

Ragasztószalagok letépésének dinamikája: sebességfüggés és instabilitás

Készítette: Máté Mihály, Fizika BSc II. hallgató

Témavezető: Nguyen Quang Chinh, egyetemi docens



Eötvös Loránd Tudományegyetem

Anyagfizikai Tanszék

Budapest, 2014.

Kivonat

Tudományos Diákköri (TDK) dolgozatom témáját a hétköznapi ragasztószalagok érdekes letépődési viselkedése adja. Szőrtelenítéskor a kozmetikus a gyantát hirtelen tépi le, viszont a sebtapaszt már lassan húzzuk le a bőrről. Az egyik, illetve a másik esetben is nagyon fontos a letépési sebesség az elérhető hatás szempontjából. Szintén érdekes jelenség egyes ragasztószalagoknál, hogy a szalag egyenletes sebességű letépése – bizonyos sebességtartományban – igen nehezen fenntartható. Ilyenkor a letépődési folyamat inkább szaggatottan – instabil módon – történik, a szalag kontrollálatlanul kisebb és nagyobb sebességgel letépődik. E széleskörűen tanulmányozott ugráló folyamattal egyidejűleg jellegzetes hanghatást figyelhetünk meg, valamint a szalag felületén csíkozás is megjelenik.

A TDK munkám során különböző ragasztószalagok esetében, széles tépősebességtartományban tanulmányoztam a letépődési folyamatot, az állandó (v) sebességgel történő letépődéshez szükséges (F) erőt, illetve az $F - v$ összefüggést széles hőmérsékleti skálán. Méréseim eredményei azt mutatják, hogy lassú tépéseknél az F erő értéke nagyon erősen függ a tépési sebességektől, ami azzal magyarázható, hogy ebben az esetben a folyamatot a ragacsos töltőanyag viszkozus folyása határozza meg, melynek mértékét erősen befolyásolja a termikus aktiválás. A gyors letépéseknél mérhető erő már kevésbé függ a sebességtől, telítésbe megy. Ebben az esetben az F erő értékét feltehetően az erős belső súrlódás miatt merev testként viselkedő töltőanyag és az érintkező felületek között fellépő erő határozza meg. Instabil letépődés esetén az $F - v$ függvénynek maximuma van, aminek az értéke – nem várt módon – nagyobb, mint a felületek közti adhéziós erő. Kimutatható, hogy a maximumot követő negatív meredekségű – növekvő sebességhez csökkenő erőt író – szakasz felelős a letépési instabilitásért.

A kapott $F - v$ függvény alakját az anyagban lezajló folyamatok modellezésével kísérlem leírni, valamint a megfigyelt kísérőjelenségeket az ily módon felállított konstitutív egyenlet segítségével értelmezem.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	3
2. Érdekes és motiváló megfigyelések	4
3. A vizsgált ragasztószalagok	5
4. Vizsgálati módszerek	7
4.1. Állandó sebességű húzás anyagvizsgáló berendezéssel	7
4.2. Állandó terheléssel való letépődési folyamat	8
4.2.1. Szobahőmérsékleten	8
4.2.2. Magasabb hőmérsékleti tartományban	8
4.3. A letépődött szalagfelületek mikroszkópos vizsgálata	9
5. Saját kísérleti eredmények és értelmezésük	10
5.1. Letépődési folyamatok jellegzetes szakaszai	10
5.1.1. Az 1. és 2. szakasz: Viszkózus folyás a kis sebességek tartomá- nyában	13
5.1.2. Viszkózus folyás hőmérsékletfüggése: termikus aktiválás hatása . .	18
5.1.3. A 4. szakasz: „Rideg” letépődési folyamat a nagy sebességek tar- tományában	22
5.1.4. A 3. szakasz: Instabil letépődés tartománya	24
6. A vizsgált folyamatok együttes tárgyalása	28
6.1. A ragasztóanyagban végbemenő szerkezetváltozás	28
6.2. Egy lehetséges modell a ragasztószalag letépődési mechanizmusára	30
6.2.1. Részerők	31
6.2.2. Eredő erő	33
6.3. Az egységes formulában szereplő paraméterek becsült értékei	36
6.4. A töltőanyagban keletkező levegőzárványok értelmezése	38
6.5. A konstitutív egyenlet hőmérsékletfüggéssel kiegészített alakja	41

6.6. Az instabil letépődés dinamikai jellemzése	43
7. Összefoglalás	45
8. Köszönetnyilvánítás	46
<i>1. Függelék</i>	47
Hivatkozások	48

A főbb mérési adatsorok, valamint a dolgozatból kimaradt érdekes képek a *www.matemihaly.web.elte.hu* honlapon elérhetőek.

1. Bevezetés

Mindennapi életben és az iparban is szükségessé válhat két felület gyors és erős egymáshoz rögzítése. Lényeges, hogy mindez olcsó és különleges tárolást nem igénylő eszközzel valósuljon meg. Erre az egyik leggyakoribb megoldás a ragasztószalagok használata. Háztartásban celluxként vagy tixoként ismert termék sok célra használható, de léteznek adott igényre készült specifikus ragasztószalagok is, ilyen például az elektromos szigetelőszalag, vagy a gyógyászatban használt *Leukoplast*.

Számos tanulmány született a ragasztószalagok egy felületen való tapadásának tartósságáról, erősségéről [1, 2]. Ezek fő célja a szalag leválasztásához szükséges erő meghatározása a különböző minőségű anyagok felületéről, így tájékoztatást ad az adott termék alkalmazhatósági köréről. Meglepő effektusról is beszámoltak a ragasztószalagok viselkedésében. Ugyanis bizonyos körülmények között, egy tekercs ragasztószalag letépődése során röntgen tartományba eső sugárzás detektálható az elválási vonal mentén, ami az úgynevezett tribolumineszcencia jelenségével magyarázható [3]. A gyakorlati felhasználás szempontjából is nagyon fontos ismerni a felület érdeessége és a tapadás közti kapcsolatot, illetve a kohézió és adhézió szerepét a szalagok viselkedésében. Kiadtak például egy olyan tanulmányt, amelyben a ragasztóanyag henger alakú kis pórusokba történő bemélyedésével számolják a kötés energiáját, így következtetnek az érdes felületeken való tapadás erősségére [4]. A mindennapi használatban lévő ragasztószalagok egyszerűnek tűnő működésükben igen bonyolult kémiai és fizikai folyamatok mehetnek végbe. Dolgozatomban az alkalmazási felülettől függetlenül, csak magára a ragasztószalagok tekercsről való letépődésére jellemző fizikai folyamatokat vizsgálom.

Ismeretes jelenség egyes ragasztószalagoknál, hogy a szalag egyenletes sebességű letépése bizonyos sebességtartományban igen nehezen fenntartható. Ilyenkor a letépődési folyamat inkább szaggatottan – instabil módon – történik, a szalag kontrollálatlanul kisebb és nagyobb sebességgel tépődik le. Ezzel egyidejűleg jellegzetes csíkozás jelenik meg a szalag felületén [5], ráadásul ezt szintén jellegzetes hang is kíséri.

Tudományos Diákköri (TDK) dolgozatom témáját e hétköznapi használati tárgy különös viselkedése adja. Munkám célja, hogy fizikus szemmel magyarázatot adjak a jelenségekre, és ahol lehet kvantitatíven értékelem a lejátszódó folyamatokat. Összefoglalásként, egy modell segítségével egységesen tárgyalom a feltételezett mechanizmusokat.

2. Érdekes és motiváló megfigyelések

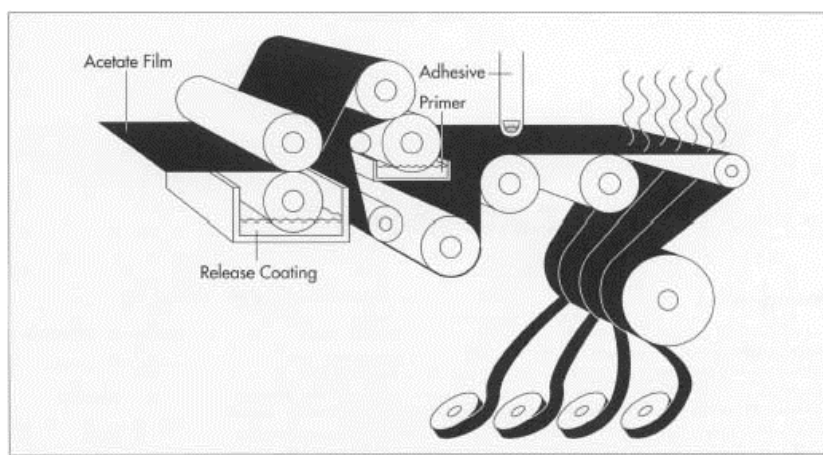
Ismeretes, hogy a szalagon lévő ragadós anyag elég képlékeny ahhoz, hogy megtapadjon egy sima fémfelületen, vagy ujjunk barázdáin. Azonban a szilárd testekre jellemző viselkedést is mutat, hiszen nem folyik le a szalagról, sőt maradandóan kötést tud kialakítani a ragasztandó felülettel. Ezért érdemes vizsgálni a hasonló tulajdonságokkal bíró anyagokat is.

Szörtelenítéskor a kozmetikus a gyantát hirtelen tépi le, viszont a sebtapaszt már lassan húzzuk le a bőrről. Az egyik, illetve a másik esetben is nagyon fontos a letépési sebesség az elérhető hatás szempontjából. A Bevezetésben említett instabil letépődési folyamat is nagyon érzékeny a tépési sebességre. Szintén érdekes jelenséget mutat egy magyarul *Gyurmalinnak* nevezett játék [6]. Érdekessége abban rejlik, hogy golyóvá gyúrva és földre ejtve körülbelül 80%-os ütközés számot mérhetünk, a kalapács is lepatlan róla; viszont az asztallapra helyezve rövid időn belül szétfolyik. Fontos technikai alkalmazása is van az ilyen tulajdonságú anyagoknak. Egyes gépjárművekben két különböző tengely kapcsolását szilícium alapú polimert tartalmazó folyadékkal valósítják meg. Ugyanis amikor az egyik tengely nagy forgatónyomatékot fejt ki, a speciális folyadék látszólagos viszkozitása megugrik így az képes az erőátvitelre [7].

Az előbbi esetekben az anyag viselkedése attól függött, hogy milyen gyorsan végezzük a deformációt és ezzel mekkora belső súrlódási erőket keltünk. Ezentúl tehát a szalag letépődési sebességének függvényében vizsgálódunk, hiszen ez összefüggésbe hozható a folyamat során a szalagok közti sűrű, képlékeny anyagban ébredő nyíróerőkkel.

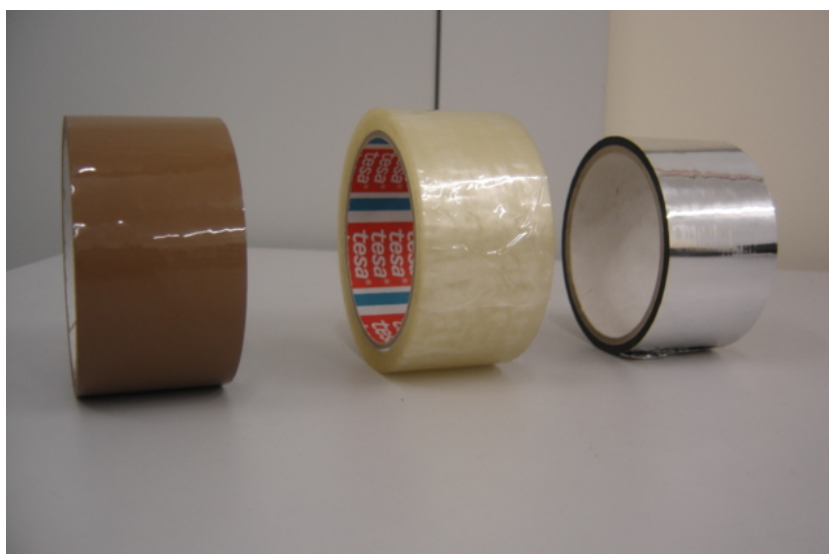
3. A vizsgált ragasztószalagok

Manapság számos módszer van két felület tartós egymáshoz rögzítésére. Léteznek például folyékony ragasztószerek, melyek az oldószer elpárolgása után szoros kötést alakítanak ki a kezelendő felülettel; vagy használhatunk ragasztópisztolyt, ami forró, olvadt anyaggal köti össze a tárgyakat. Esetünkben nyomásérzékeny ragasztóról (Pressure Sensitive Adhesive, PSA) beszélünk, ami egy hordozó felületből (textil, műanyag, papír) és a rá felvitt ragacsos töltőanyagból áll.



1. ábra. A PSA ragasztószalagok gyártásának sémája [8]

A PSA szalagok gyártási folyamatát sematikusán mutatja a 1. ábra. A legtöbbször poliészterből készült szalagra sűrű, szerves, viszkoelasztikus töltőanyagot visznek fel, ami a tárgyakhoz való tapadást fogja megvalósítani. A másik oldalát tapadásmentes anyaggal kezelik, így ez – alkalmazkodva a fogyasztói igényekhez – soha nem marad ragadós. Ez úgy érhető el, hogy a kezelő anyag és a ragasztóanyag közti adhéziónak erősebb a magát a ragasztót összetartó kohéziós erőnél.



2. ábra. *A vizsgált ragasztószalagok: barna, sárga, ezüst*

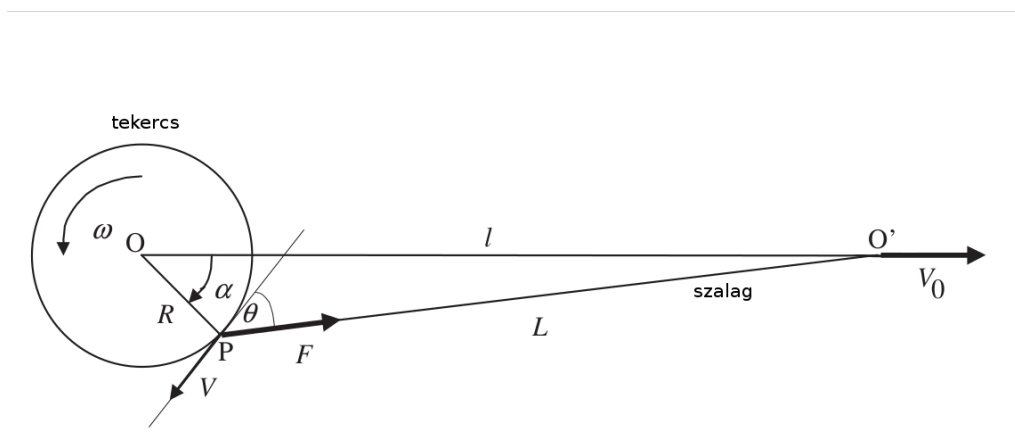
TDK munkám során három tekercs boltban kapható, hétköznapi használatra gyártott ragasztószalagot vizsgáltam, melyek a 2. ábrán láthatóak. Mindegyik közel azonos tömegű, szélességű és sugarú. Az egyszerűség kedvéért a továbbiakban a színük alapján különböztetem meg őket. A *barna* és az *ezüst* 50 mm szélességűek, a *sárga* viszont 48 mm.

4. Vizsgálati módszerek

4.1. Állandó sebességű húzás anyagvizsgáló (Material Testing System, MTS) berendezéssel

Alapvető tapasztalataink arra utalnak, hogy állandó (v) sebességgel történő letépődéshez szükséges (F) erő, illetve az $F - v$ összefüggés tanulmányozása adhat magyarázatot az érdekesnek vélt jelenségekre. Ezért célszerű olyan berendezést használni, amely állandó sebességgel tépi le a szalagot, eközben felveszi az ehhez szükséges erőt. Ezeket a méréseket Material Testing System (továbbiakban MTS) berendezéssel végeztük, amit széles körben alkalmaznak az anyagok mechanikai tulajdonságainak feltárására. A gép hidraulikus húzófejébe egy könnyen forgó dobot rögzítettünk, amire felhelyeztük a vizsgált szalagtekercset, a szalag végét pedig feltapasztottuk egy fémlapra, ami a gép nem mozgó részéhez volt fogatva. Az MTS gép használatában az Anyagfizikai Tanszék munkatársai voltak a segítségemre.

