Az n legvalószínűbb értéke termodinamikai szempontból a következő feltételből adódik:

$$\frac{\partial(\Delta F)}{\partial n} = 0 \quad (2.5)$$

Állandó hőmérsékleten teljesülnie kell a következő feltételnek:

$$\left(\frac{\partial(\Delta F)}{\partial n} \right)_T = E_s - kT \ln \frac{N-n}{n} = 0 \quad (2.6)$$

Amiből az következik, hogy

$$\frac{N-n}{n} = e^{\frac{E_s}{kT}} \quad (2.7)$$

Mivel $n \ll N \Rightarrow n \approx N e^{-\frac{E_s}{kT}}$.

Rashevsky a rákos sejtek számára hasonló eredményt vezetett le, mint amelyet a kristályoknál a Schottky-hibára kaptunk.

Véggövetkeztetés

Az 1840-es években a beteg altatása, úgy történt, hogy kalapáccsal a fejére ütöttek, aminek következtében a beteg koponya csontja gyakran betört sőt voltak olyan esetek, amikor a beteg meghalt. Napjainkban ez gyilkossági kísérletnek minősülne. Az 1910-es években vezették be az injekciós tű használatát, akkor viszont az emberi szervezet tűszúrása, bűncselekmények minősült. Ma, biofizikusok arra törekszünk, hogy kiküszöböljük az injekciós tű használatát, hogy non invazív módszert fejlesszünk ki a szervezetbe börtakaróját sértő injekciós tű helyett.

A kristályokat alkalmazó készülékek – így az Orgon-készülék is – non invazív módszereknek tekintendők és valószínűleg a közel jövőben, nagy mértékben elfognak terjedni, hasonlóan mint a komputeres tomográf és a mágneses rezonancia készülékek, amelyek az orvosi laboratóriumok és a gyógyítás nélkülözhetetlen eszközeivé váltak.

Ha az egészséggel gazdálkodni akarunk, akkor szükséges, hogy tisztán lássunk, és definiálnunk kell néhány fogalmat, ezek: a gyógyítás, a betegségmegelőzés és az egészségfejlesztés. A gyógyítás a már beteg emberen próbál segíteni, az eredeti állapot helyreállításával, a kiesett funkciók pótlásával, a megmaradt funkciók erősítésével, a betegség előrehaladásának lassításával, és az idő előtti méltatlan halálozás késleltetésével. A betegségmegelőzés az ismert természeti, szociális, magatartási kockázatok távoltartásával, elkerülésével, hatásuk mérséklésével előzi meg, illetve csökkenti az egyes betegségek előfordulását. Az egészségfejlesztés a lakosság optimális egészségi állapota létrejöttében, illetve védelmében, az egyéni, közösségi és társadalmi felelősségen alapulva tevékenykedik az egészséges populáció tagjai meglévő egészségének kondícióban tartásán, az egészségi állapot pozitív irányú változtatásán. Az egészségfejlesztés célja: minden lehetőséget felhasználva hosszabbítani az emberek élettartamát, és minőséget adni azokhoz az évekhez, amelyeket a fenti aktivitásokkal nyerünk. Röviden: éveket nyerni az élethez, és életet adni az így megnyert évekhez.

Az egészségmegőrzés kialakulásához helyes egészségi ismeretekre, pozitív attitűdökre, a kívánt magatartás szabályainak betartására és a mások egészségéért végzett öntevékenységre van szükség, és mindezt egyéni, közösségi és társadalmi szinten kell megvalósítani. Ehhez szükséges, hogy a társadalom minden tagja és intézménye támogasson minden új módszert, új technológiát és új készüléket, mert ezeknek bármilyen formában történő akadályoztatása az osztársadalmi egészségügy érdekeit veszélyezteti.

Irodalomjegyzék

- Apagyi Barna: *Kvantummechanika*. Műegyetemi K., 1996.
- Ballantine, L. E.: *Quantum Mechanics*. 2. kiadás., World Scientific, 2000.
- Ernst Jenő: *Bevezetés a biofizikába*. Akad. K., Bp., 1967.
- Ernst Jenő: *Biofizika*. Akad. K., Bp., 1974.
- Feynman, R. P., Leighton, R. B., Sands, M.: *Mai fizika* 1–9. Műszaki K., Bp., 1969–1970.
- Geszti, T.: *Kvantummechanika*. Typotex, Budapest, 2007.
- Gombás Pál, Kisdí Dávid: *Bevezetés a hullámmechanikába és alkalmazásaiba*, Akad. K., Bp., 1967.
- Jackson, J. D.: *Klasszikus elektrodinamika*. Typotex, Budapest, 2004.
- Kapuy Ede, Török Ferenc: *Az atomok és molekulák kvantumelmélete*. Akad. K., Bp., 1975.
- Landau, L., D., Lifsic, E.M.: *Elméleti fizika III: Kvantummechanika*. Tankönyvk., Bp., 1978.
- Landau, L., D., Lifsic, E.M.: *Elméleti fizika IV: Relativisztikus kvantumelmélet*, Tankönyvk., Bp., 1979.
- Marx György: *Kvantummechanika*. Műszaki Könyvk., Bp., 1971.
- Nagy Károly: *Kvantummechanika*. Tankönyvk., Bp., 1978.
- Neumann János: *A kvantummechanika matematikai alapjai*. Akad. K., Bp., 1980.
- Patkós András, Polónyi János: *Sugárzás és részecskék*. Typotex, Bp., 2000.
- Szalay László, Ringler András: *Biofizika*. Tankönyvk., Bp., 1985.
- Tarján Imre: *A biofizika alapjai*. Medicina K., Bp., 1981.
- Taylor, E. F., Wheeler, J. A.: *Téridő–fizika*. Typotex, Bp., 2006.
- Vincze János: *Biofizika*. 15. NDP K., Bp., 2000.
- Vincze János: *Biofizika*. 18. NDP K., Bp., 2001.
- Vincze János: *Biofizika*. 19. NDP K., Bp., 2001.
- Vincze János: *Biofizika*. 22. NDP K., Bp., 2007.
- Vincze János: *Biofizika*. 23. NDP K., Bp., 2007.
- Vincze János: *Biofizika*. 24. NDP K., Bp., 2007.
- Vincze János: *Biofizika*. 26. NDP K., Bp., 2007.
- Vincze János: *Biofizika*. 27. NDP K., Bp., 2008.
- Vincze János: *Biofizika*. 30. NDP K., Bp., 2008.
- Vincze János: *Biofizika*. 31. NDP K., Bp., 2008.
- Vincze János: *Biofizika*. 32. NDP K., Bp., 2008.
- Vincze János: *Biofizika*. 33. NDP K., Bp., 2009.
- Vincze János: *Biofizika*. 36. NDP K., Bp., 2009.
- Vincze János: *Biofizika*. 37. NDP K., Bp., 2009.