

Hoe open je een plakbandlus?



Waarom laat een plakbandlus niet zomaar los? Wellicht is het je nog nooit opgevallen, maar als je een lus maakt van plakband en die probeert open te trekken gebeurt er iets gekks: in plaats van open te springen wordt de lus eerst een heel stuk kleiner. Experimenten met in totaal een halve kilometer plakband en een theoretisch model laten zien waarom.

Plakkende lussen

Plakband, je hebt het vast wel ergens in de buurt liggen. Neem een stukje plakband van ongeveer tien centimeter lang en vouw het met de plakzijde tegen zichzelf (zie figuur 1a) zodat zich een lus vormt. Probeer nu deze lus te openen door aan de uiteinden van het plakband te trekken. Je zult zien dat de lus niet direct opent maar krimpt totdat hij nog slechts enkele millimeters groot is. Pas daarna zal de lus daadwerkelijk loslaten. Als je goed kijkt, zie je dat tijdens het krimpen van de lus er een smalle contactzone overblijft op de plek waar de plakzijden van het plakband tegen elkaar kleven, die als het ware langs het plakband rolt (zie figuur 1a,b). Deze rollende beweging ontstaat door het tegelijkertijd openbreken van het contact aan de ene kant van de contactzone en het vormen van nieuw contact aan de andere kant. Het openbreken van het contact aan de ene zijde is in lijn met de verwachting, omdat het plakband daar uit elkaar getrokken wordt. Verbazingwekkend is echter dat er constant nieuw contact gevormd wordt aan de binnenkant van de lus, waardoor de contactzone (donkerblauw in figuur 1a) niet openbreekt maar opschuift en de lus kleiner wordt.

In ons onderzoek hebben we bepaald waarom het lostrekken van een plakbandlus zo moeilijk gaat [1]. Hiertoe hebben we de exacte vorm van de plakbandlussen bepaald, bestudeerd wat er aan beide zijden van het contact gebeurt en hoe we de interactie daartussen kunnen beschrijven. Aan onze experimenten kwam meer dan een halve kilometer aan verschillende soorten plakband te pas. We ontdekten dat er steeds harder aan het plakband getrokken moet worden om de lus kleiner te maken én dat de lus kleiner kan worden door sneller te trekken.

Het plakbandprobleem

In de experimenten worden de plakbandlussen opengetrokken met een constante

snellheid, waarbij ondertussen de vorm van het plakband wordt vastgelegd met een camera (zie figuur 1b). Uit de vorm van het plakband kan de kromming bepaald worden. De kromming bij het contact is een directe maat voor de trekkracht die op het plakband uitgeoefend wordt (zie ook vergelijking (5) in het kader). Uit onze metingen blijkt dat, verrassend genoeg, de kromming – en dus de trekkracht – bij het contact toeneemt naarmate de lus kleiner wordt, zoals te zien is in figuur 2a. Daarnaast zien we dat in elk van de metingen het loslaten van de lus gebeurt rond het moment dat de kromming van het plakband aan de beide zijdes van de contactzone gelijk is (zie figuur 3). Als laatste blijkt (figuur 4) dat het lusje juist kleiner is op het moment van loslaten, als we het plakband sneller los proberen te trekken. Al deze waarnemingen blijken belangrijk te zijn om het fenomeen van de plakbandlus te kunnen verklaren.