Számos instabil letépődést vizsgáló tanulmányban részben hasonló kísérleti elrendezés található. A 3. ábrán látható összeállítás azért előnyös, mert a mérések könnyen reprodukálhatóak, valamint a geometriája ismert, így a letépődési folyamatra dinamikai egyenleteket lehet felírni [3, 9, 10].



3. ábra. A letépődés egy kísérleti összeállítása [10]. Stabil folyamat esetén $\alpha = 0$.

4.2. Állandó terheléssel való letépődési folyamat

4.2.1. Szobahőmérsékleten

Mivel az MTS berendezés erőmérő cellája csak 2 N fölött mér jól, ilyen mérések csak nagyobb sebességtartományokban ($v > 0.5\text{ mm/s}$) használhatóak. Ezért kiegészítésként állandó terheléses méréseket is végeztem. Állványra erősített szabadon forgó dobra tettem a szalagot, majd ismert tömegű súlyokat akasztottam a szalag végére. Így állandó terhelés mellett mértem az adott szalaghossz lehúzásához szükséges időt. A $v(F)$ kapcsolat ily módon történő meghatározására több példát is találhatunk a szakirodalomban [4, 11]. Az összeállítás lehetővé tette a hosszú ideig - akár több mint egy napig - tartó méréseket is. Nagyobb sebességek esetén azonban mind az időmérés, mind a hossz mérés nehezen megvalósítható. Ráadásul, ekkor – a későbbi fejezetekben tárgyalt – instabil letépődés miatt is bizonytalan a mérési folyamat.

4.2.2. Magasabb hőmérsékleti tartományban

Tudván, hogy a sűrű folyadékok viszkozitása különösen érzékeny a hőmérsékletre, kézenfekvő vizsgálni a letépődési folyamat hőmérsékletfüggését is állandó terhelés mellett. A 4. ábrán lévő összeállítás abban tér el a szobahőmérsékletitől, hogy az állványt körülvettem egy plexi hengerrel, és alulról hőszigeteléssel biztosítottam az állandó hőmérsékleteket a mérés során. Ezáltal sikerült hosszabb időre beállítanom az egyensúlyi hőmérsékletet $\pm 1\text{ }^\circ\text{C}$ -os pontossággal. Legjobb tudomásom szerint, ezzel az egyszerű eljárással még nem vizsgálták a ragasztószalag letépődési folyamatának hőmérsékletfüggését. A méréseket $30 - 60\text{ }^\circ\text{C}$ -os tartományban végeztem $10\text{ }^\circ\text{C}$ lépésekben. Szobahőmérsékletnek átlagosan $23\text{ }^\circ\text{C}$ adódott.



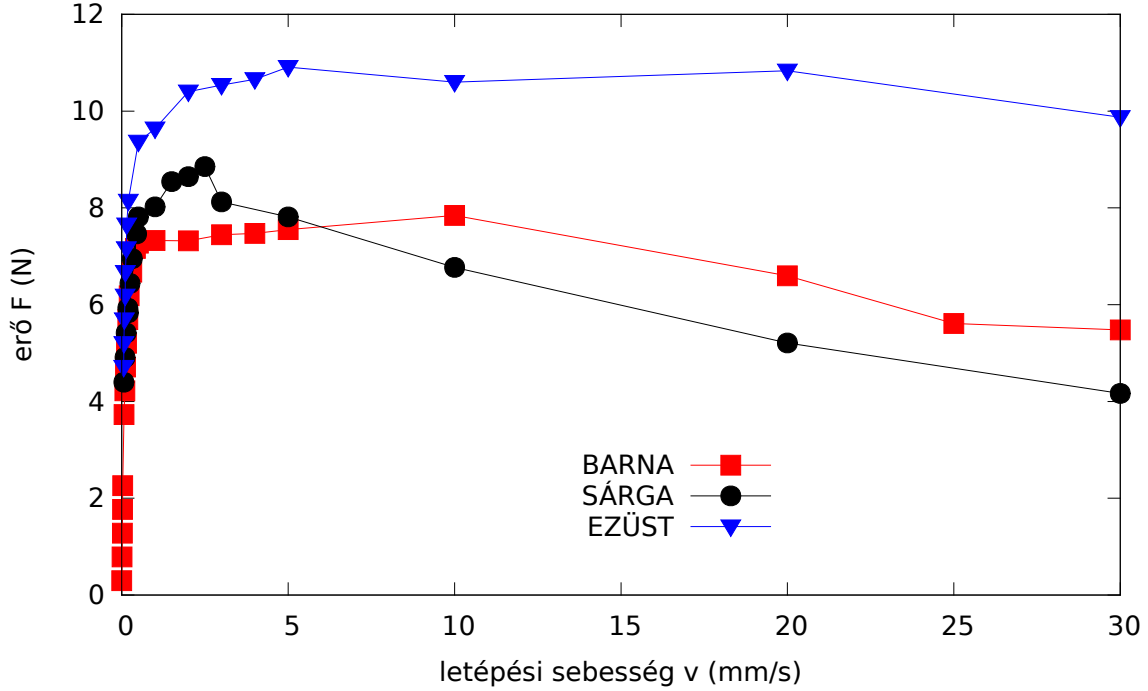
4. ábra. *A hőmérsékleti mérés összeállítása*

4.3. A letépődött szalagfelületek mikroszkópos vizsgálata

Mivel a TDK munkám alapját az adta, hogy bizonyos esetekben a letépett ragasztószalag felülete csíkozott, ezért nagy felbontású képeket készítettem különböző hőmérséklet- és sebességtartományokban az érdekesnek vélt felületekről/szalagrészekről. A tárgylemezre rögzített mintákat *fáziskontraszt-mikroszkóp* alá tettem és egy mikroszkópra szerelhető kamera segítségével digitalizáltam a későbbi kiértékelés céljából.

5. Saját kísérleti eredmények és értelmezésük

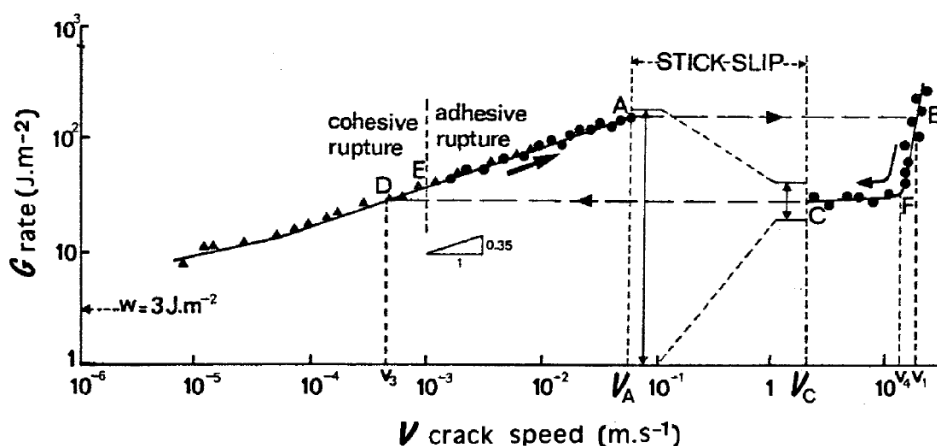
5.1. Letépődési folyamatok jellegzetes szakaszai



5. ábra. A vizsgált szalagokra jellemző erő-sebesség ($F - v$) összefüggések széles sebességtartományon

A 5. ábra mutatja az összes – mind az állandó terhelésű és állandó sebességű húzással kapott – erő-sebesség ($F - v$) mérési pontokat a három vizsgált ragasztószalagra. Mivel a szalagok és ragasztók anyaga, valamint a gyártási technológia termékeként eltérő lehet, ezért a mérési görbék is eltérőek. Megjegyzem, az általam kapott grafikonok jellegzetességei felismerhetők egy irodalomban található kísérleti görbén [12], ami a 6. ábrán látható. Ebben a munkában a szerzők az F erőhöz hasonló jelentésű G energiasűrűséget mérték a húzási sebesség függvényében.

A széles sebességtartományra kiterjedő grafikonok érdekes letépődési tendenciákat mutatnak. Kis v sebességeknél az alkalmazott F erő növekszik a sebesség növekedésével. Ebben a sebességtartományban jellemzően mattosan jön le a szalag a tekercsről.

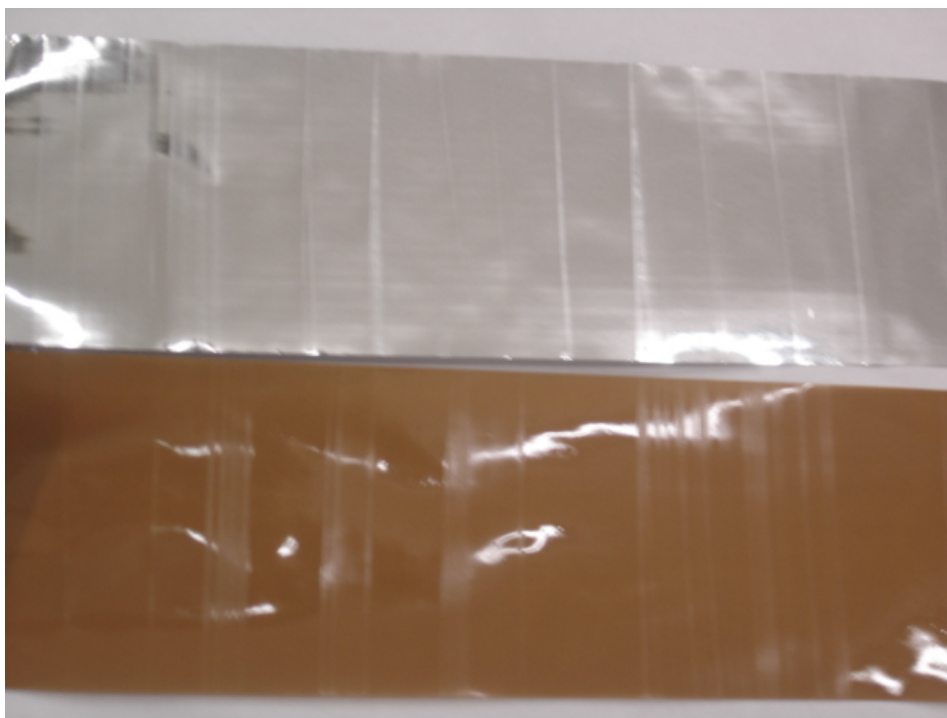


6. ábra. A [12] hivatkozásban szereplő kísérletileg kapott munka-sebesség görbe

A továbbiakban még visszatérek a felület mattosságának az elemzésére. Mindenesetre, ahogy egy korábbi munkában [13] is kimutatták, bizonyos, hogy a lassú folyamat során levegőbuborékok képződnek a töltő- (ragacsos) anyagban, megváltoztatva a felület optikai tulajdonságait, ami miatt matt lesz a szalagfelület. Megjegyzem, hogy a nagyon lassú letépődések esetében buborékok már nem, vagy csak nagyon kevésbé figyelhetők meg, ezért a kis sebességek tartománya az optikai jelenségeket is figyelembe véve két részre osztható.

Szalagtól függően, de általában 5 mm/s -nál nagyobb sebességeken, a lassú folyamatnál tapasztalt erő növekedés megszűnik, a letépődéshez szükséges F erő telítésbe megy, vagy csak alig változik a v sebességgel. Ebben a tartományban nem csak az erő, hanem a szalagfelület képe is megváltozik. Buborékok képződése már nem tapasztalható, a sűrű anyag felülete sima marad.

Az előbb említett kis- és nagy sebességek tartománya között, valamint ezek határán a folyamat labilissá válik. Az állandó erővel való mérések esetén egyre nagyobb terheléseket használva egyre többször fordult elő, hogy a szalag hirtelen megugrott és a gyors letépődés következtében a folyamat kontrollálhatatlanná vált. Hasonlóan, MTS mérésnél állandó sebességkényszer ellenére a letépődés „pattogóvá” vált. Mindkét mérési módszer után a szalagon jellegzetes csíkozás volt megfigyelhető, ami a gyors és lassú folyamatok váltakozásáról tanúskodott. A 7. ábrán különböző sebességeken húzott

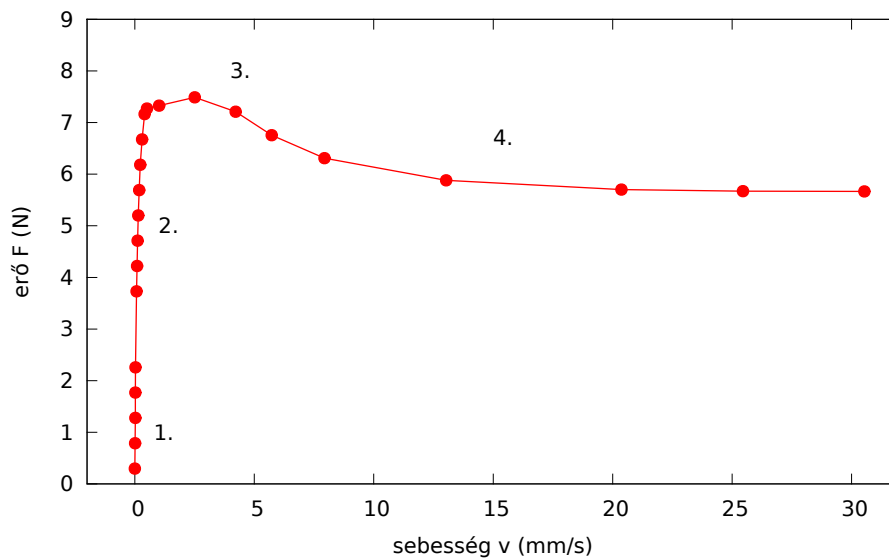


7. ábra. *A barna és ezüst szalag különböző sebességekkel húzva megfigyelt optikai jelenségei*

szalagok felületei láthatóak, fényességükből (buborékok képződéséből) következtetni lehet az alkalmazott sebességre.

Az előbbi tapasztalatok alapján, a jelenségeket négy szakaszra osztom, amelyeket a 8. ábra is szemléltet:

1. nagyon kicsi sebesség, közel fényes felület
2. kis sebesség, matt felület
3. „kritikus sebesség”, csíkozott felület
4. magas sebesség tartomány, fényes felület



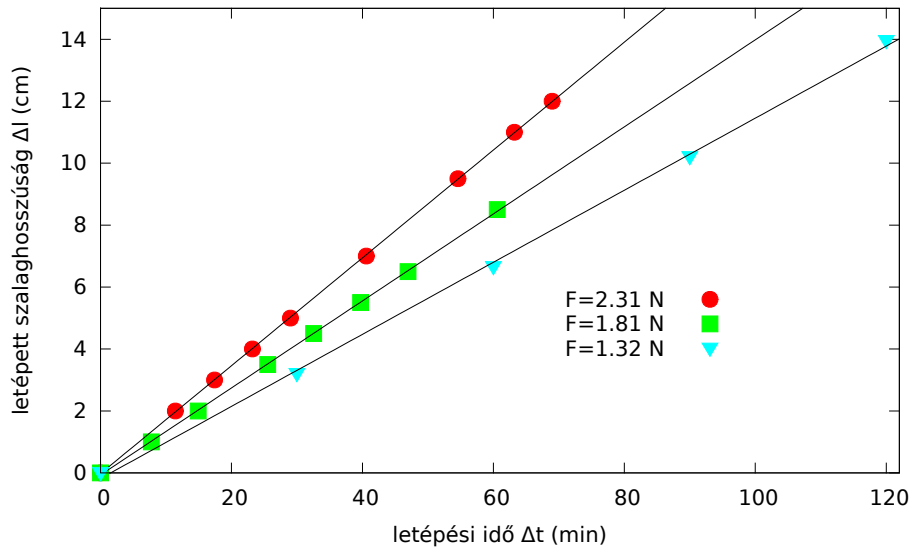
8. ábra. A letépődési folyamatot jellemző $F - v$ görbe általános alakja és szakaszai

Fontos megjegyezni, hogy mindegyik – általam mért – tartományon a szalag hátoldala sosem maradt ragadós, vagyis a töltőanyag tökéletesen elvált tőle. Ugyanez nem mondható el a ragasztószalag üvegfelületről való lehúzása esetében, ugyanis bizonyos paraméterek esetén (sebesség, letépés szöge) az üvegen és a szalagon is marad töltőanyag [1]. Ennek jelentőségére a 6. fejezetben visszatérek.

