

Päikeselt tulnud osakesed

(Punkte kokku: 10)

Päikese pinnalt tulnud footonid ning Päikese sisemusest tulnud neutriinod annavad meile infot Päikese temperatuuride kohta ning ühtlasi kinnitavad, et Päikese kiirgus on põhjustatud tuumareaktsioonidest.

Selle ülesande arvutustes võtke Päikese massiks $M_{\odot} = 2.00 \times 10^{30}$ kg, Päikese raadiuseks $R_{\odot} = 7.00 \times 10^8$ m, Päikese heleduseks (ajauhikus kiiratud valgusenergia) $L_{\odot} = 3.85 \times 10^{26}$ W ning Maa ja Päikese vaheliseks kauguseks $d_{\odot} = 1.50 \times 10^{11}$ m.

Võite kasutada integraale:

$$(i) \int x e^{ax} dx = \left(\frac{x}{a} - \frac{1}{a^2} \right) e^{ax} + \text{constant}$$

$$(ii) \int x^2 e^{ax} dx = \left(\frac{x^2}{a} - \frac{2x}{a^2} + \frac{2}{a^3} \right) e^{ax} + \text{constant}$$

$$(iii) \int x^3 e^{ax} dx = \left(\frac{x^3}{a} - \frac{3x^2}{a^2} + \frac{6x}{a^3} - \frac{6}{a^4} \right) e^{ax} + \text{constant}$$

A Päikese valguskiirgus

A1	Eeldagem, et Päike kiirgab nagu absoluutselt must keha. Arvutage Päikese pinna temperatuur T_s .	0.3
----	--	------------

Päikese kiirgusspektrit saab lähendada Wiener seadusega, mille kohaselt mingile Maa pinnatükile ajaühiku jooksul ühikulise sagedusvahemiku kohta langev energia $u(\nu)$ avaldub kui

$$u(\nu) = A \frac{R_{\odot}^2}{d_{\odot}^2} \frac{2\pi h}{c^2} \nu^3 \exp(-h\nu/k_B T_s),$$

kus A tähistab langeva kiirgusega risti asetseva vastava pinnatüki pindala ning ν on valguse sagedus .

Järgnevalt vaadeldgem päikesepaneeli rakku, milleks on päikesekiirtega risti asetatud pooljuhtmaterjalist ketas pindalaga A .

A2	Kasutades Wiener lähendust, avaldage selle raku pinnale langev päikesekiirguse koguvõimsus P_{in} , kasutades suurusi A , R_{\odot} , d_{\odot} , T_s ning fundamentaalkonstante c , h , k_B .	0.3
----	--	------------

A3	Avaldage selle päikeseraku pinnale ajaühikus langevate footonite arv $n_{\gamma}(\nu)$ ühikulise sagedusvahemiku kohta, kasutades suurusi A , R_{\odot} , d_{\odot} , T_s ja ν ning fundamentaalkonstante c , h , k_B .	0.2
----	---	------------

Päikeseraku pooljuhtmaterjalil on energianivoode keelutsoon laiusega E_g . Järgnevalt lähtume mudelist, mille kohaselt iga foton, mille energia rahuldab võrratust $E \geq E_g$, ergastab ühe elektroni üle keelutsooni. Hiljem annab see elektron tagasi kasuliku väljundenergia E_g , kuid kogu ülejäänud energia dissipeerub soojusena (seda ei muundata kasulikuks energiaks).