Het uiteinde

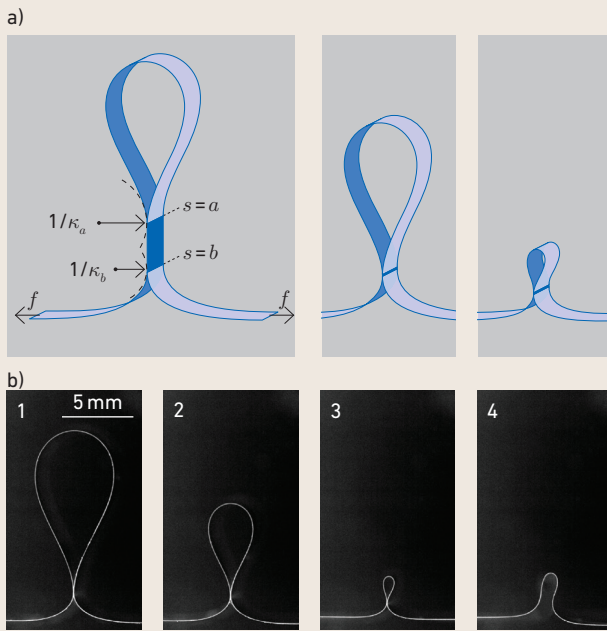
Het lostrekken van het plakband kan worden beschreven aan de hand van een energiebalans. Om het plakband over een korte afstand ds los te trekken wordt er een arbeid $f ds$ geleverd. De vorm van het uiteinde verandert niet bij het loslaten. Enkel het contact schuift op langs het plakband, van $s=b$ naar $s=b-ds$, terwijl de hoeveelheid buigenergie die is opgeslagen in het uiteinde gelijk blijft. De geleverde arbeid wordt gebruikt om de lijm van het plakband open te breken. Dit openbreken behelst een complex proces waarbij polymeerketens van de lijm uit elkaar worden getrokken. Dit kan effectief worden beschreven door een adhesie-energie γds , waarbij de grootte γ de sterkte van de lijm weergeeft. De balans tussen de verrichte arbeid en de adhesie-energie resulteert in $f=\gamma$, oftewel een constante trekkracht tijdens het optrekken van het contact. Echter,



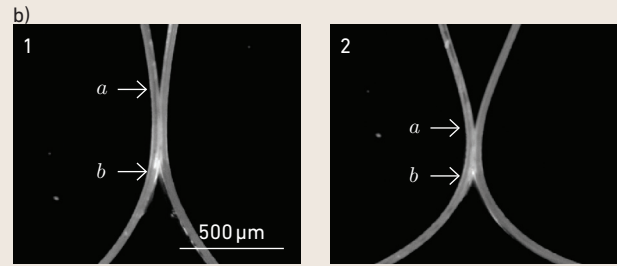
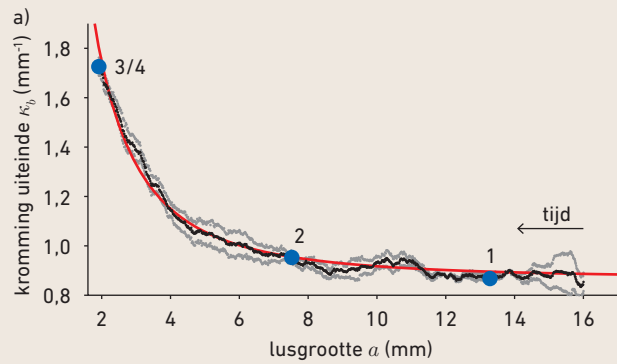
Twan Wilting promoveert op het collectief zwemgedrag van bacteriën in verdampende druppels aan de TU/e. Tijdens een cursus vroeg hij aan Jacco Snoeijer of hij het antwoord wist op de vraag die al jaren aan hem kleefde: waarom gedraagt een plakbandlus zich zo merkwaardig? t.j.s.wilting@tue.nl



Martin Essink doet zijn promotieonderzoek aan de UT binnen de Physics of Fluids-groep. Onder begeleiding van Jacco Snoeijer ligt de focus van het onderzoek op capillaire interacties tussen zachte materialen en vloeistoffen.



Figuur 1. a) Schematische weergave van het verloop bij het openen van een plakbandlus. Als er aan de uiteinden van het plakband wordt getrokken (f) opent de lus niet meteen: de lus krimpt eerst tot een kritische grootte voordat hij openbreekt. Een smalle contactzone (donkerblauw) 'rolt' tijdens dit krimpen langs het plakband omhoog. De randen van de contactzone worden aangeduid met punten a en b , de kromming van het plakband op deze punten is gedefinieerd als: κ_a en κ_b . b) Beelden van het krimpen van de lus, waarin ook de kritische lusgrootte (3) en het openen van de lus (4) zichtbaar zijn.



Figuur 2. a) De kromming aan de onderkant van het contact (punt $s=b$ in figuur 1) neemt toe naarmate de lus kleiner wordt met in rood de theoretische voorspelling van vergelijking (1). De cijfers 1 - 4 komen overeen met de beelden uit figuur (1b). b) Beelden van de contactzone van een grote lus (1) en vlak voor het openen (2) laten zien dat de kromming rond punt b toeneemt en de afstand $w=b-a$ afneemt.

figuur 2a laat zien dat de kromming, en dus de trekkracht, toeneemt tijdens het optrekken.