5.1.1. Az 1. és 2. szakasz: Viszkózus folyás a kis sebességek tartományában

Mindenekelőtt azt a feltevésemet kell alátámasztanom, hogy egy adott súly, hőmérséklet és szalag típus esetén állandó sebességeket kapok az állandó terhelés mellett végzett kísérletekben. Ez azért nem egyértelmű, mert egy gyengébb minőségű termék esetén az egyenetlenségek nem teszik lehetővé a pontos, megismételhető mérést. Sőt – mint ezt majd a későbbiekben láthatjuk – egy kritikus sebesség környezetében ezek a kis sebességingadozások nagy hatással vannak a letépődés további lefolyására.

A 9. ábra néhány tipikus letépési folyamatot mutat a barna szalag esetében. Az ábrán feltüntettem három különböző erő mellett mért lehúzott szalaghosszúságot az idő függvényében. Jól látható, hogy a mérési pontok illeszkednek egy egyenesre, a sebesség relatív hibája kicsi, így a húzás egyenletesnek tekinthető.



9. ábra. *Tipikus letépődési folyamat különböző terhelésekkel*

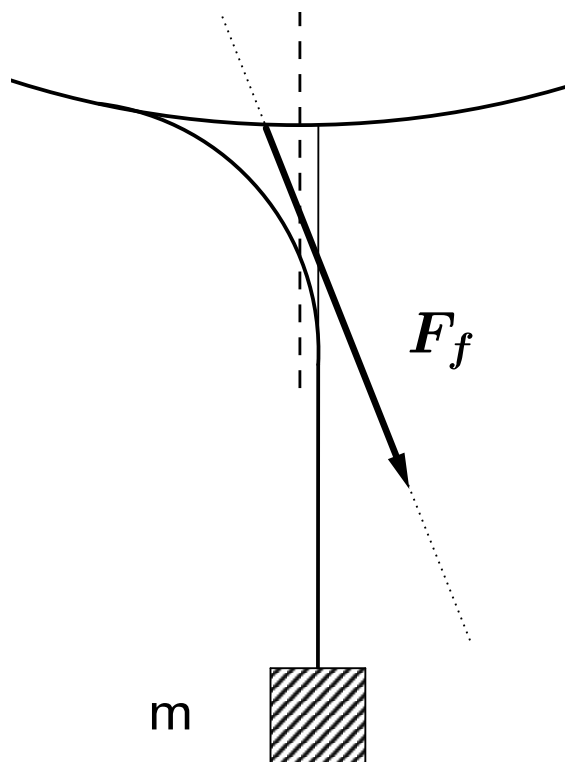
Ezek után mindhárom szalagra meghatároztam egészen kis terhelésektől kezdve körülbelül 9N-ig az $F(v)$ összefüggéseket, melyeket elméleti megfontolásokból is elemeztem.

A ragacsos töltőanyagnak a ragasztószalag letépődési folyamatában feltételezhető lényeges szerepe eszünkbe juttatja a reológiában használatos, nem-newtoni folyadékokat leíró empirikus összefüggést:

$$\tau = K \left(\frac{du}{dx} \right)^n \quad (1)$$

ahol τ a nyíróerő, K és n az anyagtól függő állandók, $\frac{du}{dx}$ az x irányú sebességgradiens.

Vizsgáljuk meg, hogy a mi esetünkben miképp tudjuk ezt alkalmazni. Az állandó m tömeggel megvalósított húzást közelebbről szemlélve észrevehetjük, hogy a tekercs palástja és az éppen elváló szalag nem derékszöget zár be, közel a hengerhez a szalagnak kis görbületi sugara van.



10. ábra. *A szalag sematikus képe letéződés közben*

A 10. ábrát nézve látható, hogy pontosan emiatt lesz forgatónyomaték, ami a dobra helyezett tekercset mozgásba hozza. Mivel a szalagrétegek nem érintkeznek közvetlenül, ezért az elválás mentén a nagy viszkozitású töltőanyagban ébredő nyírőerők közvetítik az F_f forgató erőt, amely szöget zár be a tengelyen átmenő egyenessel.

Az elmondottak alapján a következő kapcsolatokat feltételezem:

$$\begin{aligned} \tau &\sim F \\ \frac{du}{dx} &\sim v \quad , \end{aligned} \tag{2}$$

melyekből (1) formula felírható a mérhető mennyiségekre a következő összefüggés szerint:

$$F = K^* v^n \quad , \tag{3}$$

ahol K^* egy másik anyagi állandó. A kis sebességtartományban kísérletileg meghatározott $F - v$ összefüggést a 11. ábra mutatja. A (3)-as egyenlet logaritmusát véve

$$\ln(F) = \ln(K^*) + n \ln(v) \tag{4}$$

adódik, így az n kitevő illesztéssel könnyen meghatározható. A 12. ábra mutatja az $\ln(F) - \ln(v)$ összefüggést és az illeszkedő egyeneseket.

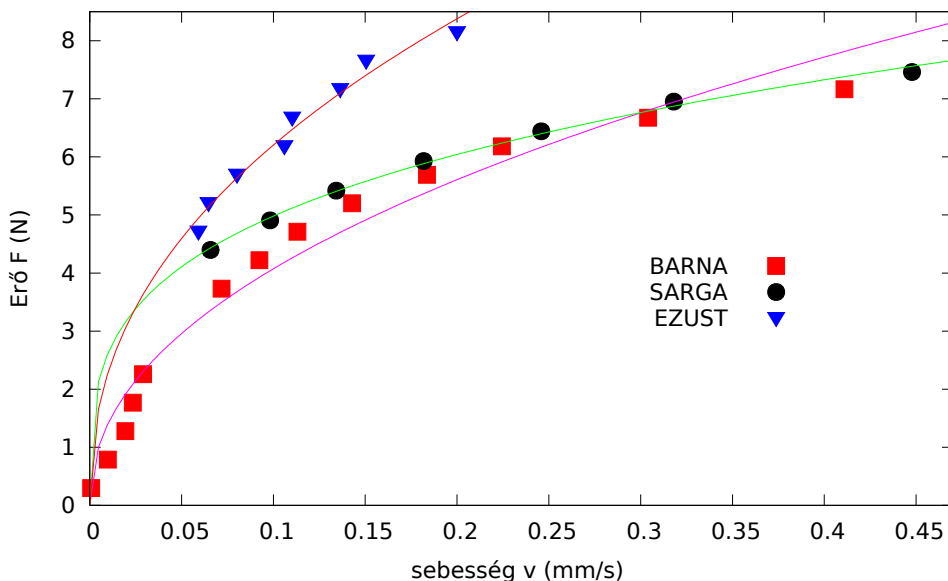
A töltőanyagnak a bevezető részben említett tulajdonságai miatt már előre becslést tehetünk n -re. Mivel nagyrészt szerves polimerláncokat tartalmaz, így közel sem nyagolhatóak el a molekulák közti kölcsönhatások. Ez a folyadék biztosan nem írható le newtoni-folyadékként ($n \neq 1$), sőt n értéke várhatóan még közel sem esik egyhez. Méréseinkből kb. 5 %-os hibával a következő értékeket kaptam:

Barna szalag esetén $n_b = 0.38$

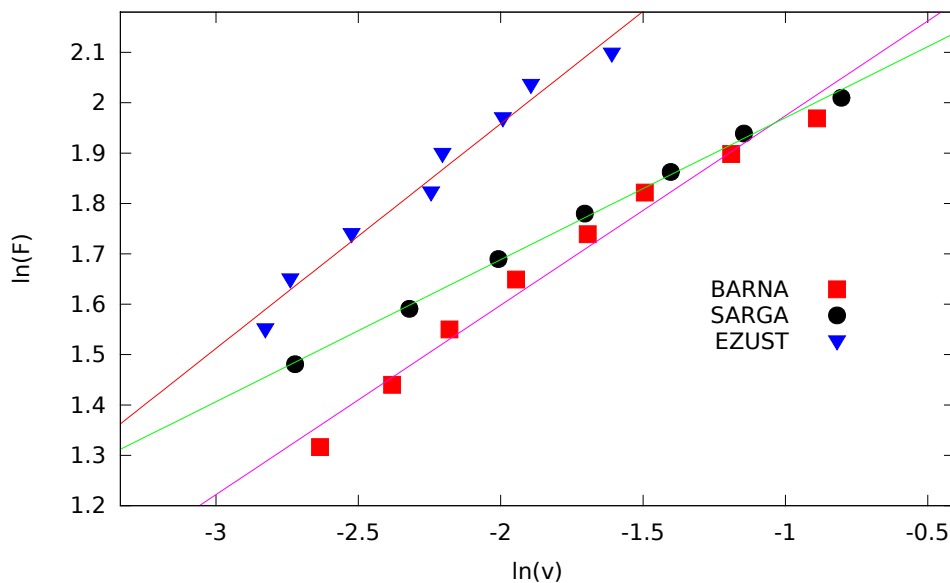
Sárga szalag esetén $n_s = 0.28$

Ezüst szalag esetén $n_e = 0.45$

A saját méréseimből kapott n meredekségek helytállóak. Ezt a 6. ábrán látható, kis sebességekre feltüntetett irodalmi adatokból kiértékelhető $n = 0.35$ -os érték is megerősíti.



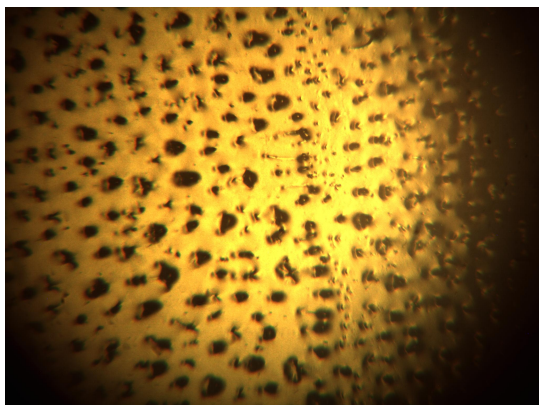
11. ábra. Lassú sebességtartomány $F - v$ összefüggése



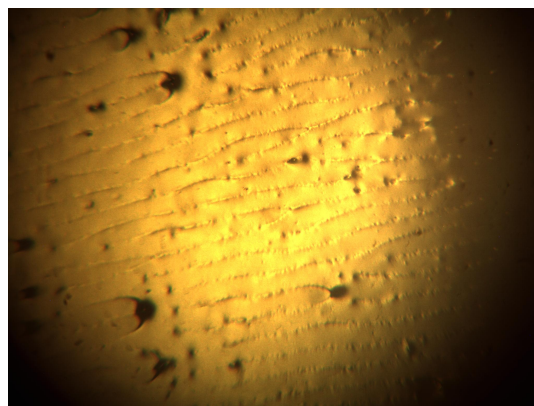
12. ábra. A kitevő meghatározása a sebesség és erő logaritmikus ábrázolásából

A terhelésekkel végzett mérések során a szalag felülete általában matt lett. Viszont megfigyelhető, hogy nagyon kis terhelések esetén a felület csak gyengén csillogó, fényesebb mint nagyobb sebességeken. Mikroszkóppal készített képek segítségével pontosabban vizsgálni tudtam a jelenséget. A 13. ábrán a tipikusan matt felület nagyított képe, 14. ábrán pedig a gyengén csillogó szalagé látható.

Ezek szerint, alacsony sebességeken a töltőanyag szemmel láthatóan is folyadékként viselkedik, ahogyan azt a – 14. ábrán látható – barázdák mutatják, amik még a letépődés irányát is kijelölik. Egy bizonyos sebességet túllépve a viszkózus folyadék már nem tudja teljes mértékben követni a rá kényszerített deformációt, ezért az elválás vonalában levegőzárványok jönnek létre a ragasztóanyagban, ezt nevezzük buborékos felületnek. E lényeges különbség miatt osztható két részre a lassú sebességek tartománya.



13. ábra. *Buborékképződés barna szalagon $v = 0.09 \text{ mm/s}$ -os húzás következtében*



14. ábra. *Ragasztóanyag folyása barna szalagon, jobbra $v = 0.03 \text{ mm/s}$ -os letéptő sebességgel*

5.1.2. Viszkózus folyás hőmérsékletfüggése: termikus aktiválás hatása

Az ideális gáz modelljének egyik alapfeltevése, hogy a tömegpontok közt nincs kölcsönhatás, azonban ez a valóságban csak kevés gázra jó közelítés. A víz 4°C körüli sajátos viselkedése a legerősebb másodrendű kötésnek, a hidrogénkötésnek köszönhető. Ezek szerint már a kevésbé összetett anyagoknál is figyelembe kell venni a molekulán belüli és közti kölcsönhatásokat, hogy következtetni tudjunk a makroszkopikus tulajdonságaira. Például a nyers kaucsukban az izoprén egységek hosszú, tekergő láncként képzelhetők el, melyek között a vonzó kölcsönhatás gyenge. Kis deformáció hatására az egymásba fonódó szálak még képesek ellenállni a külső hatásnak, azonban nagyobb erők esetén a szálak elcsúsznak egymáson. Viszont a vulkanizáció során láncok közti kénhidak alakulnak ki, amik már meggátolják a molekulák szabad mozgását, ezért a gumi reverzibilis deformálhatósága nagyobb a nyers kaucsukéhozhoz képes [14].

Láthatjuk, hogy az egyre összetettebb anyagok egyre bonyolultabb szerkezeteket képesek kialakítani. Ezzel részletesebben a makromolekuláris-, illetve a polimerkémia tudománya foglalkozik. Ezen dolgozatnak nem célja a pontos kémiai összetételre vonatkozó vizsgálódások, csupán az érdekesnek vélt folyamatok okaira vagyunk kíváncsiak.

Annyi azonban a ragasztó-technológiával foglalkozó szakirodalomból elmondható, hogy az általunk használt nyomásérzékeny ragasztószalagok töltőanyagának leggyako-

ribb kiinduló anyagai nem-térhálós szerkezetű gumi, poliakrilát vagy poliuretán [4].

Mindez elég már ahhoz, hogy átlagosan nagy molekulamérettel rendelkező szerkezetet feltételezzünk. Ezt megerősíti egy polisztirol alapú ragasztóval végzett kutatás, melynek átlagos relatív molekulatömege $M_r = 114000$ -nek adódott [15]. Ez egyúttal azt is jelenti, hogy az intermolekuláris erők hatását figyelembe vehetjük a modell alkotás során. A továbbiakban minden olyan erőt ami, igyekszik az anyag kohézióját növelni másodrendűnek nevezem és ezek átlagértékeire végzek számításokat.

Nyilvánvaló, a másodrendű kötések alacsonyabb energiájúak lévén könnyebben felszakadnak mint magát a molekulát összetartó kötések. Fontos, hogy nem csak külső hatás miatt (pl. mechanikai igénybevétel) tud kötés felszakadni, hanem az állandó hőmozgás következtében termikus úton is. Azonban makroszkopikusan nem észleljük a folyamatosan megszűnő és keletkező kötések, mert a rendszer dinamikus egyensúlyban van.