A4	Definiirigem $x_g = h\nu_g/k_B T_s$, kus $E_g = h\nu_g$. Avaldage selle päikeseraku kasulik väljundvõimsus P_{out} , kasutades suurusi x_g , A , R_{\odot} , d_{\odot} , T_s ning fundamentaalkonstante c , h , k_B .	1.0
----	---	------------

A5	Avaldage selle päikeseraku kasutegur η sõltuvalt suurusest x_g .	0.2
----	---	------------

A6	Skitseerige kvalitatiivselt η versus x_g graafik. Märkige joonisele η väärtused kohal $x_g = 0$ ja piiril $x_g \rightarrow \infty$. Arvutage funktsiooni $\eta(x_g)$ tuletis punktis $x_g = 0$ ja piiril $x_g \rightarrow \infty$.	1.0
----	--	------------

A7	Tähistagu x_0 parameetri x_g väärtust kohas, kus η saavutab maksimumi. Leidke ja kirjutage välja kuupvõrrand x_0 jaoks. Arvutage numbriliselt x_0 väärtus täpsusega ± 0.25 . Arvutage vastav $\eta(x_0)$.	1.0
----	---	------------

A8	Puhta räni keelutsooni laius on $E_g = 1.11$ eV. Arvutage sellest räni-päikeseraku kasutegur η_{Si} .	0.2
----	--	------------

Kelvin ja Helmholtz (KH) pakkusid 19. sajandi lõpus välja hüpoteesi, et seletada päikesekiirguse teket. Nad postuleerisid, et Päike sai alguse suurest osakeste pilvest massiga M_{\odot} , mille tihedus oli algselt tühiselt väike ja mis on seejärel kogu aeg aegamisi kokku tõmbunud. Nad arvasid, et päikesekiirgus tekib selle aeglase kokkutõmbumise jooksul vabaneva gravitatsioonilise potentsiaalse energia arvelt.

A9	Eeldagem, et aine tihedus Päikese sisemuses on ühtlane. Avaldage Päikese kogu gravitatsiooniline potentsiaalne energia Ω praegusel hetkel, kasutades suurusi G , M_{\odot} and R_{\odot} .	0.3
A10	Lähtudes KH hüpoteesist, avaldage maksimaalne võimalik aeg τ_{KH} (aastates), mille jooksul Päike on saanud kiirata. Eeldage, et Päikese ajalooline heledus on olnud konstantne kogu selle perioodi kestel.	0.5

Arvutatud aeg τ_{KH} aga ei vasta Päikesesüsteemi vanuse hinnangutele, mis on saadud meteoriite uurides. See tähendab, et Päikese energia ei saa pärineda vaid gravitatsioonilisest energiast.

B Päikeselt tulnud neutriinod

Hans Bethe pakkus 1938. aastal välja, et Päikese energia allikaks on Päikese sisemuses toimuvad termotuumareaktsioonid, milles vesiniku aatomid lähevad üle heeliumi aatomiteks vastavalt reaktsioonile



Selles reaktsiooni tekkivad elektron-neutriinod ν_e võime lugeda massituks. Neutriinod lahkuvalt Päikeselt ning nende detekteerimine Maal on tõestus sellest, et Päikese sisemuses toimuvad tuumareaktsioonid. Siin ülesandes võite neutriinodega välja kantud energia lugeda tühiseks.

B1	Arvutage Maale jõudva neutriinode voo arvtihedus Φ_{ν} , mille ühikuks on $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$. Eeltootud tuumareaktsioonis vabaneb energia $\Delta E = 4.0 \times 10^{-12}\text{J}$. Eeldagem, et Päikeselt kiirguv energia pärineb täielikult sellest tuumareaktsioonist.	0.6
----	--	-----

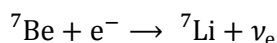
Päikese sisemusest Maale liikudes muunduvad osad elektron-neutriinod ν_e ümber mingit teist tüüpi neutriinodeks ν_x . Detektoris on neutriinode ν_x detekteerimise efektiivsus 1/6 osa elektron-neutriinode ν_e detekteerimise efektiivsusest. Kui neutriinode muundumist ei toimuks, peaksime detekteerima aastas keskmiselt N_1 neutriinot. Et aga toimub ka neutriinode muundumine, detekteeritakse tegelikult aastas keskmiselt N_2 neutriinot (nii ν_e kui ν_x kokku).