De lus

De toename van de trekkracht wordt veroorzaakt door de buigenergie die wordt opgeslagen in de lus. Hoe kleiner de lus, hoe meer buigenergie is opgeslagen. Het verplaatsen van punt $s=a$ brengt dus een toename van de opgeslagen buigenergie met zich mee. Indien zowel punt $s=b$ als punt $s=a$ verplaatst worden tijdens het lostrekken (en het contact dus 'rolt') is er niet alleen arbeid nodig om de plakzone los te trekken maar ook om de lus te verkleinen. Door het krimpen van de lus zal de trekkracht dus toe moeten nemen. Een eenvoudige kwantitatieve voorspelling voor deze toename kan worden verkregen door aan te nemen dat de lengte van het contact $w=b-a$ tijdens het lostrekken niet zou

veranderen, zodat de verplaatsing ds hetzelfde is aan weerszijden van het contact. Als we de trekkracht vertalen naar de kromming in $s=b$, dan geeft dat

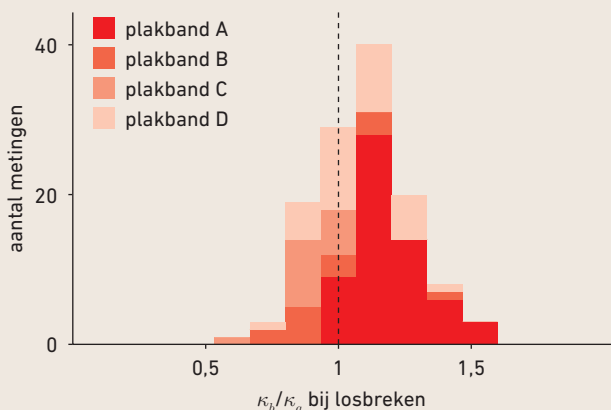
$$\frac{1}{2} B(\kappa_b^2 - \kappa_a^2) = \gamma, \tag{1}$$

waarbij de oplossing van de elastica-vergelijking resulteert in $\kappa_a \approx 3,028/a$. De rode lijn in figuur 2a laat zien dat deze voorspelling in zeer goede overeenkomst is met de experimentele data. Deze overeenkomst verklaart echter niet waarom de contactlijn van de lus in punt $s=a$ wordt opgeschoven of waarom de lus uiteindelijk los zou laten.

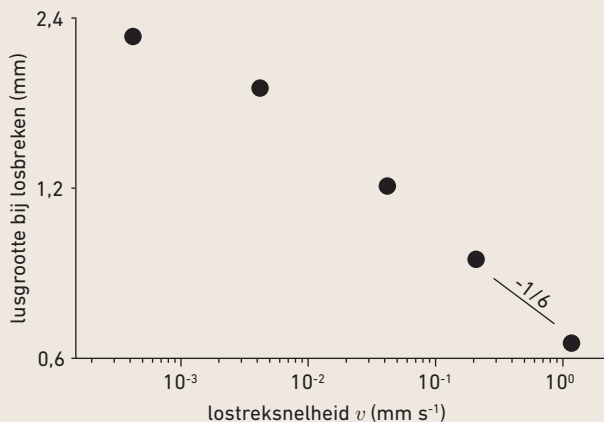
Interactie in het contact

We zien in de experimenten dat het punt $s=a$ enkel schuift wanneer de lengte van het contact erg klein wordt. Zolang de contactzone lang is, wordt

de lus niet kleiner als aan het uiteinde van het plakband getrokken wordt. Pas als de lengte van het contact w de dikte van het plakband nadert begint punt $s=a$ te verplaatsen. Dit kan verklaard worden door een extra interactie-energie die opgeslagen wordt in de contactzone. Hoe groot deze energie is halen we uit onze experimentele waarnemingen. Ten eerste kunnen we uit de experimenten opmaken dat er pas interactie is tussen de contactlijnen in $s=a$ en $s=b$ als de lengte van de contactzone gekrompen is tot de dikte van het plakband (45 micrometer). In dit geval kunnen we het plakband niet langer beschouwen als oneindig dun, zoals aangenomen in de elastica-vergelijking. Ten tweede zien we in figuur 3 dat de lus pas loslaat op het moment dat de kromming aan beide kanten van het contact ongeveer gelijk is. Daarom verwachten we dat het



Figuur 3. Uit de ruim honderd experimenten met verschillende soorten plakband blijkt duidelijk dat de kromming aan beide kanten van het contact ongeveer gelijk is op het moment dat de lus loslaat.



