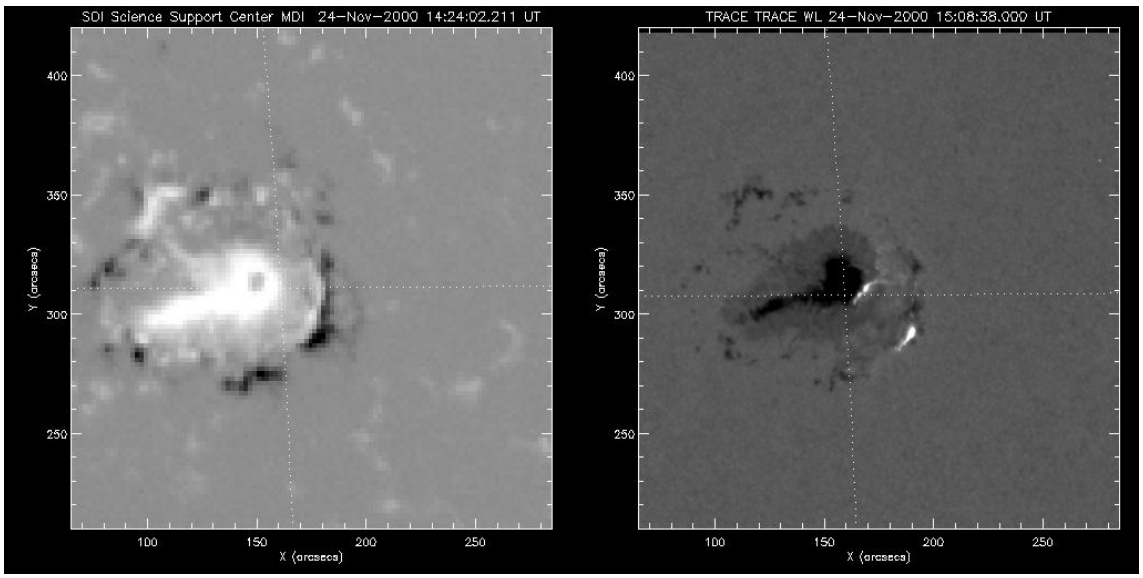
Luku 8

Auringon flare-purkaukset

8.1 Peruskäsitteitä ja purkausmalleja

Auringon flare-purkaus määritellään ’äkilliseksi magneettikenttään sitoutuneen energian vapautumiseksi’. Purkauksiin liittyy hiukkaskiihdytystä ja yleensä myös plasman kuumentumista (törmäysten seurauksena). Luokittelu impulsiivisiin ja hitaisiin flareihin (impulsive - gradual) alkaa jo olla vanhentunut, sillä samoin kuin erottelu suuriin ja pieniin se perustuu havaintoihin tietyillä aallonpituuksilla - jaottelulla ei siis ole erityistä fysikaalista merkitystä. Sen sijaan jako rajattuihin ja purkautuviin (confined - ejective) kertoo plasman liikkeistä.

Aktiivisten alueiden lähettyvillä ja sisällä kulkee neutraaliviivoja (eli raja-alueita, joissa magneettikentän polaarisuus vaihtuu), ja neutraaliviivojen yläpuolella saattaa kellua filamentteja. Jos flare-purkauksen yhteydessä filamenttien magneettinen kiinnitys katkeaa, voi purkaukseen liittyä myös filamenttipurkaus. Flare-filamenttipurkaukseen liittyy myös ns. kromosfäärin kirkkaat nauhat, jotka syntyvät neutraaliviivan molemmille puolille, filamenttia kiinnipitävien kenttäviivojen tyviin.



Kuva 8.1: TRACE satelliitilla 24.11.2000 havaittu kaksinauhapurkaus (two ribbon flare) näkyvän valon aallonpituudella (ns. white light flare, kuvassa oikealla) ja saman alueen magneettikentän rakenne (SOHO MDI, kuvassa vasemmalla).

Esimerkki auringonpurkauksesta eri aallonpituuksilla

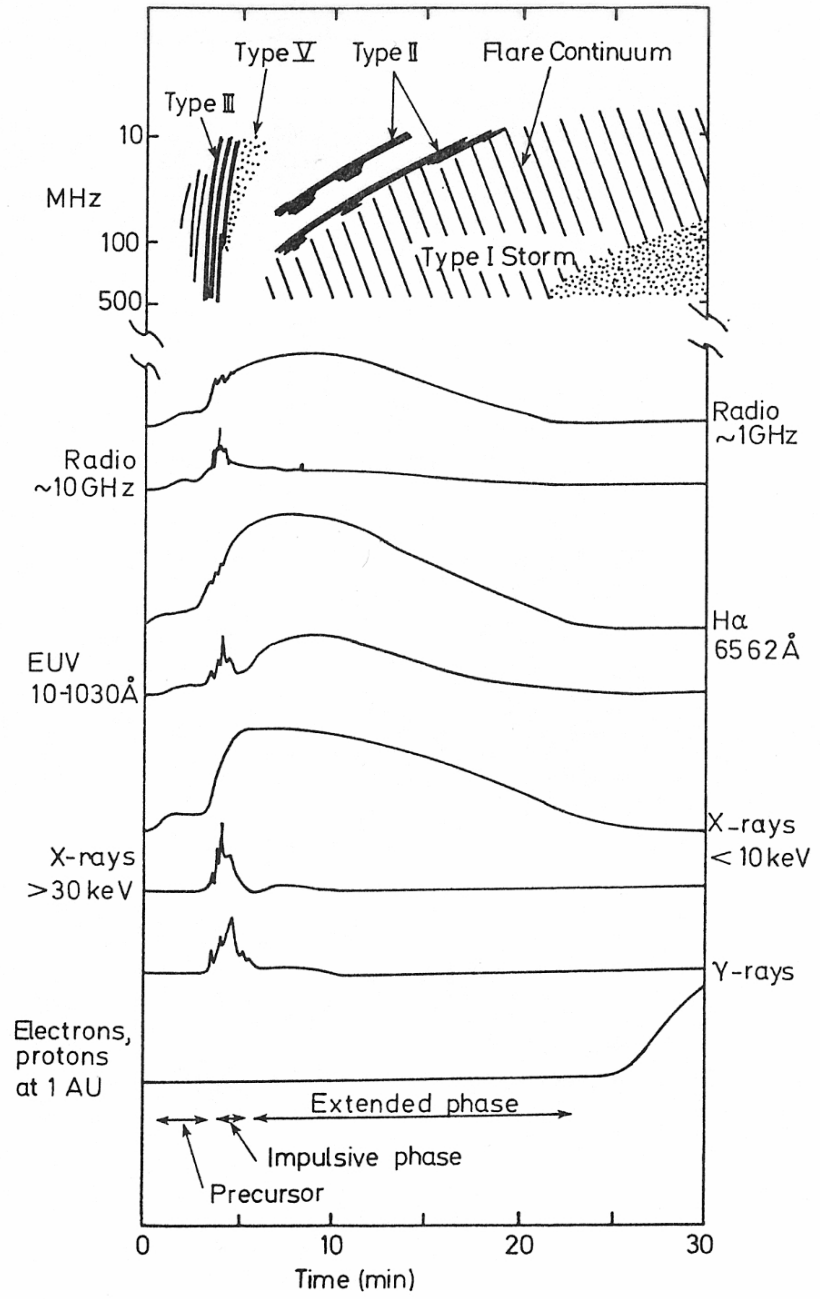
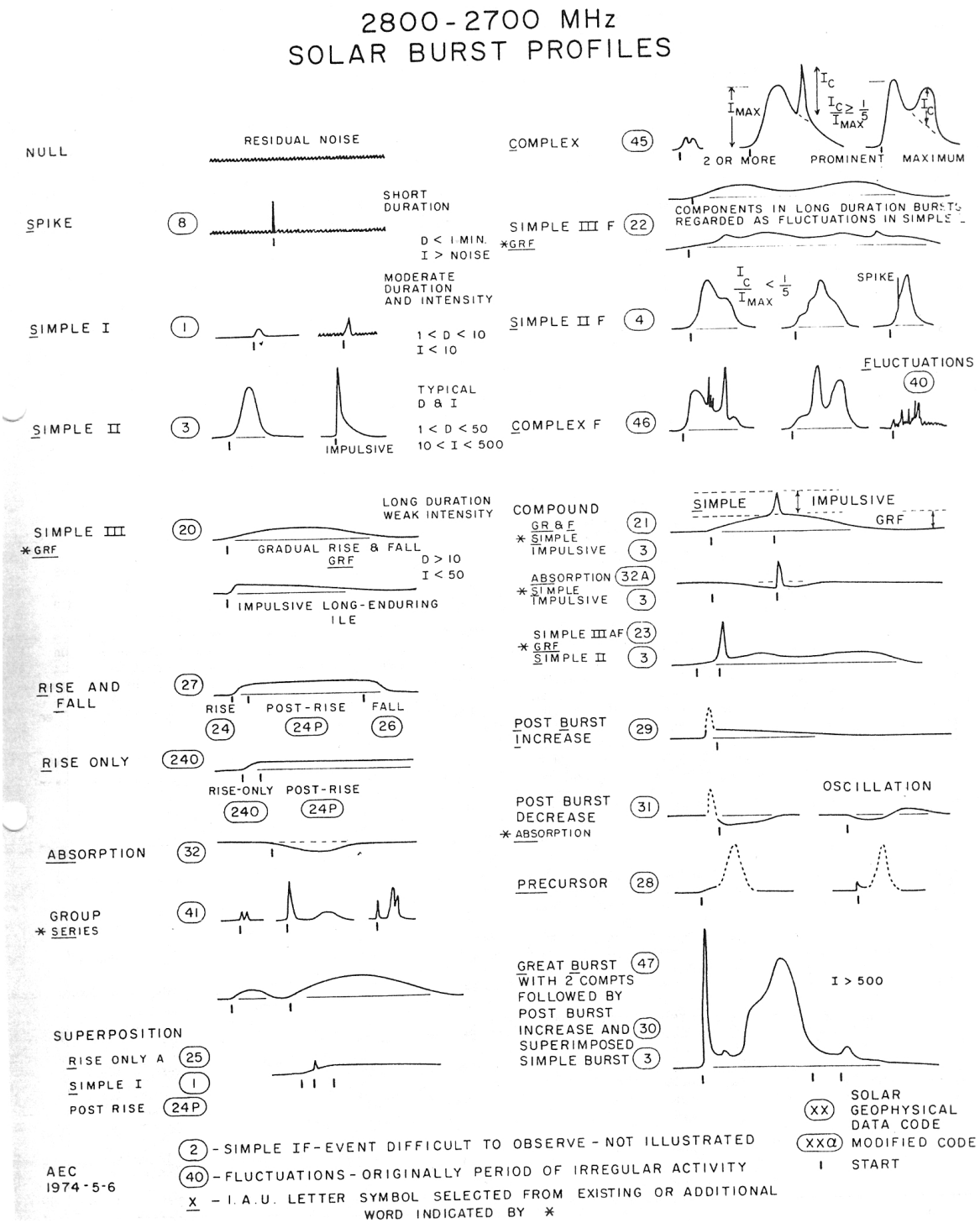


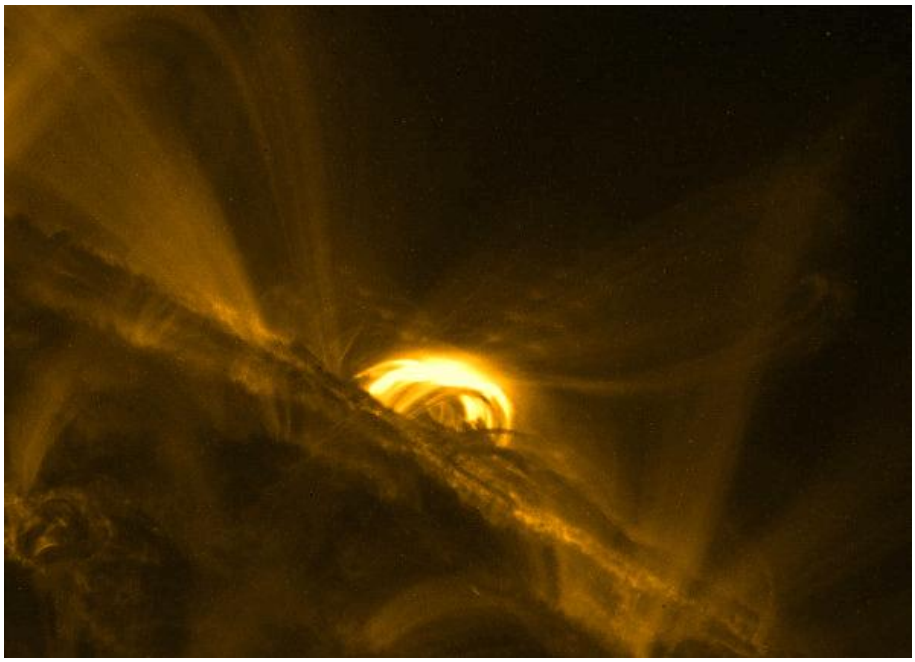
Fig. 4.1 – A schematic representation of the different phases of a typical solar flare as observed in electromagnetic and particle radiation. (Adapted from Kane 1974.)

G. A. Dulk et al.: Solar flares

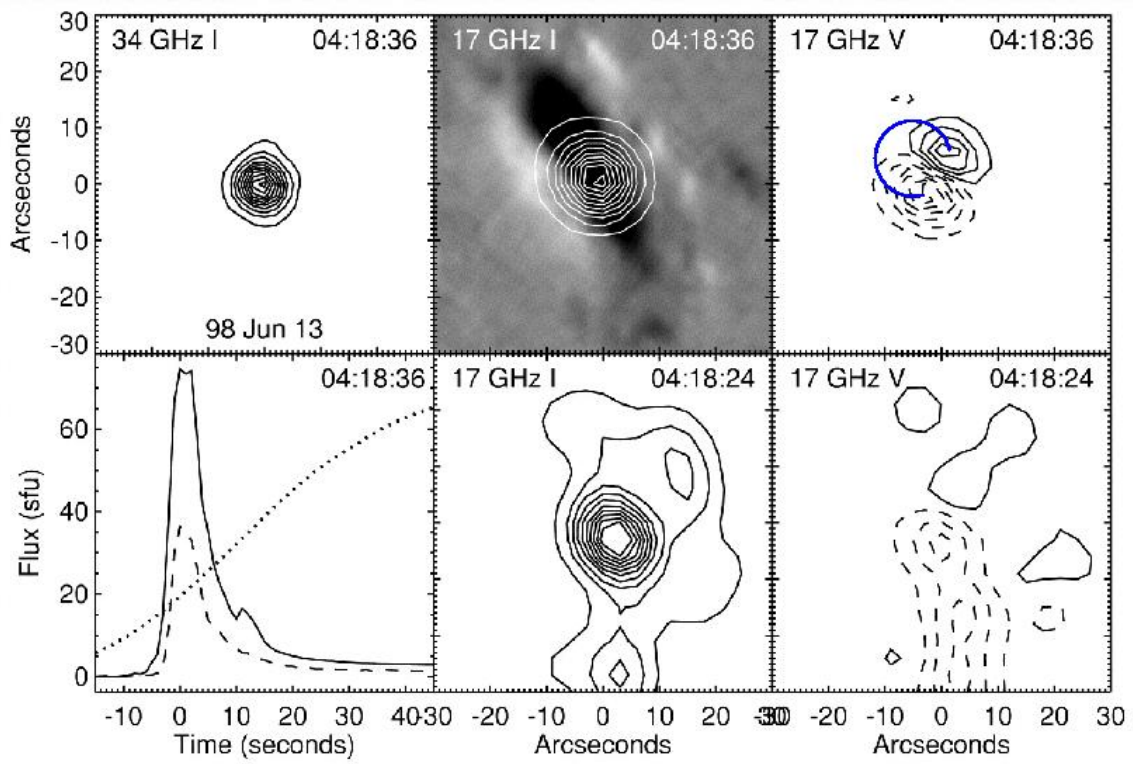
Kuva 8.2: Flare-purkaus havaitaan usein monilla eri aallonpituuksilla.