B2	Kasutades suurusi N_1 ja N_2 , arvutage, milline osa f elektron-neutriinodest ν_e muundub mingit teist tüüpi neutriinodeks ν_x .	0.4
----	--	-----

Neutriinode detekteerimiseks on ehitatud suured veega täidetud detektorid. Kuigi neutriinode interakteerumine ainega on väga haruldane, tuleb vahel ette, et neutriinod löövad detektoris vee molekulidest elektrone välja. Need kõrge energiaga elektronid liiguvad vees suurtel kiirustel, kiirates liikumisel elektromagnetkiirgust. Seni, kuni niisuguse elektroni liikumise kiirus ületab valguse kiirust vees (vee murdumisnäitaja on n), kiirgub see kiirgus koonuse-kujuliselt (tuntud Tšerenkovi kiirgusena).

B3	Eeldagem, et neutriino poolt välja löödud elektron kaotab vees liikudes energiat ühtlase määraga α energiaühikut ajaühikus. Kiiraku mingi elektron Tšerenkovi kiirgust ajavahemiku Δt vältel. Avaldage neutriino poolt elektronile üle antud energia E_i , kasutades suurusi α , Δt , n , m_e ja c . (Eeldagem, et enne neutriinoga interakteerumist oli elektron paigal.)	2.0
----	--	-----

Termotuumareaktsioon Päikese sisemuses, milles H muundub He-ks, toimub mitmes etapis. Ühes neist vaheetappidest tekib ${}^7\text{Be}$ tuum (seisumassiga m_{Be}). Seejärel neelab see tuum elektroni, millest tekib ${}^7\text{Li}$ tuum (seisumassiga $m_{\text{Li}} < m_{\text{Be}}$) ning kiirgub neutriino ν_e . Vastav tuumareaktsiooni võrrand:



Kui algselt paigal olev Be tuum ($m_{\text{Be}} = 11.65 \times 10^{-27}\text{kg}$) neelaks elektroni, siis oleks kiiratud neutriino energia $E_{\nu} = 1.44 \times 10^{-13}\text{J}$. Tegelikult on Be tuumad aga Päikese sisemuses temperatuuril T_c juhuslikus soojusliikumises ning seetõttu on tegemist liikuvate neutriino-allikatega. Selle tulemusena varieerub kiiratud neutriinode energia ruutkeskmise (rms) väärtuse ΔE_{rms} ulatuses.

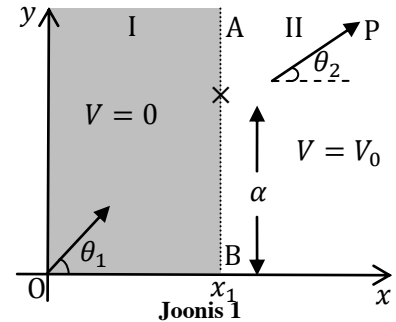
B4	On teada, et $\Delta E_{\text{rms}} = 5.54 \times 10^{-17}\text{J}$. Arvutage Be tuumade ruutkeskmise kiirus V_{Be} ning leidke selle põhjal temperatuuri T_c hinnanguline väärtus. (Vihje: suurus ΔE_{rms} sõltub vaatleja-suunalise kiiruskomponendi ruutkeskmisest väärtusest).	2.0
----	---	-----

Ekstreemumi-prinssiip

(Max punkte: 10)

A Ekstreemumi-prinssiibid mehaanikas

Vaadeldgem horisontaalset hõõrdevaba $x - y$ tasandit joonisel 1. Tasandi jagab kaheks piirkonnaks I ja II sirge AB, mida kirjeldab võrrand $x = x_1$. Punktosakesel massiga m on piirkonnas I potentsiaalenergia $V = 0$ ning piirkonnas II vastavalt $V = V_0$. Osake stardib koordinaatide alguspunktist O kiirusega v_1 piki sirget, mis moodustab x -teljega nurga θ_1 . Piirkonnas II jõuab osake punkti P, liikudes piki sirget, mis moodustab x -teljega nurga θ_2 . Selle ülesande T-2 kõigis osades jätke arvestamata gravitatsioonijõu ning relativistlike efektidega.



