

# Lyhyiden valopulssien tuottaminen vapaaelektronilaserilla

LuK-tutkielma  
Turun yliopisto  
Fysiikka  
2024  
Fil. yo. Frans Dunder  
Tarkastaja:  
Prof. E.K.

Turun yliopiston laatujärjestelmän mukaisesti tämän julkaisun alkuperäisyys on tarkastettu Turnitin OriginalityCheck-järjestelmällä

TURUN YLIOPISTO

Fysiikan laitos

**Dunder, Frans** Lyhyiden valopulssien tuottaminen vapaaelektronilaserilla

LuK-Tutkielma, 37 s.

Fysiikka

Helmikuu 2024

---

Tutkielmassa perehdytään vapaaelektronilaserin tuottamaan valoon, sekä siihen miten tämä valo syntyy. Työssä käydään perusteellisesti läpi vapaaelektronilaserin osat ja miten ne toimivat. Tämän lisäksi työssä esitellään perimmäisiä ilmiöitä kuten SASE, joihin vapaaelektronilaserin toiminta perustuu. Työn alussa tutustutaan valopulssien fysiikkaan ja viimeiseksi siihen, miten vapaaelektronilaserin tuottamia valopulsseja hyödynnetään nykypäivänä fysiikan tutkimuksessa.

Asiasanat: Vapaaelektronilaser, FEL, valopulssi, attosekuntifysiikka

# Sisällys

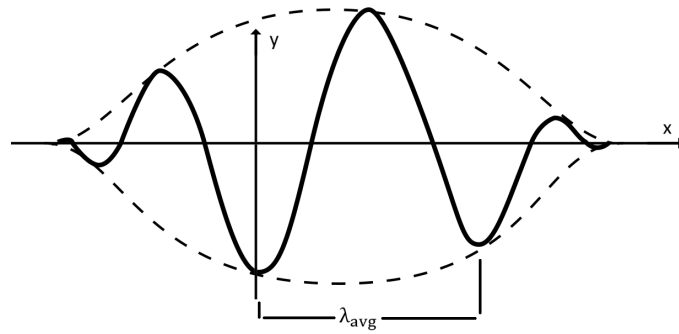
<b>Johdanto</b>	<b>1</b>
<b>1 Lyhyet valopulssit ja niiden teoriaa</b>	<b>2</b>
<b>2 Valopulssien tuottaminen vapaaelektronilaserilla</b>	<b>4</b>
2.1 Relativististen hiukkasten tuottama säteily . . . . .	6
2.2 Elektronien tuotto ja niiden kiihdytys . . . . .	9
2.3 Elektroninippujen hallinta . . . . .	13
2.4 Undulaattori . . . . .	16
2.5 Self Amplified Spontaneous Emission (SASE) . . . . .	20
2.6 Seeded-konfiguraatio . . . . .	24
<b>3 Valopulssien hyödyntäminen fysiikan tutkimuksessa</b>	<b>27</b>
3.1 Kuvantaminen . . . . .	27
3.2 Spektroskopia . . . . .	31
<b>4 Yhteenveto</b>	<b>33</b>

## Johdanto

Lyhyiden valopulssien käytöstä on tullut arkipäivää modernissa materiaalitutkimuksen laboratoriossa. Teknologian kehitys, harppaukset lääketieteessä ja yleisesti ihmisen halu ymmärtää maailmaa vaativat yhä tarkempaa atomien aika- sekä kokomitakaavassa tapahtuvaa tutkimusta, jonka lyhyet valopulssit mahdollistavat. Tällaisten valopulsseja hyödyntävien tutkimusten tarkoituksena on muun muassa seurata kemiallisten sidosten muodostumista reaaliajassa ja paljastaa molekyylien rakenteita ennennäkemättömällä resoluutiolla. Lyhyitä valopulsseja on mahdollista käyttää työkaluna jopa elektronien dynamiikan tutkimiseen. [1][2] Lyhyillä valopulsseilla on tutkimuksen ja lääketieteen lisäksi käytännön käyttökohteita esimerkiksi materiaalien käsittelyn, mikroskopian, mittauksen ja tietoliikenteen parissa [3].

Tässä kirjallisuuskatsauksessa keskitytään esittelemään, miten ajallisesti erittäin lyhyitä femto- ( $10^{-15}$ ) ja attosekuntien ( $10^{-18}$  s) pituisia valopulsseja tuotetaan vapaaelektronilaserilla eli FEL:llä (engl. free electron laser). Katsauksessa perehdytään laitteiston osien toimintaperiaatteisiin sekä käyttötarkoituksiin. Erityistä huomiota työssä kiinnitetään röntgensäteilyn aallonpituusalueella operoivaan vapaaelektronilaseriin eli XFEL:iin (engl. X-ray free electron laser).

Lyhyiden valopulssien tuottamisen ja hallitsemisen sisällään pitävä fysiikan osa-alue, johon vapaaelektronilaserkin kuuluu, on saanut viime aikoina erityistä huomiota tieteelliseltä yhteisöltä, kun Pierre Agostini, Ferenc Krausz ja Anne L’Huillier saivat Nobel-palkinnon vuonna 2023. Nobel-palkitut onnistuivat tuottamaan ennennäkemättömän lyhyitä attosekunnin mittaluokan valopulsseja harmonisten ylätaajuuksien generoinnilla (engl. high-harmonic generation), eli HHG-menetelmällä, johon voi halutessaan perehtyä artikkelissa [4].



Kuva 1. Valopulssi rajattuna katkoviivan mukaisella verhokäyrällä. Jatkuvalle viivalle on merkitty sähkömagneettisen kentän amplitudia  $xy$ -koordinaatiston funktiona. Pulssin likimääräinen aallonpituus on merkitty kuvaan  $\lambda_{avg}$ .

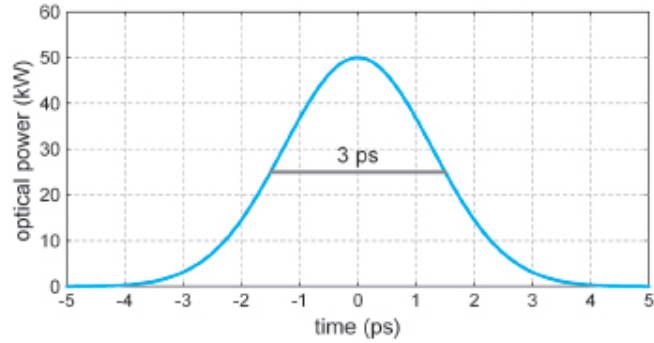
## 1 Lyhyet valopulssit ja niiden teoriaa

Valopulssi on sähkömagneettisen säteilyn aaltopaketti. Se on sähkömagneettisessa kentässä liikkuva häiriö, jonka amplitudi poikkeaa pienellä alueella huomattavasti kentän tasapainosta. Valopulssi liikkuu yhtenä yksikkönä, joka sisältää ainakin yhden aaltojakson pituisen häiriön ympäröivässä kentässä [5]. Sen aallonharjat ja -pohjat voidaan yhdistää toisiinsa viivalla, jolla pulssi voidaan rajata. Tätä pulssin rajaamaa viivaa, jota on kuvassa (1) merkitty katkoviivalla, kutsutaan verhokäyräksi (engl. envelope) [6].

Tarkemmin valopulssi tai aaltopulssi on monen sinimuotoisen aallon superpositio, joka voidaan hajottaa yksittäisiksi aalloiksi eli harmonisiksi komponenteiksi Fourier-analyysin avulla. Valopulssi itsessään ei ole sinimuotoinen, eli aallonharjojen väliset välimatkat eivät ole identtisiä. Pulssien ominaisuuksiin viitattaessa tarkoitetaan siis likimääräistä aallonpituutta ja aaltolukua.

Dispersio vaikuttaa valopulssin etenemiseen lähes kaikissa väliaineissa, jolloin pulssin muodostamat eri taajuudet omaavat siniaallot etenevät eri nopeuksilla ja valopulssi vähitellen hajoaa. Kokonaisen, verhokäyrän rajaaman pulssin nopeutta väliaineessa kutsutaan ryhmänopeudeksi.[6]

Lyhyen pulssin verhokäyrän sisällä on usein vain muutama aaltojakso. Tämän



Kuva 2. Gaussin käyrän muotoinen lyhyen valopulssin ajallisen muodon kuvaaja [7]. Kuvaajassa pystyakselilla on pulssin optinen teho ja vaaka-akselilla aika pikosekunteina. Pulssin huipputeho on 50 kW, jolloin sen ajallinen kesto määritellään pulssin pituudeksi 25 kW kohdalla. Pulssin FWHM-keston nähdään olevan noin 3 pikosekuntia.

seurauksena jokaisen aallonharjan kohdalla aallon amplitudi on eri suuruinen verrattuna edelliseen. Suurin amplitudi sijaitsee yleensä pulssin keskivaiheilla. Sähkömagneettisen aallon kuljettama energia on suoraan verrannollinen sen amplitudin neliöön ja aallon kuljettama optinen teho on sen kuljettaman energian ja siihen käytetyn ajan suhde [6].

Lyhyitä valopulsseja tarkkaillaan usein kuvaajassa, jossa pulssin optinen teho näytetään ajan funktiona. Tällainen kuvaaja paljastaa valopulssin ajallisen muodon (engl. temporal shape). Lyhyiden pulssien muotoja pystytään usein approksimoimaan käyttämällä Gaussin funktiota (engl. Gaussian) tai hyperbolisen sekantin toista potenssia. Valopulssien kesto (engl. temporal width) määritellään pulssin ajallisen muodon kuvaajasta kohdasta, jossa pulssin optinen teho ylittää puolet pulssin huipputehosta. Toisin sanoen pulssin ajallinen kesto määritellään käyttäen sen FWHM (full width at half-maximum) -kestoja, kuten on tehty kuvassa (2). [7][8]

Valopulsseihin viitattaessa voidaan tarkoittaa myös aaltopulsseja, jonka likimääräinen aallonpituus on näkyvän valon aallonpituuksien ulkopuolella. Vapaaelektronilaisereilla tuotetut valopulssit sijoittuvat sähkömagneettisella spektrillä UV- ja röntgenalueille. Säteilyluokkien välinen raja on määritelty eri julkaisuissa hieman eri

arvoilla, mutta yleisesti UV-säteilyksi luokitellaan sähkömagneettinen säteily, jonka aallonpituus on 10–400 nanometriä [9]. Röntgensäteilyksi luokitellaan UV-säteilyä lyhytaaltoisempi säteily, jonka aallonpituusalue sijoittuu 10 nanometrissä aina 0.01 nm asti [10].

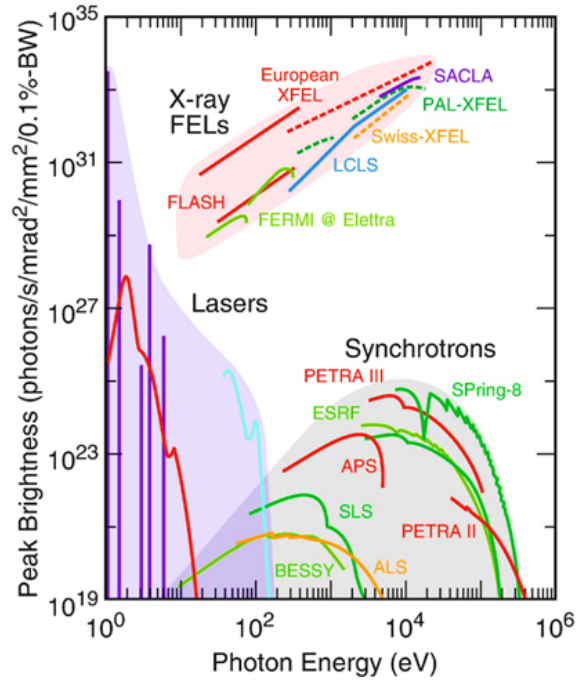
## 2 Valopulssien tuottaminen vapaaelektronilaserilla

Vapaaelektronilaser (FEL) on lineaarinen, synkrotronisäteilyn (engl. synchrotron radiation) tuottamiseen tarkoitettu hiukkaskiihdytin, jossa tavallisesta laserista poiketen käytetään laseroivana väliaineena (engl. gain medium) vapaita elektroneja. Röntgenalueella toimivilla vapaaelektronilasereilla (XFEL) voidaan tuottaa samanaikaisesti sekä erityisen lyhyitä, että suurienergisiä valopulsseja. Tämän ominaisuutensa vuoksi ne ovat arvokkaita työkaluja atomien aika- sekä kokomittakaavassa tapahtuvien ilmiöiden tutkimuksessa. Röntgensäteilyn ja XFEL:n käytöstä tutkimuksessa kerrotaan lisää työn osiossa 3.