A Boltzmann-eloszlás szerint annak a valószínűsége, hogy egy kiszemelt részecske T hőmérsékleten legalább Q termikus energiával rendelkezik:

$$P = e^{-\frac{Q}{k_B T}}$$

vagy egy mólra kivetítve

$$P = e^{-\frac{Q_{mol}}{RT}} \quad , \quad (5)$$

ahol k_B a Boltzmann-állandó, R pedig az univerzális gázállandó. Legyen Q_k az adott ragasztóban lévő másodrendű kötések átlagos moláris energiája. Ekkor a T hőmérsékleten való hőmozgás következtében felszakadó kötések száma egyenesen arányos $e^{-\frac{Q_k}{RT}}$ -vel. Külső hatás – pl. letépés – nélkül egyből rekombinálódhatnának, de állandó F terhelés mellett, adott T hőmérsékleten a felszakadt kötések nyilvánvalóan megkönnyítik – azaz felgyorsítják – a letépődési folyamatot. Feltételezve, hogy az így felszakadt kötések száma arányos a letépődési sebességgel, adott terhelés mellett a v sebesség hőmérsékletfüggése a következő formulával adható meg:

$$v = Ae^{-\frac{Q_k}{RT}} \quad , \quad (6)$$

ahol A egy sebesség dimenziójú állandó. Több hőmérsékleten, de ugyanazon F terhelés mellett mérve v letépődési sebességet, a Q_k *aktiválási energia* meghatározható. A (6)-os

egyenlet mindkét oldalának logaritmusát véve:

$$\ln(v) = \ln(A) - \frac{Q_k}{RT} \quad (7)$$

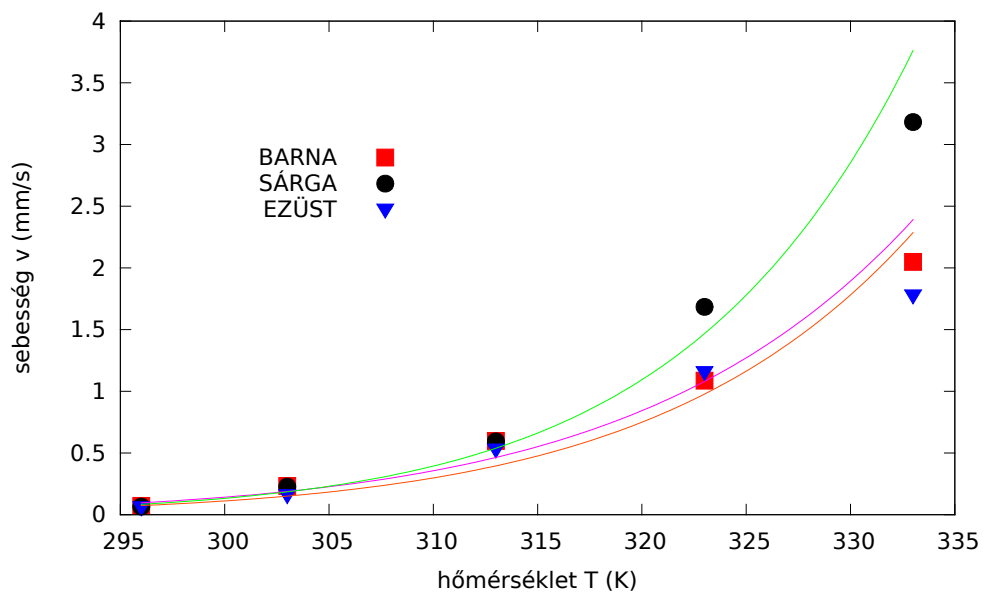
A 15. ábra mutatja a három vizsgált szalagra kapott adatokat, melyek mérését szalagonként állandó terhelés mellett valósítottam meg. A 16. ábrán látható $\ln(v) - \frac{1}{T}$ adataira illesztett egyenes meredekségéből adódik Q_k . Jól látható, hogy mindegyik szalag esetén az adatpontokhoz korreláló egyeneseket tudtam illeszteni, ami a (6) és (7)-es összefüggések érvényességét megerősíti. Az egyenesek meredekségéből meghatározott aktiválási energiák a három szalagra kb. 10%-os relatív hibával a következők:

$$\text{Barna szalag esetén } Q_{k,b} = 71.3 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$$

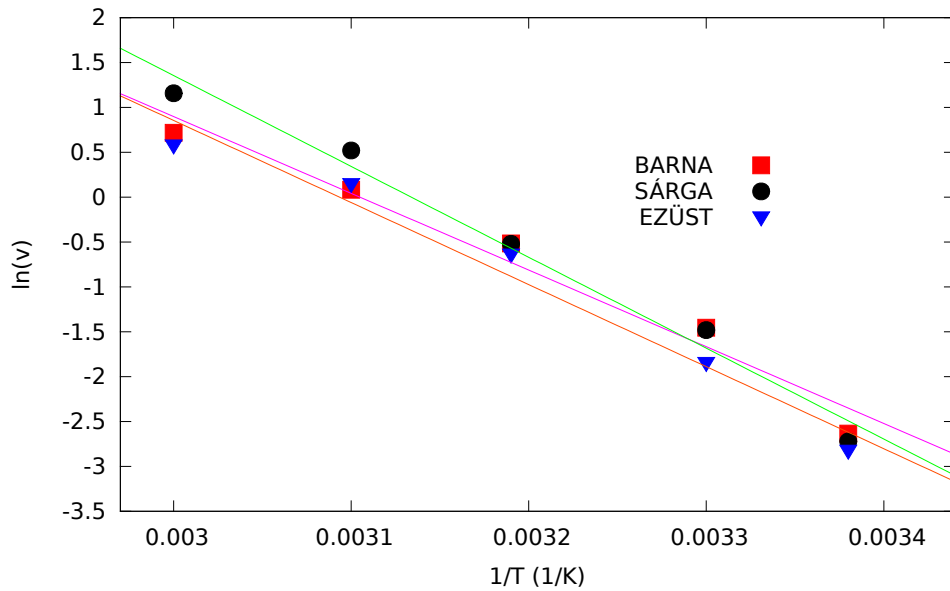
$$\text{Sárga szalag esetén } Q_{k,s} = 84.2 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$$

$$\text{Ezüst szalag esetén } Q_{k,e} = 76.0 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$$

Az erős hidrogénkötések energiája $20 - 40 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$ körül mozog, de a mi esetünkben nem csak a töltéseltolódásból származó másodrendű kötések vettük figyelembe, hanem a nagy méretű molekulák bonyolult kölcsönhatásait is. Eredményem helytálló, ez látható, ha $Q_k \approx 80 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$ energiát összehasonlítom, néhány jellemző – a ragasztóanyagban megtalálható atomok közti – erősebb, kovalens kötési energiával: C–C: $350 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$, C–H: $413 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$ [16]. Tehát nagyságrendileg is elfogadható eredményt kaptam. Egy másik dolgozatban [17] hasonló tulajdonságú (sebességfüggő viszkozitású), *dimetil-polibór-sziloxán* nevű műanyagot vizsgáltak, melyre az aktiválási energia $Q_k = 47 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$ -nak adódott.



15. ábra. Lassú sebességtartományon, állandó terhelés mellett mért $v - T$ görbe



16. ábra. A Q_k aktiválási energia meghatározása a $\ln(v)$ vs. $1/T$ ábrából

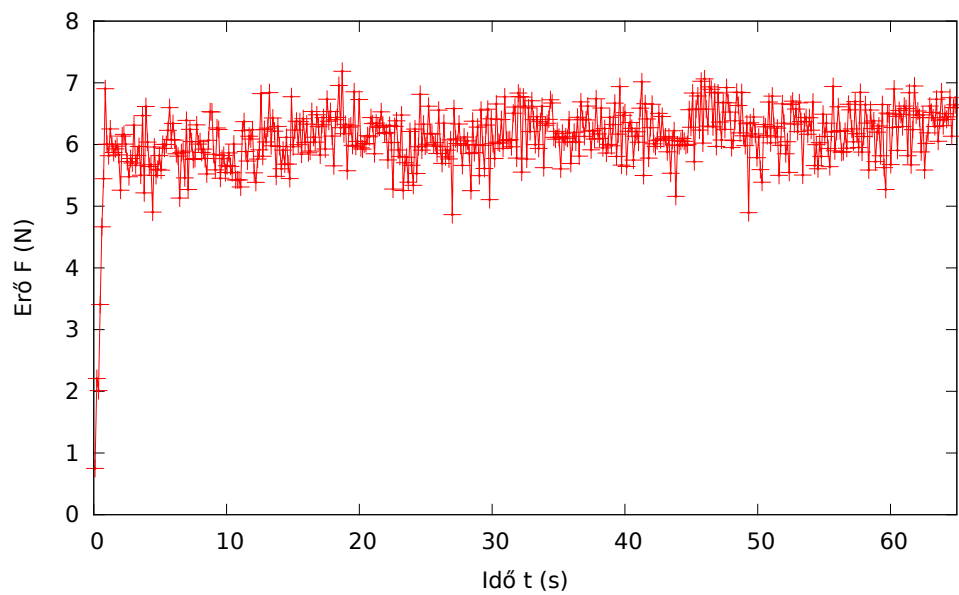
5.1.3. A 4. szakasz: „Rideg” letépődési folyamat a nagy sebességek tartományában

Az MTS berendezés használatával lehetőség nyílt a magasabb sebességtartományok feltérképezésére is. A mérési adatsorból az $F(t)$ összefüggést elemzem állandó v mellett. A 17. ábrán látható, hogy az erő (a bekapcsolási zavar után) egy jól meghatározható érték körül mozog, ezért az adatokra illesztett vízszintes egyenes adja a mért F erőt. Az ehhez képest $\pm 1 N$ -nyi kitérés a gyártási folyamatokból fakadó statisztikus hibának tudható be.

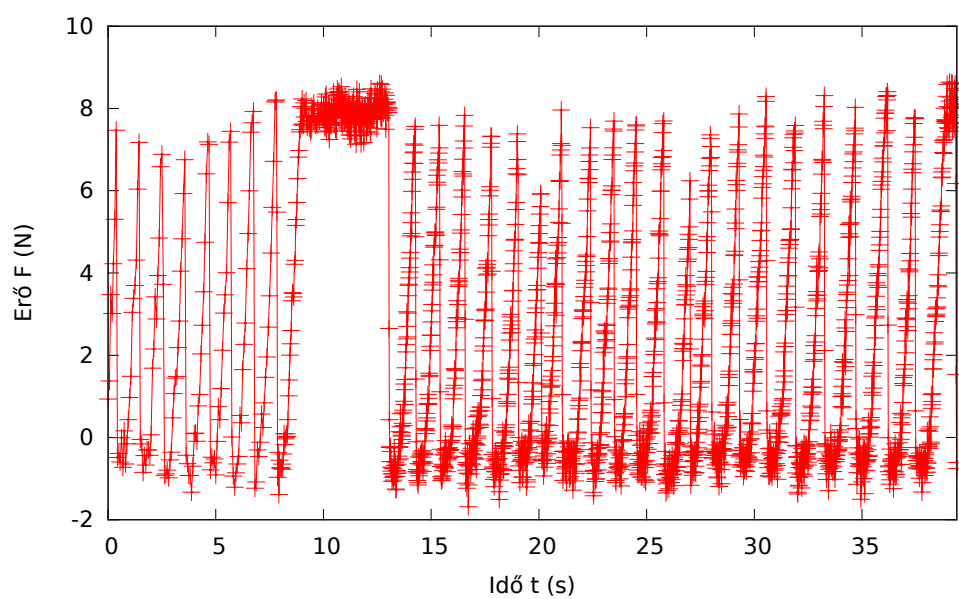
Az 5 mm/s -tól 30 mm/s -ig terjedő mérések során megfigyelhettem, hogy a sebesség növelésével – a lassú tartománybeli tapasztalatokkal ellentétben – alig változott a felvett erő nagysága. Ez az 5. ábra alapján először nem túl meggyőző, de közelebbről nézve az 1. szakaszban az $F - v$ függvények átlagos meredeksége 11, 9, $24 \frac{N}{\text{mm/s}}$ rendre a barna, sárga, ezüst ragasztószalagra. Ezt összevetve az átlagosan a három szalagra kapott 4. szakaszbeli $F'(v)_4 = -0.1 \frac{N}{\text{mm/s}}$ meredekséggel, elmondható, hogy a letépődéshez szükséges F erő a 4. szakaszban telítésbe megy, a v sebességtől közel függetlenné válik.

Másik fontos különbség a lassú szakaszhoz képest a letépődött szalagfelületek képe. Láttuk, hogy a 2. szakaszban a buborékképződés következtében a szalag matt lett. Ezzel ellentétben a gyors letépődések esetében a ragasztóanyag a mért tartományban sima és fényes maradt, azaz közel ugyanolyan, mint a letépés előtt a szalagok között. Ez úgy magyarázható, hogy a lassú részben megfigyelt folyás helyett az elválás vonalában a töltőanyag a szilárd testekre jellemzően „ridegen” leválik. A nagy felbontású 19. ábrán is látható, hogy a ritkán elszórt kis pontok kivételével nem képződött sem buborék, sem folyás.

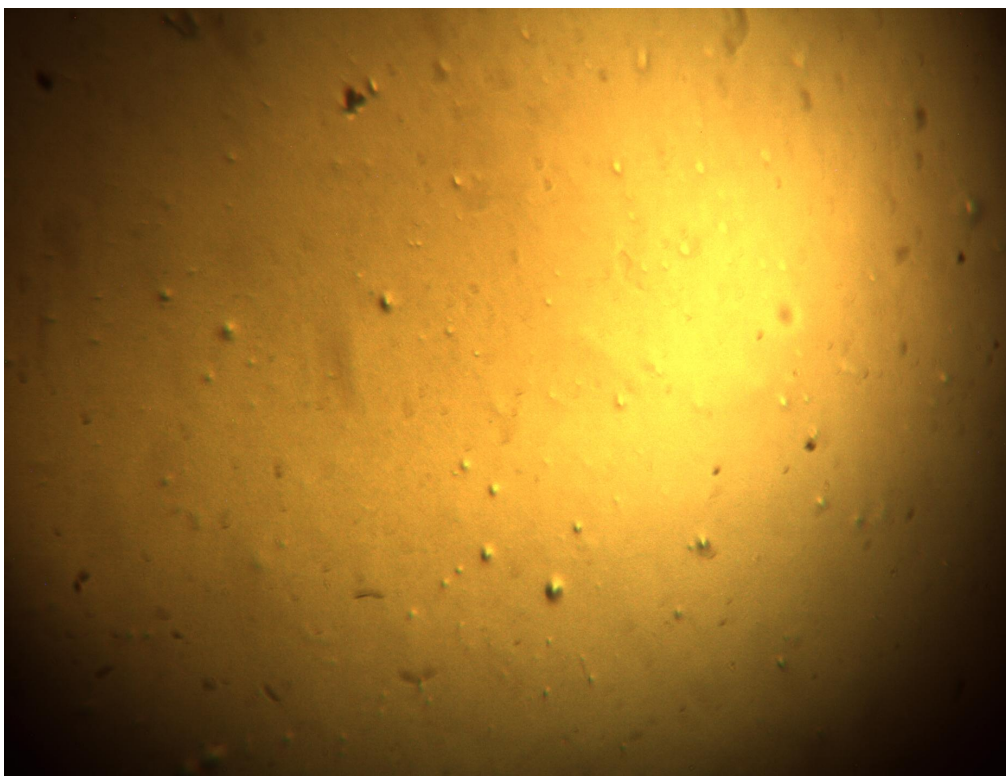
A tapasztalatokat összegezve, a töltőanyag reverzibilis deformációja és a sebességfüggetlen erő arra enged következtetni, hogy a 4. szakaszban a ragasztóanyag a rugalmas testekhez hasonlítható tulajdonságokat mutat, ami az együttes tárgylás során fontos kiindulópont lesz.



17. ábra. *MTS gép által felvett erő-idő görbe a barna szalagon, $v=1.2$ mm/s mellett*



18. ábra. *Instabil MTS mérési görbe a sárga szalagra, 2 mm/s sebességgel húzva*



19. ábra. *A barna ragasztószalag felületén egy gyors letépés után csak elszórtan, kevés buborék látható*

5.1.4. A 3. szakasz: Instabil letépődés tartománya

Az állandó erővel való húzást kis súlyokkal valósítottam meg, azonban körülbelül $7 - 9\text{ N}$ -os terhelés mellett többször is megtörtént, hogy a folyamat sebessége hirtelen megugrott és a gyors letépődés következtében a súlyok lezuhantak. Ezért ezen tartományon már szükségszerűvé vált a sebességkényszerként működő MTS használata, de a 2. szakasztól kezdve egyre nagyobb sebességeket beállítva előfordult, hogy az erő – a 18. ábra szerint – a mérési időben közel sem volt állandó. Az erő 0 N -tól egy valamilyen maximumig egyenletesen felvett értékeket. E jelenség egy bizonyos – arra a szalagra jellemző – kritikus sebesség környezetében volt tapasztalható, magasabb sebességtartományban már kevésbé megfigyelhető ez az instabil állapot.

Már az elsős mechanikából tudjuk, ha egy pontrészcseke egy $V(x)$ egydimenziós potenciálban mozog, akkor abban az esetben lehet egyensúlyi mozgása, ha $V''(x) > 0$.

Vagy $F = -V'(x)$ definícióból kifolyólag, ezzel ekvivalens az

$$F'(x) < 0 \quad (8)$$

állítás.