Figuur 4. De gemeten lusgrootte bij loslaten voor verschillende snelheden. De minimale lusgrootte wordt kleiner wanneer er sneller getrokken wordt.



Figuur 5. Plakband dat gedeeltelijk op tafel plakt vertoont hetzelfde gedrag als een plakbandlus. Wanneer er getrokken wordt aan een kant, aangeduid met een rode pijl, is te zien dat het plakband niet loslaat. Het plakband blijft aan de tafel plakken en ‘rolt’ in tegengestelde richting over het oppervlak.

plakband weerstand biedt aan een te snelle verandering van de kromming tussen de beide kanten van het contact. Met andere woorden: de interactie-energie speelt een rol als de kromming aan beide zijden van het contact verschilt en de zone waarover die verandering plaatsvindt klein is. Een eenvoudig model dat deze twee observaties beschrijft, is

$$E_{int} \sim \frac{t^2 B}{w} (\kappa_b - \kappa_a)^2, \quad (2)$$

waarbij t de dikte van het plakband is. In deze uitdrukking zien we dat als óf het verschil in kromming verdwijnt óf het contact zeer lang is, de interactie-energie verwaarloosbaar is. Pas als we een groot verschil in kromming hebben over een korte afstand vinden we een interactie tussen de lus en het uiteinde. Daarnaast laat dit model zien dat het contact enkel kan loslaten (waarbij $w \rightarrow 0$) als de kromming aan

beide zijden gelijk is. Met het introduceren van deze interactie-energie kunnen we ook verklaren waarom er nieuw contact wordt gevormd rond punt $s = a$, dus waarom het contact ‘rolt’: Wanneer punt $s = b$ te dicht in de buurt van punt $s = a$ komt, moet het plakband een extra interactie-energie betalen. In plaats daarvan kan het plakband ook haar kromming in punt $s = a$ verlagen waardoor er nieuw contact gevormd wordt en punt $s = a$ opschuift. Dit gelijktijdig schuiven van punt $s = a$ en b is de rolbeweging die we waarnemen in het experiment.

Snel of langzaam trekken

Aan de hand van de modellen voor de kromming in de lus en de interactie-energie (2) kunnen we ook voorspellen wanneer de plakbandlus los zal laten. Daarnaast is het uit de literatuur [2] bekend hoe de energie die nodig is

om de lijm los te trekken afhangt van de treksnelheid v ; dit schaalt typisch als $\gamma \sim v^{1/2}$. Hiermee is het ook mogelijk om te bepalen dat de minimale grootte van de lus zal schalen als

$$a_{min} \sim \gamma(v)^{-1/3} \sim v^{-1/6}. \quad (3)$$

Omdat de weerstand die de lijmlaag biedt toeneemt als het plakband sneller wordt losgetrokken, zien we inderdaad dat de lusjes kleiner worden als we harder aan het plakband trekken. Deze kleinere lussen ontstaan omdat het energetisch gunstiger is om het contact nog een stukje op te schuiven dan om de lus te openen, als het los-trekken van het plakband kostbaarder wordt.

In figuur 4 vergelijken we de voorspelling (3) voor de lusgrootte met de experimentele data en laten we zien dat de kritische lusgrootte goed overeenkomt met de experimentele



Hanneke Gelderblom is universitair docent aan de TU/e. Na haar studie biomedische technologie in Eindhoven promoveerde ze in 2013 in Twente. Daarna was ze projectleider van een Industrieel Partnership Programma van Twente, ASML en NWO. Sinds 2018 werkt ze in Eindhoven in de Fluids and Flows group aan Capillary Flows in Biofluids.



Jacco Snoeijer is hoogleraar op het gebied van Capillary Flows and Elasticity aan de UT. Na zijn studie technische natuurkunde in Twente promoveerde Jacco in 2003 in Leiden. Na post-docs in Parijs en Bristol is hij sinds 2008 verbonden aan de Physics of Fluids-groep in Twente.