XFEL:t, joita kutsutaan myös neljännen sukupolven synkrotronilähteiksi, pystyvät tuottamaan alle femtosekunnin mittaisia ultralyhyitä laser-valon kaltaisia valopulsseja. Pulssien energiat vaihtelevat mikrojouleista useisiin millijouleihin. Näissä pulsseissa fotonien energiat voivat olla jopa 25 keV:n luokkaa, joka vastaa  $10^{18}$  Hz:n taajuutta ja noin 0,5 Å:n aallonpituutta. Kuva (3) havainnoi XFEL:n toiminta-alueita verrattuna tavallisiin laserlaitteisiin sekä synkrotroneihin, eli moderneihin rengasmaisiin hiukkaskiihdyttimiin. XFEL:n tuottaman valon intensiteetti voi olla yli kymmenen kertaluokkaa suurempi kuin synkrotronien. [11]

Ensimmäinen röntgenalueella operoiva vapaaelektronilaser, Free-electron LASer in Hamburg (FLASH) käynnistettiin Saksassa vuonna 2005 [11], minkä jälkeen useita tehokkaampia XFEL-laitoksia on perustettu useisiin maihin.

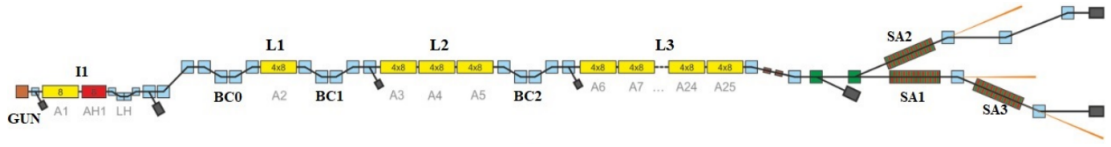




Kuva 3. XFEL:t, synkrotronit ja perinteiset laserit tuottavat eri ominaisuudet omaavaa valoa [13]. Valonlähteen toiminta-alue määritellään sen tuottaman huippukirkkauden ( $y$ -akselilla) ja sen tuottamien fotonien energian avulla ( $x$ -akselilla). Fotonienergia määritellään niiden taajuuden perusteella  $E = hf$ . Valonlähteen kirkkaus (peak brightness) riippuu sen tuottaman fotonivuon ( $\frac{\text{fotonien määrä}}{s}$ ) lisäksi siitä, kuinka pieneltä alueelta fotonit säteilevät ja kuinka tarkkaan säde on suunnattu. Kirkkauden yksiköissä 0,1 % -BW tarkoittaa  $10^{-3} \cdot f$  taajuusaluetta (engl. bandwidth) taajuuden  $f$  ympärillä. [14]

Vapaaelektronilaserin tuottaman valon suureen kirkkauteen (engl. brightness, brilliance) vaikuttaa muun muassa säteilyn tarkka kollimointi. Tullessaan laitteesta ulos säteily saattaa hajaantua vain muutamia mikroradiaaneja, jolloin valonsäteiden halkaisija on alle millimetrin mittainen vielä sadan metrin päässä ulostuloaukosta [12].

Laitteena vapaaelektronilaserin toimintaperiaate voidaan jakaa muutamaan vaiheeseen. Ensin vapaat elektronit tuotetaan, jonka jälkeen ne kiihdytetään lähes valon nopeuteen. Kiihtyessään elektronit yritetään pitää nipuissa lähellä toisiaan ja nippujen kiihtyvyyden avulla tuotetaan säteilyä. Viimeiseksi säteily ohjataan tutkimuskäyttöön ja sen avulla tehdään kokeita.



Kuva 4. Hahmotelma Saksan Hampurissa sijaitsevan European X-Ray Free-Electron Laser Facilityn, eli EuXFEL:in pohjapiirroksesta [15]. Kuvaan merkitty GUN on elektronit tuottava ja alkuun kiihdyttävä elektronitykki. Osuudet L1, L2 ja L3 koostuvat kiihdytysmoduuleista, jotka antavat suurimman lisäyksen elektronien liike-energiaan. BC0, BC1 ja BC2 ovat elektroninippujen puristajia (engl. bunch compressor), jotka lyhentävät elektroninippuja pituussuunnassa niiden kiitäessä kiihdytinsiesta toiseen. SA1, SA2 ja SA3 ovat undulaattoreita (engl. undulator), jotka saavat elektronit säteilemään synkrotronisäteilyä röntgenalueella.

Kuvassa (4) hahmoteltu EuXFEL on 3.4 kilometrin pituinen suurimmaksi osaksi maan alla sijaitseva vapaaelektronilaserlaitos, joka pystyy tuottamaan jopa 27000 valopulssia sekunnissa [16]. Se oli maailman kyvykkäin röntgenalueella toimiva vapaaelektronilaser vuoteen 2023 asti, jolloin Yhdysvalloissa pitkään rakenteilla ollut Linac Coherent Light Source II (LCLS-II) tuotti ensimmäiset valonsäteensä. LCLS-II:n on tarkoitus yltää jopa miljoonaan röntgenpulsssiin sekunnissa, kun se on toiminnassa täydellä tehollaan [17].

## 2.1 Relativististen hiukkasten tuottama säteily

Synkrotronisäteilyksi, tai juuri vapaaelektronilaserin tapauksessa sitä tuottavan laitteiston mukaan undulaattorisäteilyksi (engl. undular radiation), kutsutaan röntgenalueen sähkömagneettista säteilyä. Synkrotronisäteily syntyy, kun varattu partikkeli kokee ulkoisessa magneettikentässä sen nopeusvektoriin nähden kohtisuoran kiihtyvyyden [18].

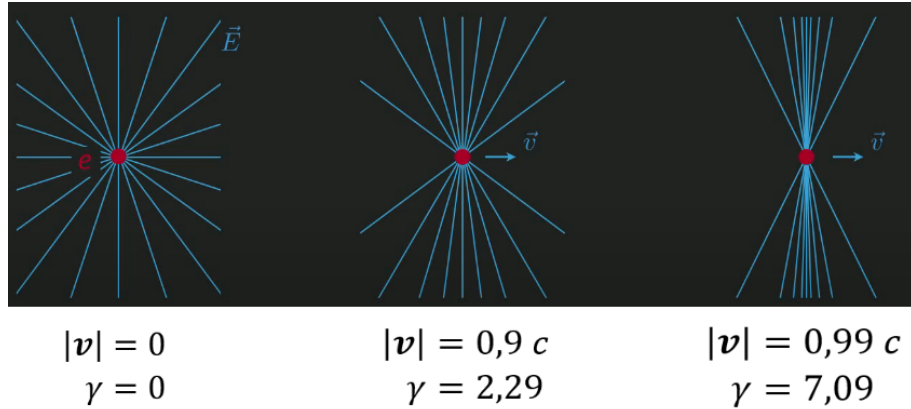
Vapaaelektronilaserissa synkrotronisäteilyn tuottamiseen käytetään lähes valon nopeuteen kiihdytettyjä elektroneja, joiden liike-energiaa muutetaan säteilyenergiaksi muuttamalla niiden liikerataa kestomagneettien riveistä muodostuvan laitteiston, eli undulaattorin avulla. Kun relativistiset elektronit kulkevat undulaattorin tuotta-

missa magneettikentissä, Lorentzin voima aiheuttaa niiden kulkusuuntaan nähden kohtisuoran kiihtyvyyden ja synkrotronisäteilyn tuottamiseen vaadittavat olosuhteet toteutuvat [18].

Relativististen hiukkasten hyödyntäminen intensiivisen säteilyn tuottamiseen perustuu varatuista hiukkasista lähtevien sähkökenttäviivojen suhteellisuusteoreettiseen pituuskontraktioon. Kuten muutkin sähkövarauksen omaavat hiukkaset, elektronit aiheuttavat ympärilleen sähkökentän, jota mallinnetaan usein hiukkasesta äärettömyyteen tai vastakkaismerkkiseen varaukseen johtavilla sähkökenttäviivoilla. Elektronin kiihtyessä äkillisesti relativistisiin nopeuksiin, myös sen sähkökenttäviivat kiihtyvät. Kuitenkin tieto elektronin kiihtymisestä kulkee siitä pois päin vain hieman tätä nopeammin, valon nopeudella. Efektin seurauksena sähkökenttäviivat elektronin edellä vääristyvät ja muodostavat tiheän, elektronin edellä valon nopeudella etenevän aaltorintaman, mitä havainnoidaan kuvassa (5). [19][20]

Valopulssin voidaan kuvitella muodostuvan, kun relativistisen elektronin liikeraataa muutetaan, mutta muodostunut tiheä aaltorintama jatkaa matkaansa hiukkasen radan tangentin suuntaan kuten kuvassa (6) on illustroitu. [21] Aaltorintaman osuessa detektoriin sähkömagneettisen kentän häiriö huomataan korkeaenergisinä välähdyksinä. [19]

Synkrotronisäteilyä pystyttäisiin tuottamaan minkä tahansa relativistista nopeutta kulkevan varatun hiukkasen avulla, mutta elektronien avulla relativistiset nopeudet saavutetaan energiatehokkaasti. Elektronin lepomassa ja tätä vastaava energia ( $m_0c^2 = 511 \text{ keV}$  [22]) on hyvin pieni verrattuna raskaampiin hiukkasiin kuten protoneihin ( $m_0c^2 = 938 \text{ MeV}$  [22]).



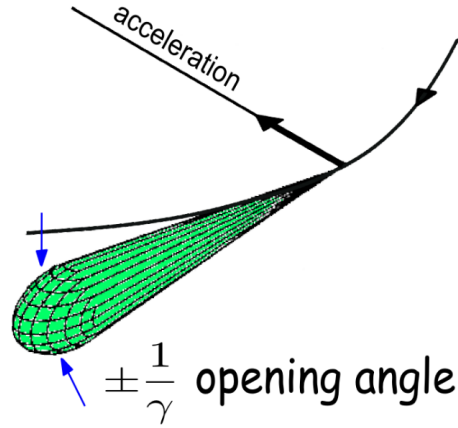
Kuva 5. Sähkökenttäviivojen pituuskontraktio määritellään kaavalla  $L = \frac{L_0}{\gamma}$ , jossa  $L$  on havaittu pituus ja  $L_0$  on lepopituus [19]. Pituuskontraktio riippuu Lorentz-tekijästä  $\gamma$  ja synkrotronisäteilyn tuottamiseen käytetään elektroneja juuri niiden suuren gamma-arvon vuoksi.

Partikkelien saavuttamia nopeuksia voidaan havainnoida Einsteinin suhteellisuusteoreettisen energian ja massan yhteyden kaavan (1) avulla, kun molempia hiukkasia kiihdyttää samansuuruinen potentiaaliero:

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \gamma m_0 c^2, \quad (1)$$

jossa  $E$  on hiukkasen energia,  $m_0$  on hiukkasen lepomassa,  $c$  on valonnopeus,  $v$  on hiukkasen nopeus ja  $\gamma$  on Lorentz-tekijä.

Jos hiukkasia kiihdyttäisi 10 MV potentiaaliero, tarkoittaisi tämä 10 MeV liikeenergian lisäystä molemmille. Ratkaisemalla Lorentz-tekijä  $\gamma_e$  elektronille yhtälöstä (1), sen arvoksi saadaan  $\gamma_e = 20,6$ . Edelleen elektronin nopeudeksi saadaan 99,88 % valon nopeudesta. Vastaavat laskutoimitukset varauksen suuruudeltaan identtiselle protonille antavat Lorentz-tekijän arvoksi  $\gamma_p = 1,01$  ja täten protonin nopeudeksi vain 14,49 % valon nopeudesta. Synkrotronisäteilyn tuottamiseen vaadittavat relativistiset ominaisuudet pystytään siis toteuttamaan kertaluokkia helpommin elektroneilla.



