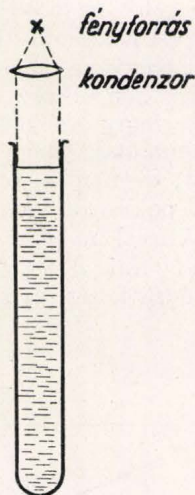


Néhány kísérlet a Rayleigh-féle szórással kapcsolatban

Ha fény esik valamilyen részecskére (egyes molekulákra, atomokra, elektronokra, kolloid-részecskékre, porszemekre stb.), a részecske fényt bocsát ki. Ezt a szekunder fényt szórt fénynek nevezzük. A fényszórás alapvető fizikai jelenség: általa láthatóvá válnak nem világító testek. A szórással magyarázhatók az elhajlás és interferencia jelenségek, sőt a fénytörést is mint a fényszórás speciális esetét foghatjuk fel. A fényszórás segítségével értelmezhetjük a törésmutató függését a hullámhossztól, azaz a disperziót.

A szekunder fény létrejöttét a fény elektromágneses elmélete egyszerűen magyarázza. Minden részecske úgy viselkedik, mint egy rezgésre képes dipol, amely kényszerrezgésbe jön, ha elektromos hullámok, pl. fénysugár éri. A rezgő részecske azután, mint parányi antenna elektromos hullámokat sugároz környezetébe. A szóródás különböző módon játszódik le attól függően, hogy milyen a részecske mérete a ráeső elektromos hullám hullámhosszához képest, mekkora a dipol saját frekvenciája a primer sugárzás frekvenciájá-



1. ábra

hoz képest, mekkora a részecskék egymástól való távolsága, elhelyezkedésük egymáshoz képest rendezett-e vagy rendezetlen.

A következőkben a fényszórás egyik speciális esetével foglalkozunk csupán, az ú. n. Rayleigh-szórással.

Oldjunk kénport alkoholban és néhány cm^3 -nyi oldatot öntsünk kb. 1 liter desztillált vízbe. A kén finom kolloid alakjában válik ki. Öntsük az így elkészített kolloid oldatot kb 1 m hosszúságú 3–4 cm átmérőjű alul zárt üvegcsőbe és világítsuk meg az 1. ábra szerint erős monokromatikus fényvel (pl. ívlámpa zöld színszűrővel). A vízoszlop teljes hosszában világít, a felső részén erősebben, az alsó részeken fokozatosan gyengébben. Ha fehér fényvel világítjuk meg a vízoszlopot, felső része kék, az alsó pedig vörös

fényben világít, a közbeeső részek zöld és sárga színeket mutatnak. A jelenséget a következő módon magyarázzuk:

A kolloid szemcsék a fény hatására rezgő dipolokká válnak és minden irányban sugároznak. Ezért látjuk oldalról is világítani a csövet. Mint-hogy a szórt fény energiáját a beeső fényből nyeri, ezért a vízoszlop hossza mentén a primer fény és vele együtt a szórt fény erőssége is fokozatosan csökken. A beeső fényenergia csökkenésében általában az abszorpció is szerepet játszik, kísérletünkben azonban, átlátszó közegről lévén szó, a csökkenést gyakorlatilag csak a szóródás hozza létre. A csökkenés mértékéül az ú. n. extinkciós állandót* használjuk, amelyet az alábbi módon definiálunk. A vízfelületre eső primer sugárzás teljesítménye legyen W , ennek gyengülése dx vastagságú vízoszlop esetében dW ; ugyanennyi a szórt fény teljesítménye. A mérések szerint dW arányos a beeső teljesítménnyel és dx -szel, tehát

$$-dW = K \cdot W \cdot dx,$$

ahol K arányossági tényezőt extinkciós állandónak nevezzük. Elvégezve az integrálást véges x vastagság esetére

$$W_2 = W_1 \cdot e^{-K \cdot x}$$

összefüggéshez jutunk, ahol W_1 a beeső primer-sugárzás teljesítménye, W_2 pedig az x vastagságú rétegből kilépő sugárzás teljesítménye. A $W_1 - W_2$ különbség a szórt fény teljesítménye. Ha $x = \frac{1}{K}$,

akkor a fenti egyenlet szerint $W_1/W_2 = e$, ami azt jelenti, hogy az extinkciós állandó reciprok értéke annak a rétegvastagságnak a számértékét adja meg, amely mellett a beeső teljesítmény e -ed részére csökken.