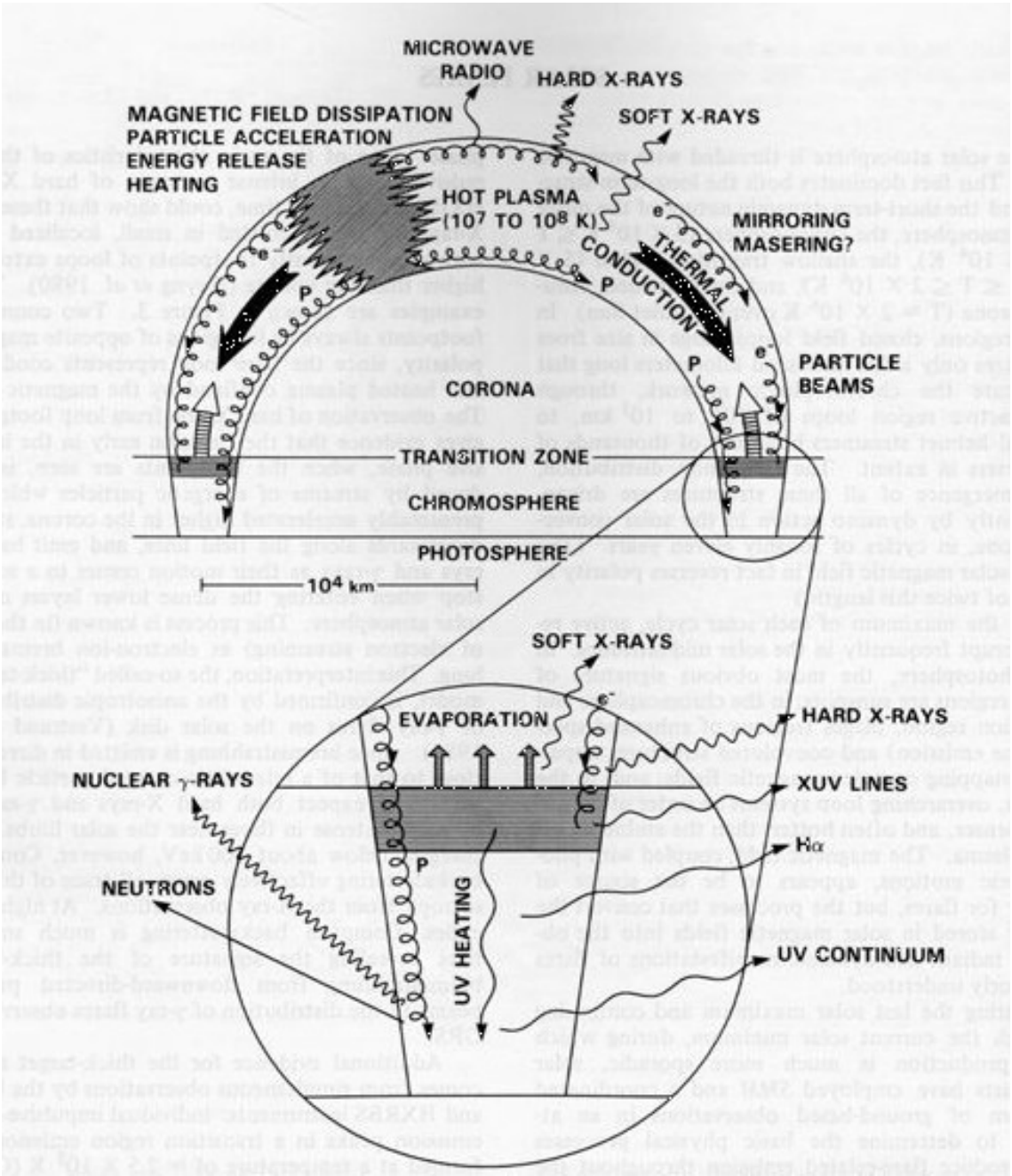
Kuva 8.3: Esimerkki luokitteluyrityksistä radioalueen purkausprofiilien perusteella.



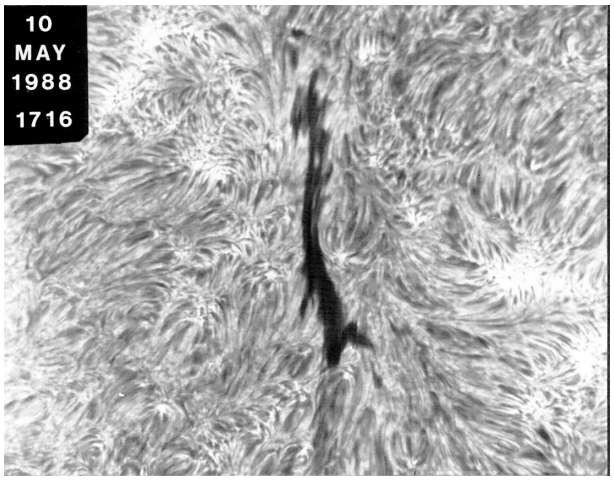
Kuva 8.4: TRACE 171 Å X-luokan flare 22.11.1998



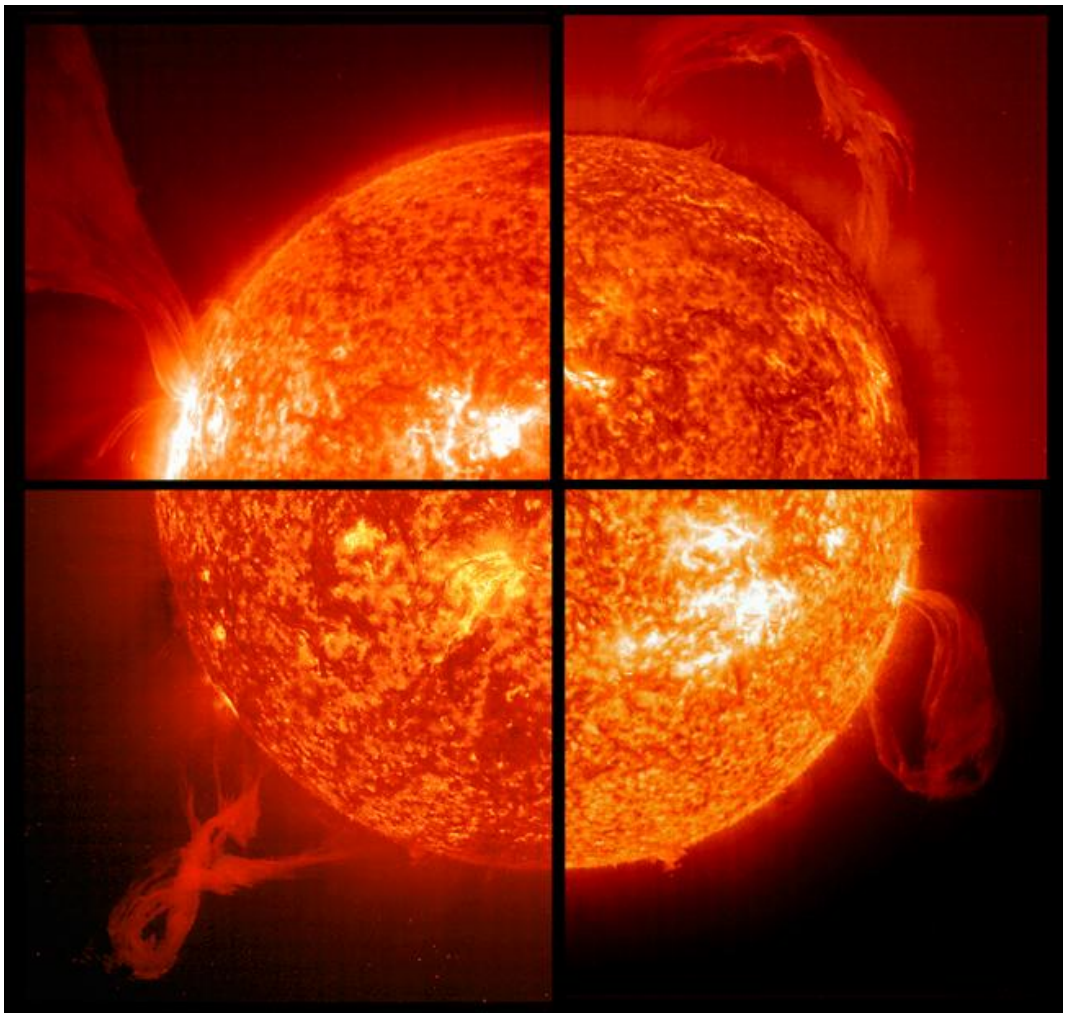
Kuva 8.5: 17 GHz polarisaatiosta (yläoikealla, Stokesin ympyräpolarisaatioparametrit I=L+R, V=L-R) voidaan päätellä, että gyrosynkrotron-säteily syntyi magneettikentän kaareen loukkuun jääneiden elektronien matkatessa kaaren päästä päähän: kaaren tyvet (footpoints) ovat ympyrä-polarisoituneet vastakkaissuuntaisesti (viiva & katkoviiva). Kundu et al., ApJ 547, 2001.



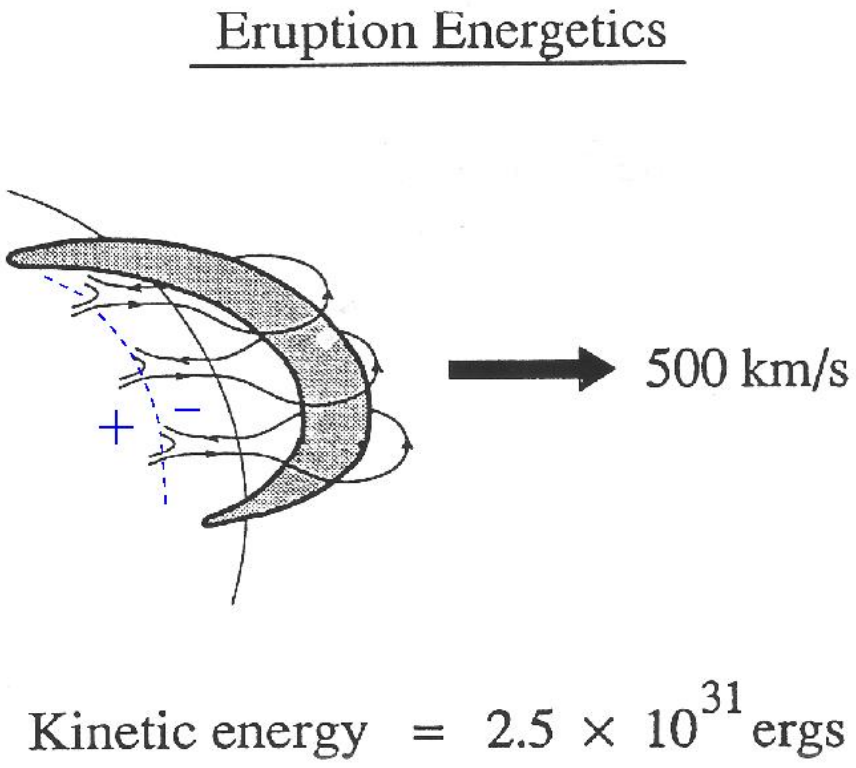
Kuva 8.6: Flare-purkausmalli yhden kaaren rakenteelle (Gurman, 1987). Elektronit ja protonit kiihdyttyvät (todennäköisesti jossakin kaaren yläpuolella) ja kulkevat magneettisen kaaren suuntaisesti. Osa hiukkasista syöksyy kaaren tyvissa sisälle kromosfääriin ja hiukkassuihkun energia muuttuu lämmöksi (törmäys & evaporaatio). Osa hiukkasista jää loukkuun kaareen, ja säteilee radiolla (gyrosynktrotron). Flaren loppupuolella koko kaari hehkuu kuumana (radio, pehmeä röntgen).



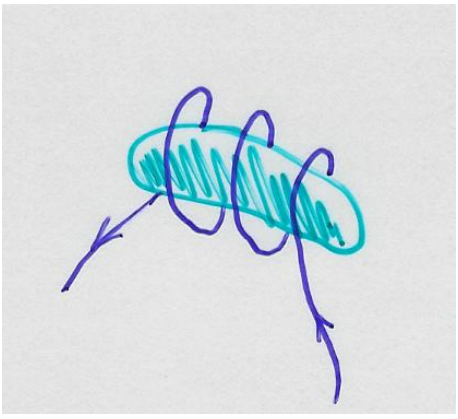
Kuva 8.7: Filamentti vedyn alfa-viivalla otetussa kuvassa. Filamentti on kylmempää ja tiheämpää kuin sitä ympäröivä aine, se absorpoi alapuolelta tulevan auringon säteilyn ja näkyy siksi tummana rakenteena kirkkaan kiekon pinnalla.



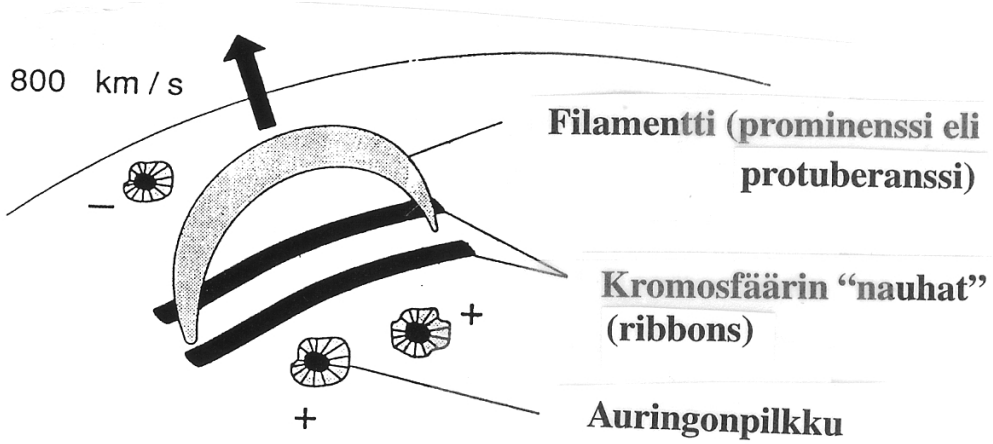
Kuva 8.8: Filamenttirakenteita nähtynä auringon reunalla kylmää taivasta vasten (SOHO/EIT, He II.)

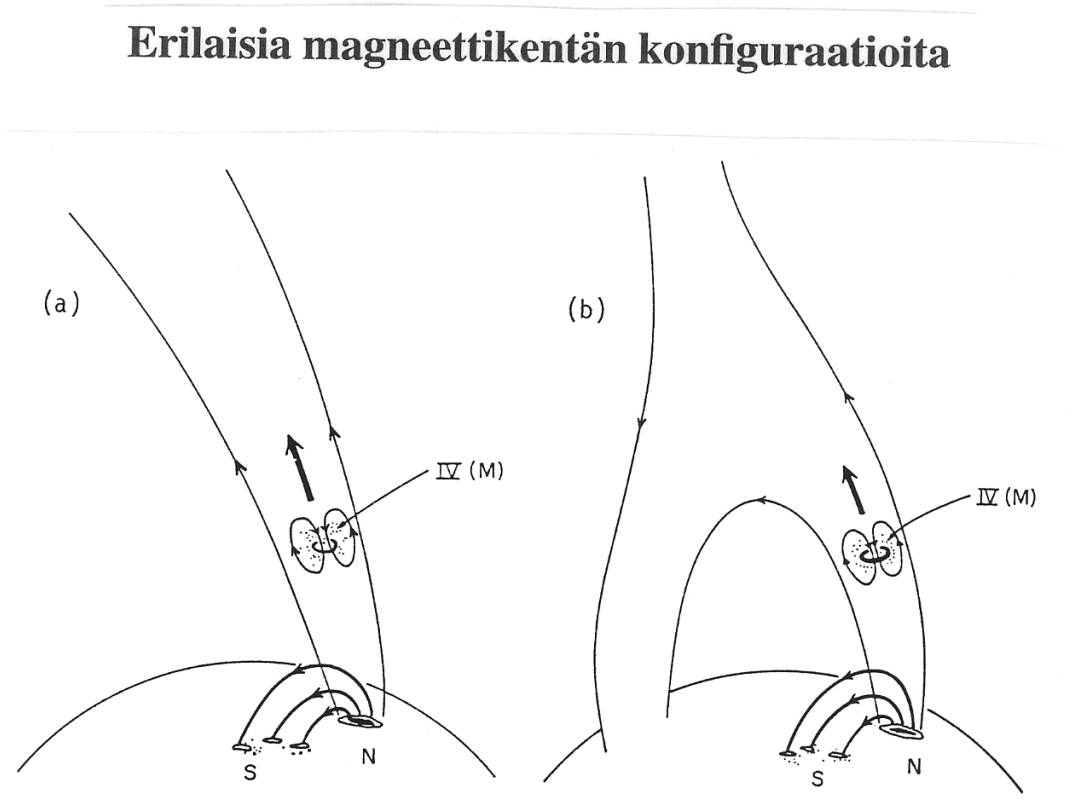


Kuva 8.9: Kaaviokuva filamentista ja sitä kiinni pitävistä magneettikentän kenttäviivoista. Positiivisen ja negatiivisen kentän välillä kulkee ns. neutraaliviiva. Filamentit voivat purkautua kun ’kiinnitys’ pettää, tämä voi tapahtua hitaasti muutamien tuntien aikaskaalassa tai nopeasti suuren flare ja/tai massapurkauksen yhteydessä, myös nopeudet vaihtelevat suuresti välillä 10–1 000 km/s. (Forbes: MHD luentomoniste)