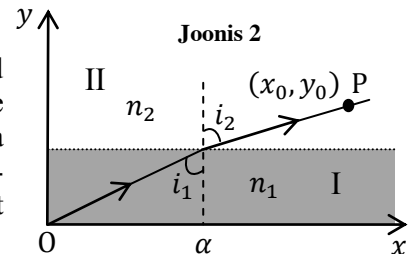
A1	Kirjutage avaldis v_2 jaoks, kasutades suurusi m, v_1 ja V_0 .	0.2
A2	Kirjutage avaldis v_2 jaoks, kasutades suurusi v_1, θ_1 ja θ_2 .	0.3

Defineerigem suurus nimega "mõju" kui $A = m \int v(s) ds$, kus ds on lõpmatult väike teepikkus piki osakese liikumise trajektoori ning $v(s)$ ja m on osakese hetkkiirus ja mass. Integraal on arvatud üle trajektoori. Niisiis, näiteks ringorbiidil raadiusega R kiirusega v liikuva osakese korral avaldub ühele perioodile vastav mõju A kui $2\pi m R v$. Saab näidata, et konstantse energiaga E osakese tegelik trajektoori kõigi võimalike trajektoori hulgas on selline, millele vastab ekstremaalne (minimaalne või maksimaalne) A väärtus. Ajalooliselt kutsutakse seda tähelepanekut vähima mõju prinssiibiks.

A3	Vähima mõju prinssiibist lähtuvalt on konstantse potentsiaaliga piirkonnas ühest fikseeritud punktist teise fikseeritud punkti liikuva osakese trajektoori sirgloik. Olgu kahe fikseeritud punkti O ja P (vt Joon. 1) koordinaadid vastavalt $(0,0)$ ja (x_0, y_0) ning tähistagem üleminekupunkti, kus osake läheb piirkonnast I üle piirkonda II, koordinaatidega (x_1, α) . Pangem tähele, et x_1 on fikseeritud ning mõju avaldis sõltub ainult koordinaadist α . Kirjutage välja mõju avaldis $A(\alpha)$. Lähtudes vähima mõju prinssiibist, avaldage suhe v_1/v_2 , kasutades eelpool nimetatud koordinaate.	1.0
----	--	------------

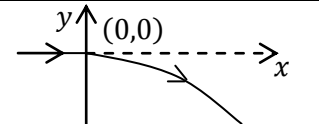
B Ekstreemumi-prinssiip optikas

Liikugu valguskiir keskkonnast I keskkonda II, mille murdumisnäitajad on vastavalt n_1 ja n_2 . Neid keskkondi eraldab x -teljega paralleelne sirgjoon. Valguskiire trajektoori neis keskkondades moodustab y -teljega vastavalt nurga i_1 ja i_2 (vt Joon. 2). Valguskiire trajektoori kindlaksmääramiseks kasutame järgnevalt veel üht ekstreemumi-prinssiipi, nimelt Fermat' vähima aja prinssiipi.



B1	Fermat' prinssiibi kohaselt liigub valguskiir ühest fikseeritud punktist teise mööda niisugust trajektoori, mille läbimiseks kuluv aeg on kõige väiksem. Lähtudes Fermat' prinssiibist, tuletage $\sin i_1$ ja $\sin i_2$ vaheline seos.	0.5
----	--	------------

Joonisel 3 on toodud skeem algselt horisontaalse laserkiire levimisest suhkralahuses, milles suhkru kontsentratsioon kahaneb kõrgusega. Seetõttu väheneb kõrgusega ka lahuse murdumisnäitaja.