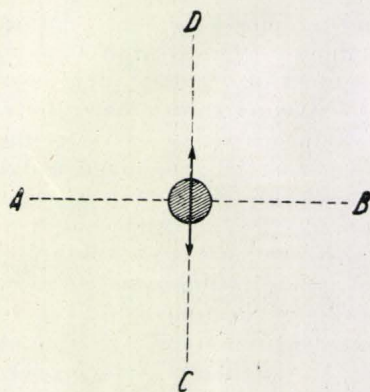
A K értéke függhet a beeső fény hullámhosszától. Kísérletünkben a szóródást létrehozó részecskék mérete kicsiny a beeső sugárzás hullámhosszához képest, a részecskéknek, mint rezgő dipoloknak saját rezgésszáma pedig nagy a beeső sugárzás frekvenciájához képest. A részecskék rendezetlenek és a közöttük levő távolság nagy a beeső sugárzás hullámhosszához képest és így a szekunder hullámok között interferencia nem léphet fel. Ilyen feltételek mellett beszélünk Rayleigh-féle szórásról és ekkor a dipolsugárzásra levezethető összefüggés felhasználásával

$$K = \text{konstans} \cdot \frac{N}{\lambda^4}$$

összefüggéshez jutunk, ahol N a térfogategységben levő szóró részecskék számát, λ pedig a fény

* Ha a csökkenést létrehozó tényezők közül az abszorpció dominál, akkor abszorpciós állandóról beszélünk.

hullámhosszát jelenti. A K tehát Rayleigh-féle szórás esetén a hullámhossz negyedik hatványával fordítva arányos. Ez azt jelenti, hogy rövid hullámhosszúságú fény esetén a K nagy, hosszú hullámhosszknál pedig kicsiny. Ha azonban K nagy,



2. ábra

akkor a fény rövid úton szóródik, kisebb K esetén pedig hosszabb úton. A kék fény tehát rövidebb úton szóródik, mint a zöld vagy vörös fény. Ezért világít fehér fény esetében kék színben a cső felsőrésze és vörös színben az alsó.

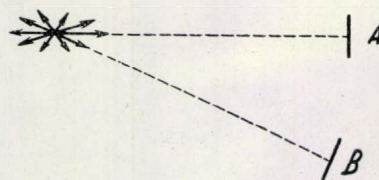
A Rayleigh-szórás természetére vonatkozólag további adatokat szolgáltatnak a következő kísérletek. Helyezzünk a beeső fény útjába valamilyen polarizátort (pl. Nicol-t vagy Herotar-lemezt), azaz polarizált fényt bocsássunk a kolloid oldatra. A szórt fény erőssége különböző irányokban különböző lesz. Ezt mutatja a 2. ábra, amelyben a vízoszlopot a rajz síkjára merőlegesen kell elképzelnünk. A vonalkázott terület a vízoszlop keresztmetszetét ábrázolja, a kettős nyíl pedig a poláros fény fényvektorának irányát (elektromos térerősség irányát) jelzi. A—B irányban maximumot, C—D irányban pedig minimumot mutat a szórt fény erőssége. A szórt fény erősségének irányeloszlását különösen jól észlelhetjük, ha a csövet egyetlen oldalról, figyelve, a polarizátort a beeső fény, mint tengely körül forgatjuk. A látómező egy teljes körülfordulás alatt kétszer megvilágosodik, kétszer elsötétedik. — A jelenséget úgy magyarázzuk, hogy poláros fény hatására a dipolok egyetlen egyenes mentén rezegnek és pedig ábránkban a kettős nyíllal párhuzamosan. A mérések és számítások szerint egy ilyen rezgő dipol (antenna) sugárzása a rezgés irányára merőlegesen (A—B irány) maximumot, a rezgés irányában (C—D irány) pedig minimumot mutat. Természetes fény esetében a fényvektor másodpercenként igen sokszor változtatja irányát, ezért természetes fény esetében egyenlő erősségű szórt fényt észlelünk bármelyik oldalát is vizsgáljuk az üvegcsőnek.