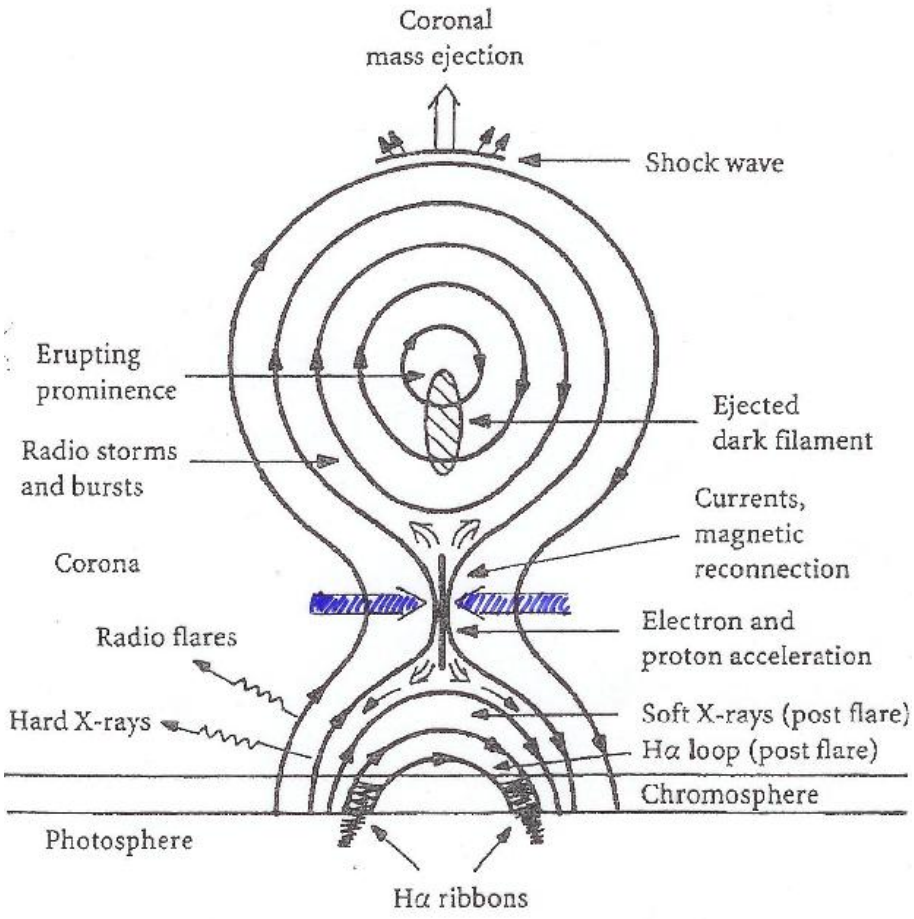


Kuva 8.10: Ns. flux rope model, jota myös käytetään filamenttia kiinnipitävän kentän mallinnoksissa. Tässä tapauksessa rekonnektio voi tapahtua filamentin päissä, jos kenttäviivat yhtyvät lähialueen vastakkaissuuntaisiin kenttäviivoihin.

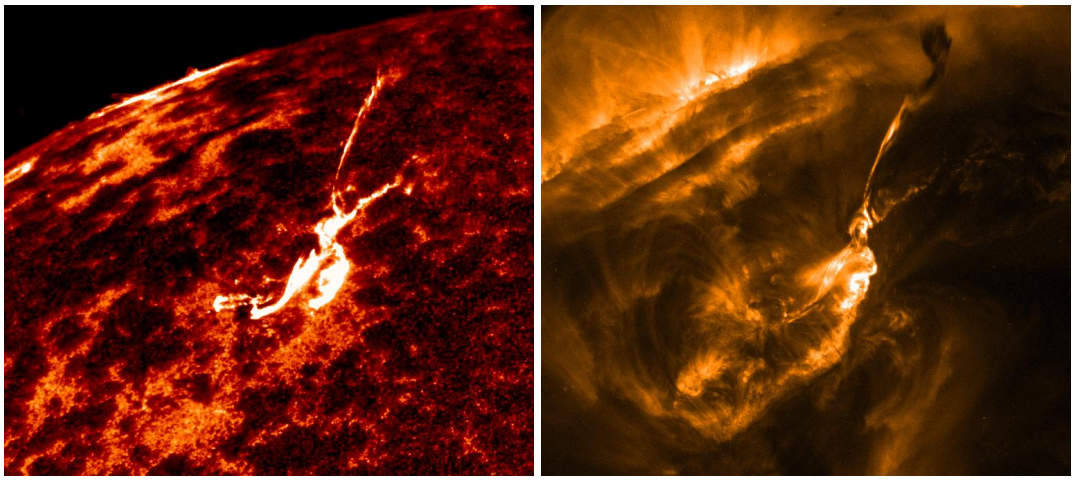




Kuva 8.11: Yläkuva: Kromosfäärin kirkkaat nauhat syntyvät kun kiihdyttyneet elektronit syöksyvät filamenttia kiinnipitäviä magneettikentän kaaria pitkin alas kohti auringon pintaa ja törmäävät kromosfäärin tiheään aineeseen lämmittäen sitä. Alakuva: Kiihdyttyneiden hiukkasten karkaaminen auringon atmosfääristä on mahdollista vain, jos magneettikentän kenttäviivat ovat auki ulos koronaan. Jos kenttäviivat ovat kiinni, kulkevat hiukkaset pitkin kaaria.



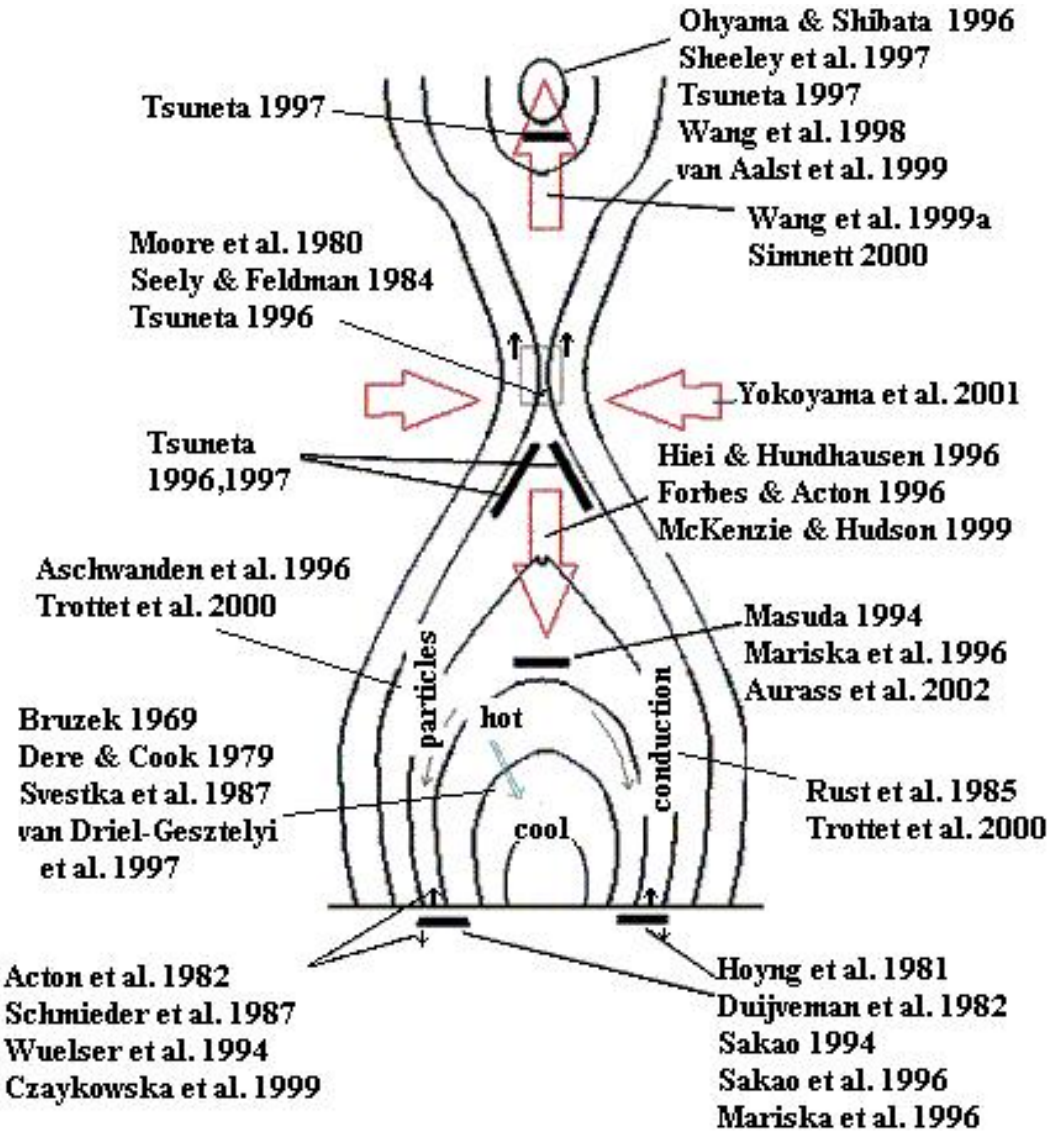
Kuva 8.12: Ja sama konfiguraatio poikkileikkauksena (Kallenrode: Space Physics)



Kuva 8.13: TRACE satelliitin 25.6.2000 havaitsema flare-purkaus, johon liittyi myös filamentin sinkoutuminen ulos auringosta. Vasemmalla tapahtuma kuvattuna 1600 Å aallonpituudella, jossa selvästi näkyy kaksi kirkasta nauhaa kromosfäärissä ja filamentti myös kirkkaanpana. Oikealla sama kuvattuna 195 Å aallonpituudella, jossa näkyy kuumempia rakenteita auringon koronassa, mutta filamentti on tumma johtuen sen matalammasta lämpötilasta.

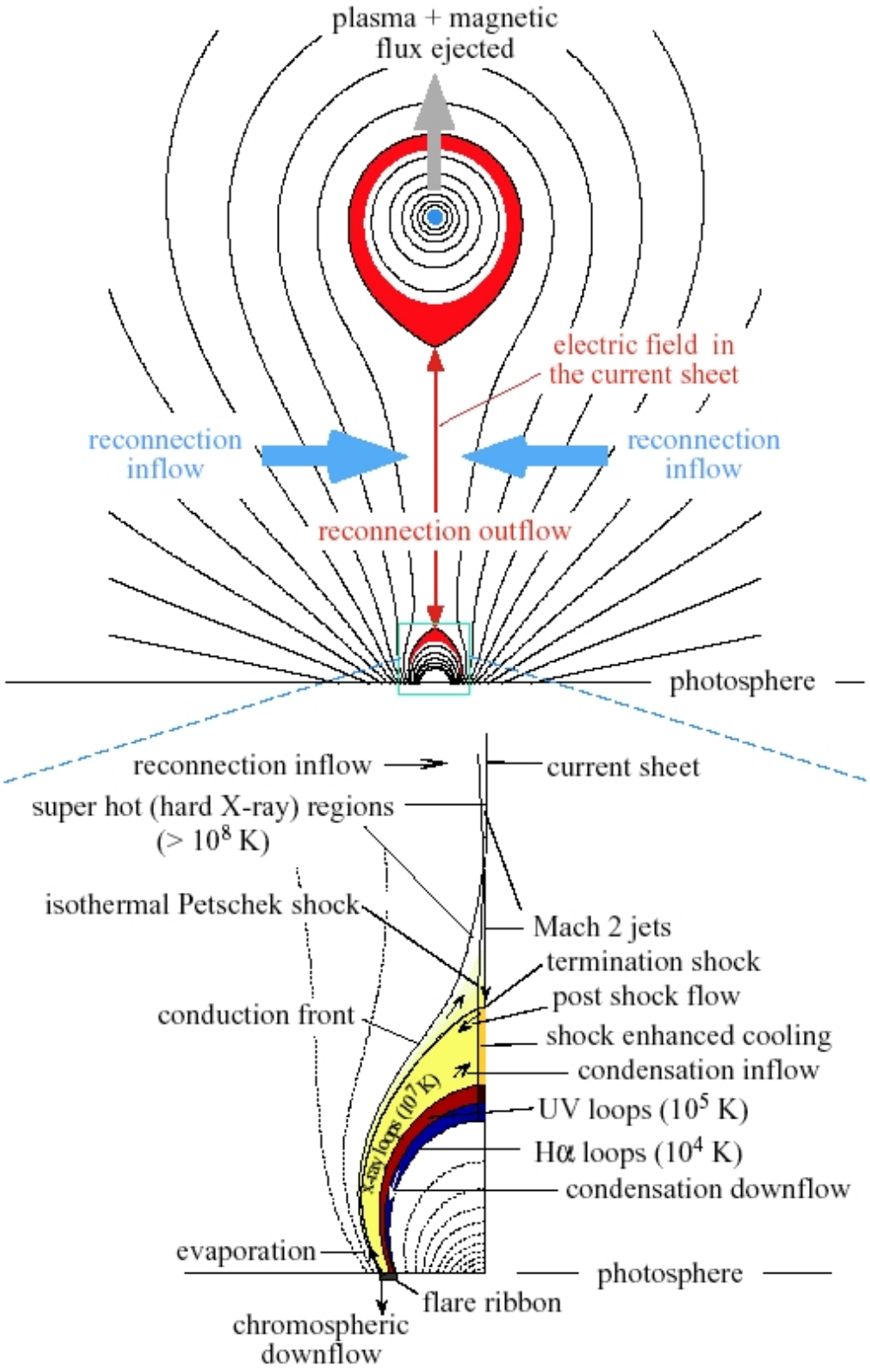
CSHKP+

Auringonpurkausmallien evoluutio on edennyt yksinkertaisista solenoidimalleista (Carmichael, 1963) rekonnektiomalleihin (Sturrock 1966, Hirayama 1974), joissa magneettikenttä aukeaa (Kopp & Pneumann 1976) joko ennen rekonnektiota tai sen yhteydessä.

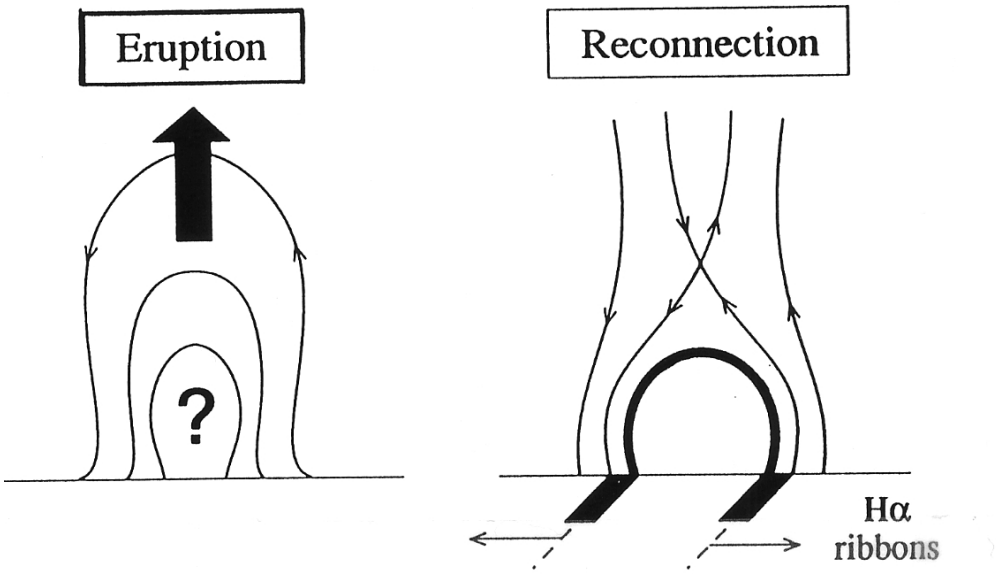


Kuva 8.14: Kokoelma malleja/julkaisuja, jotka ovat käsitelleet eri kohtia auringonpurkausmekanismeissa (McKenzie, 10th Yohkoh Anniversary Meeting)

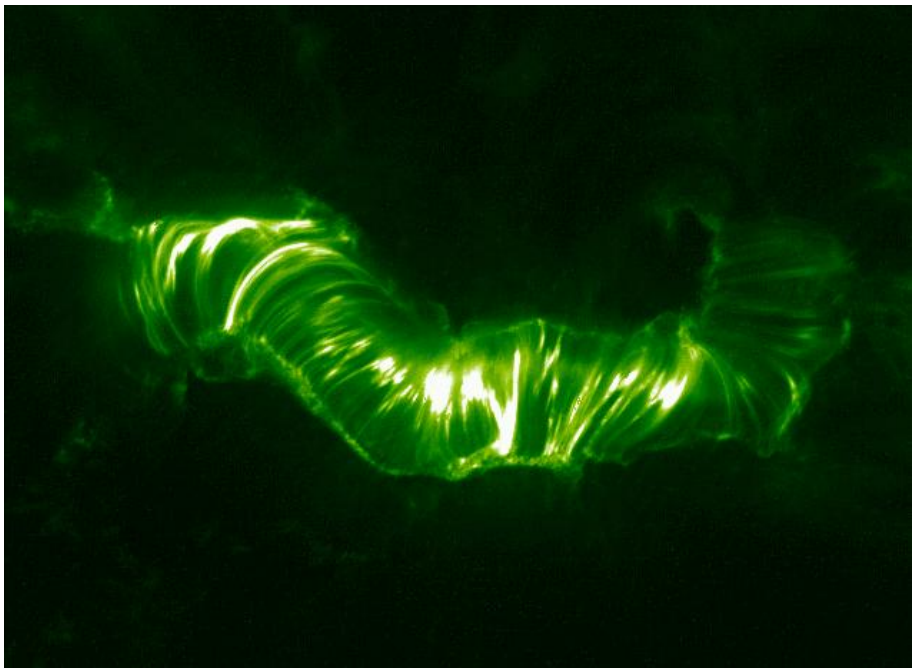
.