Joonis 3. Anum suhkralahusega. $(x_0, -y_0)$

B2	Eeldagem, et murdumisnäitaja $n(y)$ sõltub ainult y -koordinaadist. Kasutades osas B1 saadud seost, leidke avaldis kiire trajektoori tõusu dy/dx jaoks sõltuvalt suurustest $n(y)$ ja n_0 , mis tähistab murdumisnäitajat asukohas $y = 0$.	1.5
B3	Laserkiir siseneb suhkralahusesse horisontaalselt koordinaatide alguspunktis $(0,0)$, mis paikneb kõrgusel y_0 anuma põhjast, nagu näidatud Joonisel 3. Lähtugem sõltuvusest $n(y) = n_0 - ky$, kus n_0 ja k on positiivsed konstandid. Leidke laserkiire trajektoori kirjeldav avaldis, kus koordinaat x on avaldatud sõltuvalt koordinaadist y ja asjakohastest konstantidest. Te võite kasutada integraale: $\int \sec \theta d\theta = \ln(\sec \theta + \tan \theta) + \text{const}$, kus $\sec \theta = 1/\cos \theta$; $\int \frac{dx}{\sqrt{x^2-1}} = \ln(x + \sqrt{x^2-1}) + \text{const}$.	1.2

B4	Leidke koordinaadi x_0 väärtus punktis, kus laserkiir jõuab anuma põhjani. Võtke arväärtusteks $y_0 = 10.0$ cm, $n_0 = 1.50$ ja $k = 0.05$ cm ⁻¹ (1 cm = 10 ⁻² m).	0.8
----	--	-----

C Ekstreemumi-printsiiip ja osakeste laineline iseloom

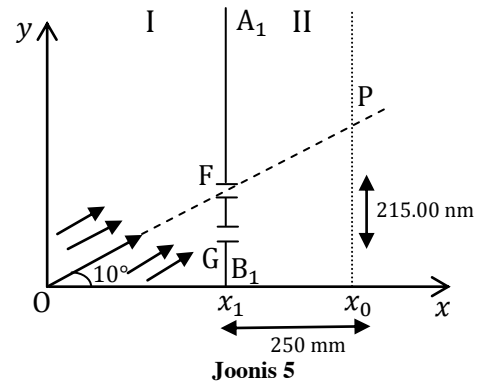
Järgnevalt uurime vähima mõju printsiiibi ja liikuva osakese lainelise iseloomu vahelisi seoseid. Selleks eeldame, et punktist O punkti P liikuv osake võib liikuda mööda kõikvõimalikke trajektoore ning otsime sellist trajektoori, mis vastab de Broglie lainete konstruktiivsele interferentsile.

C1	Liikugu osake piki oma trajektoori lõpmatult väikese teepikkuse Δs võrra, millele vastab osakese de Broglie laine faasi muutus $\Delta\varphi$ ning mõju muut ΔA . Avaldage seos faasi muudu $\Delta\varphi$, mõju muudu ΔA ja Plancki konstandi vahel.	0.6
----	--	-----

C2	<p>Meenutagem olukorda ülesande osas A, kus osake liigub punktist O punkti P (vt Joon. 4). Asetagem nüüd kahe piirkonna eraldusjoonele AB läbipaistmatu tõkke, milles on pisike pilu CD laiussega d, mille jaoks kehtib $d \ll (x_0 - x_1)$ ja $d \ll x_1$.</p> <p>Vaadeldgem kahte äärmist trajektoori OCP ja ODP, millest OCP langeb täpselt kokku osas A leitud klassikalise trajektooriga. Leidke avaldis nende kahe trajektoori vahelise faasinihke $\Delta\varphi_{CD}$ jaoks esimest järku väikeste liikmete täpsusega.</p>	<p style="text-align: center;">Joonis 4</p>	1.2
----	--	--	-----

D Osakese lainete interferents

Olgu punktis O elektronkahur, mis suunab paralleelse elektronide kimbu pilule F. See pilu on tehtud läbipaistmatu tõkke A_1B_1 (asukohas $x = x_1$) sisse selliselt, et OFP moodustab sirglõigu; punkt P paikneb fikseeritud positsioonile $x = x_0$ asetatud ekraanil (vt Joon 5). Elektronide kiirus ja trajektoori nurk piirkonnas I on vastavalt $v_1 = 2.0000 \times 10^7$ m s⁻¹ ja $\theta = 10.0000^\circ$. Potentsiaal piirkonnas II on niisugune, et elektronid liiguvad seal kiirusega $v_2 = 1.9900 \times 10^7$ m s⁻¹. Vahemaa $x_0 - x_1$ on 250.00 mm (1mm = 10⁻³m). Elektronide omavahelise interaktsiooniga ärge arvestage.