Kuva 6. Havaittajan näkökulmasta relativistisen partikkelin tuottama synkrotronisäteily etenee partikkelin kulkusuuntaan ja muodostaa kapean kartion partikkelista nähden kulmassa  $\theta = \frac{1}{\gamma}$ . [23] Kun partikkeli kokee sen kulkusuuntaan nähden kohtisuoran kiihtyvyyden, partikkelin rata taipuu, mutta sen lähettämä säteily jatkaa matkaansa radan tangentin suuntaan. Säteily kollimoituu tarkemmin kapeampaan kartioon partikkelin nopeuden ollessa suurempi. [19]

Yhden varatun hiukkasen säteilemän synkrotronisäteilyn teho on verrannollinen Lorentzin tekijän neljänteen potenssiin ja teho voidaan laskea relativistisella Larmorin kaavalla:

$$P = \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 (a_{\perp}^2 + \gamma^2 a_{\parallel}^2), \quad (2)$$

jossa  $q$  on hiukkasen varaus,  $a_{\perp}$  on hiukkasen kokeman kiihtyvyyden sen liikerataa kohtisuora komponentti ja  $a_{\parallel}$  sen liikeradan suuntainen kiihtyvyyden komponentti. [18]

## 2.2 Elektronien tuotto ja niiden kiihdytys

Vapaaelektronilaserissa elektronien tuotto tapahtuu ampumalla laserpulsseja fotokatodille, josta vapautuu elektroneja valosähköisen ilmiön avulla. Vapautuneet elektronit kiihdytetään heti relativistisiin nopeuksiin, jonka jälkeen elektronisäteet analysoidaan ja ohjataan varsinaiseen kiihdytinputkeen. [24]

Elektronien irrotus fotokatodista tapahtuu siihen osuvien peräkkäisten laserpuls-

sien avulla, joten elektronit irtoavat diskreeteissä nipuissa eivätkä jatkuvana virtana. Tuotetun elektroninipuista muodostuvan elektronisäteen laadun määrittävät sen emittanssi (engl. beam emittance), huippuvirta ja kirkkaus. Emittanssilla tarkoitetaan elektronien viemää tilaa kuusiulotteisessa avaruudessa (engl. phase space), jossa koordinaatteina ovat elektronien paikkakoordinaatit kolmessa ulottuvuudessa sekä niiden kolme liikemäärästä riippuvaa kulmakoordinaattia. Elektronisäteen emittanssi on tärkeä käsite käsiteltäessä vapaaelektronilasereita, sillä se asettaa minimaallonpituuden FEL:n tuottamalle synkrotronisäteilylle ehdolla:

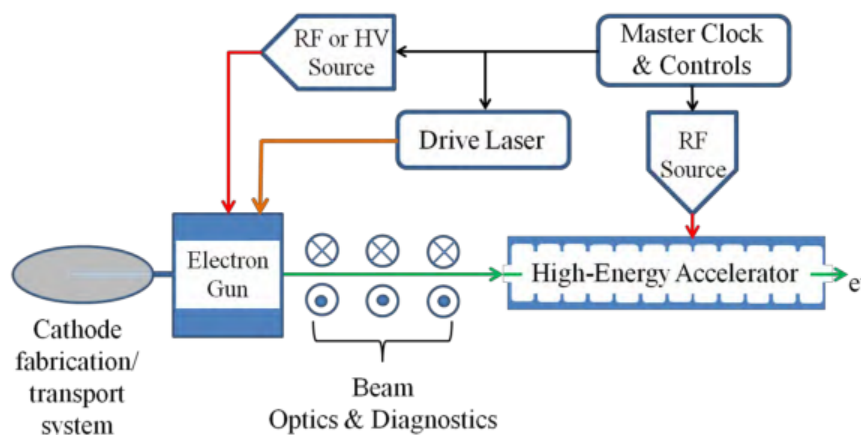
$$\frac{\epsilon}{\gamma} < \frac{\lambda}{4\pi}, \quad (3)$$

jossa  $\epsilon$  on elektronisäteen emittanssi,  $\lambda$  on vapaaelektronilaserin tuottaman synkrotronisäteilyn aallonpituus ja  $\gamma$  on elektronien Lorentz-tekijä. [24]

Elektronisäteen emittanssi määräytyy suureksi osaksi vapaaelektronilaserin ensimmäisessä osiossa, eli fotoinjektorissa, jota on merkitty kuvan (4) EuXFEL:n pohjapiirroksen I1. Fotoinjektoriosion tärkein laite on elektroniniput tuottava ja alkuun kiihdyttävä elektronitykki (engl. electron gun). Elektronitykin toimintaperiaatteita on ollut historiassa erilaisia, mutta moderneissa vapaaelektronilasereissa käytetyin on variaatio radiotaaajuudella toimivasta fotokatoditykistä (engl. photocathode radiofrequency gun, RF-gun). [24]

Yhdysvaltalaisessa LCLS-vapaaelektronilaserissa elektronitykki muodostuu kuparisesta fotokatodista, valosähköistä ilmiötä ajavasta laserlaitteistosta (engl. drive laser), sekä RF-kammioista muodostuvasta kiihdytinosiosta [25]. RF-kammio, eli radiotaaajuudella toimiva resonaattorikammio, pitää sisällään elektroneja kiihdyttävän sähkökentän ja sen toiminnasta kerrotaan lisää tulevissa kappaleissa.

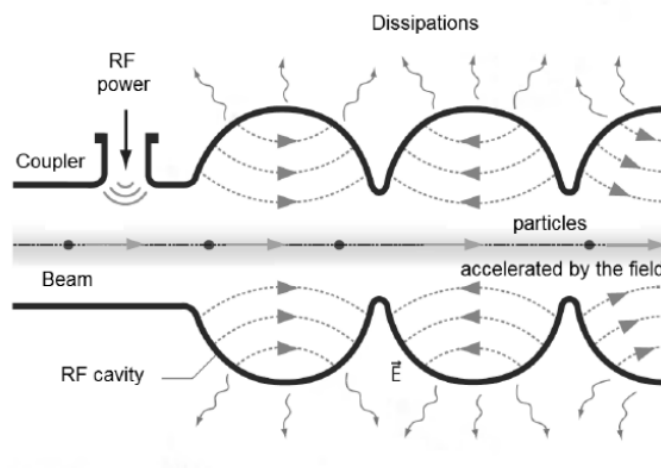
LCLS:n ajava laserlaitteisto perustuu yleisesti fysiikan laboratorioissa käytettyyn Ti:Sapphire -laseriin ja tuottaa fotokatodiin kohdistettuja valopulsseja 253 nm aallonpituudella. Kun laserpulsit osuvat fotokatodiin, siitä irtoaa jopa 120 elektronippua sekunnissa, jonka jälkeen sähkökentät RF-kammioiden sisällä saattavat



Kuva 7. Kaavio fotoinjektorin osista [24]: elektronitykin (electron gun) jälkeen elektronisäde kulkee diagnostiikkalaitteiston (beam optics & diagnostics) läpi ennen kuin se suuntaa varsinaiseen kiihdytysosioon (high-energy accelerator). Kun elektronitykki antaa ensimmäisen kiihdytyksen elektroninipulle, elektronit alkavat hajaantua nipussa etäämmälle toisistaan repulsiivisen Coulombin voiman takia [26]. Tämän vuoksi diagnostiikkalaitteiston ympärillä näkyy kuvassa solenoideja, joiden tuottamat magneettikentät puristavat elektronit takaisin lähemmäs toisiaan [24][26]. Kuvaan on merkitty myös radiotaaajuudella suuntaa vaihtavan sähkökentän lähteet elektronitykin sekä kiihdytysosion RF-kammioille (RF source). Ajava laserlaitteisto (drive laser) ja fotokatodin valmistus/kuljetuslaitteisto (cathode fabrication/transport system)

elektronit matkaan. LCLS:n fotokatodilla on 120 Hz toimintataajuudella jopa 107 MV/m kiihdytysgradientti (engl. accelerating gradient). Tämä vastaa kondensattoria, jonka levyt ovat metrin päässä toisistaan ja näiden välillä on 107 MV potentiaaliero. LCLS:n tuottamien elektroninippujen varaukset voivat olla jopa 1 nC ja nippujen normalisoitu poikittainen emittanssi vain  $1,2 \mu\text{m}$ . Normalisoitu poikittainen emittanssi kuvaa yksinkertaistettuna elektronisäteen poikittaista halkaisijaa. [25]

Elektronien ohjaus ja keskittäminen tapahtuu magneettikenttien avulla, kun taas niiden kiihdytys tapahtuu sähkökenttien avulla. Moderneissa laitteissa, kuten LCLS:ssä ja European XFEL:ssä varsinainen korkeaenerginen elektroninippujen kiihdytys toteutetaan sarjaan kytketyissä RF-resonaattorikammioissa, jollaisen mainittiin sijaitsevan myös elektronitykissä. RF-kammio koostuu tyhjästä metalli-



Kuva 8. Hahmoteltu poikkileikkaus kolmen RF-kammion sarjasta, joissa sähkökentät osoittavat vuorotellen eri suuntaan. [27] Vaihtovirran taajuuden on oltava GHz luokkaa, jotta kenttä ehtii vaihtaa suuntaansa juuri kuin relativistinen elektroninippu kulkee kammioista toiseen. Kuvaan merkitty aaltoputki (coupler) ja sähkökentän lähde (RF-power). Myös kammioiden tuottamat energiahäviöt on merkitty kuvaan (dissipations)

sesta kammioista, johon on kiinnitetty aaltoputki (engl. waveguide, coupler). Aaltoputken päähän on asetettu radiotaajuusalueella operoiva vaihtojännitelähde. Kun useampi kammio on kytketty kuvan (8) tapaan sarjaan, yksi aaltoputki riittää koko systeemille. [19][26]

Sähkömagneettinen säteily kulkee lähteestä aaltoputkea RF-kammioon, jossa se alkaa resonoida ja kammioon muodostuu seisovia aaltoja sekä valitun taajuuden mukaan suuntaansa muuttava sähkökenttä. Optimaalisessa RF-kammiossa sähkökenttä on juuri hiukkasten liikeradan mukainen ja magneettikenttä on hiukkasten kulkureitillä nolla. Kun kammioita laitetaan sarjaan, voidaan sähkökentän suunta muuttaa päinvastaiseksi juuri, kun elektroninippu ylittää rajan kahden kammion välillä. Tällöin elektronit kokevat jatkuvan, samaan suuntaan suuntautuvan kiihdytyksen. Elektronitykissä ja varsinaisissa korkeaenergisissä kiihdytysosioissa olevat vaihtovirtakentät on synkronoitu toimimaan yhteistyössä kellon avulla. Kello on foinjektoria kaaviossa (7) merkinnällä "Master clock". [19][26]

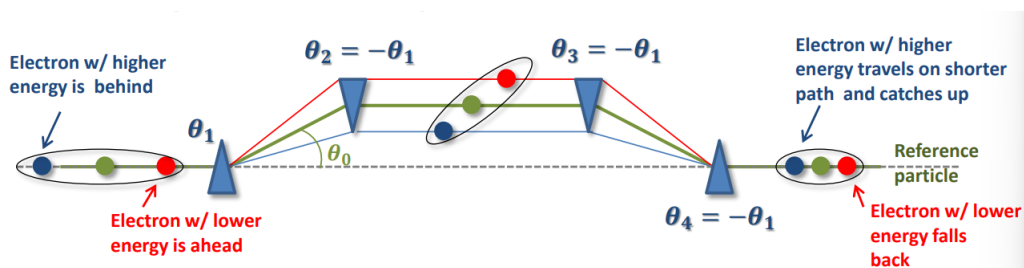


European XFEL:n yksi kiihdytysmoduuli koostuu kahdeksasta, yhdeksän RF-kammion sarjaan kytkennästä. Nämä yhdeksän kammion sarjat on nimetty valmistajan mukaan TESLA-kammioiksi. Yhden TESLA-kammion pituus on noin metri ja ne operoivat 1.3 GHz taajuudella. TESLA-kammiot on valmistettu niobiumista ja ne pidetään nestemäisen heliumin avulla kahden kelvinin lämpötilassa, jossa kammioista tulee suprajohtavia. [28] Suprajohtavuus on kiihdyttimissä tärkeää, kun halutaan minimoida häviöt ja maksimoida sähkömagneettisen kentän energian siirtyminen elektronille [26]. Suprajohtavissa kammioissa elektronien energiaa siis lisätään ilman, että ne kokevat sähköistä resistanssia. Metrin pituisen TESLA-kammion päiden väliin on mahdollista saada jopa 40 MV kiihdytysgradientti. Kuvan (4) L1 kiihdytysosio on noin 50 m pitkä ja siinä on sarjassa neljä kiihdytysmoduulia, eli yhteensä 32 TESLA-kammiota. [28]

### 2.3 Elektroninippujen hallinta

Kuten elektronitykin kohdalla mainittiin, jo kiihdytyksen alussa oli tarpeen puristaa elektronit takaisin tiukempaan nippuun eli vähentää elektronisäteen poikittaista halkaisijaa solenoidin avulla. Elektroninippujen ominaisuuksia hallitaan pitkin kiihdytysprosessia erilaisten laitteistojen avulla niiden kiitäessä kohti undulaattoria, jossa synkrotronisäteily muodostuu.

Yksi laitteistoista on kiihdytysosioiden välissä sijaitsevat elektroninippujen puristajat (engl. bunch compressor), joita on EuXFEL:in pohjapiirroksessa (4) merkitty BC0, BC1 sekä BC2. Fotoinjektorista lähtevien elektroninippujen tiheys niiden kulkusuuntaan (engl. longitudinal density) eli elektronisäteen huippuvirta on yleensä kymmeniä ampeereja, kun tehokkaaseen laserointiin ja lyhyiden röntgensäteiden tuottoon vaaditaan vähintään satojen ampeerien huippuvirta [29][30]. Puristajia tarvitaan siis lisäämään elektroninipun tiheyttä sen kulkuakselin suuntaisesti. LCLS-vapaaelektronilaserin tapauksessa kuvan (9) mukaiset puristajat suurentavat



Kuva 9. C-mallinen sikaani (engl. C-shape chicane)[30]: Ohjaamalla elektronit C:n muotoiselle radalle taivutusmagneettien avulla, korkeaenergisempi elektroni saa loput nipun elektroneista kiinni kulkemalla lyhyemmän pituisen reitin. EuXFEL:n ja LCLS:n lisäksi esimerkiksi japanilaisessa SPring-8 Angstrom Compact free electron LASerissa, eli SACLA-vapaaelektronilaserissa käytetään C-sikaaneja elektroninippujen puristukseen.[30]

elektronisäteen huippuvirtaa jopa 100 kertaiseksi sen kulkiessa fotoinjektorilta undulaattorille [29]. Ennen undulaattoria LCLS:n kiihdytinosion päässä elektronisäteen huippuvirta on puristajien ansiosta jopa 3,5 kA [29].