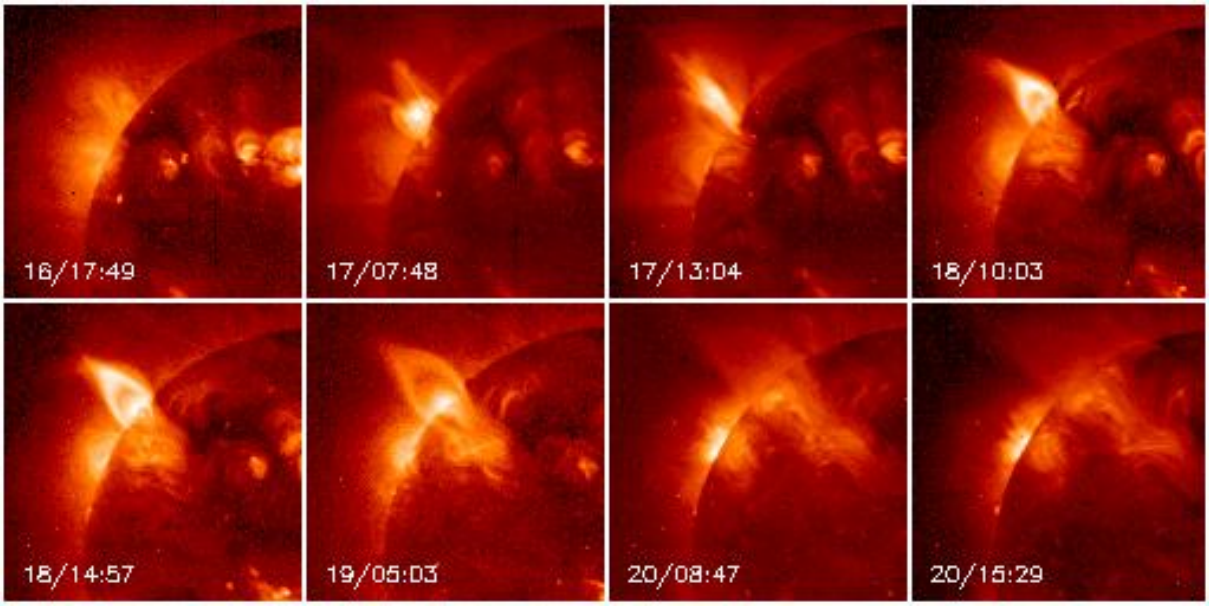
Kuva 8.15: Uudehko synteesimalli (CSHKP+) auringonpurkaukseen liittyvistä prosesseista ja havaittavista muutoksista (Lin & Forbes 2002)



Kuva 8.16: Mutta, vaikka flare-purkauksen mekanismit rekonnektiosta eteenpäin tunnetaan tai voidaan päätellä teoreettisesti, niin varsinainen alullepanija (trigger) on vielä epäselvä.



Kuva 8.17: Purkauksen jälkeiset kaaret (post-flare loops) syntyvät kromosfäärin nauhojen väliin kun kenttä taas sulkeutuu (Kuva TRACE: Bastille Day flare)



Kuva 8.18: Myös pitkäkestoisia soihtumaisia rakenteita on havaittu – voiko rekonnektio olla näin hidas? (Yokoh SXT)

8.2 Luokitteluista

Impulsiiviset vs. hitaasti etenevät

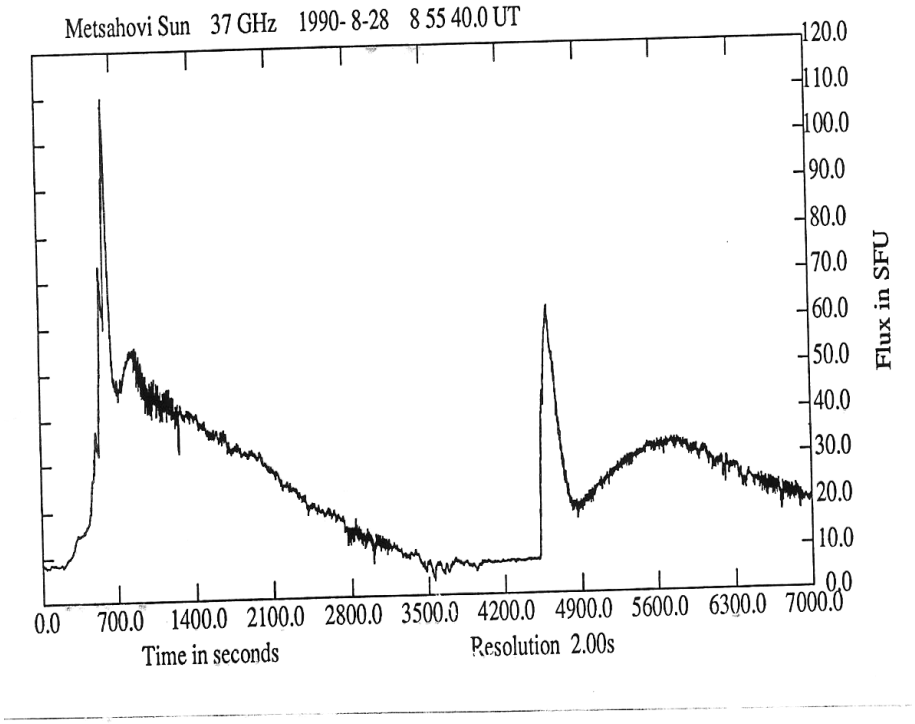
- Impulsiiviset: nopeita ajallisia muutoksia ja ei-termistä kovaa röntgeniä, lopussa termistä säteilyä (thermal 'tail' tai 'post-burst increase')
- Hitaasti etenevät: Lähes kokonaan termistä, magneettiset silmukat täyttyvät kuumalla, pehmeätä röntgeniä säteilevällä plasmalla

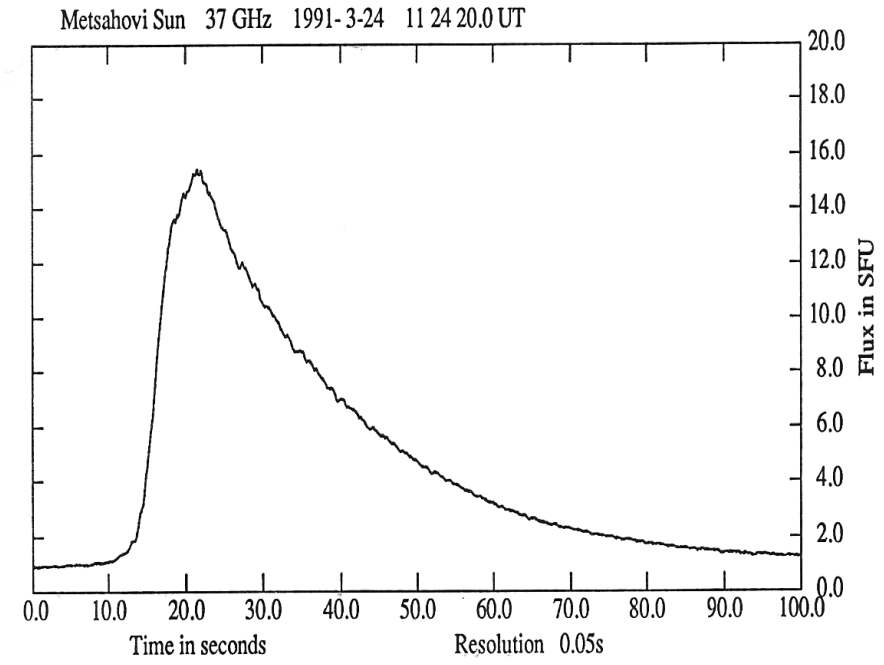
Suuret roihut vs. pienet leimut

- Suuriin purkauksiin liittyy tyypillisesti flare-purkaus, filamenttipurkaus, kaksi-nauha (two-ribbon) purkaus ja usein myös koronan massapurkaus
- Suurten edellytyksenä on kentän kiertyminen (shear & twist) sekä magneettinen kompleksisuus (δ-konfiguraatio): näkyy esim. filamentin olemassaolona ja S:n muotoisina sigmoidi-rakenteina
- Pienet syntyvät usein plasmakaarien tyviosien liikkeiden seurauksesta tai erimerkkisten vuoputkien kohdatessa nousevan vuon alueella

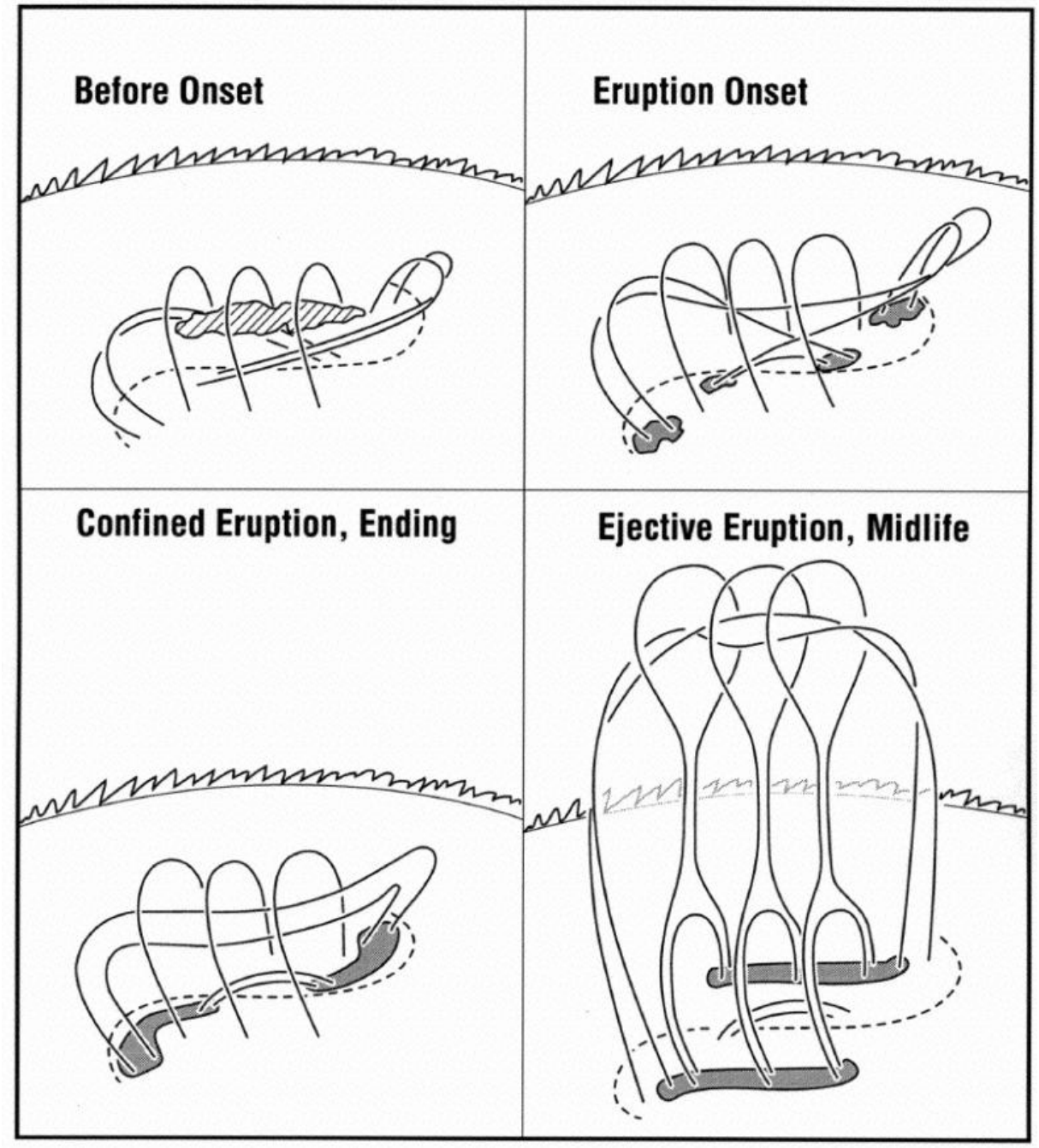
Rajatut vs. purkautuvat

- Tällä hetkellä käytetyin jaottelu: riippuu siitä aukeavatko kenttäviivat päästämään plasmoidia/elektronisuihkuja ulos Auringosta
- Diagnosointi esim. radiolla tyyppi III purkausten avulla (kulkevatko suihkut ylös vai alas Auringon atmosfäärissä)





Kuva 8.19: Metsähovin radiotutkimusasemalla mitattuja auringonpurkauksia (taajuus 37 GHz, keilan koko 2.4 kaariminuuttia, eli seurattu yhden aktiivisen alueen käyttäytymistä). Yläkuvassa purkauksia, joilla impulsiivinen alku ja terminen ’häntä’, alakuvassa pelkästään impulsiivinen, ei-terminen ns. ’simple’ purkaus.



Kuva 8.20: Purkaus voi edetä suljettuna tai ejektiivisenä. Purkauksen aluksi (onset) tapahtuu rekonnektio, jossa kahdesta (kuvassa) ristiinmenevästä kaaresta syntyy yksi iso ja yksi pieni kaari (tyvet vaihtuvat). Kohoavaan rakenteeseen liittyy myös kromosfäärin kirkkaiden nauhojen erkaantuminen toisistaan. Loppuvaiheessa nauhojen väliin syntyy ns. jälkipurkauskaaria (post-flare loops), eli kun yläpuolella oleva rakenne on sinkoutunut pois niin kenttä pyrkii sulkeutumaan uudelleen.

8.3 Aktiivisuutta ennustavia tekijöitä

Mount Wilson Magnetic Classifications

Aktiivisen alueen (ja auringonpilkkuryhmän) magneettista kompleksisuutta kuvataan $\alpha-\beta-\gamma-\delta$ -luokittelulla:

Alpha: Denotes a unipolar sunspot group.
Beta: A sunspot group having both positive and negative magnetic polarities, with a simple and distinct division between the polarities.
Gamma: A complex active region in which the positive and negative polarities are so irregularly distributed as to prevent classification as a bipolar group.
Delta: A complex magnetic configuration of a solar sunspot group consisting of opposite polarity umbrae within the same penumbra.

Erityisen 'purkausherkkiä' ovat δ-alueet, ja niistä yleensä varoitetaan avaruussäätiedotteissa.