Az előbb polarizált fény felismerésére használtuk fel a szóródás jelenségét, most pedig polarizált fény előállítására fogjuk felhasználni. Szemünk elé pl. Nicol helyezve, figyeljük néhány

méter távolságból a szórt fényt. Ha a Nicol forgatjuk, egy teljes körülfordulás alatt két ízben a szórt fény gyengülését és két ízben erősödését észleljük. Ez azt jelenti, hogy a szórt fény polározott. Kísérleti összeállításunkban a polározott szórt fény elektromos vektora vízszintes helyzetű. — A magyarázat a következő: a függőlegesen beeső természetes fény elektromos vektora vízszintes síkban változik, az általa gerjesztett dipolok is tehát vízszintes síkban rezegnek. A 3. ábra egyetlen dipol rezgési irányait mutatja be a rajz síkjára merőlegesen. Ha a dipolok által kibocsátott szórt fényt a dipolok rezgési síkjában vizsgáljuk (A-helyen), lineáris polározott fényt észlelünk. Ezt észleljük, ha a megfigyelő az üvegcsővel egyenlő magasságban helyezkedik el.

Hajtsuk végre a kísérletet olyan esetben is, amikor a megfigyelő nem merőlegesen néz a függőleges helyzetű üvegcsőre, hanem pl. a B-helyzetből. A Nicol forgatásakor most is észlelünk gyengülést és erősödést a szórt fény erősségében, de lényegesen kisebbek a fényintenzitásbeli változások, mint az A-helyzetben voltak. A B-helyzetben csak részben polározott fényt észlelünk. Magyarázat: képezzük ugyanis a rezgésirányok vetületét a B-helyen lévő lemezkére. Míg az A-helyzetben a vetület egyenes mentén helyezkedik el, addig a B-helyzetben ellipszis alakú területre esik. Az ellipszis nagy tengelyének irányába eső rezgések dominálnak más irányokba eső rezgésekhez képest, de nem egyedüliek. Ilyenkor beszélünk részben polározott fényről.

A Rayleigh-szórással magyarázzuk az ég kék színét. A Nap sugarai a levegő—*molekulákon* szóródnak. A szóródás feltételei hasonlóak ahhoz,



3. ábra

amit fentebb a Rayleigh-féle szórással kapcsolatban mondtunk. A levegőrétteg vastagsága elegendő ahhoz, hogy a rövid hullámhosszúságú kék fény szóródjék, más hullámhosszúságú sugarak észrevehetően nem szóródnak. A szórt kék fény jut a szemünkbe és ezért látjuk kéknek az égboltozatot. A szórt kék fény erőssége olyan nagy, hogy hozzá képest a csillagok fénye elenyésző, ezért nem látjuk nappal a csillagokat.

Napfelkeltekor és naplementekor a Nap sugarai igen vastag levegőréttegen át jutnak a szemünkbe. A vastag levegőréttegen a hosszúhullámhosszúságú sugarak kevésbé szóródnak, mint a rövidebb hullámhosszúságúak, ezért látjuk vörösén a Nap korongját. Helyezzünk az üvegcsőnk alá

fehér papírt. Vörös fényfoltot látunk rajta. A hosszú vízoszlopon csak a vörös sugarak tudtak áthatolni. Hasonló jelenséget észlelünk kísérleteinkben, mint ami a természetben játszódik le naplementekor és napfelkeltekor.

Figyeljük az égboltozatot pl. Nicol-on keresztül. A Nicol forgatásakor a fény gyengülését és erősödését észleljük. A hozzánk érkező szórt fény részben polárizott, ami fenti kísérleteink szerint érthető.