Esetünkben az instabilitást általánosabban kell értelmeznünk, mert a szükséges húzóerő nem egy pozíciótól, hanem a v letépődési sebességtől függő mennyiség [22]. Itt kell megjegyeznünk, hogy v -t most nem érdemes a hely idő szerinti deriváltjának tekinteni, hanem általános koordinátaként kezelendő. A letépődési folyamatra a következőképpen lehet megfogalmazni az instabilitás jelenségét:

Tekintsük a kis súlyokkal végzett méréseket. Láthattuk, hogy a szalag egyenletes sebességgel jön le, ezért felírhatjuk a

$$F_s - F(v) = 0 \quad (9)$$

összefüggést, ahol F_s a súlyok által kifejtett húzóerő, $F(v)$ a ragasztószalagra jellemző fékezőerő v sebességen. Tegyük fel, hogy valamilyen oknál fogva egy kis Δv -nyit változott a sebesség (ezt megtehetjük a 17. ábra alapján), ekkor (9) -es egyenlet úgy módosul, hogy:

$$F_s - F(v + \Delta v) = M\dot{v}(\Delta v) \quad , \quad (10)$$

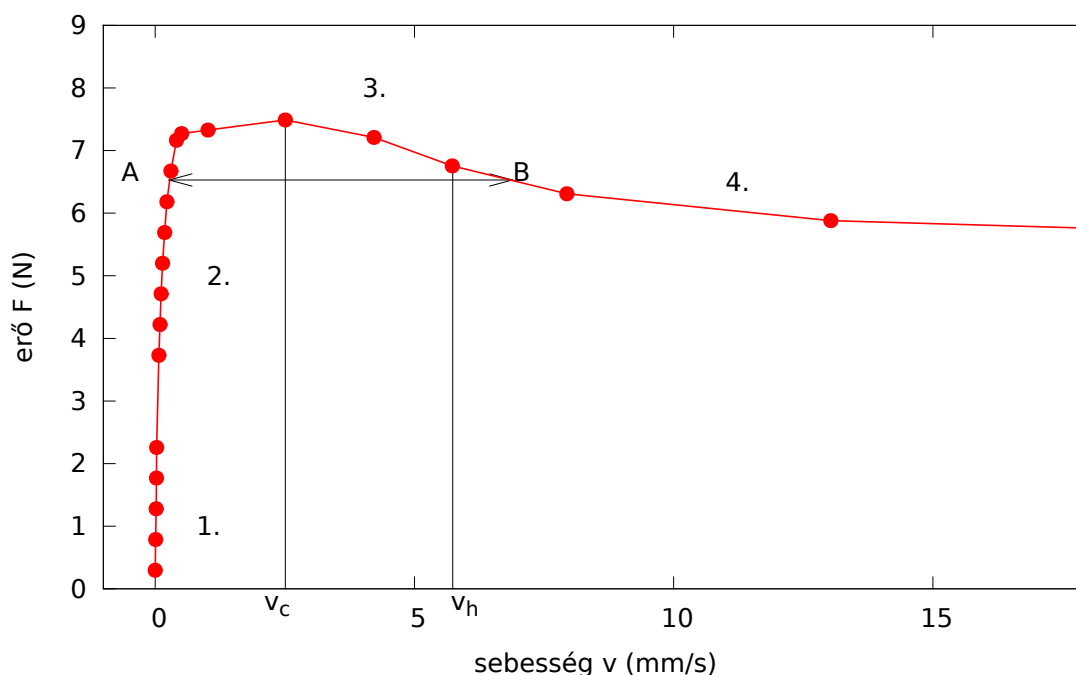
ahol M a forgó dob egyenértékű tömegét és a terhelés tömegét egybeolvasztó mennyiség, $\dot{v}(\Delta v)$ a kis sebességváltozás által bekövetkezett gyorsulás, azaz a rendszer „válasza”. $F(v + \Delta v)$ mennyiséget v körül kifejtve és (9)-est használva

$$-\frac{dF(v)}{dv}\Delta v = M\dot{v}(\Delta v) \quad (11)$$

adódik.

A sebesség állandósága miatt reprodukálható méréseket tudtam végezni a lassú szakaszban, tehát itt stabil a rendszer. Ezért a véletlenszerű $\Delta v > 0$ változás $\dot{v} < 0$ -át kell hogy eredményezzen, azaz a folyamat visszalassul. Tehát (11) alapján $\frac{dF(v)}{dv}$ pozitív, ezért az 1. és a 2. szakaszban a $F(v)$ függvény monoton nő.

Ugyanez elmondható a 4. szakaszra is, azzal a módosítással, hogy a mérési eredmények szerint az erő itt $F'(v) \approx -0.1 \frac{N}{mm/s}$ szerint változik. Ennek ellenére, a mérési



20. ábra. Az instabil intervallum körüli letépődési folyamat

bizonytalanságokat és az egyéb hatásokat (például a tengely súrlódását) figyelembe véve, megvalósulhat a stabil folyamat.

Azonban a 2. szakaszból közelítve egy v_c kritikus sebességhez lehetségessé válik, hogy a sebesség kis növekedésével a rendszer egy határozottan negatív meredekségű tartományba kerüljön; ezt instabil, 3. szakasznak nevezzük. A 4. szakaszra vonatkozó megállapítások alapján tudjuk, hogy lennie kell egy v_h határsebességnek, ami egy instabil és egy stabil tartományt, azaz a 3. és 4. szakaszt elválasztja. A v_c és v_h közti tartományról megállapítható, hogy a letépődési folyamat szempontjából tiltott. Az e körüli mozgások megvalósulását a 20. ábra segítségével értelmezem.

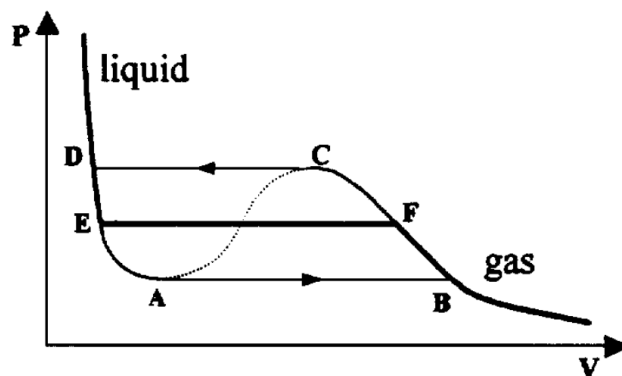
Tegyük fel, hogy a rendszer A pontnak megfelelő sebességgel és erővel mozog, de egy zavar következtében a sebessége eléri v_c -t, ezáltal a 3. szakaszba kerül a folyamat. Ekkor az instabilitás miatt felgyorsul, megállíthatatlanul „zuhan” a 4. szakaszbeli B állapot felé. Ugyanez lejátszódhat visszafelé is, és legtöbbször így is történik, hiszen a megugrás után a rendszerben még több zavar keletkezik, ami elősegíti a v_c és v_h közti sebességek elérését. Tehát elmondhatjuk, hogy egy 18. ábrához hasonló gyorsan oszcilláló erő-idő

összefüggés jellemzi az instabil tartományt.

A folyamatos sebességugrás következtében érdekes effektusokat is megfigyelhettem. A már letépődött szalagban a fékező és a terhelő erő hatására rugalmas erők ébrednek, ezért a szalag két végén rögzített, ám oldalt szabad membránként viselkedik. Az állandó, periodikus pattogás hatására rezgésbe jön és jellegzetes (többszörféle kellemetlen) hangot hallat. Ezzel egyidejűleg a ragasztószalag felületén csíkozás jelenik meg, ami szintén bizonyítja a sebesség váltakozását a kísérlet során, mert ahogyan az előző fejezetekben említettem a 2. és 4. szakasz optikailag mutatott képe jelentősen eltér. Előbbin buborékok jelennek meg, míg utóbbi felülete fényes marad.

E sokszínű 3. szakasz rengeteg érdekességet mutat és számos meg nem értett problémát is felvet. A korábban említett 3. ábrán látható geometria lehetőséget ad a folyamat determinisztikus leírására, viszont az 5.1.2 bekezdésben tárgyalt mikroszkopikus kötések és ezek felszakadása egy másik megközelítést helyez előtérbe. Hiszen az elválási vonalra gondolhatunk úgy is, mint nagyszámú, tovaterjedő mikrorepedések összességére, melyek statisztikai törvényeknek engedelmeskednek. Ez utóbbi gondolat különös analógia a Van der Waals-gázok tiltott tartományt tartalmazó állapotegyenlete, ahol a mérhető mennyiségeket szintén a mikroállapotok összessége valósítja meg [18].

A fenn ismertetett szakaszokat a lehetséges folyamatok leírásával próbálom értelmezni.



21. ábra. Egy hasonló instabilitást felmutató rendszer: gáz izotermája a Van der Waals-modell szerint [18]

6. A vizsgált folyamatok együttes tárgyalása

Már a korai vizsgálatok során is nyilvánvalóvá vált, hogy a ragasztószalag bármilyen felületről való letépesi mechanizmusa nem írható le szilárd anyagok töréséhez hasonló modellel [9]. Egyik tanulmány [19] felhívja a figyelmünket, hogy az $F(v)$ görbe alakja viszkoelasztikus tulajdonságokat figyelembe véve kvalitatíven megmagyarázható, viszont mikroszkopikus, vagy valamilyen szinten egzakt képet még nem adtak a ragasztószalagok erő-sebesség összefüggésére.

Miután külön-külön vizsgáltam a jelenség szakaszait, megpróbálom egy egységes leírást adni a tapasztaltakra. Az együttes tárgyalás során egy *lehetséges* modellt vázolok a szobahőmérsékleten végbemenő folyamatokra, amely segítségével értelmezhetőek a megfigyelt jelenségek.

Mindenekelőtt a 3. szakasz határain végbemenő, rendkívül gyors változásra kell magyarázatot találnom. Ezzel könnyebbé válhat az $F - v$ görbe értelmezése.

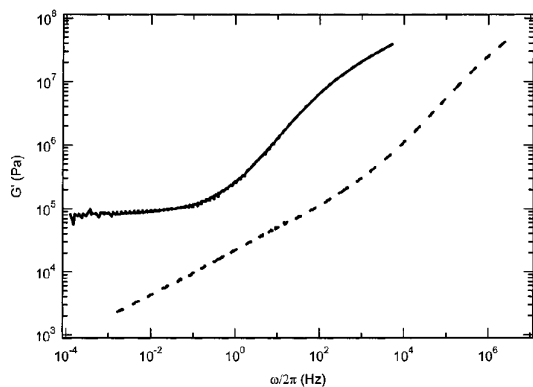
6.1. A ragasztóanyagban végbemenő szerkezetváltozás

A kiértékelés során láttuk, hogy a lassú szakaszokban a töltőanyag sűrű folyadék-ként viselkedett, míg a gyors tartományban szilárd testekre jellemző tulajdonságokat mutatott. Ez arra enged következtetni, hogy az instabil sebességtartomány elérésekor a ragasztóanyag belső szerkezetében változás következik be. Maga a töltőanyag egy kolloid rendszer, ugyanis az 5.1.2 fejezetben említett óriásmolekulák kisebb molekulaméretű közegben vannak elosztatva. Az ilyen anyaghalmazok sokszínű tulajdonságait a részecskék közti erők és ezek eltolódásai határozzák meg. Esetünkben a tapasztalt változások értelmezhetőek az úgynevezett *dilatancia* jelenségével.

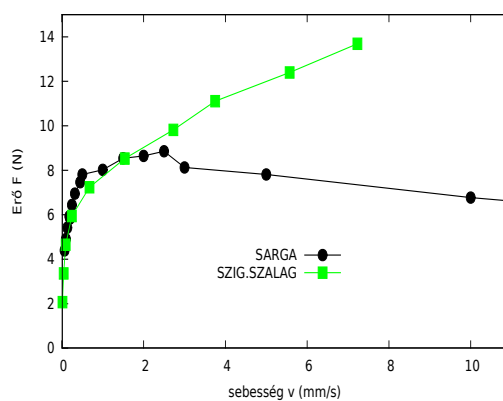
Nyugalomban hagyva egy dilatáns folyadékot a diszpergált anyag és az „oldószer” a domináns – pl. Van der Waals – erők következtében egyenletesen, rendezetten töltik ki a teret, ami úgy valósul meg, hogy minden óriásmolekulát körülveszik a kisebb méretű részecskék. Kis nyírás hatására az elosztatott molekulák közelebb kerülnek egymáshoz, de a taszító erő miatt még megmarad a rendezett állapot. Azonban egy határnyírófeszültség után, olyan közelségbe kerülnek, hogy a taszítás már nem tud ellentartani és megindul egy csomósodási folyamat, hogy egy energetikailag metastabil helyzetbe ke-

rőljön a rendszer. Ekkor az oldószer kiszorul a makromolekulák közül, amik így egy még nagyobb egységekbe tömörülnek, még nagyobb viszkozitást mutatva [20]. Feltehetően ez a jelenség a homogén agyagok kristályosodáshoz hasonlóan pillanatszerűen megy végbe. A nyíróerő megszűntekor a részecskék ismét szétszóródnak, visszaáll az alacsonyabb energiájú helyzet. Jelen esetben a határ-nyírófeszültség megfeleltethető a v_c kritikus sebességnek, valamint a másik irányban – a feltehető histerézis miatt – a v_h határsebességnek.

Ezt a feltevésemet megerősíti a 22. ábrán látható, reometriai eszközzel mért rugalmassági modulus frekvenciafüggése [15]. A szaggatott görbén egy lágyabb, kevés keresztkötést tartalmazó akril ragasztó (PEHA¹) karakterisztikája, felette egy sok keresztkötést tartalmazó, polisztirol alapú blokk-kopolimer ragasztóanyagé (SIS²) látható. Összehasonlítva látjuk, hogy nem csak a modulus értéke nagyobb, de egy bizonyos deformációsebesség után gyökeresen más a SIS viselkedése.



22. ábra. SIS és PEHA rugalmassági modulus–frekvencia görbéje [15]



23. ábra. A szigetelőszalag és a sárga ragasztószalag kísérleti $F - v$ görbéje

Tudván, hogy a ragasztók ilyen változatos tulajdonságokat mutatnak, értelmezhetővé válik a 23. ábrán látható, általam mért, kereskedelembe kapható szigetelőszalagnak olyan $F(v)$ összefüggése is, melynek nincs negatív meredekségű, instabil tartománya. Véleményem szerint, ha a sárga- és a szigetelőszalag ragacsos anyagát megvizsgálánk, kvalitatíven 22. ábrához hasonló grafikont kapnánk.