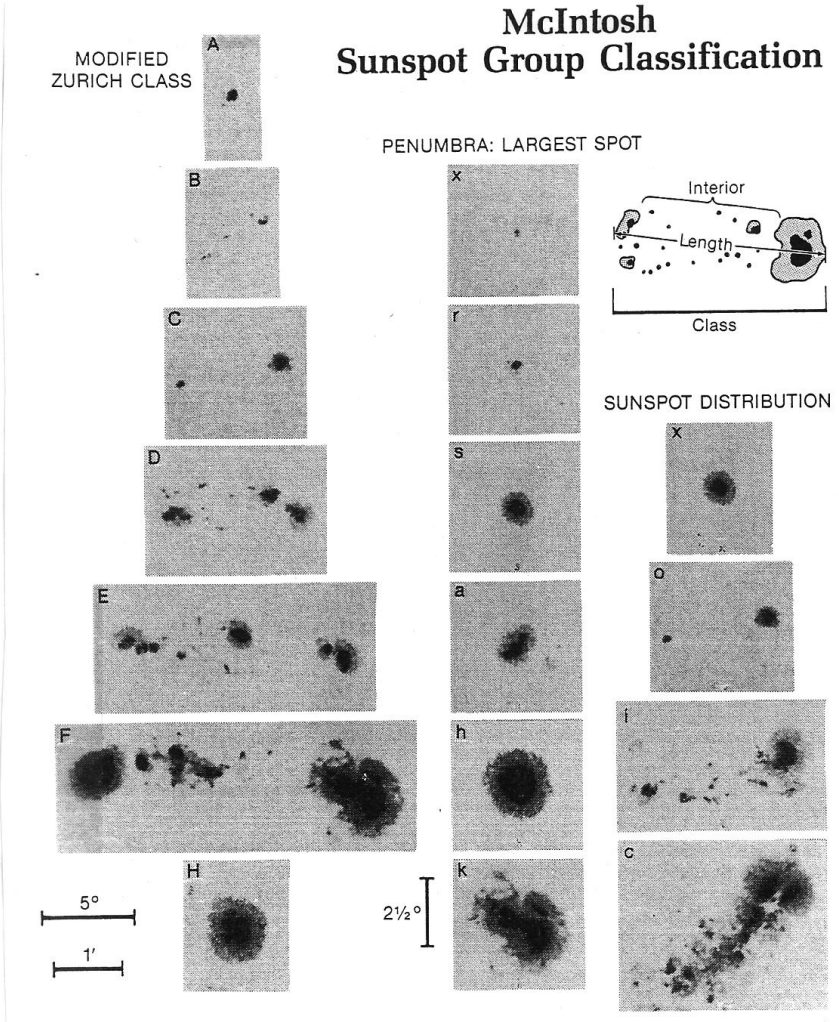
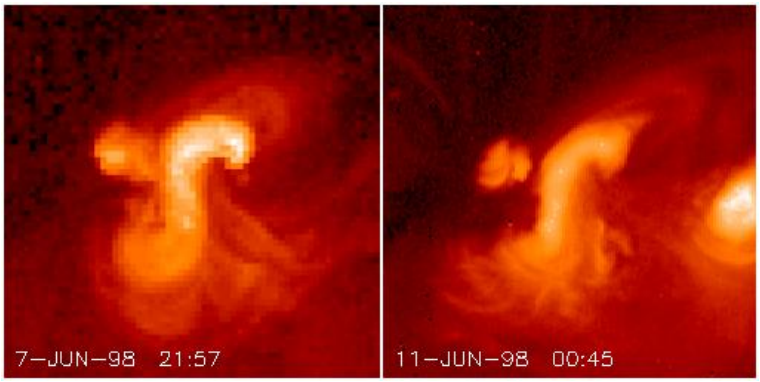


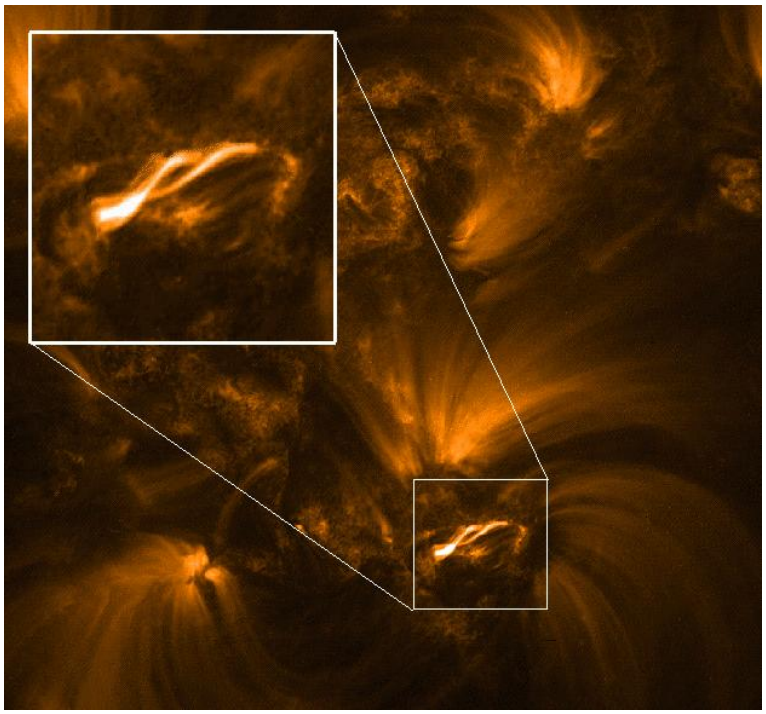
Fig. 6.4 The McIntosh sunspot classification scheme. Three letters describe in turn the class of sunspot group (single, pair or complex group), the penumbra of the largest spot in the group, and the spot distribution. (Courtesy P. S. McIntosh, NOAA (1990))

S-rakenteet

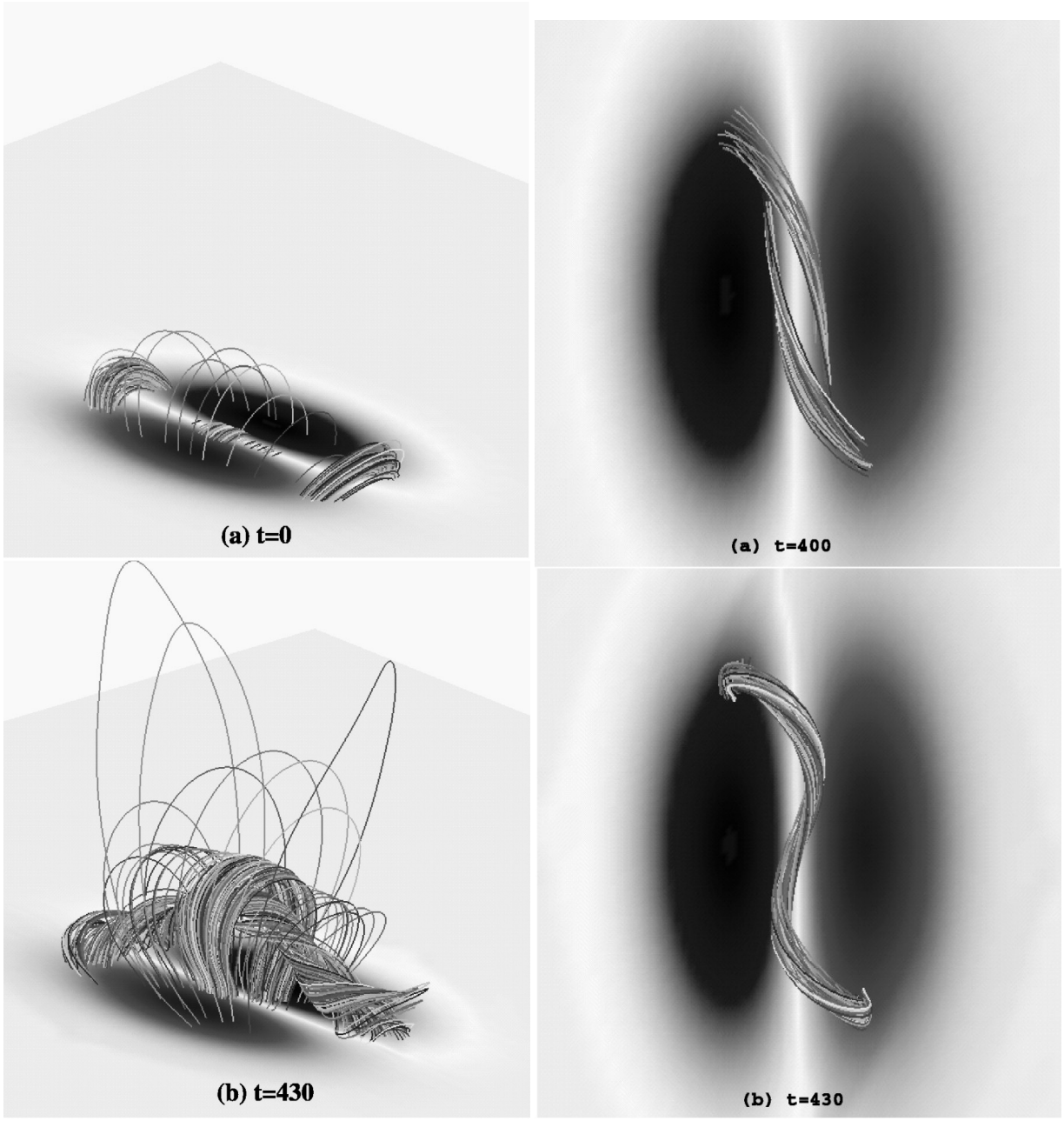
S:n muotoiset (ns. sigmoidi-rakenne) plasmakaaret kertovat sekä magneettikentän kompleksisuudesta että mahdollisista liikkeistä kaarien tyvissä – esimerkiksi konvektiovirtaukset saattavat vääntää plasmakaaria mutkalle. Tietyssä kohti kierteellä oleva kaari muuttuu epästabiiliksi ja purkautuu. Tämä on todettu mm. MHD-simulaatioilla. Kuitenkaan kaikki S:n muotoiset rakenteet Auringon pinnalla eivät purkaudu, eli ennustettavuus on huono, eikä mekanismin toimintaa täysin tunneta.



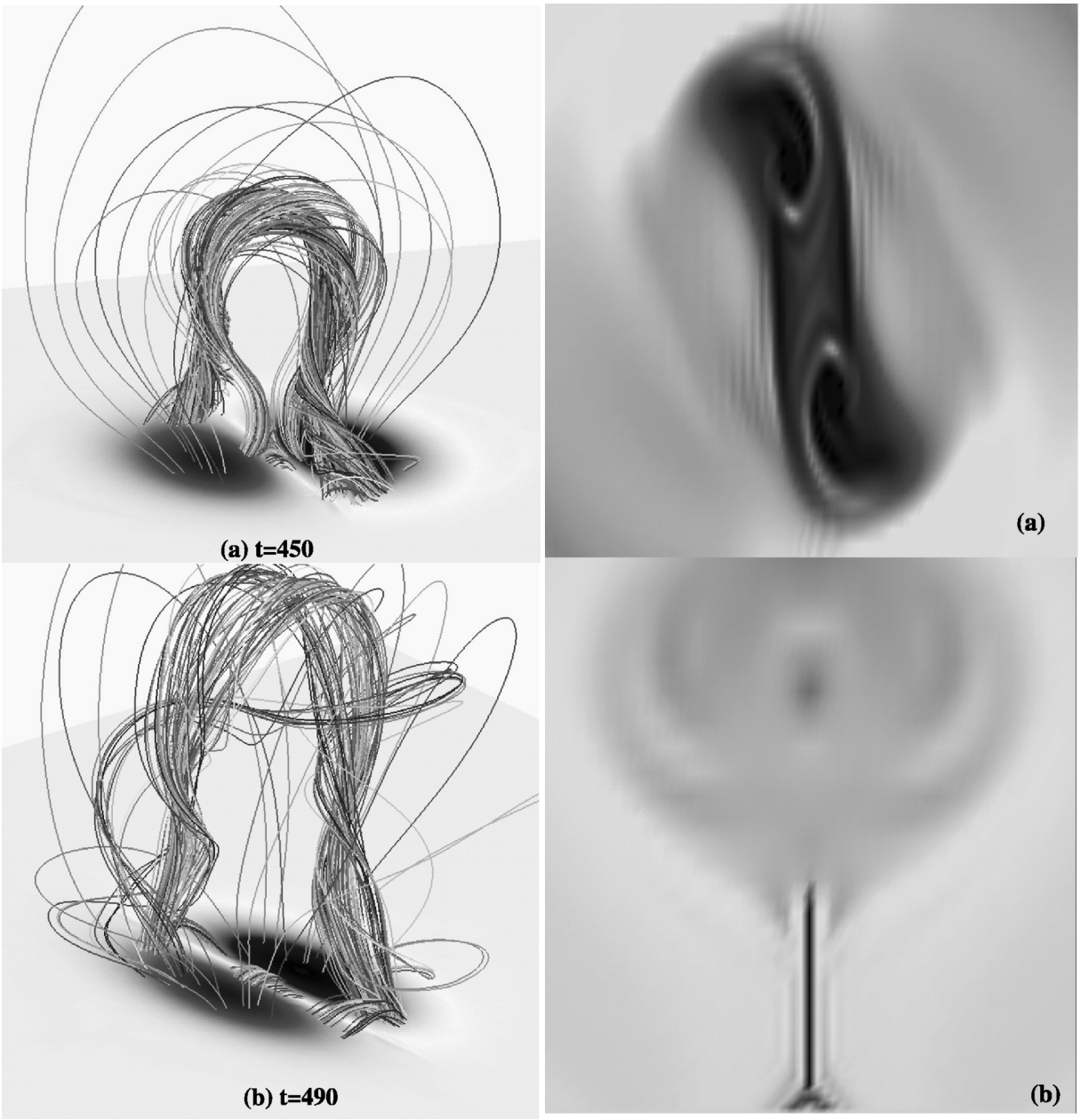
Kuva 8.21: Yohkoh SXT-instrumentilla (pehmeä röntgen) otettu kuva aktiivisen alueen S-muotoisesta kaaresta auringon koronassa ennen ja jälkeen purkauksen. (Elokuvia osoitteessa http://www.lmsal.com/SXT/movies_archive/June_1998.html)



Kuva 8.22: TRACE satelliitin EUV-aallonpituusalueella 4.4.2000 ottama kuva kierteellä olevista kaarista auringon kromosfäärissä (= viileämpiä ja matalammalla kuin röntgenkaaret).



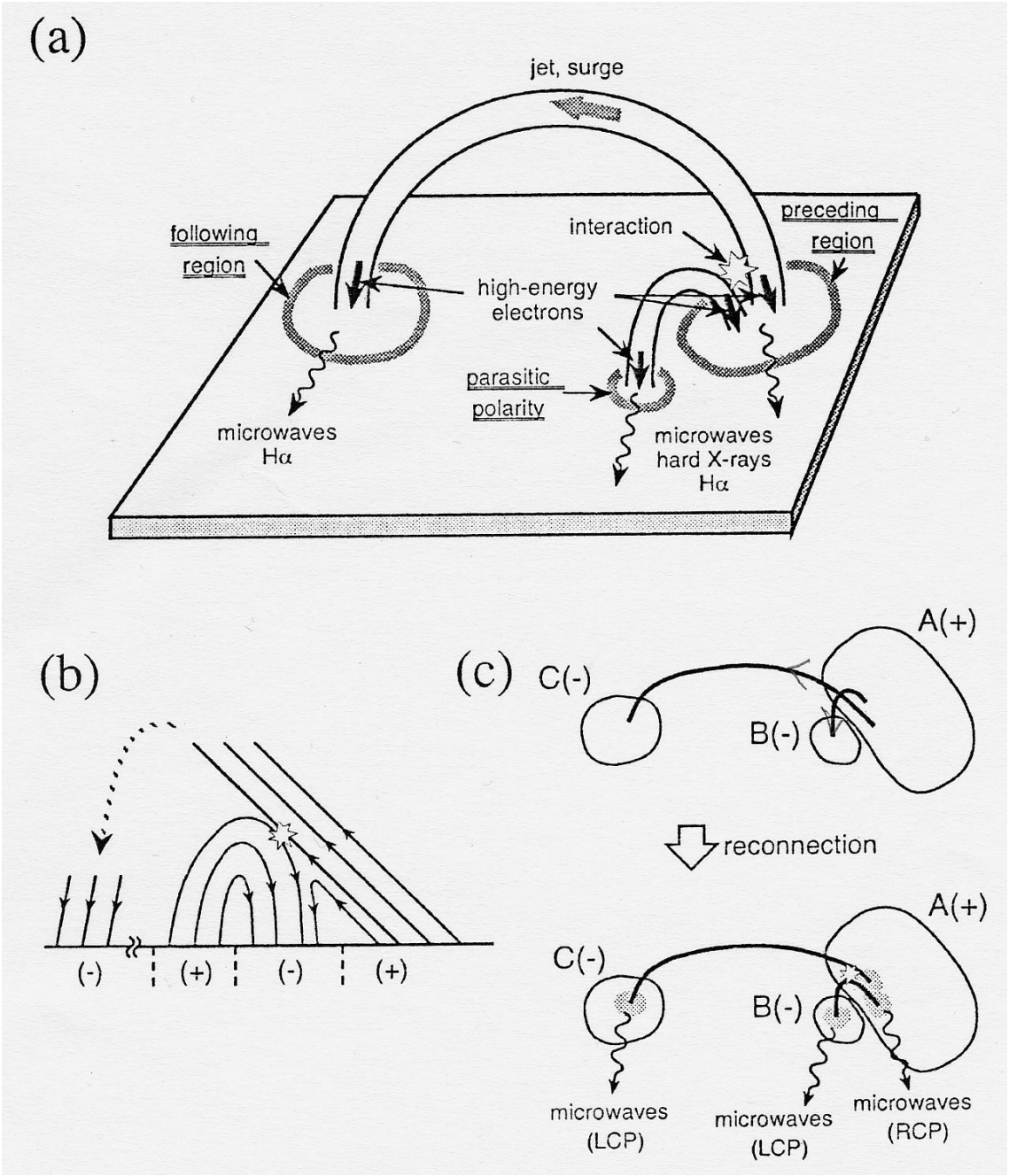
Kuva 8.23: Sigmoidi-alueen kehitystä ja varastoituneen energian purkautumista on tutkittu MHD-simulaatioilla, tässä yksi niistä. Original text: Selected field line of the configuration at two steps of the MHD evolution at t = 0 and t = 430, when a twisted flux rope has been created. Top view of selected field lines showing the merging of two inverse J-shaped structures visible at t = 400 into a single inverse S-shaped structure at t = 430.