Yksinkertaistetusti selitettynä elektroninippujen puristajat käyttävät hyväksi sitä, että eri energian omaavien elektronien radat taittuvat eri tavoin kokiessaan identtisen ulkoisen magneettikentän aiheuttaman Lorentzin voiman. Elektronien kulkies- sa niiden ratoja kohtisuoraan magneettikenttään, korkeaenergisempien elektronien liikerata muuttuu vain vähän, kun taas pienempienergisten elektronien rata muuttuu huomattavasti enemmän. [30] Elektronien ratojen yhteyttä niiden energioihin voidaan kuvata kaavalla:

$$\frac{1}{B\rho} = \frac{q}{p} \equiv \frac{qc}{E}, \quad (4)$$

jossa  $\rho$  on elektronin radan kaarevuuden säde,  $B$  on rataa kohtisuoran magneettikentän voimakkuus,  $q$  on elektronin varaus,  $c$  on valonnopeus,  $p$  on elektronin liikemäärä ja  $E$  sen energia. Yhtälön oikealla puolella on ultrarelativistisen tapauksen approksimaatio. [30]

Elektroninippujen puristajien hyödyntäessä taivutusmagneetteja (engl. bend magnets), ongelmaksi koituu koherentin synkrotronisäteilyn (CSR) muodostuminen vai-

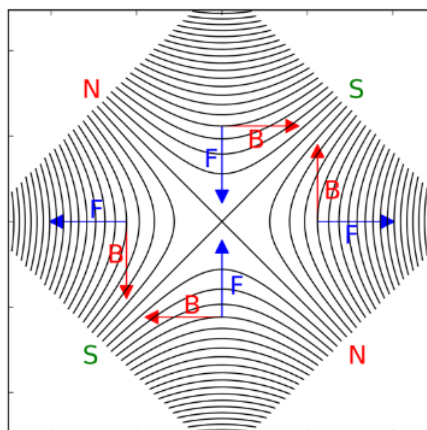
heessa, jossa sen seurauksena tapahtuva elektronisäteen kirkkauden väheneminen ei ole toivottua. [31] Ongelman ratkaisemiseksi LCLS-vapaaelektronilasereiin asennettiin Landau-vaimentava laserlämmitin (engl. Landau-damping laser heater) vuonna 2008. [32] Aihe menee tämän kirjaalisuuskatsauksen ulkopuolelle, mutta lisää voi lukea lähteistä: [31][32].

Elektroninippujen poikittaissuuntaisen leviämisen estämiseksi sekä niiden ohjaimiseen käytetään vapaaelektronilaseissa kvadrupolimagneetteja. Kvadrupolimagneetissa on neljä magneettista napaa, joista kaksi pohjoisnapaa ja kaksi etelänapaa ovat toisiaan nähden vastakkain. Varatuista hiukkasista muodostuvaa sädettä voidaan keskittää kvadrupolimagneetin avulla joko pysty- tai vaakasuunnassa. Vaakasuunnassa sädettä keskittävä kvadrupoli on ns. F-konfiguraatiossa ja pystysuunnassa keskittävä ns. D-konfiguraatiossa [33]. Kuvasta (10) voidaan nähdä, että säteen keskittäminen molemmissa suunnissa ei onnistu samaan aikaan, sillä kvadrupolimagneetin magneettikenttäviivojen suunnat aiheuttavat samalla aina sekä partikkeleita keskittävät, että niiden ratoja etäännyttävät Lorentz-voimat.

Vapaaelektronilaseissa käytetään peräkkäin F- ja D-konfiguraation kvadrupoleita, joiden avulla säde saadaan keskitettyä molemmissa suunnissa. Kvadrupolien välimatkat on pidettävä tarpeeksi suurina, ettei vastakkaiset magneettikentät häiritse toisiaan [33]. Kvadrupolimagneetin vahvuutta keskittää hiukkassäde määrittää sen  $k$  arvo, joka määritellään:

$$k = \frac{g}{B\rho}, \quad (5)$$

jossa  $g$  on magneettikentän gradientti, ja  $B$  sekä  $\rho$  on esitelty jo yhtälön (4) yhteydessä. Yhdessä termejä  $B\rho$  kutsutaan säteen jäykkyydeksi (engl. beam's rigidity). [34]



Kuva 10. D-konfiguraation kvadrupolimagneetti keskittää hiukkassädettä pystysuunnassa, mutta samalla hajottaa sitä vaakasuunnassa. [34]

## 2.4 Undulaattori

Undulaattori on laite, joka saa elektronit säteilemään. Undulaattori muodostuu kuvan (11) mukaisista kestopagneettien riveistä, joissa magneettien navat on asetettu vuorotellen osoittamaan vastakkaisiin suuntiin. Undulaattori tai useampi sellainen sijaitsee vapaaelektronilaserin loppupäässä, kiihdytinputken suuntaisesti. Kiihdytetty elektroninippu kulkee undulaattorin magneettirivien välissä, jossa kestopagneettien synnyttämät magneettikentät ohjaavat elektronit hallitusti värähtelemään liikeradallaan. Undulaattorissa elektronien liikerata muuttuu suoraviivaisesta sinimuotoiseksi [23], jolloin ne alkavat emittoida säteilyä kokiessaan kiihtyvyyden kohtisuoraan liikerataansa nähden. Tämä magneettikenttien aiheuttama ortogonaalinen kiihtyvyys on hyvin suuri, koska elektronin liikerataan nähden sivusuuntainen nopeuden muutos voi olla hyvin suuri hyvin lyhyessä ajassa. [20] Nyt säteilyn intensiteetti on suuri verrattuna pelkkään suoraviivaisen kiihdytyksen aiheuttaman säteilyn intensiteettiin, koska suoraviivaisen kiihdytyksen tapauksessa elektronien nopeuden lähestyessä valonnopeutta, niitä kiihdyttävän vakiona pysyvän voiman niille antama todellinen kiihtyvyys on jatkuvasti pienempi. [20]

Kun undulaattori on asetettu  $z$ -akselin suuntaisesti, magneettikenttä undulaat-

torissa totelee yhtälöä:

$$B(z) = B_0 \cos(k_u z) = B_0 \cos\left(\frac{2\pi z}{\lambda_u}\right), \quad (6)$$

jossa  $B_0$  on magneettikentän suurin amplitudi undulaattorin akseliin nähden ja  $\lambda_u = \frac{2\pi}{k_u}$  on samansuuntaisten undulaattorimagneettien välinen etäisyys, tai lyhemmin undulaattorin jakso (engl. undulator period). [35]

Undulaattorissa kulkevat elektronit alkavat emittoida undulaattorisäteilyä undulaattorin ominaisuuksista riippuvalla resonanssiaallonpituudella  $\lambda_1$ , sekä tämän aallonpituuden harmonisilla ylätaajuuksilla (engl. high harmonics)  $\lambda_h$ , jossa  $h$  merkitsee ns. säteilyn harmonista numeroa. Kun undulaattorin akseli on  $z$ -akselin suuntainen, undulaattorisäteilyn aallonpituus  $z$ -suuntaan saadaan kaavalla:

$$\lambda_h = \frac{\lambda_u}{2h\gamma^2} \left(1 + \frac{K^2}{2}\right), \quad (7)$$

[11] jossa  $\gamma$  on elektronin energia lepomassan  $m_0 c^2$  yksiköissä,  $\lambda_u$  on undulaattorin jakso ja  $K$  on yksikötön undulaattorin jaksosta riippuva magneettisen voimakkuuden parametri (engl. magnetic strength parameter) [35]:

$$K = \frac{eB_0\lambda_u}{2\pi m_e c}, \quad (8)$$

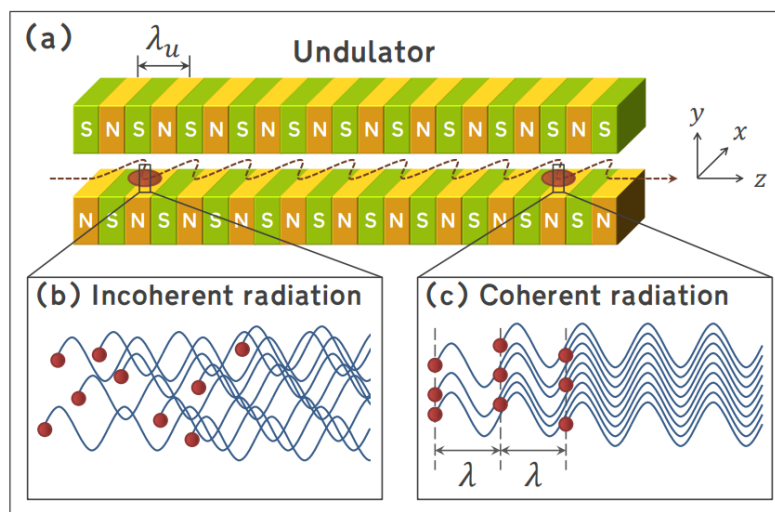
jossa  $e$  on elektronin varaus,  $m_e$  on elektronin lepomassa ja  $c$  on valonnopeus.

Magneettisen voimakkuuden parametri on undulaattorilla yleensä  $K \lesssim 1$ . Jos laitteen parametri  $K \gg 1$ , tämä luokitellaan ns. wiggleriksi (engl. wiggler). Laitteistot ovat hyvin toistensa kaltaisia ja undulaattori voidaan joissain tapauksissa muuttaa wiggleriksi käyttämällä voimaakkaampia magneettikenttiä ja suurentamalla undulaattorijaksoa, kuten kaava (8) paljastaa. Undulaattori on vapaaelektronilaisereiden käyttötarkoituksiin sopivampi konfiguraatio magneeteille, sillä sen tuottama säteily keskittyy tarkasti halutun taajuuden ympärille ja tämän vain muutamalle harmoniselle ylätaajuudelle. Lisäksi undulaattorin tuottama säde on kapeampi ja täten sen kirkkaus on suurempi. [21]

LCLS-vapaaelektronilaserissa elektronit saavat ennen undulaattoriin saapumista noin 13,6 GeV:n liike-energian [29] (engl. beam energy), joka vastaa yhtälön (1) mukaan elektroneille gamma-arvoa  $\gamma \approx 26600$ . LCLS:n magneettisen voimakkuuden parametri  $K = 3,5$  ja undulaattorin jakso  $\lambda_u = 0,03\text{m}$  [29]. Kun arvot sijoitetaan kaavaan (7), saadaan LCLS:n tuottaman undulaattorisäteilyn teoreettiseksi aallonpituudeksi  $\lambda_1 \approx 1,51 \cdot 10^{-10}\text{m}$ , eli 1,51 Å, joka edustaa röntgensäteilyn spektrin energisempää päätyä. Vastaavasti EuXFEL pystyy teoreettisesti tuottamaan undulaattorisäteilyä jopa 0,5 Å aallonpituudella. [16] Undulaattorisäteilyn aallonpituutta saadaan tarvittaessa vaihdettua muuttamalla elektronisäteen energiaa tai  $K$ -parametriä.

Vaikka varsinaiseen undulaattorissa tapahtuvaan prosessiin syvennyttään seuraavassa kappaleessa, kaavan (7) kertoimeen  $\frac{\lambda_u}{2\gamma^2}$  perehtyminen auttaa alkuun selvittämään undulaattorissa tapahtuvia ilmiöitä. Kertoimen termi  $\frac{1}{\gamma}$  pitää sisällään relativistisen elektronin kokeman undulaattorijakson  $\lambda_u$  pituuskontraktion. Termi  $\frac{1}{2}\gamma$  taas sisältää Doppler-ilmion takia vaadittavan korjauksen elektronin emittoiman säteilyn aallonpituuteen havaittavana nähden. [21]

Undulaattorin lopussa säteilyn tuottoon käytetyt elektroniniput ohjataan sivuun ja törmäytetään (engl. beam dumping). Esimerkiksi LCLS-II:n tapauksessa törmäyksen energia siirtyy suurimmaksi osaksi vesijäähdytettyyn teräkseen. Törmäytyksessä suurienergiset elektronit hidastuvat äkkiä ja tuottavat jälleen kiihtyvyydestä johtuvaa säteilyä. Tästä syystä törmäytyspaikan sijainti ja sen säteilysuojaus on määriteltävä tarkasti. [36]



Kuva 11. a: Hahmotelma undulaattorista, joka on asetettu  $z$ -akselin suuntaisesti. [37] Vuoron perään erisuuntaiset magneettikentät saavat elektronit kulkemaan suunnilleen sinikäyrän muotoista rataa ja aina elektronien suunnan vaihtuessa nämä emittoivat undulaattorisäteilyä  $z$ -suuntaan.  $\lambda_u$  merkitsee yhtä undulaattorin jaksoa. b: Undulaattorin alkuvaiheessa elektronit emittoivat säteilyä eri vaiheissa ja säteily ei ole koherenttia. c: Kun elektronit kulkevat undulaattorin läpi, ne hiljalleen järjestyvät itsestään yhden undulaattoriaallonpituuden erottamiin nippuihin ja alkavat emittoida samassa vaiheessa olevaa (koherenttia) säteilyä. [37] Elektronien järjestymisprosessiin paneudutaan työn tulevassa osiossa

## 2.5 Self Amplified Spontaneous Emission (SASE)

Modernit vapaaelektronilaserit koostuvat pitkälti samoista, aikaisemmin katsauksessa mainituista laitteista ja osioista. Undulaattorissa tapahtuvat prosessit ovat kuitenkin erilaisia FEL:in konfiguraatiosta riippuen.