¹poli(2-etilhexilakrilát)

²sztírol-izoprén-sztírol blokk-kopolimer

6.2. Egy lehetséges modell a ragasztószalag letépődési mechanizmusára

Deformációk vizsgálata során gyakran célszerű feltételezni, hogy a folyamatok – különböző sebességű – zónákra oszthatóak. Ezért a modellem egyik alapfeltevése, hogy a viszkoelasztikus töltőanyag deformációja egy meghatározott térrészben megy végbe. Ez a rész egy h magasságú, d szalagszélességben elterülő téglatest, mely az elválás vonalától L mélységig nyúlik be a töltőanyagba a szalaggal párhuzamosan. További absztrakcióként L mentén olyan egyszerre végbemenő folyamatokra bontom fel a letépődés mechanizmusát, amelyek külön-külön egyszerűen tárgyalhatóak.

$$L := \ell_{rug} + \ell_{vi} \quad ,$$

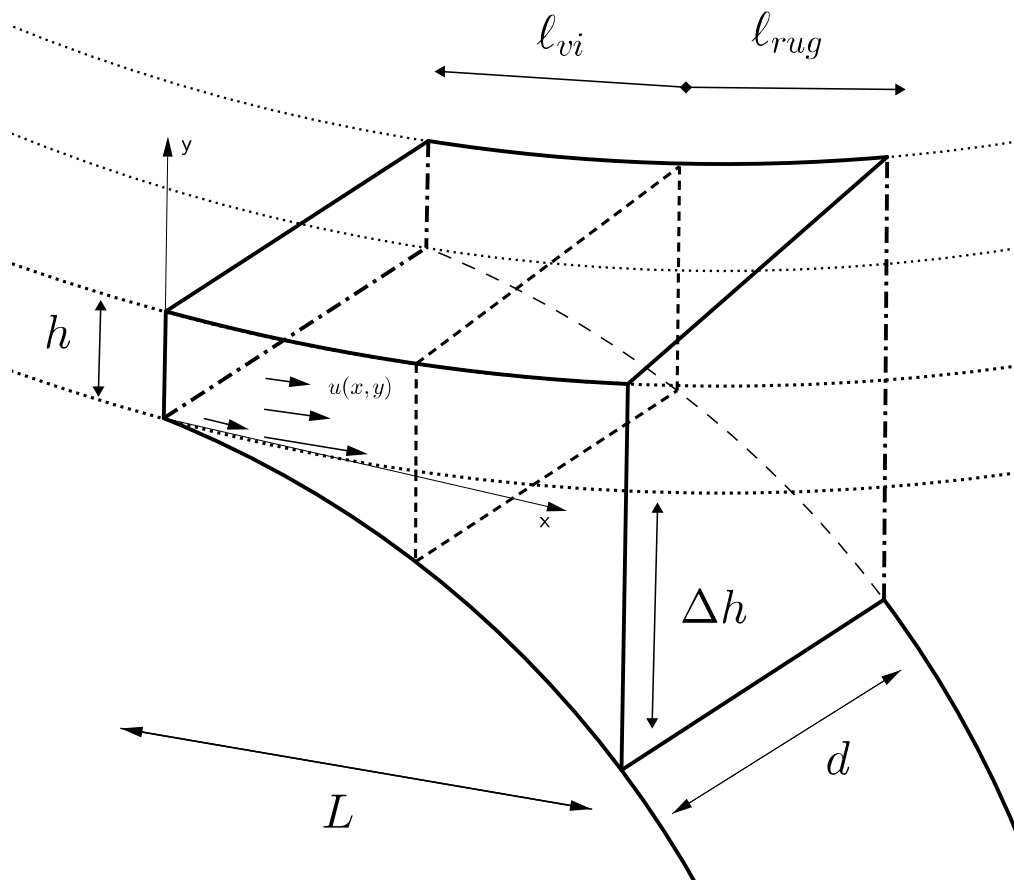
ahol ℓ_{rug} és ℓ_{vi} hosszúságokat a 24. ábrán láthatóan és a következőekben leírtak szerint értelmezem:

Rugalmas deformálhatóság: Legyen egy $dh\ell_{rug}$ térfogatú rész, ahol a töltőanyag már nem képes viszkózus folyásra a nagy sebesség miatt. A tárgyalt szerkezetváltozás következtében kohéziója megnő, így közelítésben úgy viselkedik, mint egy rugalmas test.

Felületi feszültség hatása: A $dv\Delta t$ felület mentén, sebességtől független munkavégzés szükséges a töltőanyag és a következő réteg szalag hátoldala szétválasztásához. A 5.1 bekezdésben megállapítottuk, hogy csak az egyik oldal marad ragadós, ezért helytálló ez a feltevés.

Viszkozitás szerepe: Felteszem, hogy ℓ_{vi} hosszúságban csak viszkózus lamináris folyás van.

A mérhető v letépődési sebesség függvényében írom fel az erőre vonatkozó egyenleteket, ezért a már v sebességgel letépődött szalagrésszel közvetlenül érintkező rugalmas testtel kezdem az elemzést, utána ennek „leszakadását” vizsgálom, végül a mélyebben lévő súrlódó folyásból származó erőt elemzem.



24. ábra. A folyamatok felbontásának sematikus rajza

6.2.1. Részzerők

a) Rugalmas erő

A rugalmas térfogatban kijelölt kis téglá egytengelyű nyújtására alkalmazom a Hooke-törvényt.

$$\sigma = E\varepsilon \quad , \quad (12)$$

ahol σ a feszültség, ε pedig a relatív deformáció. E a töltőanyag *nagyobb sebességtartományokra* jellemző Young-modulusa. A (12)-es képlet felírható az erőt és a

megnyúlást is tartalmazó formában.

$$F_{rug} = \frac{EA}{h} \Delta h = \frac{E}{h} d\ell_{rug} \Delta h \quad (13)$$

A formulában $A = d\ell_{rug}$ az erőre merőleges felület. Feltételezem, hogy a kis rugóként elképzelhető (, akár még szemmel is látható) kötések egy adott hőmérsékleten ugyanazon Δh megnyúlást követően elszakadnak a v sebességtől függetlenül.

b) Felületi feszültség tag

Mint tudjuk, két különböző anyagi minőségű felület szétválasztásához a ΔA felülettel arányos ΔW munkavégzés szükséges.

$$\Delta W = \gamma \Delta A = \gamma d v \Delta t \quad (14)$$

γ a két érintkező felületre jellemző felületi feszültség. Ahogy a felületi feszültség kísérleti bevezetésénél láttuk, a szappanhártya felületének növeléséhez a hártya szélességével arányos erő szükséges. Ehhez hasonlóan (14)-ből

$$F_{ff} = \gamma d \quad (15)$$

kapható.

c) Viszkózus erő

Az előbbieknél összetettebb folyamat írja le a sűrű töltőanyag belső súrlódásából származó erőt. Tekintsük a d, h, ℓ_{vi} oldalú téglatestet, melyben (1) szerint a szalaggal párhuzamos áramlás valósul meg az elválási él után az elhajlott szalag által. Feltételezem, hogy az u sebességtér d szélesség mentén homogén, továbbá a szalaggal párhuzamosan $x \in [0, \ell_{vi}]$ intervallumban nullától lineárisan nő a sebesség, egészen v tépődési sebességig, valamint $y \in [0, h]$ rétegvastagság irányában szintén lineárisan változik a sebesség, úgy, hogy h -ban zérus. Ezekkel a feltevésekkel a sebességtér

$$u(x, y) = \frac{x}{\ell_{vi}} \frac{h - y}{h} v \quad (16)$$

alakban írható. Ezek alapján az $u(x, y)$ -nak y irányú gradiense

$$\frac{\partial u(x, y)}{\partial y} = -\frac{x}{h\ell_{vi}} v \quad , \quad (17)$$

ami az (1)-es egyenletnek megfelelően határozza meg a nyírófeszültséget:

$$\tau = K \left| \frac{\partial u(x, y)}{\partial y} \right|^n = K \left(\frac{x}{h\ell_{vi}} v \right)^n \quad (18)$$

A nyírófeszültség mechanikai definícióját használva (18)-ból már kifejezhető a $d\Delta x$ nagyságú felület húzásához szükséges ΔF erő. Ezt $[0, \ell_{vi}]$ -on integrálva megkapjuk az F_{vi} viszkózus folyásból származó erőt, azaz

$$F_{vi} = \int_0^{\ell_{vi}} K d \left(\frac{v}{h\ell_{vi}} \right)^n x^n dx = \frac{K d \ell_{vi}}{h^n (n+1)} v^n \quad . \quad (19)$$

6.2.2. Eredő erő

A modellem lényeges pontja az ℓ_{vi} és ℓ_{rug} hosszúságok sebességfüggésének megadása. Az előbbiekben tárgyalt szerkezetváltozásból és tapasztalatokból mondható, hogy nagyon kicsi sebességek tartományában, ahol a termikus aktiválás szerepe jelentős, szinte csak a viszkózus folyás határozza meg a letépődési folyamatot. A sebesség növekedésével a rugalmas tartomány kiszélesedik. Nagy sebességek tartományában, ahol a termikus aktiválás hatása már nem számottevő, a rugalmas deformáció fogja meghatározni a letépéshez szükséges erőt. Ilyen megfontolások, valamint az $L = \ell_{vi} + \ell_{rug}$ összefüggés alapján a két keresett hosszúság sebességfüggésének olyannak kell lennie, hogy

$$\ell_{vi} \rightarrow L, \text{ ha } v \rightarrow 0$$

és

$$\ell_{rug} \rightarrow L, \text{ ha } v \rightarrow \infty \quad . \quad (20)$$

A két szakasz hosszúságát telítési függvénnyel írrom le, oly módon, hogy a modell során tárgyalt térrész L karakterisztikus hosszúságát állandónak tartom. Az ℓ_{vi} sebességfüggésének értelmezésében abból indulok ki, hogy az 5.1.2 pontban tárgyalt termikus aktiválás hatása mellett a t időpontban fel nem szakadt kötések N száma kis dt idő alatt dN -nel változik, és

$$\begin{aligned} dN &\sim dt \\ dN &= -\alpha N dt \quad , \end{aligned} \quad (21)$$

ahol α egy állandó. Ebben a megfontolásban hallgatólagosan feltételezem, hogy az L karakterisztikus hosszúságnak megfelelően összesen N_0 kötést kell felszakítani a letépési folyamatban. A (21)-es egyenletből könnyen kiszámítható, hogy a t időpontban a fel nem szakadt kötések száma:

$$N = N_0 e^{-\alpha t} \quad , \quad (22)$$

amiből a viszkózus folyamat során felszakadt kötések N_{fel} számát a következő formulával kapjuk:

$$N_{fel} = N_0 (1 - e^{-\alpha t}) \quad . \quad (23)$$

A modellben feltételezett ℓ_{vi} szerepéről könnyen belátható, hogy

$$\frac{\ell_{vi}}{L} = \frac{N_{fel}}{N_0} = 1 - e^{-\alpha t} \quad , \quad (24)$$

amiből pedig

$$\ell_{vi} = L(1 - e^{-\alpha t}) \quad . \quad (25)$$

Az állandó v sebességű letépési folyamat során nyilvánvalóan az ℓ_{vi} (és ℓ_{rug}) hosszúságok értéke stacionárius lesz. Feltételezhető, azonban, hogy a stacionárius állapot beállásához szükséges t idő függ a v sebességtől. Nagyobb t kis v mellett valósítható meg és fordítva. Így fordított arányosságot feltételezve a (25) összefüggés átírható úgy, hogy

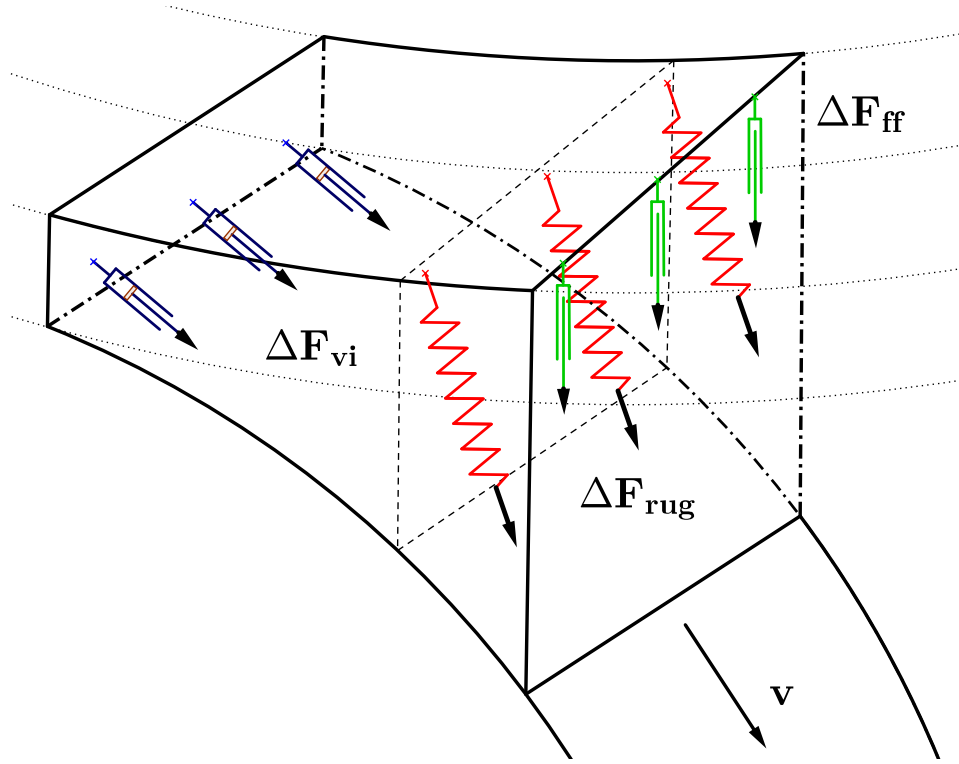
$$\ell_{vi} = L(1 - e^{-\frac{v_0}{v}}) \quad (26)$$

és ezzel együtt

$$\ell_{rug} = L e^{-\frac{v_0}{v}} \quad , \quad (27)$$

ahol v_0 a felszakadási folyamat időbeli lefolyásának gyorsaságát kifejező állandó.

Az egyenletes letépés során a szalag végét meghúzva e három erőnek kell ellentartanunk. Ami a folyamatokat szemléltető rajzokból is látszik, hogy az F_{rug} és F_{vi} erőket kiváltó egységek a szalagon egymás mellett helyezkednek el, ezért összeadódnak. A következőkben azt állítom, hogy a felületi feszültségből adódó erő a többitől függetlenül mindig jelen van, azaz nem a „rugók leszakadásának” erejét jelenti. Valójában a három különböző folyamat élesen nem határolható térrészekre, csak az egyszerű számolások kedvéért használtam téglatesteket.



25. ábra. Az eredő erő a három részerő összegeként áll elő

A 25. ábra alapján úgy is mondhatjuk, hogy a töltőanyag először csak elfolyik, majd fokozatosan átmegy rugalmas nyúlásba, végül pedig elválk; és az egyes részerők párhuzamosan hatnak a szalag érintőjével, így

$$F(v) = F_{ff} + F_{rug} + F_{vi} \quad . \quad (28)$$

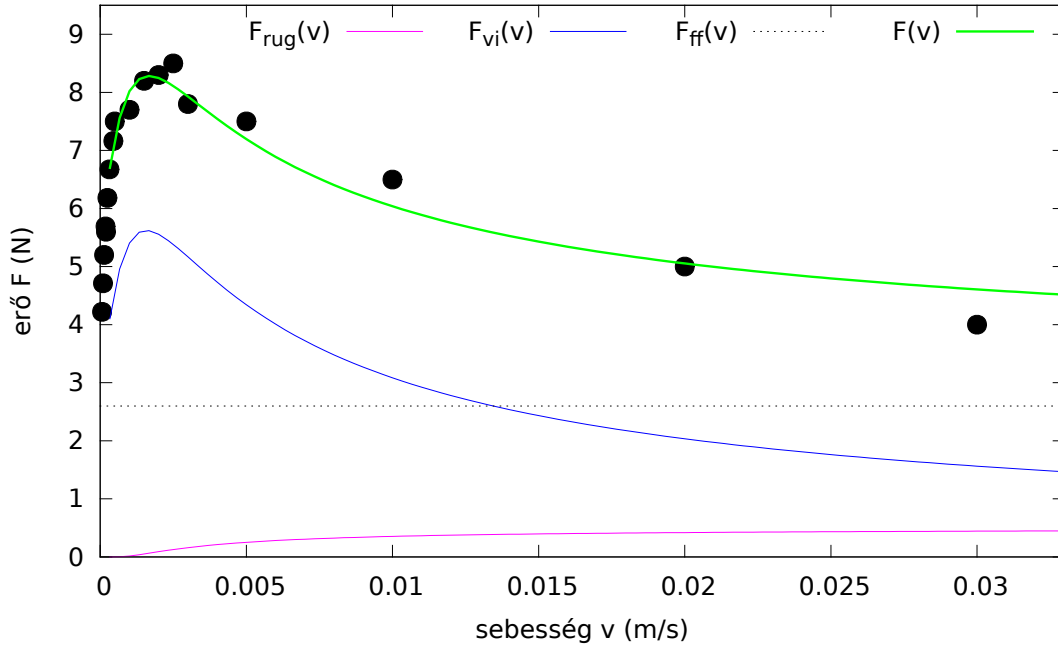
A (26,27)-beli sebességfüggő hosszúságokat behelyettesítve megkapjuk a ragasztószalag letépődésének konstitutív egyenletét, ami reményem szerint jól illeszthető a kísérleteim során mért (F, v) adatpárookra.

$$F(v) = d\gamma + \frac{dE\Delta hL}{h} e^{-\frac{v_0}{v}} + \frac{dKL}{h^n(n+1)} \left(1 - e^{-\frac{v_0}{v}}\right) v^n \quad (29)$$

Megjegyzés: A viszkozus kifejezésben a dimenzióanalízis során vegyük figyelembe, hogy $[K] = Pa \cdot s^n$.