Kuva 8.24: For t = 430 the configuration experiences a major global disruption. The twisted flux rope expands very rapidly; evolution of the configuration at two steps during a relaxation phase at t = 450 and t = 490 is shown. No neighboring equilibria exist, and the configuration experiences a major disruption. The horizontal cut above the twisted flux tube at t = 430, also confirming the inverse S-shaped structure, and the vertical cut in the central plane (x = 0) during the reconnection phase at t = 450. (Amari et al. Astrophysical Journal, 2000)

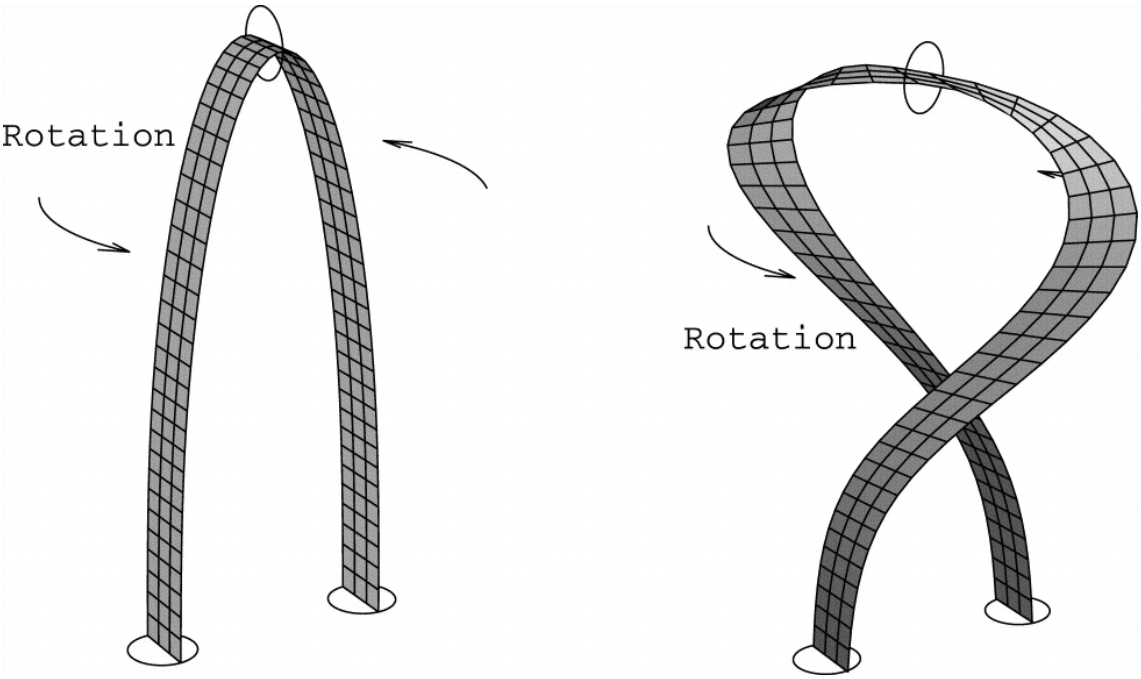
Nouseva vuo

'Helpoin' tapa tuottaa rekonnektio on nouseva magneettivuo: uusi alue konnektoi vanhan kanssa, muodostaa uuden magnettisen kaaren, kaari nousee nousevan vuon voimistaessa kenttää ja lopulta uusi kaari ja vanha kaari konnektoivat (rekonnektio = uusi yhtyminen, jossa kaarien tyvet vaihtavat paikkaa). Rekonnektiossa yhtymisalueelle muodostuu virtalevy (current sheet), ja seurauksena on aina hiukkaskiihdytys.

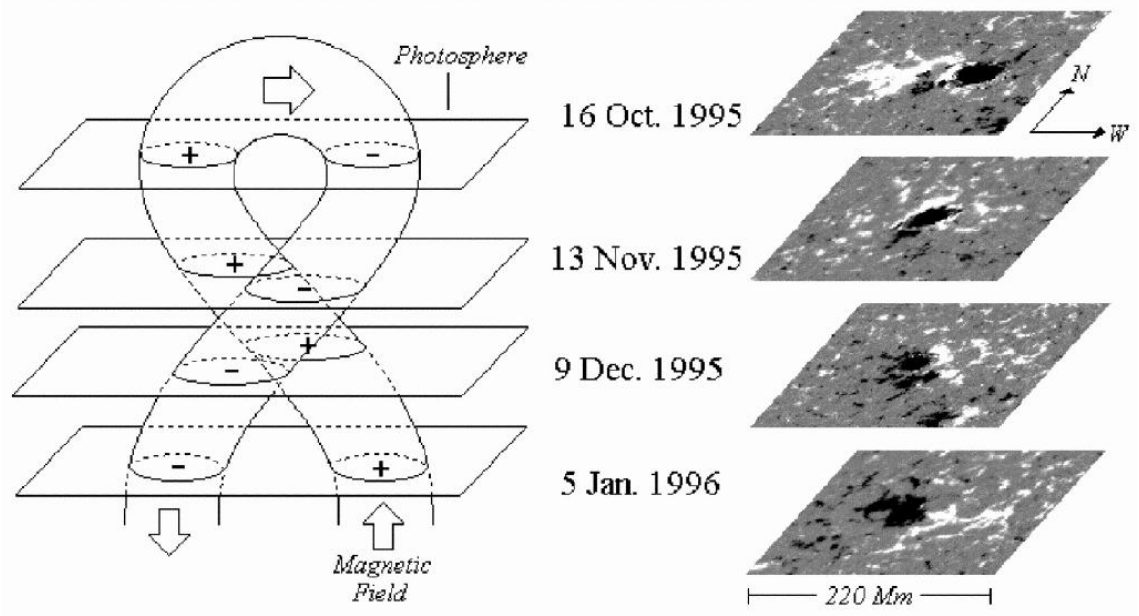


Kuva 8.25: Hanaokan malli nousevan vuon ja uuden kaaren aiheuttamasta rekonnektiosta. Original text: Schematic drawing of a double-loop flare and behaviour of high-energy electrons. The interaction region of the two loops is the origin of high-energy elctrons and thermal plasma flows, such as jets and surges (Hanaoka, PASJ 51, 1999)

Sources for reconnection



Kuva 8.26: Twist and writhe of magnetic flux tubes (Lopez Fuentes et al., 2000)



Kuva 8.27: Emergence of twisted flux tubes (Lopez Fuentes et al., 2000). Huomaa bipolaarisen alueen magneettikentän pyöriminen, kun vuo nousee ja kierre ’aukeaa’.

8.4 Rekonnektiomalleja: tether-cutting vs. magnetic break-out

Auringonpurkauksissa magneettikenttään varastoitunut energia pääsee purkautumaan ja hiukkaset kiihdyttyvät suuriin nopeuksiin. Lähes kaikki mallit perustuvat *rekonnektioon* (reconnection), jossa vastakkaissuuntaiset magneettikentät yhtyvät.

Vanhemmissa selitysmalleissa ('tether-cutting') rekonnektio alkaa alhaalta ja etenee ylemmäs avaten kenttäviivoja. Uudemmassa mallissa ('magnetic break-out') avautuminen alkaa ylhäältä ja jatkuu alaspäin. Nykyään on kehitetty myös malleja, joissa molemmat ovat toiminnassa: hitaampi breakout-rekonnektio avaa kentän ensin ylhäältäpäin ja klassinen nopea tether-cutting kiihdyttää hiukkaset ja 'nostaa' filamentin ylös.

Toinen ero malleissa on vaadittava magneettikentän muoto: tether-cutting toimii yksikertaisessa kaksinapaisessa (bipolar) systeemissä mutta breakout vaatii moninapaisen (multipolar) kentän.

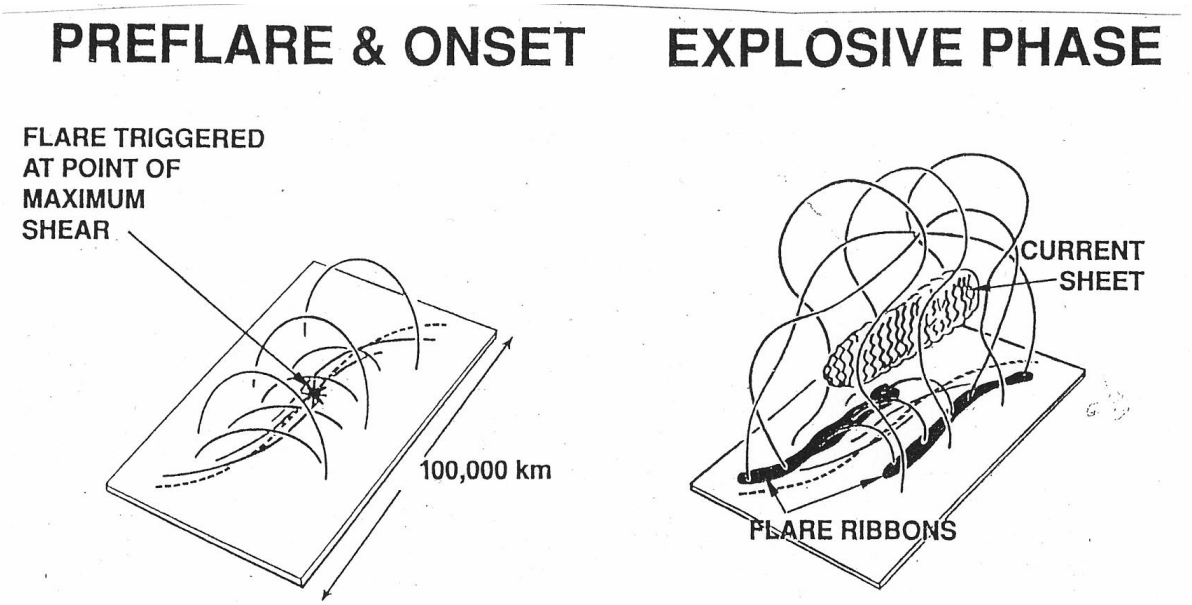


Figure 1. Magnetic field configuration of a typical two-ribbon eruptive flare; left: at and before flare onset; right: in the flare's explosive phase of peak heating and particle acceleration (from Moore et al. 1991). The core of lowest-lying strongest-sheared field shown in the preflare configuration is typically marked by a dark chromospheric filament; this provides a tracer showing that the core field begins to erupt before the explosive phase. By the peak of the explosive phase, the erupting core has greatly distended the envelope of the bipole, allowing the legs of the envelope arcade to collapse together beneath the erupted core (the double helix in this drawing) to form the current sheet and drive the heating and particle acceleration.

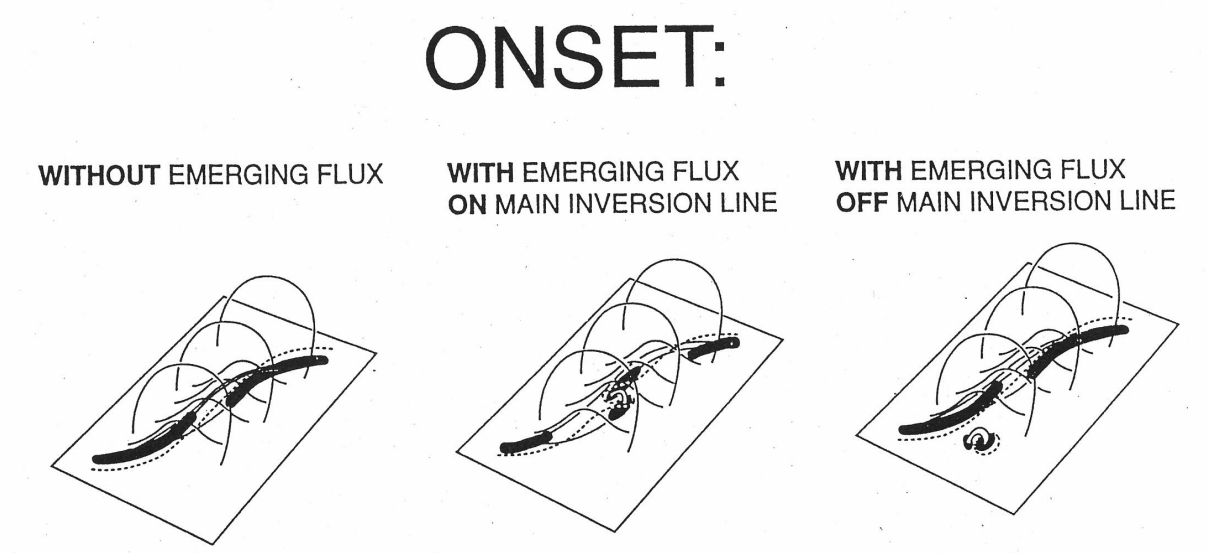


Figure 2. Typical onsets of eruptive flares; left: no emerging flux; center: emerging flux on main inversion line; right: emerging flux off main inversion line. Here, as in Figure 1, the dashed lines are magnetic inversion lines, dividing areas of opposite polarity in the photosphere; black areas are ribbons of chromospheric flare brightening. In all three cases, at flare-ribbon onset the sheared core field along and above the main inversion line has begun to erupt upward, distending the surrounding envelope field, and the initial flare ribbons along the main inversion line are tucked under the erupting core.