"Self Amplified Spontaneous Emission" eli SASE on prosessi, jota esimerkiksi EuXFEL- ja LCLS-vapaaelektronilaserit hyödyntävät. [11][15] Prosessi tapahtuu undulaattorissa, jossa sähkömagneettinen kenttä ja elektronit alkavat vuorovaikuttaa keskenään. Vuorovaikutuksen seurauksena undulaattorisäteilyn optinen teho kasvaa eksponentiaalisesti, kunnes tietty laitteesta riippuva säteilyn maksimiteho on saavutettu ja prosessi saavuttaa ns. saturaation (engl. saturation). [38]

SASE-prosessi alkaa, kun elektronit alkavat satunnaisesti emittoida säteilyä ja muodostaa kohinaa undulaattorin magneettikentässä. Kun elektronien tuottama sähkömagneettinen aalto ja elektronit itse kulkevat samaan suuntaan, energian siirtyminen näiden välillä on mahdollista. Tämän kaltainen aineen ja valon välinen vuorovaikutus on tavallisesti ohi nopeasti, sillä sähkömagneettinen aalto karkaa elektroneilta aina valon nopeudella. Undulaattorin olosuhteissa syntyy kuitenkin resonanssitila (engl. resonant condition), jossa elektronien suunnassa kulkeva säteily ohittaa elektronit yhdessä undulaattorin jaksossa juuri yhden undulaattorisäteilyn resonanssiaallonpituuden  $\lambda_1$  verran. Systemin jaksollisuuden takia elektronien ja resonanssiaallonpituudella  $\lambda_1$  värähtelevän sähkömagneettisen aallon välinen vuorovaikutus voi jatkua usean undulaattorijakson verran. [35]

Resonanssitilan seurauksena elektronit joko saavat energiaa tai menettävät sitä sähkömagneettiselle kentälle. Energian vaihdossa sitä kuitenkin siirtyy aina enemmän elektronisäteeltä fotonisäteelle, mikä takaa säteilyn tehon kasvun ja elektronien liike-energian vähenemisen. Energian vaihdossa nopeammat, korkeaenergiset elektronit saavat hitaampia elektroneja kiinni ja undulaattoriin alkaa muodostua pituussuunnassa jaksottaisia elektronitiheyden muutoksia. [35][38]



Elektronien tiheys on suurimmillaan resonanssiaallonpituuden välein ja elektronien voidaan kuvitella muodostavan pieniä nippuja keskenään. Tällaista, kuvissa (11) sekä (12) esitettyä tapahtumaa kutsutaan mikronippuuntumiseksi (engl. microbunching). Ennen mikronippuuntumista toisiinsa nähden satunnaisissa kohdissa olevien elektronien emittoima säteily on epäkoherenttia ja eri vaiheessa olevat aallot saattavat interferoida destruktiivisesti vähentäen säteilyn tehoa. Kun elektronit vähitellen kulkeutuvat nippuihin, osa nipussa olevista elektroneista alkaa emittoida samassa vaiheessa olevaa koherenttia säteilyä. Mikronippuuntumisen alettua elektroninippujen säteilyn konstruktiiivinen interferenssi suurentaa sähkömagneettisen kentän amplitudia. Sähkömagneettisen kentän suurempi amplitudi taas aiheuttaa voimakkaamman nippuuntumiseffektin ja näin prosessi vahvistaa itseään. [12][38]

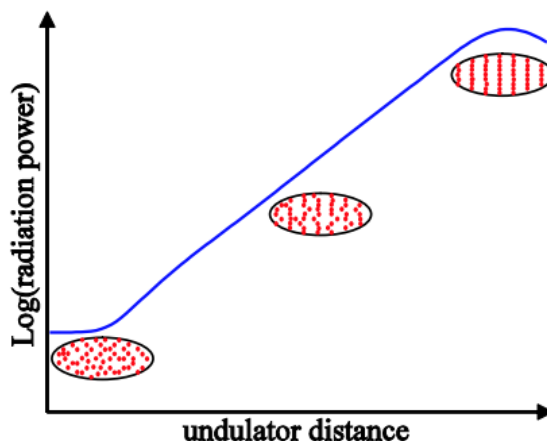
(Tapahtumaa voisi verrata meressä kelluviin pieniin esineisiin. Kun aallot meressä voimistuvat, esineet pakkaantuvat aallonpohjiin lähelle toisiaan.)

Undulaattorin alussa ns. spontaanin undulaattorisäteilyn (engl. spontaneous undular radiation) intensiteetti on verrannollinen elektronien lukumäärään  $N_e$ . Mikronippuuntuneessa tapauksessa sähkömagneettisen aallon sähkökentän amplitudi on verrannollinen mikronipussa olevien elektronien lukumäärään ja täten säteilyn intensiteetti on verrannollinen elektronien lukumäärän neliöön  $N_e^2$ . [12][38]

Kuvassa (12) säteilytehon eksponentiaalisen kasvun aluetta (lineaarinen osa logaritmisessa kuvaajassa) kutsutaan vahvistuspituudeksi (engl. gain length) ja se määritellään yhdessä ulottuvuudessa monoenergiselle säteelle kaavalla:

$$L_g = L_{g0}(1 + \Lambda), \quad (9)$$

jossa  $L_{g0} = \frac{\lambda_u}{4\pi\sqrt{3}\rho}$  ja  $\Lambda$  on laitteistosta riippuva tekijä, joka ottaa huomioon tehon kasvua heikentävät efektit, kuten diffraktion. [11]  $L_{g0}$ :n kaavassa oleva  $\lambda_u$  on undulaattorin jakso ja  $\rho$ :ta kutsutaan Piercen parametriksi tai FEL-parametriksi. FEL-parametri on dimensioton fundamentaalinen skaalausparametri ns. suuren vahvistuksen (engl. high gain) vapaaelektronilaserille [11][35], joista lisää seuraavassa kap-



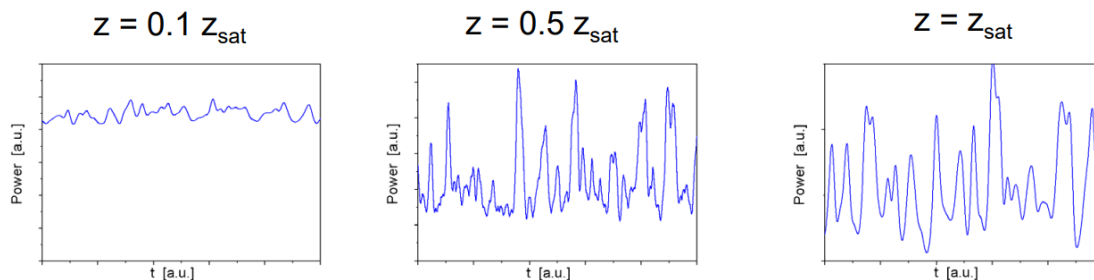
Kuva 12. Säteilyn teho kasvaa eksponentiaalisesti undulaattorissa ja elektronit järjestyvät mikronippuntumiseffektin ansiosta yhä siistimpiin, yhden undulaattoriaallonpituuden välimatkan erottamiin nippuihin undulaattorissa kuljetun matkan kasvaessa. Kun elektronisuihku menettää liikaa liike-energiaansa sähkömagneettiselle kentälle, resonanssiehto ei enää toteudu ja saavutetaan käyrän huipun mukainen saturaatio. [35]

paleessa. FEL-parametri riippuu undulaattorin sekä elektronisäteen ominaisuuksista ja on lyhyitä aallonpituuksia tuottaville vapaaelektronilasereilla, kuten LCLS:lla, luokkaa  $\rho \sim 10^{-3}$  [11]. Sähkömagneettisen säteilyn tehoa ennen saturaatiota voidaan approksimoida kaavalla:

$$P \approx \frac{1}{9} P_0 e^{\frac{z}{L_g}}, \quad (10)$$

jossa  $L_g$  on vahvistuspituus,  $P_0$  on undulaattorin alussa elektronien tuottaman spontaanin säteilyn teho,  $z$  on undulaattorin kohta, jossa säteilyn teho halutaan selvittää. [11]

Suuren vahvistuksen vapaaelektronilaseriksi kutsutaan SASE:a ja esimerkiksi työn seuraavassa kappaleessa esiteltävää seeded-konfiguraatiota hyödyntäviä laitteita, joissa energian lisäys SM-kenttään on suuri elektronien kulkiessa undulaattorin läpi vain kerran (engl. single pass). Suuren vahvistuksen FEL:n on tällöin mahdollista tuottaa lyhytaallonpituista röntgenalueen säteilyä verrattuna tässä katsauksessa sivuutettuihin matalan vahvistuksen (engl. low gain) vapaaelektronilasereihin. Ma-



Kuva 13. Kuvaajat esittävät SASE-konfiguraation FEL:n tuottaman säteilyn tehoa ajan suhteen ja  $z_{\text{sat}}$  on undulaattorin pituus, jossa saturaatio saavutetaan. [39] Ensimmäinen kuva esittää säteilyn tehoa undulaattorin alkupäässä ja näyttää, kuinka kvanttimekaaninen kohina aiheuttaa tehon kuvaajasta piikikkään. Toisesta ja kolmannesta kuvaajasta huomataan, kuinka SASE-prosessi voimistaa kohinaa, jolloin piikit amplifioituvat suuremmiksi. Yksi piikki kuvaajassa vastaa yhtä valopulssia, ja on selvää, että peräkkäisten pulssien intensiteetti vaihtelee huomattavasti.

talan vahvistuksen FEL:t toimivat ns. oskillaattori-konfiguraatioissa, jossa valo kulkee lyhyen undulaattorin läpi useamman kerran vahvistuessaan joka läpikulun aikana. Tällaisessa konfiguraatioissa valo heijastetaan takaisin undulaattoriin sen päässä olevalla peilillä optisen laserin tavoin ja siksi ne operoivat pääasiassa pidemmät aallonpituudet omaavan, vähemmän läpikäytyä, säteilyn alueella. [11]

SASE-konfiguraation, sekä edellä mainitun oskillaattori-konfiguraation vapaaelektronilasereilla on kuitenkin ongelmansa. Näissä konfiguraatioissa operoivien vapaaelektronilasereiden tuottama säteily saa alkunsa kvanttimekaanisesta kohinasta (engl. shot noise), jota undulaattorissa tapahtuva prosessi sitten vahvistaa eksponentiaalisesti. Kvanttimekaaninen kohina aiheutuu elektronien varauksen diskreetistä luonteesta, minkä takia yksittäisten elektroninippujen pitkittäissuuntaisessa tiheydessä (engl. longitudinal density) on vaihtelua. Vaikka kohina tarvitaan ylipääntään aloittamaan laserointiprosessi, sen satunnainen luonne vaikuttaa negatiivisesti tuotettavan undulaattorisäteilyn ominaisuuksiin.