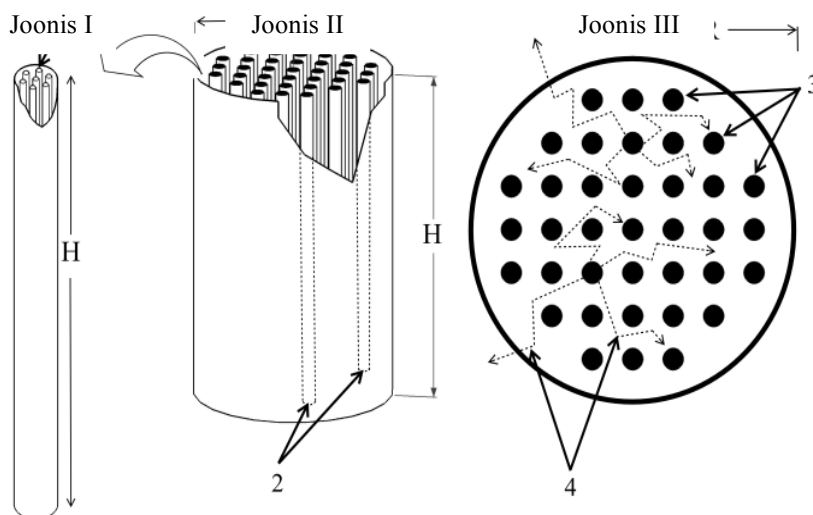
D1	Eeldades, et punktis O kiirendati elektrone paigalseisust, arvutage vastav kiirendav potentsiaal U_1 .	0.3
D2	Tõkkesse A_1B_1 tehakse pilust F allapoole, kaugusele 215.00 nm (1nm = 10 ⁻⁹ m), veel üks samasugune pilu G (vt Joon. 5). Esitagem läbi pilude F ja G punktini P jõudnud de Broglie lainete faasivahe kujul $2\pi\beta$. Arvutage β arväärtus.	0.8
D3	Milline on väikseim vahemaa Δy punktist P kuni niisuguse ekraani punktini, kus elektrone ei detekteerita? [Märkus: teil võib tarvis minna seost $\sin(\theta + \Delta\theta) \approx \sin\theta + \Delta\theta \cos\theta$.]	1.2
D4	Elektronide kimbu ristlõige on ruut suurusega 500nm \times 500nm ning seadme (lõigu OP) pikkus on 2 m. Milline peaks olema minimaalne elektronide vootihedus I_{min} (elektronide arv, mis läbib ühikulist ristlõiget ajaühikus), et keskeltläbi liiguks igal ajahetkel seadmes vähemalt üks elektron?	0.4

Tuumareaktori projekteerimine

(Punkte kokku: 10)

Uraan esineb looduses ühendina UO_2 , milles ainult 0.720% uraniaatomitest on ^{235}U . Selle ^{235}U aatomid lõhustuvad neutronite toimele kergesti, kiirates 2-3 uut, kõrge kineetilise energiaga neutronit. Sellise tuumalõhustumise tõenäosus suureneb, kui lõhustumist põhjustavate neutronite kineetiline energia on madal. Seetõttu saab lõhustumisel osalevate neutronite energiat vähendades tekitada teistes ^{235}U tuumades lõhustumiste ahelreaktsiooni. See ongi tuumareaktori kui energiaallika põhimõte.