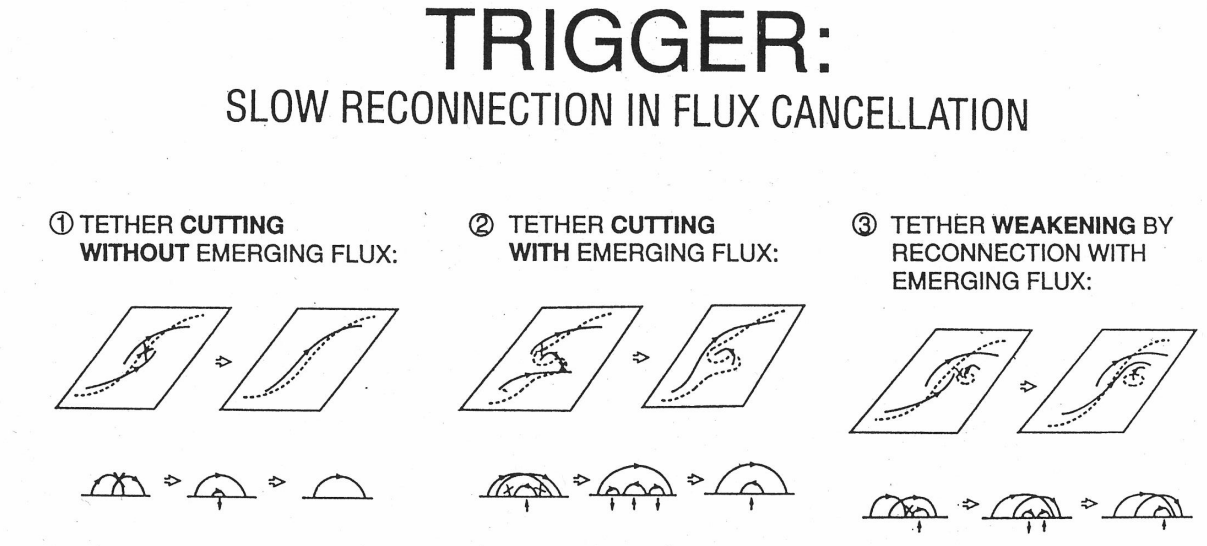
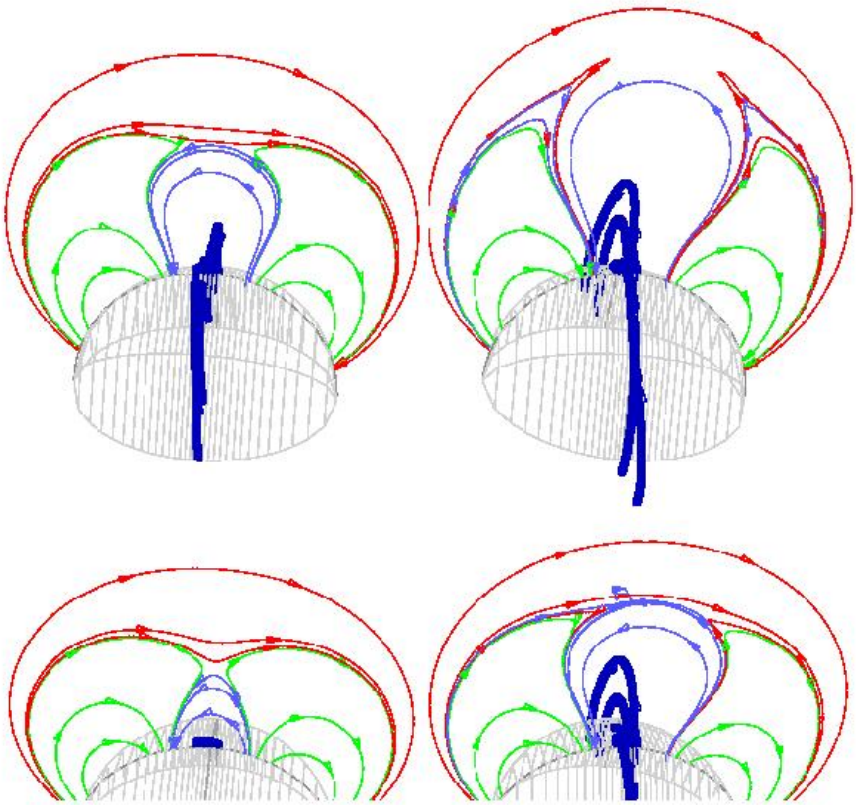
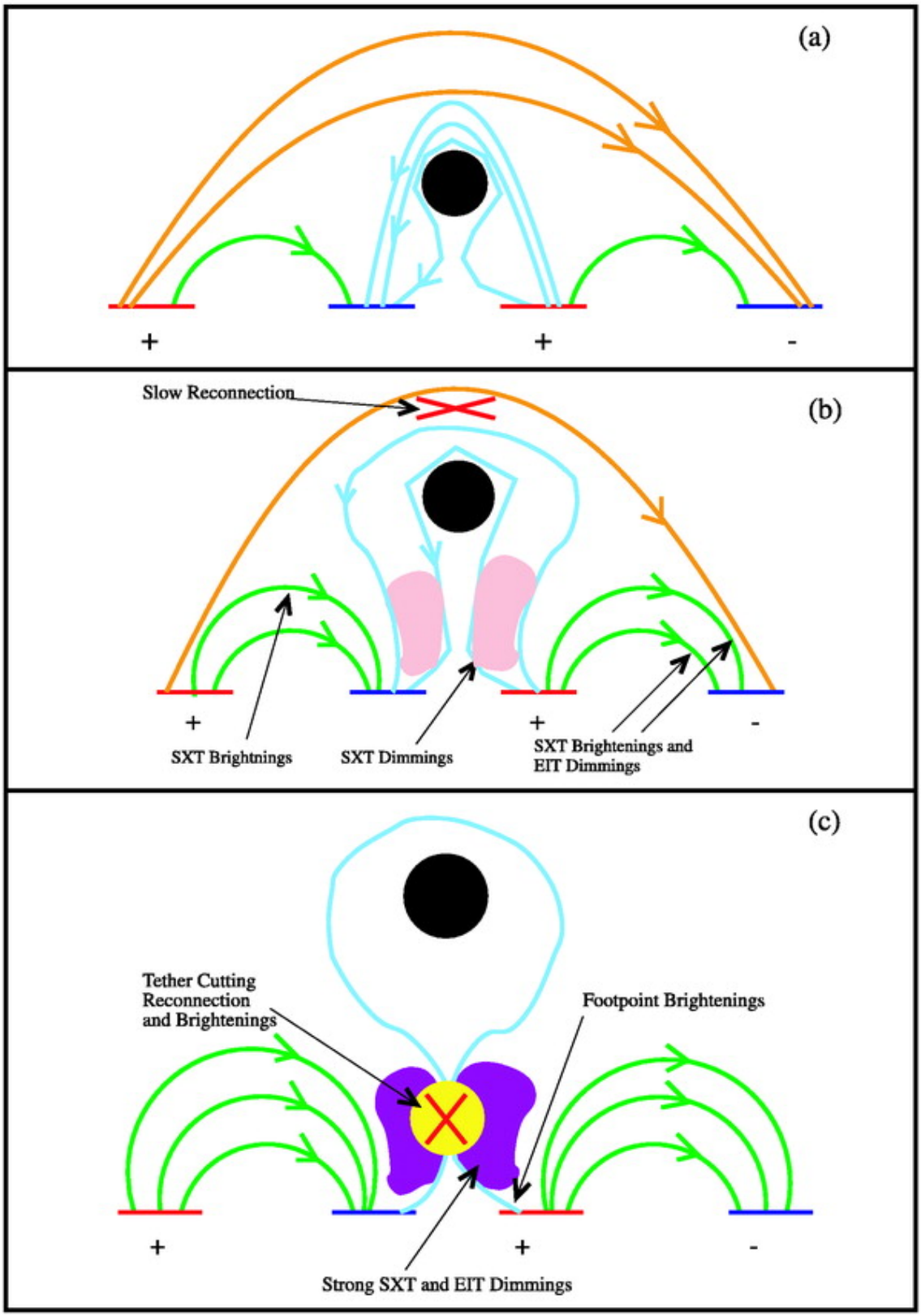


Figure 4. Inferred process for triggering typical onsets of eruptive flares; left: no emerging flux; center; emerging flux on main inversion line; right: emerging flux off main inversion line. The field lines shown are in the core of the preflare field configuration shown in Figures 1-3. The sequences of 2-D sketches below the perspective sketches show the reconnection, emergence, and submergence of field in an end view along the main inversion line. X's mark reconnection. Vertical arrows below the 2-D sketches mark flux emergence (upward arrow) and flux submergence (downward arrow).

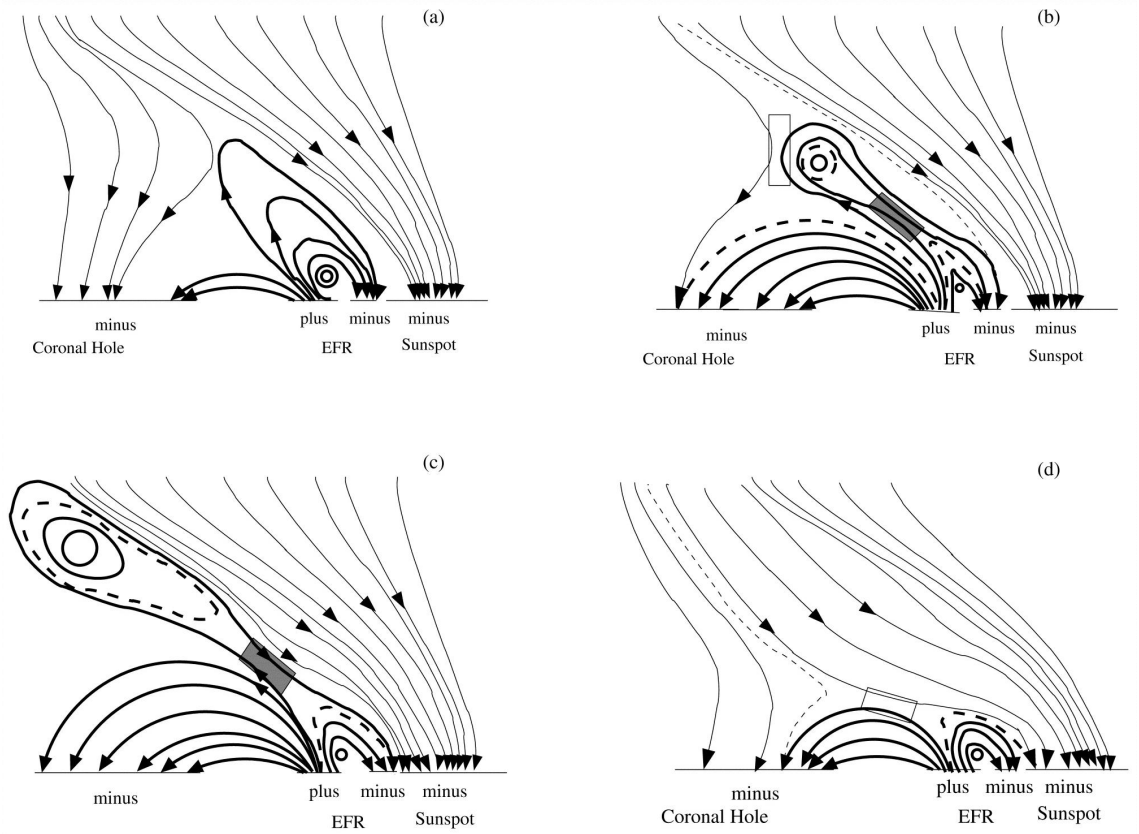
Magnetic breakout



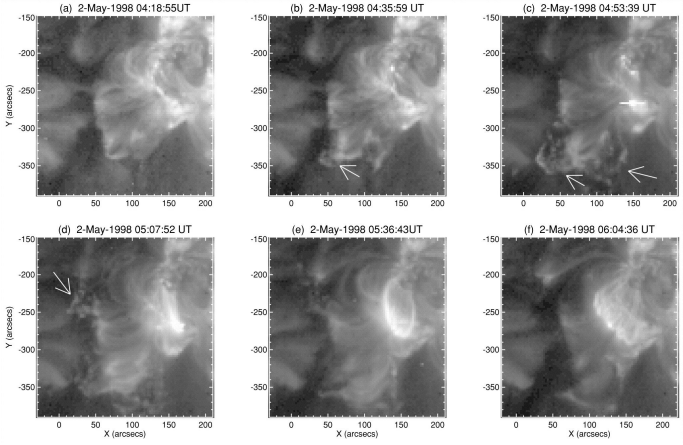
Kuva 8.28: Kentän avautuminen ylhäältä päin (koronasta), joka mahdollistaa alempana olevan kierteisen kentän purkautumisen (Antiochos et al., 1999: A magnetic breakout is the opening of initially low-lying sheared fields, triggered by reconnection at a null point that is located high in the corona and that defines a separatrix enclosing the sheared fields). DeVore & Antiochos (ApJ 628, 2005): In this model, the magnetic free energy that drives the eruption is stored readily in the pre-reconnection state: the energy required to open the stressed flux in the initial configuration can be much greater than that in the post-reconnection state, because more overlying flux must be opened in the former than in the latter. Once the breakout reconnection begins, it accelerates inexorably as the open energy declines, progressively and rapidly. The resultant excess magnetic free energy is converted into kinetic and gravitational energy of the CME plasma, which escapes in an ideal expansion. Subsequently, flare reconnection across the current sheet trailing the ejected flux produces a flux rope and a closed coronal arcade, similar to those in other models. Unlike those scenarios, however, in the breakout model flare reconnection results from, rather than causes, the eruption.



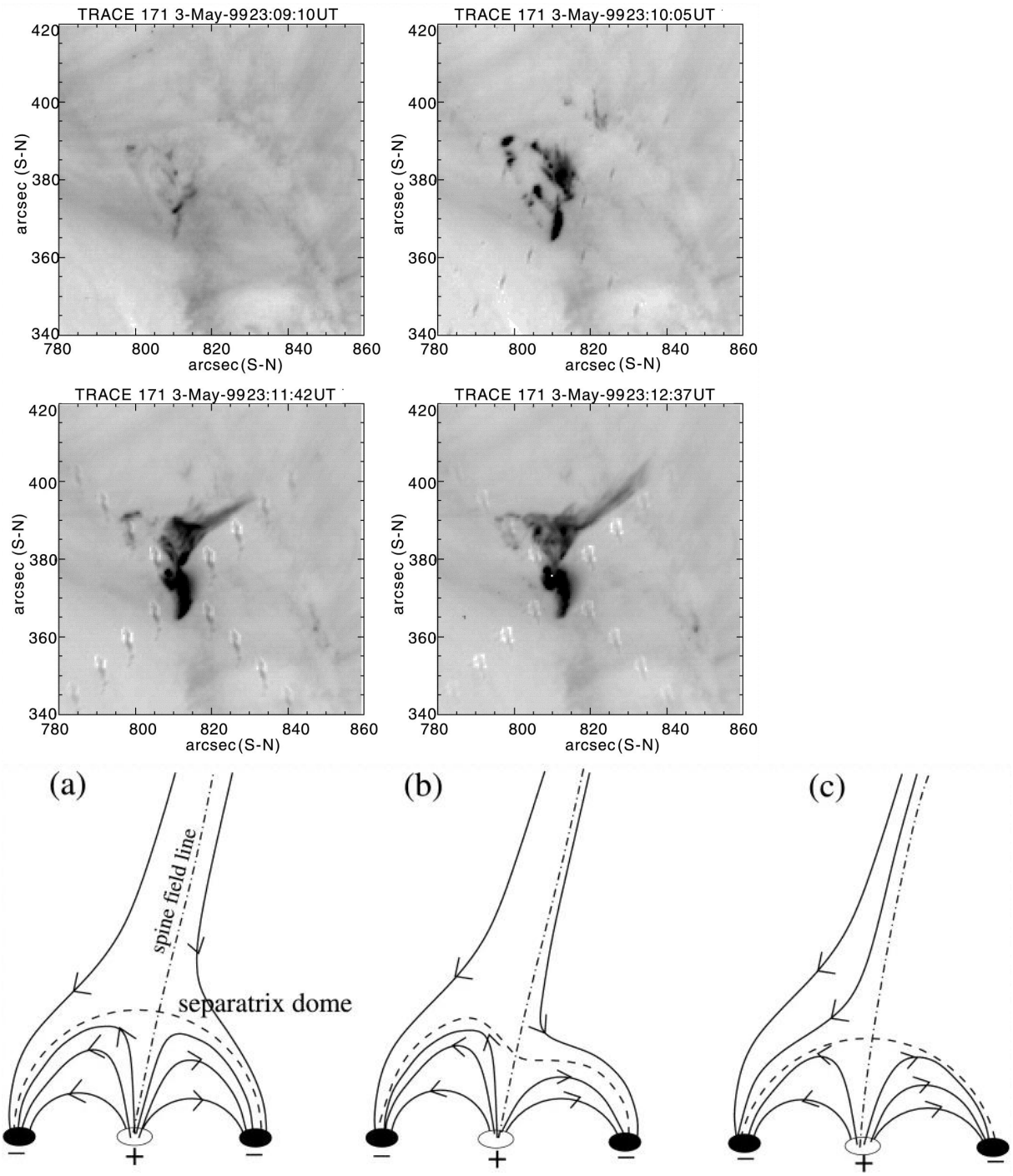
Kuva 8.29: Purkausmalli, joka yhdistää tether-cuttingin ja breakoutin (Sterling & Moore 2004).



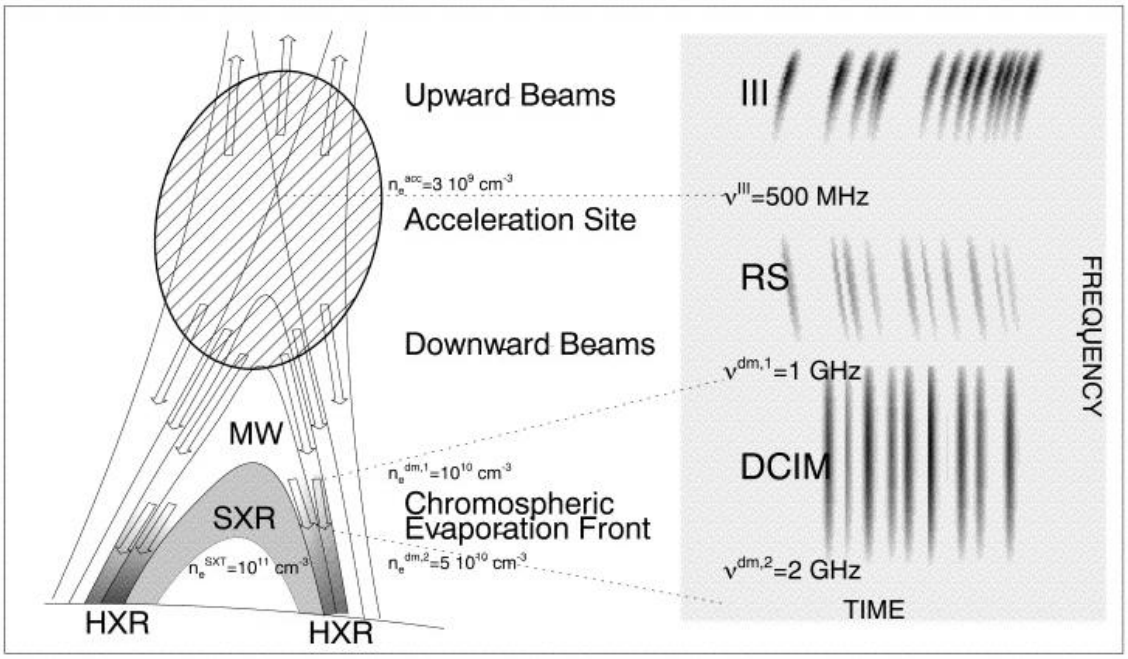
Kuva 8.30: Magnetic breakout-mallia on käytetty selittämään havaintoja (Sterling et al., 2001), siten että nouseva vuo (EFR - emerging flux) aiheuttaa ’ulkoisen rekonnektion’ (ylempi laatikko) kohdatessaan vieressä olevan koronan aukon erisuuntaiset kenttäviivat ja jatkuu sitten ’sisäisenä rekonnektiona’ (tummennettu laatikko) alempana.