Még egy megjegyzés! Minthogy K arányos a térfogategységben lévő szóró részecskék számával a K -ra vonatkozó fentebb leírt összefüggés lehetőségét nyújt arra, hogy meghatározhassuk a térfogategységben lévő levegő-molekulák számát, azaz a Loschmidt-számot. Az így kapott érték jól egyezik más eljárásokból nyert eredményekkel.

Budapest, 1953 február

Tarján Imre és Voszka Rudolf
Orvosi Fizikai Intézet

A KÖZÉPISKOLAI TANÁR LABORATÓRIUMÁBÓL

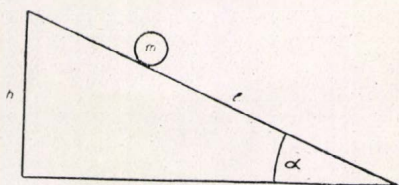
Henger és gömb legördülése a lejtőn

Eléggé általánosan ismert kísérletekről lesz szó. A kísérletek könnyen elvégezhetőek, de teljesen csak akkor aknázhatjuk ki, ha az elemi elméletét is megadjuk. Különösen alkalmas a témánk szakköri foglalkozásra, a már tanult anyag elmélyítésére.

Ha a lejtőn esést hengerrel vagy golyóval végeztetjük és meghatározzuk a gyorsulást, az

$$a = g \sin \alpha$$

összefüggésből kiszámíthatjuk $g = \frac{a}{\sin \alpha}$ értéket.



1. ábra

Azonban ez a g érték annyira eltér az ingával mérhetőtől, hogy azt a sűrűdással nem magyarázhatjuk meg. Az eltérés magyarázatát az adja, hogy a henger vagy gömb egyidejűleg haladó és forgó mozgást végez és mi a forgó mozgást nem vettük számításba.

Tudjuk, hogy a merev test általános mozgása mindig két mozgásból tevődik össze: egy haladó és egy forgó mozgásból. Ezeket egyidejűleg, de egymástól függetlenül végzi a test. Ezért a mozgó merev test kinetikai energiáját úgy nyerjük, hogy felírjuk külön-külön a haladó és forgó mozgásra érvényes kinetikai energiákat és összegezzük. A tárgyalás egyszerűsítése érdekében tegyük fel, hogy a henger vagy gömb csúszás nélkül gördül le a lejtőn és a sűrűdástól és közegellenállástól eltekintünk.

Induljunk ki az energiatételből. A mozgás kezdetén csak helyzeti, a végén csak mozgási energia van. Tehát

$$mgh = \frac{mv^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2}, \quad (1)$$

hol h a lejtő magassága, m a leguruló test tömege, g a nehézségi gyorsulás, v a haladó mozgás sebessége, ω a forgó mozgás szögsebessége, I a test súlypontján átmenő tengelyre vonatkoztatott tehetetlenségi nyomatéka.

Mivel csúszás nincs,

$$v = r\omega \text{ és } h = l \sin \alpha, \quad (2)$$

így (1)-ből

$$v^2 = 2l \frac{g \sin \alpha}{1 + \frac{I}{mr^2}} \quad (3)$$

Henger esetében, ha r a henger sugara,

$$I = \frac{mr^2}{2} \quad (4)$$

ezért

$$v^2 = \frac{4}{3} lg \sin \alpha. \quad (5)$$

Ámde gyorsuló mozgásnál

$$v^2 = 2al = \frac{4}{3} lg \sin \alpha.$$

és így

$$a = \frac{2}{3} g \sin \alpha = 0,667 g \sin \alpha. \quad (5a)$$

Értelmezzük az eddigi eredményt: Haladó mozgás (sűrűdés nélküli csúszás) esetében $a = g \sin \alpha$ lenne. Ha henger gurul le, a értéke $\frac{1}{3}$ résszel kisebb. Mivel (5a)-ban sem a henger méretei, sem a sűrűség nem szerepel, a gyorsulás független a henger alakú test méreteitől és anyagi minőségétől.

Ha gömböt gurítunk le, a számítások szerint

$$I = \frac{2}{5} mr^2. \quad (6)$$