Tüüpiline tuumareaktor koosneb silindrilisest paagist kõrgusega H ja raadiusega R , mis on täidetud aeglustiks kutsutava ainega. Paagi teljega paralleelselt on ruutvõrena paigutatud silindrilised torud – kütusekanalid – igäihes loodusliku tahke UO_2 varraste kimp kõrgusega H . Lõhustumisel tekkinud neutronid liiguvad kütusekanalist välja, põrkuvad aeglustiga, kaotavad energiat ja jõuavad ümbritsevate kütusekanaliteni juba piisavalt madala energiaga, et lõhustada uusi tuumi (joonised I–III). Kütusevardas tuumalõhustumisel vabaneva soojusenergia kannab ära jahutusvedelik, mis voolab piki varrast. Selles ülesandes uurime (A) kütusevarda, (B) aeglusti ja (C) silindrilise tuumareaktori füüsikat.



Skemaatiline visand tuumareaktorist (TR)

Joonis I: kütusekanali suurendatud vaade (1 – kütusevardad).
Joonis II: TR üldvaade (2 – kütusekanalid).
Joonis III: TR pealtvaade (3 – kütusekanalite ruutvõre ja 4 – neutronite tüüpilised teekonnad).
Näidatud on ainult käesoleva ülesande jaoks olulised komponendid (joonisel pole nt juhtvardaid ega jahutusvedelikku).

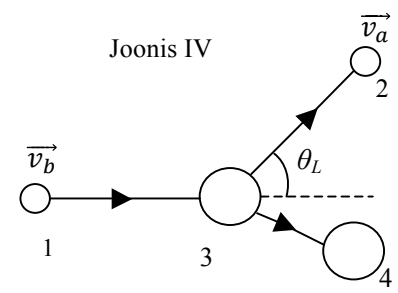
A Kütusevarras

Andmed UO_2 kohta	1. Molaarmass $M_w = 0.270 \text{ kg mol}^{-1}$	2. Tihedus $\rho = 1.060 \times 10^4 \text{ kg m}^{-3}$
	3. Sulamistemperatuur $T_m = 3.138 \times 10^3 \text{ K}$	4. Soojusjuhtivus $\lambda = 3.280 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$

A1	Vaadeldagem järgnevat paigalseisva ^{235}U lõhustumisreaktsiooni, kus neelatakse üks tühise kineetilise energiaga neutron: $^{235}U + ^1_0n \rightarrow ^{94}Zr + ^{140}Ce + 2 ^1_0n + \Delta E$ Hinnake lõhustumisel vabanevat koguenergia ΔE (ühikuks MeV). Tuumade massid: $m(^{235}U) = 235.044 \text{ u}$; $m(^{94}Zr) = 93.9063 \text{ u}$; $m(^{140}Ce) = 139.905 \text{ u}$; $m(^1_0n) = 1.00867 \text{ u}$ ja $1 \text{ u} = 931.502 \text{ MeV } c^{-2}$. Ignoreerige asjaolu, et elektrilaengud pole tasakaalus.	0.8
A2	Hinnake looduslikus UO_2 sisalduvate ^{235}U aatomite arvu N ühikruumala kohta.	0.5
A3	Eeldagem, et kütusele langevate neutronite voo tihedus $\phi = 2.000 \times 10^{18} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ on ühtlane. Lõhustumise ristlõige (efektiivne lõhustatava tuuma pindala) on ^{235}U puhul $\sigma_f = 5.400 \times 10^{-26} \text{ m}^2$. Kui 80.00% lõhustumisel vabanevast energiast on kättesaadav soojusena, siis hinnake suurust Q (ühikuks W m^{-3}) – soojusenergia tootmise kiirust kütusevarda ühikruumala kohta. $1 \text{ MeV} = 1.602 \times 10^{-13} \text{ J}$.	1.2
A4	Stabiliseerunud temperatuurivahe kütusevarda keskkoha (T_c) ja pinna (T_s) vahel võib avaldada kujul $T_c - T_s = k F(Q, a, \lambda)$, kus $k = 1/4$ on dimensioonitu constant ja a on varda raadius. Leidke dimensionaalse analüüsi abil $F(Q, a, \lambda)$. Pange tähele, et λ on UO_2 soojusjuhtivus.	0.5
A5	Jahutusvedeliku temperatuur peab jääma alla $5.770 \times 10^2 \text{ K}$. Hinnake kütusevarda raadiuse a ülempiiri a_u .	1.0