SASE-konfiguraation FEL:t pystyvät tuottamaan avaruudellisesti koherentteja (engl. spatially coherent) valopulsseja, mutta kohinan satunnaisesta luonteesta johtuen pulssit eivät ole ajallisesti koherentteja (engl. temporally coherent). Lisäksi

kohina aiheuttaa kuvassa (13) illustroitua kaoottista variaatiota elektroninippujen tuottaman säteilyn tehossa. [40]

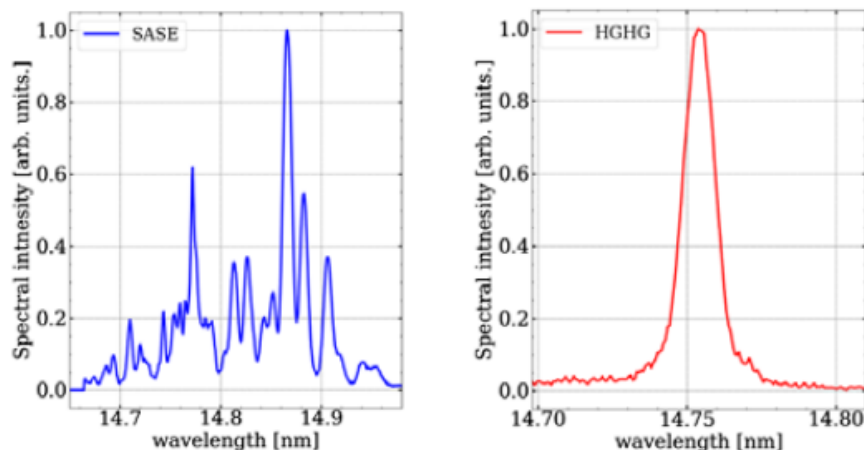
## 2.6 Seeded-konfiguraatio

Seeded-konfiguraation vapaaelektronilaser (seeded FEL) korjaa SASE:n ongelman ja pystyy tuottamaan ajallisesti koherentteja valopulsseja. Tässä konfiguraatiossa koherentti laservalo vuorovaikuttaa kiihdytettyjen elektronien kanssa ennen kuin ne ehtivät undulaattoriin. Vuorovaikutuksen aikana laservalon lähteen ajallisesti koherentit ominaisuudet peilautuvat FEL:n tuottamaan undulaattorisäteilyyn. [40]

Seeded-FEL:n tuottama säteily on siis ajallisesti koherenttia ja tämän seurauksena sen on mahdollista olla SASE-FEL:n valoa kirkkaampaa. Konfiguraatiossa tuotetun säteilyn taajuusalue saadaan kapeammaksi ja valopulsseille haluttu aallonpituus voidaan määritellä tarkemmin kuin SASE:n tapauksessa. Tätä on havainnointu kuvassa (14). [40] Lisäksi seeded-FEL:n säteilyteho on vakaampi, sillä laitteen syötetyllä laservalolla (engl. seed signal) on tarkkaan määritellyt ominaisuudet verrattuna satunnaiseen kohinaan, josta SASE-prosessi alkaa. [41] Edelleen seeded-konfiguraatiossa tapahtuva FEL:n syöttö lyhentää tarvittavan undulaattorin ja siten laitoksen kokoa, sillä saturaatio saavutetaan nopeammin. [42]

Seeded-konfiguraatiota on pidetty seuraavana askeleena vapaaelektronilasereiden maailmassa, mutta se kohtasi kehityksen alussa kaksi suurta ongelmaa. Ensimmäkin FEL:ä syöttävää laservalon lähdettä (engl. seed source) pitää pystyä säätämään samalla aallonpituusalueella kuin itse vapaaelektronilaseriala. Etenkin kun tarkoituksena on tuottaa lyhyen aallonpituuden ( $\lambda =$  muutamia nanometrejä) omaavaa säteilyä, syöttäviä lähteitä ei juuri ole saatavilla [42]. Toiseksi, syöttävän laservalon lähteen tehon täytyy olla suurempi kuin luonnollisen elektronisäteiden tuottaman kohinan. [41]

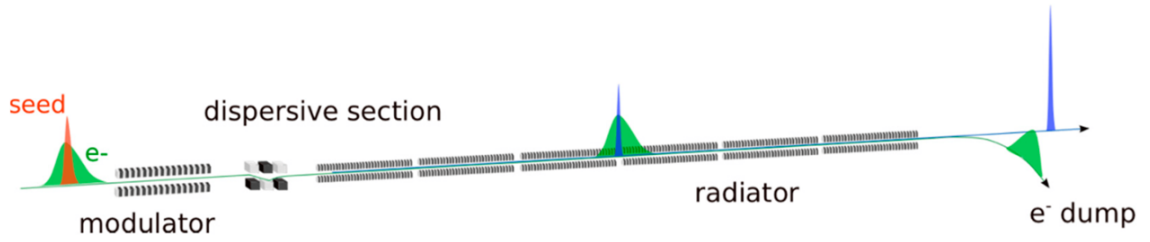
Näihin ongelmiin on löydetty muutamia ratkaisuja, joilla seeded-konfiguraation



Kuva 14. Kuvassa esitetty FERMI-vapaaelektronilaserin tuottamat spektrit n. 14,8 nm aallonpituuden ( $x$ -akselilla) ympäristössä, kun saman aallonpituuden omaavia valopulseja yritettiin tuottaa SASE-konfiguraatiolla (vasemmalla) ja HGHG-metodilla (oikealla). Vasemmanpuoleisessa kuvaajassa aallonpituuksia vastaavat intensiteetit ( $y$ -akselilla) muodostavat SASE:lle tyypillisen piikikkään spektrin, kun taas HGHG-metodin tuottama spektri on keskittynyt tarkasti vain halutun aallonpituuden ympärille. [43]

FEL on onnistuttu toteuttamaan. Ratkaisuihin kuuluu mm. FEL:n suora syöttö (engl. direct seeding), elektronisäteen manipuloinnin kautta tapahtuva syöttö (engl. seeding by electron beam manipulation), näiden kahden hybridikonfiguraatiot sekä itsesyöttö (engl. self seeding). Tässä katsauksessa tutustutaan tarkemmin yhteen näistä ratkaisuista. Muihin voi halutessaan perehtyä artikkelissa: [41].

Suuren vahvistuksen harmonisten taajuuksien generointi eli HGHG-metodi (engl. high-gain harmonic generation) on esimerkki elektronisäteen manipuloinnin kautta tapahtuvasta seeded-FEL:n syötöstä. HGHG-metodin on tarkoitus aloittaa syöttö-laserin harmonista aallonpituutta vastaava elektronisäteen mikronippuuntuminen ennen kuin elektronisäde ehtii undulaattoriin. [11] Metodi on käytössä esimerkiksi Italialaisessa Free Electron laser Radiation for Multidisciplinary Investigations (FERMI) -vapaaelektronilaserlaitoksessa ja HGHG-metodia käyttävän FEL:n konfiguraatio on hahmoteltu kuvaan (15).



Kuva 15. Hahmotelma vapaaelektronilaserista, joka on konfiguroitu tuottamaan säteilyä HGFG-metodin avulla. Syöttölaserin ampuma pulssi (seed) ja elektroninippu ( $e^-$ ) vuorovaikuttavat modulaattorissa (modulator), mikä aiheuttaa elektroninipulle energiamodulaation. Dispersiivinen osuus (dispersive section) muuttaa elektroninipun energiamodulaation sen tiheysmodulaatioksi. Radiaattori (radiator) vahvistaa sitten yhtä tiheysmodulaation Fourier-komponenteista saturaatioon asti. Kuvaan merkitty myös elektronien ohjaus törmäytykseen ( $e^-$  dump). [44]

HGFG-metodissa ennen varsinaista undulaattoriosiota elektronisäde ohjataan pienen undulaattorin eli modulaattorin (engl. modulator) läpi, jossa FEL:iin syötetty laservalo aiheuttaa elektronisäteeseen ohjatun ja jaksollisen energiamodulaation, eli modulaation elektronisäteen pituussuuntaisessa energiajakaumassa (engl. longitudinal energy distribution). [44]

Tämän jälkeen elektronit kulkevat ns. dispersiivisen osuuden läpi, joka muuttaa elektronisäteen energiamodulaation tämän pituussuuntaiseksi tiheysmodulaatioksi. Dispersiivisenä osuutena FERMI-FEL:ssä toimii taivutusmagneeteista muodostettu sikaani, eli aikaisemmin kuvassa (9) esitelty elektroninippujen puristaja. [42]

Elektronisuihkun saamalla tiheysmodulaatiolla on tässä vaiheessa korkeamman asteen harmonisia Fourier komponentteja, eli taajuuskomponentteja, jotka ovat monikertoja alkuperäisestä taajuudesta. Tiheysmodulaatiolla on samat vaiheominaisuudet kuin syöttölaserin valolla. [44]

Seuraavaksi uudet ominaisuudet omaava elektronisuihku ohjataan pitkään, SASE-FEL:stä tuttuun undulaattoriin. HGFG-konfiguraatiossa tätä undulaattoria kutsutaan radiaattoriksi (engl. radiator). Radiaattorissa elektronisäde alkaa resonoida yhdellä valitulla syöttölaserin harmonisista taajuuksista, jota myös elektronien emittoima säteily nyt peilaa. Tiheysmodulaatio vahvistaa heti radiaattorin alussa säteilyn

tehon kasvua ja SASE:n kaltainen saturaatio saavutetaan nopeasti. [11]

HGHG-metodia hyödyntävä FERMI-FEL avautui käyttäjille vuonna 2012. Laitoksessa on vuonna 2024 kaksi erillistä vapaaelektronilaseria, joista FEL-1 on asetettu kuvan (15) mukaiseen konfiguraatioon ja FEL-2 on monimutkaisempi. FEL-1 kykenee tuottamaan HGHG-metodilla täysin koherentteja 50 femtosekunnin (FWHM) mittaisia pulsseja 50 Hz:n toistonopeudella. FEL-1 operoi 20-100 nm aallonpituusalueella ja pystyy jopa gigawatin ( $10^9$  W) huipputehoon. [45]

### 3 Valopulssien hyödyntäminen fysiikan tutkimuksessa

Erittäin lyhyiden valopulssien käyttökohteita tutkimuksessa ovat nykyään erilaiset spektroskopiamenetelmät sekä hyvin pienten partikkelien ja hyvin nopeiden tapahtumien kuvantaminen. Lyhyiden valopulssien avulla on teoriassa mahdollista luoda elokuvia molekyylitason kemiallisista reaktioista ja tätä on pidetty suurena tavoiteltavana maalina vapaaelektronilaserin ja lyhyiden valopulssien tutkimuskäytön kehityksessä. [19]

#### 3.1 Kuvantaminen

Atomimittakaavan tapahtumat ovat hyvin nopeita, mutta niitä, kuten arkipäiväisiäkin tapahtumia voidaan tutkia kuvien avulla. Tapahtumien jäädyttämien ajassa atomien mittakaavalla vaatii erityiset ominaisuudet ja työkaluksi esimerkiksi vapaaelektronilaserin tavallisen kameran sijaan. Pienten partikkelien, kuten molekyylien kuvantamiseen vaadittavia ominaisuuksia ovat mm. käytettävän säteilyn lyhyt aallonpituus, ajallisesti lyhyet valopulssit sekä niiden erittäin suuri kirkkaus.

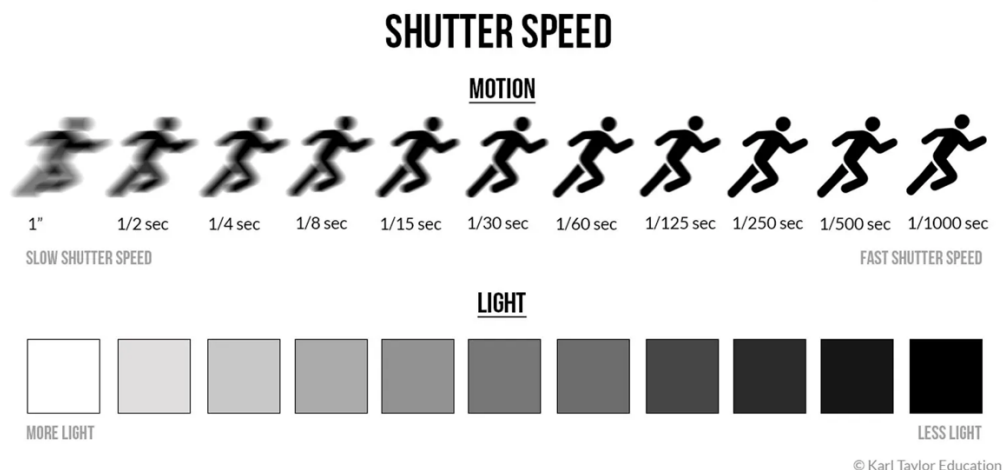
Kuvaukseen käytettävällä säteilyllä on oltava lyhyt aallonpituus, koska valon diffraktio asettaa sille rajan. Näkyvää valoa ei siis voida käyttää atomien mittakaaval-

la, sillä diffraktiorajan mukaan kuvattavan kohteen yksityiskohtia ei voida erottaa toisistaan, jos kuvan ottamiseen käytettävän valon aallonpituus on suurempi kuin kuvattavan kohteen yksityiskohdat [19]. Näkyvän valon aallonpituus on pienimmillään noin 380 nanometriä, kun taas esimerkiksi kiinteissä aineissa atomien väliset etäisyydet ovat muutamia ångströmejä [46], eli muutamia nanometrinen kymmenesosa. Pienen mittakaavan tutkimuksissa käytetään siksi erityisesti UV- ja röntgenalueen valopulsseja. Käyttämällä lyhyempiä aallonpituuksia saadaan pulsseista myös ajallisesti lyhempiä.

Kuvaukseen käytettävän säteilyn täytyy tulla ajallisesti lyhyiden pulssien muodossa ja näiden on oltava erittäin kirkkaita. Vaatimukset liittyvät oleellisesti toisiinsa ja näitä voidaan selittää vertaamalla pulssien ominaisuuksia kameran suljinaikaan. Mitä lyhemmän aikaa kameran kennolle pääsee valoa, sitä nopeampi liike kuvaan voidaan pysäyttää. Esimerkiksi hidasta liikettä sisältävästä perhepotretista saa terävän kuvan jo millisekunnin suljinajalla, mutta tarkan kuvan saaminen lentävästä linnusta saattaa vaatia alle tuhannesosasekunnin suljinaikaa [47]. Molekyylien, atomien ja elektronien jäädyttäminen ajassa vaatii femto- tai jopa attosekunnin ”suljinaikaa” [48][49]. Suljinajan lyhentyessä kennolle pääsee vähemmän valoa ja tästä seuraa vaatimus lyhempien pulssien suuremmalle kirkkaudelle.