6.3. Az egységes formulában szereplő paraméterek becsült értékei

A 26. ábrán a *sárga* ragasztószalag $F - v$ adatsorára illesztett függvény látható, valamint az 1. táblázatban a mért és illesztett állandók szerepelnek. A grafikont nézve az elméleti függvény jól leírja a mért adatokat a paraméterek megfelelő választása mellett.



26. ábra. Sárga szalag adatsorára illesztett függvény

Emlékezzünk vissza az 5.1.4. fejezetben elmondottakra, hogy olyan v sebességekre létezik stabil állapota a folyamatnak, ahol az $F(v)$ függvény deriváltja pozitív. Viszont tárgyaltuk a nagyobb sebességeken tapasztalt stabil letépődés megvalósulását is. Hasonlóan, elmondható a 26. ábrán lévő görbéről, hogy a maximális erőhöz tartozó kritikus sebesség után az erő először gyorsan csökken, majd belesimul egy F_∞ értékbe. Elméletileg a maximális erőhöz tartozó v_c után már nem létezne stabil megoldás, a letépődés a végtelenségig gyorsulna. Valójában csak a v_c utáni kis intervallumon labilis a rendszer,

mert a nagyobb sebességeken a függvény változása és az ebből származó effektus már olyan kicsi az állandó „zajhoz” képest, hogy ennek elemzése a modell érvényességi körén kívül esik.

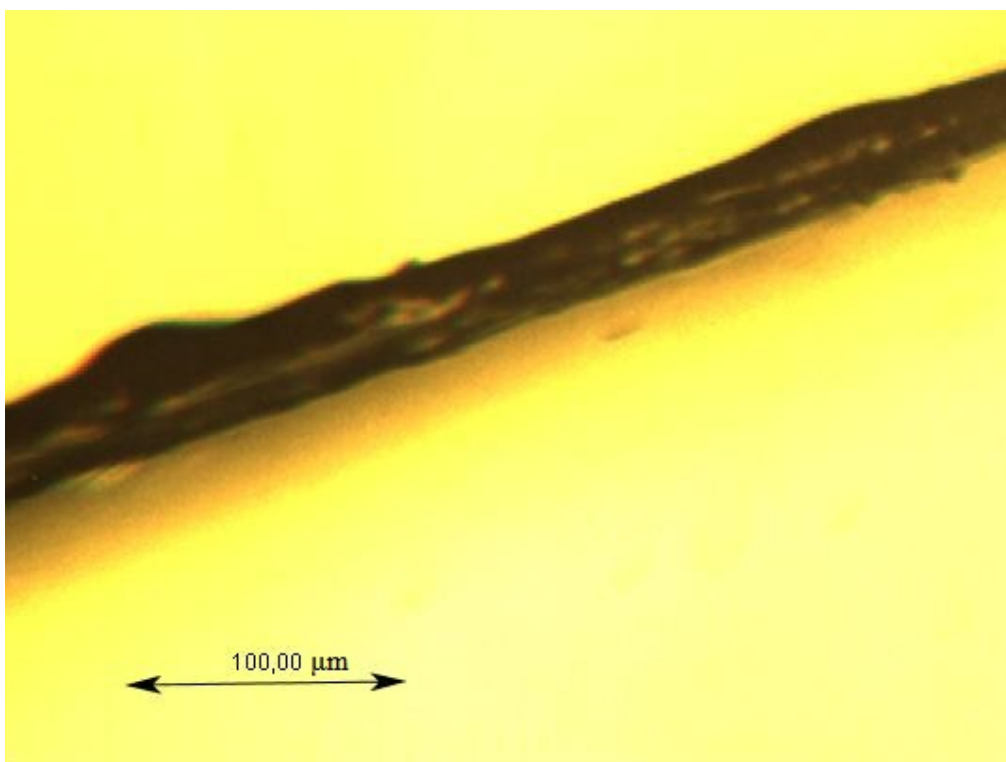
mért paraméterek	illesztett paraméterek
$n = 0.282$	$L = 1 \cdot 10^{-4} \text{ m}$
$d = 0.048 \text{ m}$	$\Delta h = 2 \cdot 10^{-5} \text{ m}$
$h = 1.9 \cdot 10^{-5} \text{ m}$	$K = 521 \text{ kPa s}^n$
$\gamma = 52 \text{ J/m}^2$	$E = 105 \text{ kPa}$
	$v_0 = 0.0034 \text{ m/s}$

1. táblázat. Az $F(v)$ függvény paraméterei a sárga ragasztószalagra

h töltőanyag-vastagságot a mikroszkópos méréseim során készített, 27. ábrán szereplő képen egy skála segítségével mértem. A lassú tartományban az eredő erőben szereplő rugalmas tag elhanyagolható, ezért a lassú mérések során számított n kitevőt felhasználható az egységes formulában is. Ugyanebben a szakaszban, a γd felületi feszültségből származó erő az első néhány adatpontra illesztett egyenes tengelymetszetéből meghatározható.

Vizsgáljuk meg a mért adatok felhasználásával, hogy milyen reális nagyságrendű értékeket vehetnek fel az anyagi állandók, együtthatók.

Az illesztendő paramétereket tekintve, L és Δh nagyságrendje a mért h nagyságából megbecsülhető. v_0 sebesség dimenziójú állandó az élesen kiemelkedő 3. szakasz miatt könnyen illeszthető a grafikonra. Ezután beállíthatóak a legfontosabb K és E állandók, melyek rendre a viszkózus és a rugalmas folyamatok súlyát határozzák meg az F erőben. Támpontot adhat a dimetil-poli-sziloxán Young-modulusa, ami 100 kPa és 1 MPa közé tehető. Egy évtizedek óta tartó, híres kísérletben természetes gyanta folyik le egy üveg tölcsérben. Megdöbrentő, hogy 83 év alatt mindössze 8 csepp formálódott; számítások szerint a viszkozitása $10^6 - 10^8 \text{ Pa s}$ nagyságrendű [21]. A táblázatban szereplő illesztett értékek a becslésnek megfelelőek, figyelembe véve, hogy az ilyen állandók rendkívül érzékenyek a mérési körülményekre.



27. ábra. Az élére állított barna szalag töltőanyag-vastagságának meghatározása mikroszkóp alatt $100\ \mu\text{m}$ -es skálával

6.4. A töltőanyagban keletkező levegőzárványok értelmezése

A következőkben a tapasztalt buborékképződést és a vázolt modell viszonyát vizsgálom.

A mikroszkópos megfigyelések során az 1. szakaszban barázdákat láttam a szalag felületén (lásd a 14. ábrán), ez összeegyeztethető a nagyon kis sebességekre kapott függvénnyel és értelmezésével. Ugyanis, ilyenkor (26) alapján a viszkózus folyás L mentén nagy teret tölt be ($\ell_{vi} \gg \ell_{rug}$), azaz nagyon közel nyúlik az elválás vonalához, így a felületen ennek a folyamatnak megfelelő képet kapunk.

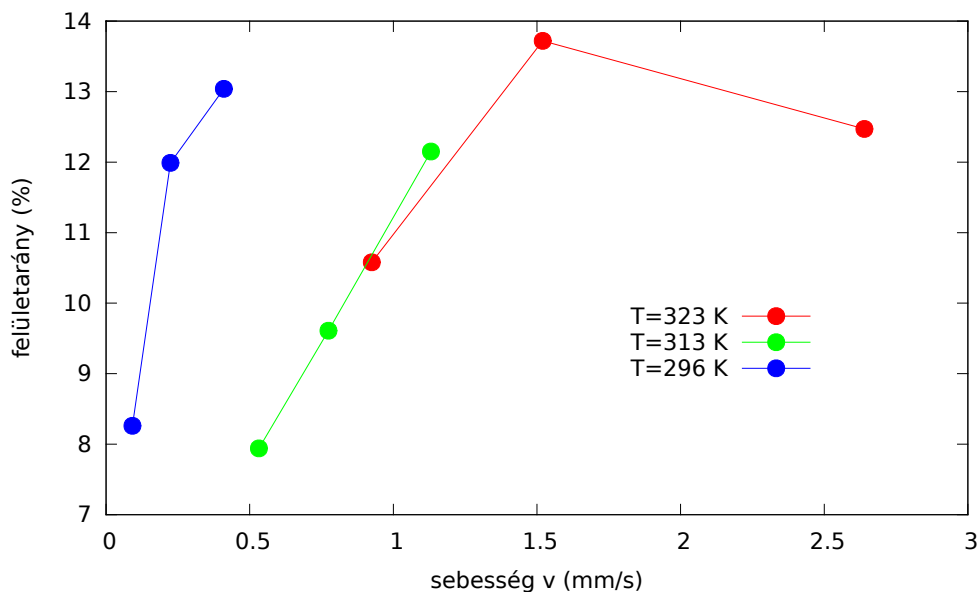
Kissé nagyobb sebességeket alkalmazva, már elég nagyvá válik a rugalmas térfogat, hogy az elszakadást követően képes legyen levegőzárványokat kelteni és magában tartani. Az is érthető, hogy a sebesség növelésével – de még a 2. szakaszban – egyre nagyobb térfogatú ragasztóanyag képes buborékok kialakítására, ezért a buborékok sűrűsége nö-

vekszik a szalagon.

A 4. szakaszban közel sebességfüggetlen erőt és fényes, buborékmentes felületet figyelhettünk meg. A modellt leíró (29) egyenlet szerint a viszkózus tag lecsengése után az eredő erőt az állandó felületi tag és a telítődő rugalmas erő összege adja. Ez azért lehetséges, mert ilyen – 4. szakaszbeli – sebességeken, a szerkezetváltozás következtében megnő az anyag kohéziója és az elasztikus folyamat térrésze annyira felülkerekedik a viszkózusén, hogy a deformációs tér viselkedését gyakorlatilag csak ez határozza meg. Ezért az $\ell_{rug}hd \approx Lhd$ térfogat egyben szeretne maradni, tehát a 4. szakaszban nem valósul meg a buborékképződés jelensége.

Az instabil intervallumon természetesen a lassú és gyors tartományok optikai tulajdonságai váltakozva, az éppen aktuális sebesség függvényében jelentkeznek.

A készített mikroszkópos felvételek alapján becslést tettem a szalagon megjelenő buborékok mennyiségére. A képeket és a megjelenő árnyékokat vizsgálva kiderült, hogy a buborékok többnyire gömb alakúak, amelyek a felszínből kissé kidudorodva, egyenesen szétszórva helyezkednek el. Átmérőjük $17 - 23 \mu m$ között változott, átlagosan $D = 20.1 \mu m$ nagyságúnak adódott. Vizsgáljuk a buborékok merőleges vetületét a szalagfelületre, és definiáljuk a *felületarány* mennyiséget, ami százalékosan megadja a buborékok vetülete által lefedett területet; makroszkopikusan a szalag optikai tulajdonságát jellemzi. Az előzőekben beláttam, hogy a lassú tartományban a rugalmas és viszkózus térrészek sebességfüggése miatt a felületarány nő a sebességgel. A következő fejezetben tárgyalt viszkozitás, rugalmas állandó és a felületi feszültség erős hőmérsékletfüggése nem teszi lehetővé a buborékképződés hőmérsékletfüggő leírását, mivel ezen paraméterek között bonyolult és esetünkben nem ismert kapcsolatok állak fenn. A 28. ábrán három hőmérsékleten, minden esetben három különböző terheléssel húzott szalagra kapott felületarányt láthatjuk a sebesség függvényében.



28. ábra. Buborékok felületaránya a sebesség függvényében, barna szalagra, három különböző hőmérsékleten mérve

Ezek alapján megerősíthetem azt az feltevésemet, miszerint *állandó hőmérsékleten* a buborékok által lefedett terület a sebességgel növekszik. A $T = 323$ K-es görbének a legnagyobb sebességen való kis visszaesése a mérések bizonytalanságából fakadhat. A kidomborodó buborékok fókuszálása is megnehezítette a mérést és a kiértékelés menetét, mert egyes képeknél nem lehetett egyértelműen eldönteni, hogy mit tekintünk buboréknak.

A buborékképződési folyamatnak alaposabb vizsgálatához további elméletekre és pontosabb mérésekre van szükség.

6.5. A konstitutív egyenlet hőmérsékletfüggéssel kiegészített alakja

Egyes termékek esetében megfigyelhető, hogy a maximális erő feltételezhető környezetben nem jelentkezik határozottan az instabilitási jelenség, tehát az eddigi levezetések alapján $F(v)$ függvény ellaposodik a 3. szakasz környékén. Azonban érdekes, hogy lehűtve (például mélyhűtőbe téve) már tapasztalhatóak a bevezetőben említett motiváló effektusok.

A feltevésekkel levezetett konstitutív egyenlet segítségével magyarázatot találtam az $F - v$ összefüggés alakjára, valamint a szalagfelületen megjelenő struktúrákra, vagy azok hiányára. Azonban a konstruált modell még nem tudja a hőmérsékletváltozás okozta hatásokat. Ezért a (6)-os egyenlet és az azt megelőző gondolatok mintájára *kvalitatíven* vizsgálom a (29)-es erőtvénnyel T hőmérséklettől való függését. Fontos megjegyezni, hogy a (29)-es egyenletben szereplő paraméterek nem függetlenek egymástól, (sőt a kapcsolatok valószínűleg nem is lineárisak) ezért a kiértékelés csak szobahőmérséklettől $50 - 60^\circ\text{C}$ -ig lehet értelmes.

A 5.1.2. fejezetben a molekulák közti kötések felszakadásával magyaráztuk a v sebesség hőmérsékletfüggését. Itt is ugyanígy járunk el: feltehetjük, hogy a termikus hatások által felszakított kötések gyengítik az anyag kohézióját, azaz hőmérséklet növekedésével E és K csökken, ezért felírhatóak a

$$\begin{aligned} K(T) &\sim e^{\frac{Q_{e,k}}{RT}} \\ E(T) &\sim e^{\frac{Q_{e,k}}{RT}} \end{aligned} \quad (30)$$

arányosságok, melyekben $Q_{e,k}$ a Young-modulusra és a viszkozitásra jellemző aktiválási energia. Hogy visszakapjuk szobahőmérsékleten a konstitutív egyenletben szereplő $E(T_0) = E$ és $K(T_0) = K$ mennyiségeket, a kapcsolatot normálnunk kell, így

$$\begin{aligned} K(T) &= K e^{\frac{Q_{e,k}}{R}(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0})} \\ E(T) &= E e^{\frac{Q_{e,k}}{R}(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0})} \end{aligned} \quad (31)$$

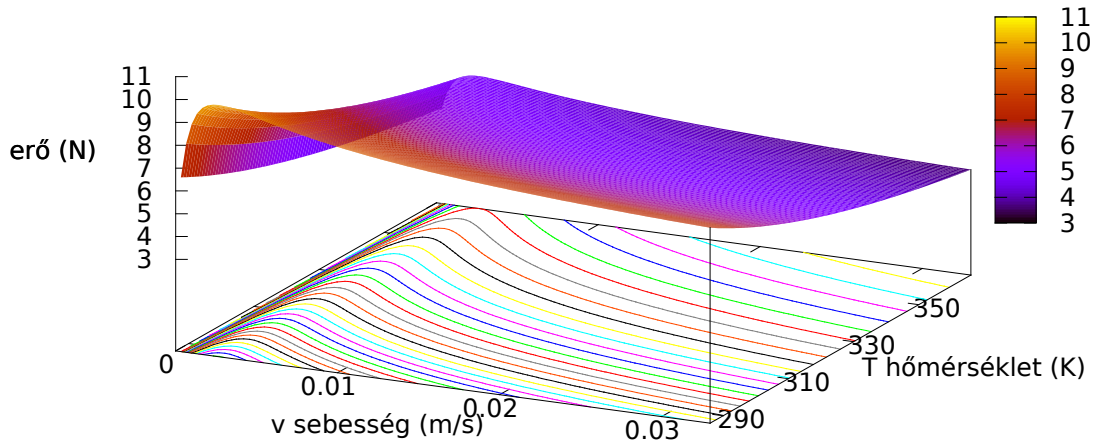
adódik.