DE ELASTICA

Elastische materialen hebben de mogelijkheid om energie op te slaan door te vervormen. In het geval van een plat en lang materiaal, ook wel een elastica genoemd, kan deze energie eenvoudig worden beschreven in termen van de kromming κ en de buigsterkte B van het materiaal. Het profiel van de gehele lus wordt beschreven aan de hand van de afstand langs het plakband s en de hoek θ die het plakband maakt met de horizontale as, zie figuur 6. De lokale kromming van het plakband is gelijk aan $\theta' = d\theta/ds$. De totale buigenergie die is opgeslagen in het plakband wordt dan gegeven door

$$E_{\text{buig}} = \int ds \frac{1}{2} B \theta'^2.$$

Behalve de energie die wordt opgeslagen is er ook arbeid die moet worden verricht om het plakband los te trekken. We nemen nu aan dat het plakband is geplakt op een horizontaal oppervlakte en we trekken met een kracht f in de verticale richting. De geleverde arbeid kan dan geschreven worden als

$$W_{\text{trek}} = f \cdot y = f \cdot \int ds \sin \theta.$$

Omdat we weten dat de daadwerkelijke vorm van het plakband altijd de vorm is met de laagst mogelijke energie, kunnen we deze exact berekenen. De minimali-

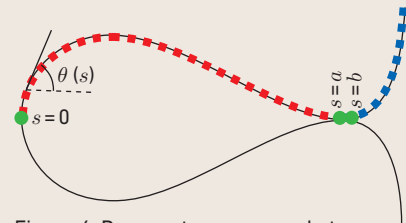
satie van de totale energie $E_{\text{buig}} - W_{\text{trek}}$ middels de Euler-Lagrange-vergelijking, leidt tot de elastica-vergelijking

$$B\theta'' + f \cos \theta = 0. \quad (4)$$

De oplossingen van deze differentiaalvergelijking beschrijft nauwkeurig de vorm van het plakband zoals te zien aan de fit met de rode en blauwe stippellijn in figuur 6. Integratie van deze vergelijking tussen het uiteinde en het punt $s = b$ geeft

$$f = \frac{1}{2} B \kappa_b^2, \quad (5)$$

zodat de trekkracht inderdaad kan worden afgelezen aan de kromming κ_b .



Figuur 6. De gemeten vorm van het plakband met in rood het theoretische profiel van de lus ($s < a$) en in blauw het theoretische profiel van de trekkant van het contact ($s > b$). Deze profielen zijn de oplossingen van de elasticavergelijking (4).

data voor verschillende treksnelheden. De duur van de experimenten varieerde tussen een tiental seconden bij het snel uit elkaar trekken tot bijna tien uur wanneer er héél langzaam aan het plakband getrokken werd.

Conclusie

In ons onderzoek hebben we aangetoond dat het kleiner worden van de lus tijdens het lostrekken kan worden verklaard doordat er een interactie is tussen de twee zijden van het contact. We hebben een model opgesteld dat goed kan voorspellen wat de minimale lusgrootte is die bereikt kan worden en hoe hard er aan het contact getrokken moet worden om de lus te openen.

Naast het beschrijven van dit merkwaardige plakbandprobleem zijn er meer toepassingen voor het model dat we presenteren. Het lopende contact vinden we niet alleen voor een geometrie met een lus, maar ook als we het plakband op een vlakke ondergrond kleven en aan beide

uiteinden trekken (figuur 6). Tijdens de productie van ultradunne grafeenlagen [3] kan onbedoeld een zelfcontact ontstaan. Ons model kan helpen bij het voorspellen en voorkomen hiervan. Ook worden in het veld van zachte robotica en flexibele elektronica [4,5] regelmatig onderdelen opgebouwd uit meerdere samengeplakte dunne lagen, waarvoor kennis van lusvorming, hoe dit te voorkomen en hoe lussen te verwijderen cruciaal is.

REFERENTIES

- 1 T. Wiltling, M. Essink, H. Gelderblom en J. Snoeijer, How to unloop a self-adherent sheet, *EPL* **134**:5, 56001 (2021).
- 2 C. Creton en M. Ciccotti, Fracture and adhesion of soft materials: a review, *Rep. Prog. Phys.* **79**, 046601 (2016).
- 3 Y. Hernandez et al., High-yield production of graphene by liquid-phase exfoliation of graphite, *Nat. Nanotechnol.* **3**, 563 (2008).
- 4 E. Piskarev et al., Lighter and Stronger: Cofabricated Electrodes and Variable Stiffness Elements in Dielectric Actuators, *Adv. Intell. Syst.* **2**, 2000069 (2020).
- 5 R. Plaut et al., Postbuckling and vibration of a flexible strip clamped at its ends to a hinged substrate, *Int. J. Solids Struct.* **41**, 859 (2004).