Röntgenkristallografia (engl. X-ray crystallography) on nimensä mukaan röntgenalueen valopulsseja hyödyntävä menetelmä, jossa röntgenvalon diffraktion avulla voidaan selvittää molekyylien kolmeulotteisia rakenteita. Kuvantamismetodi perustuu Braggin lain mukaiseen röntgensäteiden diffraktioon. Kun fotonit osuvat kuvattavaan kohteeseen, ne diffraktoituvat kohteen takana olevaan ilmaisimeen ja muodostavat kuvion. Tämä on nykyään pääasiallinen tapa, jonka perusteella molekyylien, kuten proteiinien rakenteita tutkitaan ja luokitellaan. The Protein Data Bank (PDB) on yksi maailmanlaajuisesti eniten käytetyistä biologisen molekyyli-datan resursseista [51]. Tietokantaan lisätystä yli 214 000 molekyyli-rakenteesta noin 85 %



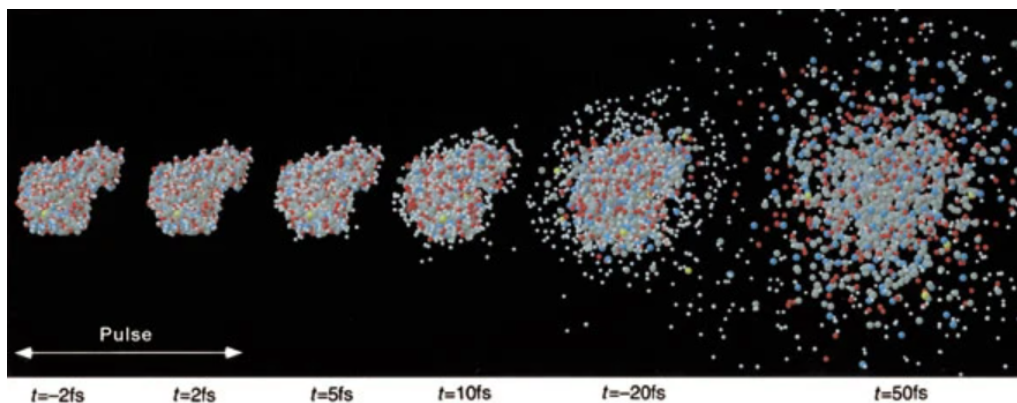


Kuva 16. Nopean liikkeen jäädyttäminen ajassa vaatii hyvin nopean suljinajan ja runsaasti valoa. [50] Suljinajan muuttuessa nopeammaksi kamerasensori saa vähemmän valoa, eli siihen osuu vähemmän fotoneja, joilla kuva muodostetaan. Sama ongelma tulee esiin, kun valopulseja käytetään esimerkiksi molekyylien kuvantamisessa. Kuvan mittakaavan nopein suljinaika kestää tuhannesosasekunnin. Molekyylien kuvantamiseen tarvittava suljinaika on vähintään biljoona ( $10^{12}$ ) kertaa tätä nopeampi.

on selvitetty röntgenkristallografian avulla [52].

Perinteisellä röntgenkristallografiolla on kuitenkin rajoituksensa. Jotta tätä kuvantamismetodia voidaan käyttää, kuvattavan aineen molekyylien täytyy kiteytyä. Aineen kiteytymisvaatimus perustuu yksinkertaisesti siihen, että korkeaenerginen näytteestä diffraktoituva röntgensäteily vaurioittaa näytteen molekyyliä. Kun kuvattava näyte on suuremman kiteen muodossa, koko kiteeseen absorboitunut säteilyannos jakautuu suurempaan määrään molekyyliä ja näyte kestää enemmän säteilyä. Kun näyte altistetaan suuremmalle määrälle säteilyä, siitä saadaan kirkkaampi ja siten selvempi kuva. Monet aineet eivät kuitenkaan muodosta suuria kiderakenteita, jolloin säteilyn on hajaannuttava jopa yksittäisistä molekyyleistä. Säteilyn intensiteetin on oltava edelleen suuri kuvan saamiseksi, mutta nyt yksittäinen molekyyli ottaa vastaan koko säteilyannoksen ja hajoaa täydellisesti tämän seurauksena. [53]

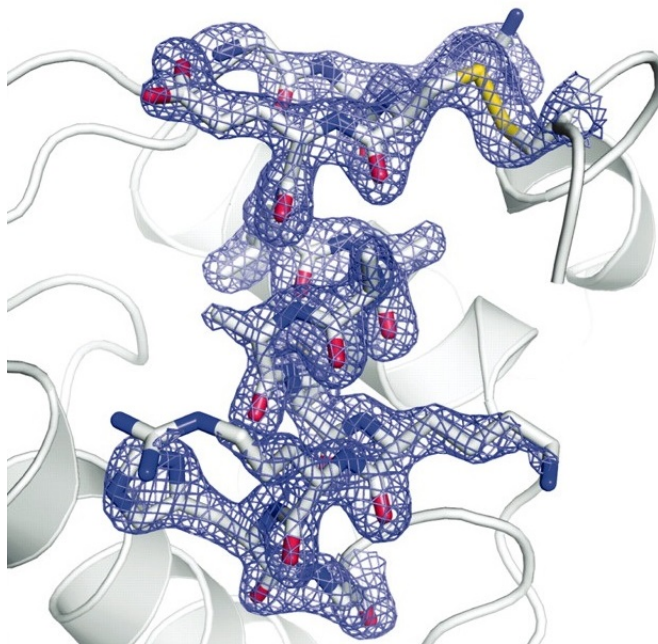
Vuonna 1986 yhdysvaltalainen fyysikko Johndale Solem ennusti ongelman ratkaisuksi, että näytteen rakenteesta voitaisiin saada tietoa ennen kuin säteily tuhoaa



Kuva 17. Kuvassa simuloitu T4 Lysotsyymin (entsyymi) tuhoutuminen intensiivisen röntgenpulssin vaikutuksesta. Koska entsyymi räjähtää pienellä viiveellä, atomien sijainnit pysyvät lähes samoina vielä usean femtosekunnin ajan röntgenpulssin osuman jälkeen. Kuvan simulaatiossa käytetyn pulssin FWHM-kesto on kaksi femtosekuntia. [54]

näytteen [55]. Tällaista ”diffraction-before-destruction” [53] menetelmää käytetään nykyään esimerkiksi ”Serial Femtosecond Crystallography” (SFX) -kuvausmenetelmässä. SFX-kuvauksella voidaan kuvata hyvin pieniä, läpimitaltaan muutaman sadan nanometrin pituisia kiteitä [56] käyttämällä tarpeeksi lyhyitä ja intensiivisiä valopulsseja. Pulsit tuhoavat näytteen, mutta näytteen diffraktiokuvio saadaan talteen ennen sen tuhoutumista. Näytteen tuhoutumisen jälkeen XFEL:n röntgensäteeseen eteen tuodaan uusi, eri asennossa oleva identtinen näyte. Lopulta eri asennoissa olevista näytteistä saadut tuhannet diffraktiokuviot yhdistetään ja saadaan tarkka kuva pienen kiteen rakenteesta. [57]

SFX-kuvausmenetelmää voidaan käyttää myös erittäin tarkkojen elektronitiheyskarttojen määrittämiseen edellyttäen, että näyte ei vaurioidu huomattavasti säteilystä. Vuonna 2012 tutkijaryhmä mallinsi kananmunan valkuaisesta löytyvää HEWL-entsyymiä  $1 \times 1 \times 3 \mu\text{m}$  kokoisena kiteenä SFX-menetelmällä ja onnistui laskemaan sille diffraktiodatan perusteella kuvan (18) mukaisen elektronitiheyskartan. Diffraktiodata kerättiin käyttämällä 40 femtosekunnin mittaisia röntgenpulsseja, joiden keskimääräinen energia oli  $600 \mu\text{J}$  ja aallonpituus  $1,32 \text{ \AA}$ . [56]



Kuva 18. HEWL-entsyymien elektronitiheyskartta, jonka resoluutio on noin 1,9 Å. Diffraktiodata elektronitiheyskarttaa varten kerättiin LCLS-vapaaelektronilaserilla. [56]

### 3.2 Spektroskopia

Röntgenalueen vapaaelektronilaserit mahdollistavat kuvantamisen lisäksi uudenlaiset spektroskopiamenetelmät, joita oli aikaisemmin mahdoton toteuttaa tavallisilla laboratoriolaitteistoilla. Perinteiset UV:n ja näkyvän valon aallonpituusalueella operoivat (UV-VIS) spektroskopia-laitteet onnistuvat tuottamaan tarkkoja absorptio- sekä emissiospektrejä, mutta laitteet eivät sovellu esimerkiksi elektronien viritystilojen tutkimukseen, sillä viritystilat laukeavat liian nopeasti (mahd. alle femtosekunnissa). Vuoden 2023 fysiikan nobelistien edistämällä HHG-menetelmällä tuotetut valopulssit ovat tarpeeksi lyhyitä viritystilojen tutkimiseen, mutta pulssien energiat jäävät muutamiin nanojouleihin, mikä rajoittaa viritettävän elektronin sijainnin atomin ulkokuorille. [58]

Tavallisten röntgenputkien pulssienergiat ovat suurempia ja näitä hyödyntäen sisäkuorielektronien viritys on mahdollista. Tosin jälleen viritystilojen nopea pur-

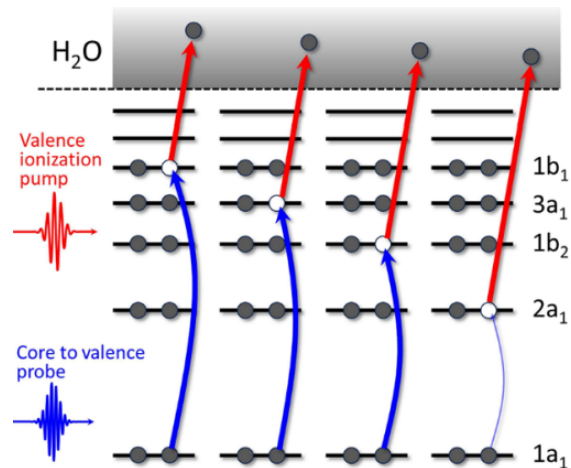
kautuminen rajoittaa näiden hyödyntämistä spektroskopiassa. XFEL:n tuottamien pulssien energiat voivat olla useita mikrojouleja ja ajallisesti jopa attosekuntien mitakaavassa. XFEL:n ominaisuudet riittävät siis sekä virittämään elektroneja atomien sisäkuorilta, että jäädyttämään viritystilän spektrin detektorille ennen sen purkautumista. [58]

"X-ray transient absorption spectroscopy" eli XTAS on esimerkki spektroskopia-metodista, jota hyödyntäen voidaan tutkia viritystilojen spektrejä ennen niiden laukeamista. XTAS ja vastaavat menetelmät perustuvat usein "pump-probe" -metodiin. "Pump-probe" -metodissa hyödynnetään kahta, hyvin lähellä peräkkäin kulkevaa valopulssia, joista ensimmäinen aiheuttaa näytteessä reaktion ja toinen taltioi datan ensimmäisen valopulssin osuman seurauksesta. [59][58]

XTAS-spektroskopiassa ensimmäinen pump -valopulssi osuu kohteeseen ja virittää valitun energian mukaan kohteessa olevia elektroneja. Elektronien viritystilat saattavat lauaeta jopa alle femtosekunnin kuluttua virittymisestä, mutta ennen tätä "pump"-pulssin perässä tuleva "probe"-pulssi osuu kohteeseen ja taltio virittyneen kohteen absorptiospektrin. Tällaisen kokeen aikaresoluutiota on mahdollista säätää muokkaamalla pulssien kestoja sekä niiden välistä viivettä. [11][59]

Keväällä 2024 tutkijaryhmä sai ensimmäistä kertaa reaaliaikaista dataa ionisaation aiheuttamasta elektronien liikkeestä vesimolekyyleissä. Ryhmä käytti "all x-ray attosecond transient absorption spectroscopy"(AX-ATAS) -menetelmää, joka on XTAS-spektroskopian alalaji. Menetelmässä käytetään pelkästään röntgenalueen pulsseja, kun XTAS-nimitystä saatetaan käyttää myös UV-alueen pulsseja hyödyntävästä spektroskopiamenetelmästä, jota voidaan toteuttaa esimerkiksi HHG-menetelmällä. [58]

AX-ATAS -menetelmän röntgenpulssit ovat nimensä mukaisesti kestoiltaan attosekuntien luokkaa. Aikaisemmin atomiydinten liike on aiheuttanut häiriöitä saatuihin spektreihin, mutta tutkimuksessa käytetyt n. 600 attosekunnin pituiset pulssit



Kuva 19. AX-ATAS -tutkimuksessa ensimmäinen energinen röntgenpulssi (valence ionization pump) voi ionisoida elektronin vapaasti vesimolekyylin valenssivyöltä. Toinen röntgenpulssi (core to valence probe) taltioi spektrin. [58]

olivat tarpeeksi lyhyitä jäädyttämään vetyatomien liike ja täten eliminoimaan häiriöt. Tutkimuksen toteuttamiseen käytettiin LCLS-vapaaelektronilaseria. [58]

## 4 Yhteenveto

Tässä kirjallisuuskatsauksessa käytiin läpi nykypäivän huipputeknologiaa edustavan valopulssien tuottamiseen käytetyn työkalun, eli vapaaelektronilaserin toimintaperiaate. Katsauksessa perehdyttiin syvemmin vapaaelektronilaserin osiin ja niiden toimintaan. Lisäksi katsauksessa esiteltiin lyhyiden valopulssien ominaisuuksia ja niiden käyttötarkoituksia.