Feltehetően a felületi feszültség tagja sem marad állandó a hőmérséklet változása során. Sűrű, nem ideális folyadék lévén az Eötvös-szabály nem alkalmazható, más –

empirikus – összefüggést (például Katayama–Guggenheim-törvény [23]) kellene használnunk. Ahogy említettem ezen fejezetben nem tudunk számszerűen kiértékelni, ezért megelégszünk azzal, hogy a felületi feszültség szintén az előbbi exponenciális taggal szorozódva változik. Ezzel F erő felírható v és T függvényeként.

$$F(v, T) = \left(d\gamma + \frac{dE\Delta hL}{h} e^{-\frac{v_0}{v}} + \frac{dKL}{h^n(n+1)} \left(1 - e^{-\frac{v_0}{v}} \right) v^n \right) e^{\frac{Q_{e,k}}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right)} \quad (32)$$

A kétváltozós függvényt egy felülettel szemléltetem a 29. ábrán, amiből a ragasztószalag viselkedésének tipikus változásait olvashatjuk le, számszerű értékek megadásához további pontosabb mérésekre lenne szükség.

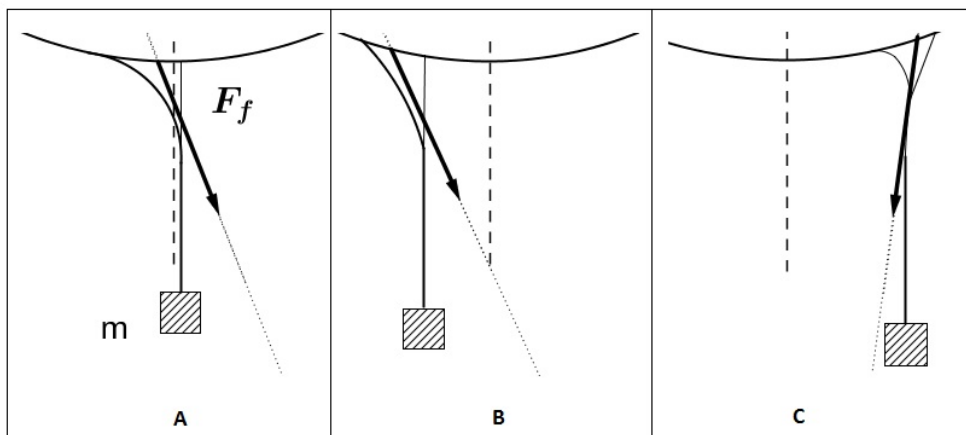


29. ábra. A hőmérséklet- és sebességfüggéssel ábrázolt F erő felülete

6.6. Az instabil letépődés dinamikai jellemzése

A bevezetőben említett megfigyeléseim, motiváló tapasztalataim a kézben tartott és ugyancsak kézzel húzott szalagra vonatkoztak. Következő lépésben a megismételhető mérések érdekében könnyen forgó dobra tettem a tekercset és a szalag szélessége mentén egyenletes erőt fejtettem ki rá. Így az instabilitás jelenségét is pontosabban tudtam vizsgálni.

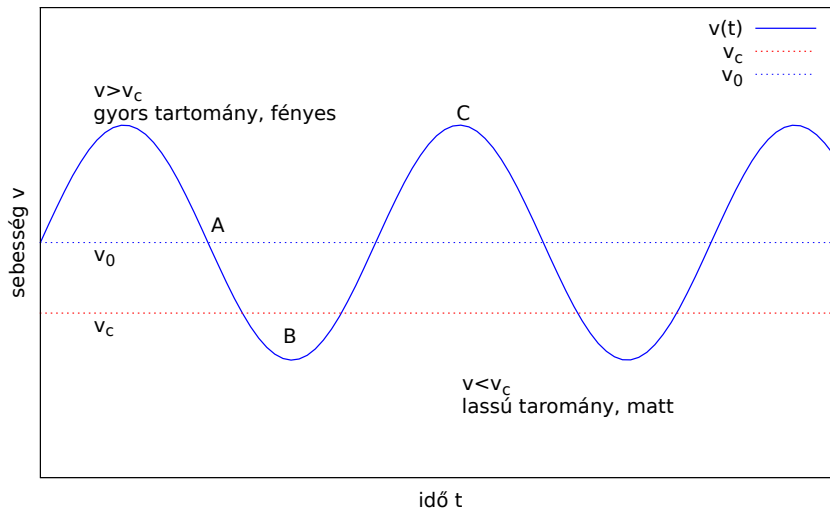
Stabil lehúzás esetében a tengely súrlódásából és a töltőanyag deformációjából származó forgatónyomaték egyensúlyt tart a terhelés forgatónyomatékával. A kis sebességzavarok következtében előfordul, hogy elérjük a határsebességet, ekkor az instabil 3. szakaszba lép a folyamat. Az ekkor bekövetkező „pattogás” jelenségét az erőket kiváltó okok elemzése nélkül, szemléletesen vizsgálom.



30. ábra. Az instabil letépődési folyamat szemléltetése

Ahogy azt az 5.1.1. fejezetben tárgyaltuk, a stabil folyamat esetén a tekercs m tömegű terhelések által kifejtett F_f erő következtében egyenletes forgómozgást végez v tangenciális sebességgel, amit a 30. ábrán látható A kép szemléltet. Mihelyst a sebesség átlépi a kritikus értéket, a szalag feltehetően olyan pillanatszerűen válik el a felülettől, hogy a tekercs forgása nem tudja azt követni, ezért az ábra B képe szerint az elválási vonal magasabbra kerül. Ez a felugrás csak nagyon kis ideig tart, hiszen a kezdetben gyorsulva eső súlyok kisebb erőt fejtenek ki, így ismét a lassú tartományra jellemző folyamat áll vissza. Ám, ekkor a támadáspont áthelyeződése miatt nagyobb

lesz a forgatónyomaték, mint amekkorának a viszkoelasztikus folyamatok ellen tudnának tartani, ezért a forgás felgyorsul, és a szalag leváló része képes átlendülni a másik oldalra. Az áthelyezett elválási vonal következtében a forgatónyomaték előjelet vált, (lásd *C* képen) tehát a súlyok visszarántják a tekercset. Az alsó helyzettől előről kezdődhet az elválás ide-oda lengése, amit a legegyszerűbb esetben jól leír egy ingamozgás során megvalósuló sebességfüggvény.



31. ábra. A 3. szakaszban megjelenő csíkozás dinamikai magyarázata

Tehát az mondható, hogy a tekercs tényleges v kerületi sebessége az instabil letépődés során egy állandó v_0 és egy periodikus $v(t)$ sebességből tevődik össze, ahogy a 31. ábra is mutatja. A felületen megjelenő csíkozás pedig a v_c kritikus sebesség átlépésével magyarázható, ezentúl az előbbi magyarázatból következik, hogy a gyors szakaszban több időt tölt a rendszer, amit a szalagon kapott fényes és matt területek viszonyai megerősítenek.

Megmutatták korábban [9], hogy csupán a 3. ábrán látható elrendezés geometriáját és az empirikus $F(v)$ függvényt felhasználva a rendszert leíró egyenletek állíthatóak fel a 3. ábra (F, V, ω) változóira, ami rendre a szalag irányú húzóerő, az elválási vonal terjedésének sebessége, valamint a tekercs szögsebessége. A szerzők kimutatták, hogy a mozgásprobléma megoldásában jellegzetes bifurkáció figyelhető meg V_0 húzósebesség, mint kontroll paraméter mellett.

7. Össz foglalás

TDK munkám során egy, a hétköznapiakban tapasztalt érdekes jelenség elemzéséből indultam ki, ami a nem-newtoni folyadékok sajátos viselkedésének köszönhető. Mivel gyakorlati, műszaki szempontokból is fontos az ilyen tulajdonságú anyagoknak különböző körülmények mellett való viselkedése, részletesebben foglalkoztam a témával.

Munkám során különböző ragasztószalagok esetében, széles húzósebesség-tartományban tanulmányoztam a letépődési folyamatot, az állandó (v) sebességgel történő letépődéshez szükséges (F) erőt, illetve az $F-v$ összefüggést széles hőmérsékleti skálán. Méréseim eredményei azt mutatták, hogy a jelenségkör – a mechanikai és optikai megfigyeléseket is figyelembe véve – négy jellegzetes szakaszra osztható és tárgyalható. Lassú tépéseknél az F erő értéke nagyon erősen függ a tépési sebességektől, ami azzal magyarázható, hogy ebben az esetben a folyamatot a ragacsos töltőanyag viszkozus folyása határozza meg, melynek mértékét befolyásolja a termikus aktiválás. A gyors tépéseknél mérhető erő már kevésbé függ a sebességtől, telítésbe megy. Ebben az esetben az F erő értékét feltehetően a szilárd testként viselkedő töltőanyag és a tekercs-töltőanyag közti felületi erő határozza meg. Instabil letépődés esetén az $F-v$ függvénynek maximuma van, aminek az értéke – nem várt módon – nagyobb, mint a felületek közti adhézión erő. Kimutattam, hogy a maximumot követő erősen negatív meredekségű – növekvő sebességhez csökkenő erőt író – szakasz felelős a letépési instabilitásért.

Az említett nem várt tendenciát mutató tépési erőt az anyag egy valószínű szerkezetváltozásával és ennek következtében lezajló folyamatok segítségével értelmeztem. Sikertült egy olyan modellt alkotnom, amely egyszerű, könnyen kezelhető „építőkövekből” felépíti az összetett jelenségeket mutató rendszert. Az így kapott erőtvény – konstitutív egyenlet – jól írja le a mérési adatokat, ezenkívül szemléletes magyarázatot ad a kísérő optikai jelenségekre is.

A hétköznapi ragasztószalagok viselkedése kitűnő demonstrációs eszközként szolgálhat az instabilitás mint általános fogalom bevezetésében, vagy akár a különleges tulajdonságú folyadékok bemutatásában is. Az is elmondható, hogy tudományos szempontból egy első ránézésre nem túl érdekes objektum, gyakran – az alapos vizsgálódások során – meglepő tulajdonságot mutat és nem várt elméleti módszerek használatához vezethet.

8. Köszönetnyilvánítás

Végezetül megköszönöm témavezetőm, dr. Nguyen Quang Chinh elméleti és gyakorlati útmutatását, ami lehetővé tette ennek a dolgozatnak a létrejöttét. Szintén köszönettel tartozom dr. Vörös Györgynek, aki az MTS géppel végzett mérések tervezését és dokumentálását vezette. Megköszönöm az Anyagfizikai Tanszéknek, hogy lehetőséget biztosított a tanszéken lévő mérőeszközök használatára.

1. Függelék

Dolgozatom témáját a hétköznapi ragasztószalagok érdekes viselkedése adta. A Bevezetésben említett motiváló folyamatok fizikai háttérét terveztük tanulmányozni. Témavezetőmtől a következő részfeladatokat kaptam a kutatással kapcsolatban:

i) A letépődési folyamatra jellemző erő-sebesség ($F - v$) összefüggés meghatározása széles sebesség-tartományban, több, különböző ragasztószalag esetében.

ii) Az egyes sebességtartományokban történő letépődési folyamat lehetséges mechanizmusának vizsgálata.

iii) Az instabil letépődés magyarázata, az $F - v$ összefüggés modellel való egységes leírása.

Magasabb sebességtartományokban az $F(v)$ függvény megismeréséhez Material Testing System (MTS) berendezést használtam, mely egyenletes sebességet biztosít a letépődés során. Kiegészítésként állandó terheléses méréseket is végeztem alacsony sebességeknél, ezzel a $v(F)$ kapcsolatot határoztam meg. Számos instabil letépődést vizsgáló tanulmányban hasonló kísérleti elrendezések találhatók [9-12]. Az MTS használatában az Anyagfizikai Tanszék munkatársai voltak a segítségemre.

Egy hőszugárzó segítségével széles hőmérséklet-tartományban állandó terheléses méréseket végeztem. Legjobb tudomásom szerint, ezzel az egyszerű eljárással még nem vizsgálták a ragasztószalag letépődési folyamatának hőmérsékletfüggését.

Kísérleteim során tapasztalható volt, hogy a különböző gyorsasággal lehúzott szalagok felülete alapvetően más képet mutatott. Ennek pontosabb vizsgálatához fáziskontraszt-mikroszkóp segítségével nagy felbontású képeket készítettem a felületekről. A szalag mattá válásának és a buborékképződésnek kapcsolatára és jelentőségére meglepően kevés hivatkozás található [13].

Munkám lényeges újdonsága abban valósult meg, hogy a mért $F(v)$ függvény – szakaszonkénti részletes vizsgálata után – globális alakját az anyagban végbemenő folyamatok modellezésével kíséreltem meg leírni. Ebben feltételeztem, hogy az anyagban olyan mechanizmusok mennek végbe, ami leírható elemi, jól ismert fizikai rendszerek segítségével. A modell segítségével kiválóan értelmezhető a megfigyelt buborékképződés és hanghataás, ráadásul a konstitutív egyenlet hőmérsékletfüggéssel kiegészített alakja szintén jól egyezik a kísérleti tapasztalatokkal.

Hivatkozások

- [1] D. W. Aubrey, G. N. Welding, T. Wong: *Failure Mechanisms in Peeling of Pressure-Sensitive Adhesive Tape*, Journal of Applied Polymer Science (1969, vol. 13)
- [2] Z.X. Lu, S.W. Yu, X.Y. Wang, X.Q. Feng: *Effect of interfacial slippage in peel test: Theoretical model*
- [3] C. G. Camara, J. V. Escobar, J. R. Hird, S.J. Putterman: *Correlation between nanosecond X-ray flashes and stick-slip friction in peeling tape*, Nature Vol. 455, 23 Oct. 2008
- [4] A. Pizzi, K. L. Mittal: *Handbook of Adhesive Technology*, Second ed., Marcel Dekker, Inc. New York – Basel, 2003
- [5] M Barquins, B Khandani, D Maugris, C R Acad Sci Paris 1986; 303:1517
- [6] http://en.wikipedia.org/wiki/Silly_Putty
- [7] http://www.autozine.org/technical_school/traction/tech_traction_4wd_2.htm
- [8] www.globalspec.com/
- [9] Hong DC, Yue S. *Deterministic Chaos in Failure Dynamics: Dynamics of Peeling of Adhesive Tape* Phys. Rev. Lett. 1995; 74:254
- [10] R. De, A. Maybhate, G. Ananthakrishna *Dynamics of stick-slip...* Phys. Rev. E 70 (2004)
- [11] M. Barquins, M. Ciccotti *On the kinetics of peeling...* Int. J. Adhesion and Adhesives vol. 17 (1997)
- [12] D. Maugis, M. Barquins, In: Allen KW, editor. Adhesion 12. London: Elsevier App. Sci. (1988) p. 205.
- [13] Werner Bence Tamás: *A ragasztószalag letépésekor fellépő fizikai folyamatok vizsgálata* TDK dolgozat, Budapest, 2010.

- [14] <http://hu.wikipedia.org/wiki/Gumi>
- [15] C. Creton, J. Hooker: *Bulk and Interfacial Contributions to the Debonding Mechanisms of Soft Adhesives: Extension to Large Strains*, Langmuir 2001, vol. 17
- [16] Bond Length and Energies www.science.uwaterloo.ca
- [17] Barabás János: *Különleges mechanikai tulajdonságú műanyag belső súrlódásának mérése*, szakdolgozat, Budapest, 1983.
- [18] M. Ciccotti, B. Giorgini, M. Barquins, *Stick-slip peeling of an adhesive tape: evolution...* Int. J. Adhesion and Adhesives 18, 35-40 (1998)
- [19] M. Ciccotti, B. Giorgini, D. Vallet, M. Barquins, *Complex dynamics in the peeling of an adhesive tape*, Int. J. Adhesion and Adhesives 24, 143-151 (2004)
- [20] <http://en.wikipedia.org/wiki/Dilatant>
- [21] R. Edgeworth, B.J. Dalton, T. Parnell: *The Pitch Drop Experiment*, Eur. J. Phys 1984, 198-200
- [22] Bérces György *A Portevin – Le Chatelier effektus*, Magyar Fizikai Folyóirat, XX-XIII. köt, 4-5-6. füzet (1983)
- [23] Schuyler Vowell: *Microfluidics: The Effects of Surface Tension* (2009)