B Aeglusti

Vaatleme kahemõõtmelist elastset põrget neutroni (mass 1 u) ja aeglustiaatomi (mass A u) vahel. Enne põrget võib kõik aeglustiaatomid lugeda laboratoorses taustsüsteemis paigalseisvaks. Olgu \vec{v}_b ja \vec{v}_a neutroni kiirused laboratoorses süsteemis vastavalt enne ja pärast põrget. Tähistagu \vec{v}_m massikeskme taustsüsteemi kiirust laboratoorse süsteemi suhtes ning θ tähistagu neutroni hajumisnurka massikeskme süsteemis. Kõik põrgetes osalevad osakesed liiguvad mitterelativistlike kiirustega.

B1	<p>Skeemil on põrge laboratoorses süsteemis, kus θ_L on hajumisnurk (joonis IV). Skitseerige selle põrke skeem massikeskme süsteemis. Kirjutage oma joonisele osakeste 1, 2 and 3 kiirused suuruste \vec{v}_b, \vec{v}_a ja \vec{v}_m kaudu. Märkige, kus asub hajumisnurk θ.</p> <div style="display: flex; align-items: center; justify-content: center;"> <div style="text-align: center;"> <p>Joonis IV</p>  </div> <div style="border: 1px solid black; padding: 5px; margin-left: 20px;"> <p><i>Põrge laboratoorses taustsüsteemis</i></p> <p>1 – neutron enne põrget 2 – neutron pärast põrget 3 – aeglustiaatom enne põrget 4 – aeglustiaatom pärast põrget</p> </div> </div>	1.0
B2	Avaldage v ja V – neutroni ja aeglustiaatomi kiirused massikeskme süsteemis pärast põrget – suuruste A ja v_b kaudu.	1.0
B3	Tuletage avaldis $G(\alpha, \theta) = E_a/E_b$ jaoks, kus E_b ja E_a on neutroni kineetiline energia laboratoorses süsteemis vastavalt enne ja pärast põrget ning $\alpha \equiv [(A - 1) / (A + 1)]^2$.	1.0
B4	Eeldame, et D ₂ O molekuli jaoks viimati leitud avaldis kehtib. Kui aeglustina kasutatakse D ₂ O molekule (molekulmass 20 u), siis milline on aeglustiga põrkava neutroni jaoks suurim võimalik suhteline energiakadu $f_l \equiv \frac{E_b - E_a}{E_b} \gamma$	0.5

C Tuumareaktor

Selleks, et hoida tuumareaktorit töös statsionaarses režiimis mistahes konstantse neutronite vooga ψ , tuleb süsteemist välja lekkivate neutronite hulk kompenseerida neutronite lisaproduktsiooniga reaktoris. Silindrilise geomeetriaga reaktoris avaldub lekkimise määr kui $k_1 [(2.405/R)^2 + (\pi/H)^2] \psi$ ning lisaproduktsiooni määr kui $k_2 \psi$. Konstandid k_1 and k_2 sõltuvad tuumareaktori materjalide omadustest.

C1	Vaadeldagem reaktorit, mille puhul $k_1 = 1.021 \times 10^{-2} \text{ m}$ ja $k_2 = 8.787 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$. Lähtudes nõudest, et kütuse efektiivseks kasutamiseks peab fikseeritud reaktori ruumalast lekkivate neutronite määr olema minimaalne, leidke sellise statsionaarses režiimis töötava reaktori mõõtmed.	1.5
C2	Kütusekanalid on asetatud ruutvõrele (vt joonist III), kus lähimate naabrite kaugus on 0.286 m. Kütusekanali efektiivne raadius (kui kogu selles olev materjal oleks silindriliseks kokku surutud) on $3.617 \times 10^{-2} \text{ m}$. Hinnake kütusekanalite arvu F_n ning UO ₂ massi M , mis on vajalik reaktori käigus hoidmiseks statsionaarses režiimis.	1.0