## Viitteet

- [1] Sian Kennedy, Alan Burdick, Stopping time, <https://www.discovermagazine.com/technology/stopping-time>, [online, viitattu 7.2.2024].
- [2] M. Nisoli, P. Decleva, F. Calegari, A. Palacios ja F. Martín, *Chemical reviews* **117**, 10760 (2017).
- [3] R. Paschotta, Femtosecond Lasers, [https://www.rp-photonics.com/femtosecond\\_lasers.html](https://www.rp-photonics.com/femtosecond_lasers.html), [online, viitattu 7.2.2024].
- [4] L. Yue ja M. B. Gaarde, *J. Opt. Soc. Am. B* **39**, 535 (2022).
- [5] U. Morgner, *Nature Photonics* **4**, 14 (2010).
- [6] T. Hynninen, *Fysiikan perusteet* (Turun yliopisto, 2021).
- [7] R. Paschotta, *Field Guide to Laser Pulse Generation* (SPIE, 2008).
- [8] R. Paschotta, Gaussian Pulses, [https://www.rp-photonics.com/gaussian\\_pulses.html](https://www.rp-photonics.com/gaussian_pulses.html), [online, viitattu 7.2.2024].
- [9] University Corporation for Atmospheric Research (UCAR), Ultraviolet (UV) Radiation, <https://scied.ucar.edu/learning-zone/atmosphere/ultraviolet-uv-radiation>, [online, viitattu 7.2.2024].
- [10] C. V. Maier A, Steidl S, *Medical Imaging Systems: An Introductory Guide* (Springer, 2018).
- [11] N. Huang, H. Deng, B. Liu, D. Wang ja Z. Zhao, *The Innovation* **2**, (2021).
- [12] C. Pellegrini ja J. Stöhr, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **500**, 33 (2003).
- [13] S. Boutet ja M. Yabashi, kirjassa *X-ray Free Electron Lasers: A Revolution in Structural Biology* (Springer International Publishing, 2018), pp. 1–21.
- [14] M. Altarelli ja A. Salam, *europhysics news* **35**, 47 (2004).
- [15] Y. Chen, F. Brinker, W. Decking, M. Scholz ja L. Winkelmann, *Applied Sciences* **11**, 10768 (2021).
- [16] European XFEL, Facts and Figures, [https://www.xfel.eu/facility/overview/facts\\_amp\\_figures/index\\_eng.html](https://www.xfel.eu/facility/overview/facts_amp_figures/index_eng.html), [online, viitattu 9.2.2024].
- [17] Katherine Bourzac, World’s most powerful X-ray laser will ‘film’ chemical reactions in unprecedented detail, <https://www.nature.com/articles/d41586-023-02874-1>, [online, viitattu 9.2.2024].

- [18] Bin Chen, Radiative processes from energetic particles II: Gyromagnetic radiation (Lecture Notes from Hale COLLAGE 2017, Lecture 21), <https://web.njit.edu/~binchen/phys780/LectureNotes/lec21.pdf>, [online, viitattu 9.2.2024].
- [19] Thorsten Hellert, Free Electron Lasers ...or why we need 17 billion Volts to make a picture (Lecture Slides from 34th Chaos Communication Congress), [https://media.ccc.de/v/34c3-8832-free\\_electron\\_lasers](https://media.ccc.de/v/34c3-8832-free_electron_lasers), [online, viitattu 9.2.2024].
- [20] H. Wiedemann, *Particle Accelerator Physics: Third edition* (Springer Cham, 2007).
- [21] M. Howells ja B. M. Kincaid, *New Directions in Research with Third-Generation Soft X-ray Synchrotron Radiation Sources* (Springer, 1994).
- [22] The NIST Reference on Constants, Units and Uncertainty, <https://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html>, [online, viitattu 9.2.2024].
- [23] DESY, How does a synchrotron radiation source work?, [https://photon-science.desy.de/research/students\\_\\_teaching/primers/synchrotron\\_radiation/index\\_eng.html](https://photon-science.desy.de/research/students__teaching/primers/synchrotron_radiation/index_eng.html), [online, viitattu 9.2.2024].
- [24] T. Rao ja D. H. Dowell, *An Engineering Guide To Photoinjectors* (arXiv, 2014).
- [25] R. Akre, D. Dowell, P. Emma, J. Frisch, S. Gilevich, G. Hays, P. Hering, R. Iverson, C. Limborg-Deprey, H. Loos, A. Miahnahri, J. Schmerge, J. Turner, J. Welch, W. White ja J. Wu, Phys. Rev. ST Accel. Beams **11**, 030703 (2008).
- [26] European XFEL, Virtual Tour, [https://www.xfel.eu/virtualtour/index\\_en.html](https://www.xfel.eu/virtualtour/index_en.html), [online, viitattu 9.2.2024].
- [27] C. Antoine, *Materials and surface aspects in the development of SRF Niobium cavities*, Vol. 12 of *EuCARD Editorial Series on Accelerator Science and Technology* (EuCARD, 2012).
- [28] H. Weise, Proceedings of EPAC (2004).
- [29] P. Emma, R. Akre, J. Arthur, R. Bionta, C. Bostedt, J. Bozek, A. Brachmann, P. Bucksbaum, R. Coffee, F.-J. Decker, Y. Ding, D. Dowell, S. Edstrom, A. Fisher, J. Frisch, S. Gilevich, J. Hastings, G. Hays, P. Hering ja J. Galayda, Nature Photonics **4**, 641 (2010).
- [30] Marco Venturini, Single-particle longitudinal dynamics and magnetic bunch compression (Lecture Slides from U.S. Particle Accelerator School: USPAS ), [https://uspas.fnal.gov/materials/15Rutgers/Lecture\\_Mo3.pdf](https://uspas.fnal.gov/materials/15Rutgers/Lecture_Mo3.pdf), [online, viitattu 12.2.2024].

- [31] K. L. F. Bane, F.-J. Decker, Y. Ding, D. Dowell, P. Emma, J. Frisch, Z. Huang, R. Iverson, C. Limborg-Deprey, H. Loos, H.-D. Nuhn, D. Ratner, G. Stupakov, J. Turner, J. Welch ja J. Wu, Phys. Rev. ST Accel. Beams **12**, 030704 (2009).
- [32] Z. Huang, A. Brachmann, F.-J. Decker, Y. Ding, D. Dowell, P. Emma, J. Frisch, S. Gilevich, G. Hays, P. Hering, R. Iverson, H. Loos, A. Miahnahri, H.-D. Nuhn, D. Ratner, G. Stupakov, J. Turner, J. Welch, W. White, J. Wu ja D. Xiang, Phys. Rev. ST Accel. Beams **13**, 020703 (2010).
- [33] D. Burggraff, väitöskirja, Naval Postgraduate School, Monterey, California, 2007.
- [34] U. Keskin, väitöskirja, The Graduate School Of Natural And Applied Sciences, Abant Izzet Baysal University, 2018.
- [35] Z. Huang ja K.-J. Kim, Phys. Rev. ST Accel. Beams **10**, 034801 (2007).
- [36] J. Welch, J. Blaha, P. Cutino, D. Hanquist, A. Ibrahimov, M. Kosovsky, Z. Li ja M. Santana, Tech Note LCLS-II TN-17-12, SLAC (2017).
- [37] A. Mak, väitöskirja, Lund University, Faculty of Science, Department of Accelerator Physics, 2017.
- [38] S. V. Milton, E. Gluskin, N. D. Arnold, C. Benson, W. Berg, S. G. Biedron, M. Borland, Y.-C. Chae, R. J. Dejus, P. K. D. Hartog, B. Deriy, M. Erdmann, Y. I. Eidelman, M. W. Hahne, Z. Huang, K.-J. Kim, J. W. Lewellen, Y. Li, A. H. Lumpkin, O. Makarov, E. R. Moog, A. Nassiri, V. Sajaev, R. Soliday, B. J. Tieman, E. M. Trakhtenberg, G. Travish, I. B. Vasserman, N. A. Vinokurov, X. J. Wang, G. Wiemerslage ja B. X. Yang, Science **292**, 2037 (2001).
- [39] E.A. Schneidmiller, M.V. Yurkov, Coherence properties of the radiation from x-ray free electron lasers (Lecture Slides from 4th European XFEL User's Meeting, Hamburg), [https://www.xfel.eu/sites/sites\\_custom/site\\_xfel/content/e51499/e60513/e63558/e107746/e63562/e63315/yurkov\\_eng.pdf](https://www.xfel.eu/sites/sites_custom/site_xfel/content/e51499/e60513/e63558/e107746/e63562/e63315/yurkov_eng.pdf), [online, viitattu 14.2.2024].
- [40] L. H. Yu, L. DiMauro, A. Doyuran, W. S. Graves, E. D. Johnson, R. Heese, S. Krinsky, H. Loos, J. B. Murphy, G. Rakowsky, J. Rose, T. Shaftan, B. Sheehy, J. Skaritka, X. J. Wang ja Z. Wu, Phys. Rev. Lett. **91**, 074801 (2003).
- [41] S. Reiche, Proceedings of IPAC 2013 (2013).
- [42] Enrico Allaria, FERMI, a seeded Free Electron Laser source for experiments (Lecture Slides from Paul Scherrer Institut (PSI)), [https://indico.psi.ch/event/1062/attachments/230/268/FERMI\\_allaria\\_PSI\\_4\\_corta.ppt.pdf](https://indico.psi.ch/event/1062/attachments/230/268/FERMI_allaria_PSI_4_corta.ppt.pdf), [online, viitattu 15.2.2024].
- [43] M. Pop, E. Allaria, F. Curbis, G. Geloni, M. Manfredda, S. Di Mitri, L. Foglia, D. Garzella, L. Giannessi, B. Mahieu, N. Mahne, N. Mirian, G. Penco, G.



- Perosa, P. Ribič, A. Simoncig, S. Spampinati, C. Spezzani, M. Trovo ja D. N. Giovanni, *Physical Review Accelerators and Beams* **25**, (2022).
- [44] L. Giannessi ja C. Masciovecchio, *Applied Sciences* **7**, 640 (2017).
- [45] Elettra Sincrotrone Trieste - FERMI light source, <https://www.elettra.eu/lightsources/fermi/machine.html>, [online, viitattu 16.2.2024].
- [46] I. Tahirbegi ja M. Mir, *Modern Physics Letters B* **3**, (2011).
- [47] Nasim Mansurov, Introduction to Shutter Speed in Photography, <https://photographylife.com/what-is-shutter-speed-in-photography>, [online, viitattu 7.2.2024].
- [48] B. Valeur ja M. N. Berberan-Santos, *Molecular fluorescence: principles and applications* (John Wiley & Sons, 2012).
- [49] R. Kienberger, E. Goulielmakis, M. Uiberacker, A. Baltuska, V. Yakovlev, F. Bammer, A. Scrinzi, T. Westerwalbesloh, U. Kleineberg ja U. Heinzmann, *Nature* **427**, 817 (2004).
- [50] Karl Taylor, Shutter speeds, <https://visualeducation.com/photography-course/shutter-speeds/>, [online, viitattu 7.2.2024].
- [51] C. Zardecki, S. Dutta, D. S. Goodsell, M. Voigt ja S. K. Burley, *Journal of Chemical Education* **93**, 569 (2016).
- [52] PDB Data Distribution by Experimental Method and Molecular Type, <https://www.rcsb.org/stats/summary>, [online, viitattu 14.2.2024].
- [53] A. Barty, J. Küpper ja H. N. Chapman, *Annual Review of Physical Chemistry* **64**, 415 (2013).
- [54] R. Neutze, R. Wouts, D. Van der Spoel, E. Weckert ja J. Hajdu, *Nature* **406**, 752 (2000).
- [55] J. C. Solem, *JOSA B* **3**, 1551 (1986).
- [56] S. Boutet, L. Lomb, G. J. Williams, T. R. Barends, A. Aquila, R. B. Doak, U. Weierstall, D. P. DePonte, J. Steinbrener ja R. L. Shoeman, *Science* **337**, 362 (2012).
- [57] T. R. Barends, B. Stauch, V. Cherezov ja I. Schlichting, *Nature Reviews Methods Primers* **2**, 59 (2022).
- [58] S. Li, L. Lu, S. Bhattacharyya, C. Pearce, K. Li, E. T. Nienhuis, G. Doumy, R. Schaller, S. Moeller, M.-F. Lin, G. Dakovski, D. Hoffman, D. Garratt, K. A. Larsen, J. Koralek, C. Hampton, D. Cesar, J. Duris, Z. Zhang, N. Sudar, J. P. Cryan, A. Marinelli, X. Li, L. Inhester, R. Santra ja L. Young, *Science* **0**, .
- [59] R. Geneaux, H. J. Marroux, A. Guggenmos, D. M. Neumark ja S. R. Leone, *Philosophical Transactions of the Royal Society A* **377**, 20170463 (2019).