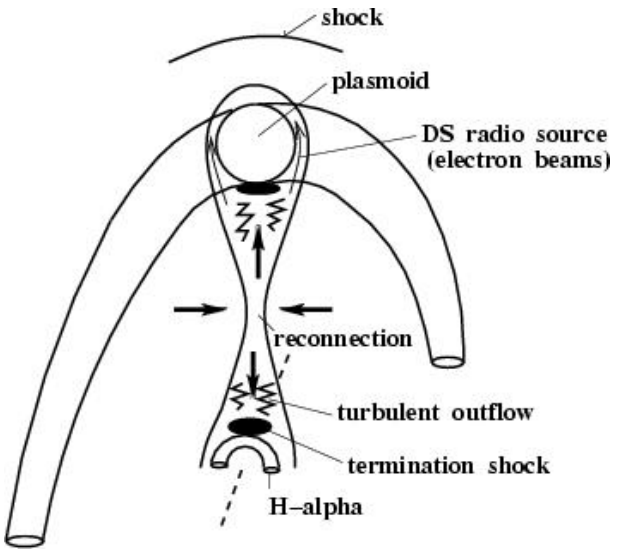
Kuva 8.31: Edellisen kaltainen tilanne (Sterling et al., 2001) aiheuttaisi siten EIT-ryppyjä (EIT crinkles, kuvassa osoitettu nuolilla), kun nousevan vuon alapuolinen alue työntyy koronan aukkoa kohti ja kuumentaa plasmaa + nostaa elektronitiheyttä



Kuva 8.32: Purkausmalli jettisuihkulle: TRACE 171 Å images of the flare site made around the impulsive phase. Near the time of the HXR impulsive phase the TRACE emission is confined to a few bright kernels; shortly thereafter, the kernels disappear, a small loop brightens, and material ejection starts. Two-dimensional representation of the process of reconnection via a separator dome (Fletcher et al. Astrophysical Journal, 2001)



Kuva 8.33: Kaaviokuva elektronien kiihdytysalueesta ja sieltä ylös- ja alaspäin syöksyvistä elektronisuihkuista. Plasmakaaria pitkin alaspäin etenevät elektronit näkyvät taajuussiirtyvinä komponentteina kohti korkeampia taajuuksia (RS - reverse slope), Auringon tiheämpiin kerroksiin siirtyvien elektronien liike näkyy plasmasäteilynä desimetri-senttimetri aallonpituuksilla (DCIM), ja ylöspäin kulkevat elektronit näkyvät 'normaalina' tyyppi III säteilynä (taajuussiirtymät kohti alempia taajuuksia eli kulku kohti harvempaa plasmaa). Kuva Aschwanden & Benz



Kuva 8.34: Desimetrialueen (DS) plasmasäteily saattaa syntyä myös muissa tiheissa rakenteissa kuin vain rekonnektioalueen alapuolella, tässä mallissa nousevan filamentin reuna-alueilla, jossa kiihdyttyneet elektronit ovat loukussa. Tätä tulkintaa tukee se, että usein desimetrialueen purkausten joukko ('envelope') lipuu hitaasti kohti matalampia taajuuksia - eli plasmoidikaari kohoaa ylöspäin (Karlicky, 2004).

8.5 Kiihdytettyjen hiukkasten energioista flare-purkauksissa

Hard X-ray thick-target vs. thin-target
The basic principle of the thick-target model is that the observed hard X-rays result from bremsstrahlung emitted by a beam of electrons accelerated in the corona, but then "precipitating"into the dense atmosphere where they stop collisionally (via Coulomb collisions). The term "thick target"describes just this property of collisional termination of a particle beam. The resulting X-ray spectrum has a fixed dependence on the beam properties. That simplification is one of the model's virtues, permitting an easy use of inverse theory to learn about the (assumed) electron beam. (See more from the RHESSI Science Nugget by Lyndsay Fletcher and Hugh Hudson, at http://sprg.ssl.berkeley.edu/~tohban/nuggets/?page=article&article_id=44)

- Thick target: Double-footpoint, need 10^{37} electrons per second to explain the HXR emission (typical loop 10^{37} electrons!)
- Thin target: Superhot thermal source > 10^8 K (Masuda-flare)

Gyrosynchrotron radio – HXR

$$N(E) \propto E^{-x} \qquad \text{Electron energy spectrum} \tag{8.1}$$

$$I(\nu) \propto \nu^{\alpha_r} \propto \nu^{-(x-1)/2} \qquad \text{Gyrosynchrotron radiation} \tag{8.2}$$

$$N_x(\epsilon) \propto \epsilon^{\alpha_x} \propto \epsilon^{-(x+1/2)} \qquad \text{X-ray emission} \tag{8.3}$$

$$\alpha_r = 0.5\alpha_x - 0.75 \tag{8.4}$$

General - no model assumptions, gyrosynchrotron is optically thin, no directional effects assumed (Longair: High-energy Astrophysics)

HXR thin target – thick target

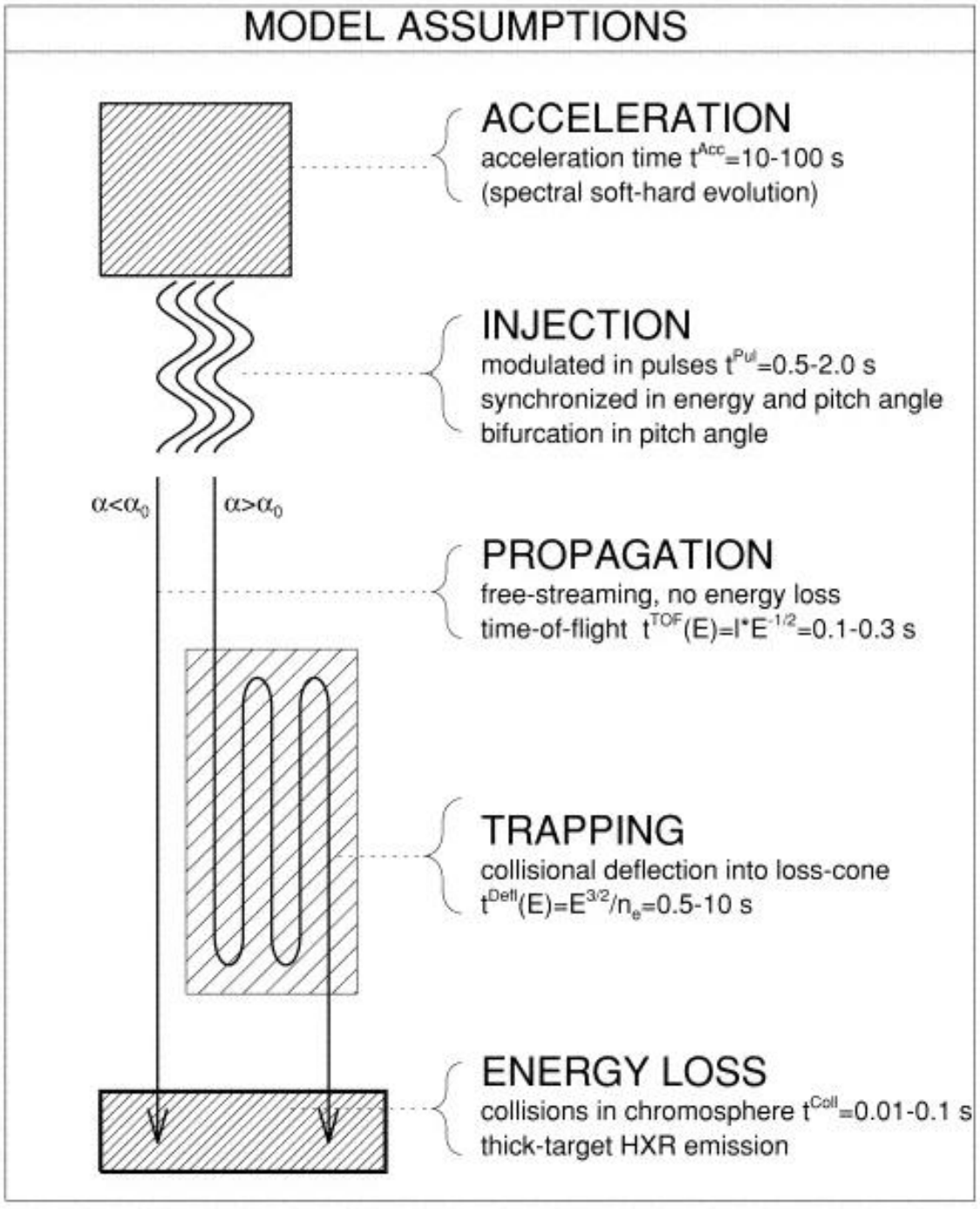
$$E^{\delta_{thin}} : \delta_{thin} = \gamma - 0.5 \tag{8.5}$$

$$E^{\delta_{thick}} : \delta_{thick} = \gamma + 1 \tag{8.6}$$

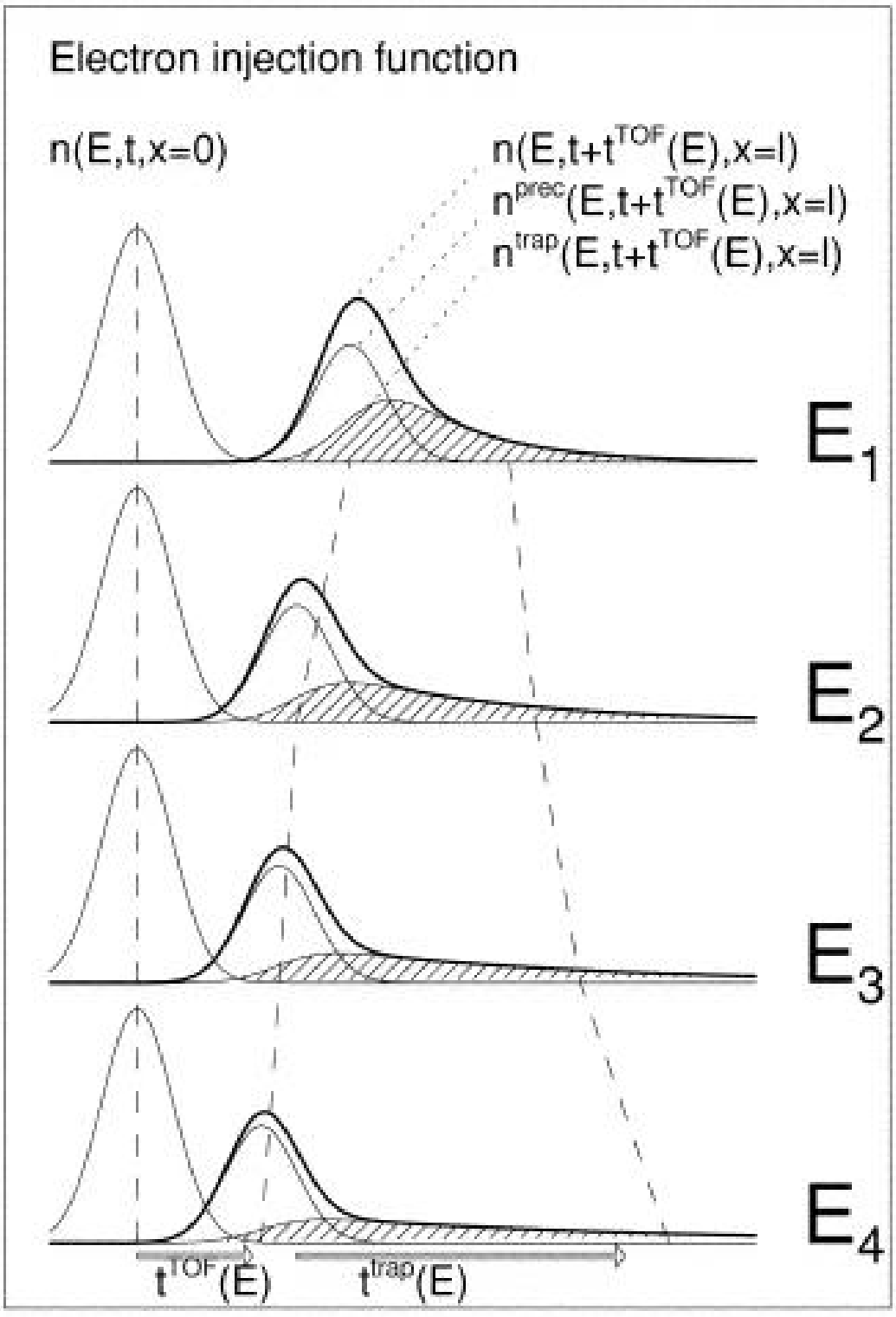
where γ is the photon power-law index (Brown, 1971).

Practical example:
observed photons with ϵ = 70 keV →
mean energy E_x thin-target = 100–130 keV
E_x thick-target = 120-180 keV
microwaves a few hundred keV

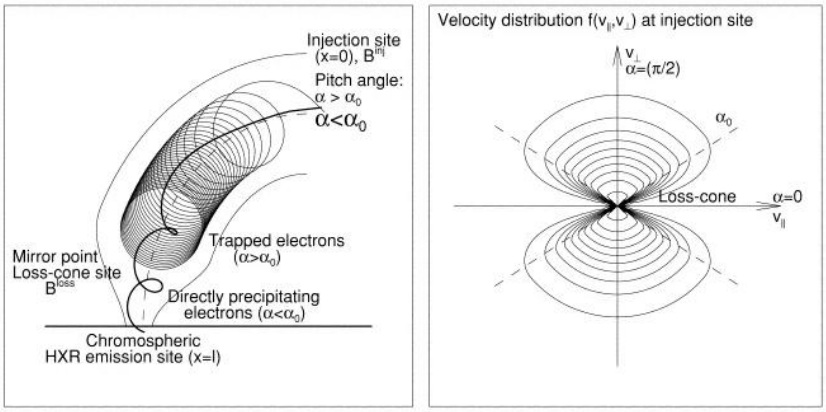
Comparison:
Outstreaming electrons in type III bursts have velocities between 0.1c and 0.5c, meaning subrelativistic electron energies of 2–80 keV.



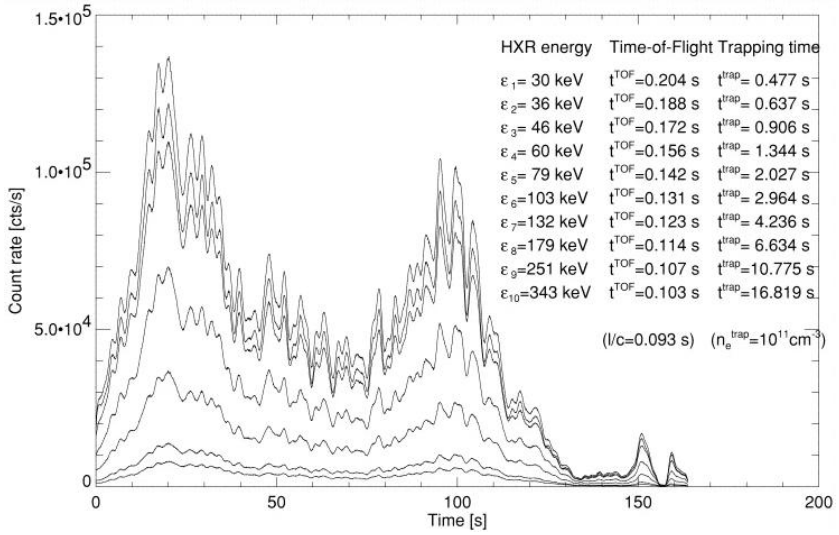
Kuva 8.35: Hiukkaskiihdytys – perusmallit ja sovellutukset. Original caption: Summary of model assumptions used in the deconvolution method of HXR time profiles I(ϵ, t). (Aschwanden, 1998)



Kuva 8.36: Temporal relation of the electron injection function n(E,t,x=0) at the injection site and at the HXR emission site n(E,t + t^{TOF}(E), x = l^{TOF}), delayed by an energy-dependent electron time-of-flight interval t^{TOF}(E), schematically shown for four different energies E1 < E2 < E3 < E4. The injection function at the HXR emission site (thick curve) is broken down into a directly precipitating component (thin curve) and the trap-precipitating component (hatched area). Note that the (e-folding) trapping time t^{trap}(E) increases with energy E, whereas the time-of-flight delays t^{TOF}(E) decreases.



Kuva 8.37: Spatial configuration of injection site, loss cone site, and HXR emission site in a flare loop. Electrons with small initial pitch angles precipitate directly, while electrons with large pitch angles become temporarily trapped. Right: The velocity distribution at the injection site has a loss cone for pitch angles $\alpha \leq \alpha_0$.(Aschwanden, ApJ 1998)



Kuva 8.38: Simulated data set of HXR time profiles I(ϵ, t) for 10 energy channels (ϵ_i, i = 1,..., 10). The first channel is taken from observed BATSE/MER count rates of the solar flare 1991 November 13, 21:15:55 UT, while the time profiles of the other channels were convolved with TOF delays (occurring over a projected distance of l = 15,000 km) and trap delays (based on collisional deflection times in a plasma with an electron density of $n_e = 10^{11}\text{cm}^{-3}$). The fluences of all channels are scaled proportionally to the fluences of the observed BATSE/MER channels. Data noise on timescales of 1 s has been filtered out with a Fourier filter.