Fråga 1

Problemlösningsdel, 8poäng

a)

En sfäriskt symmetrisk laddningsfördelning i vakuum ger upphov till en sfäriskt symmetrisk potential V(R) med utseendet

$$V(R) = \begin{cases} V_0(1 - R^2/a^2) & \text{för } R \leq a \\ V_0 \cdot \frac{a}{R} & \text{för } R > a \end{cases}$$

Beräkna härur a/ laddningsfördelningen
b/ systemets totala laddning Q!

Förståelsedel

b)Vilka postulat, satser eller lagar bygger problemlösningen ovan på? Vad säger de i ord och varför är de tillämpliga här?
1 poäng

c)Vilket eller vilka (om något) av följande påståenden är riktiga?

	ja	?	nej
Elfältet från en lång, tunn, homogent laddad, rak ledare kan man räkna ut genom att integrera upp bidraget till E-fältet från varje infinitesimalt bidrag. Det är viktigt att den är rak, tunn och homogent laddad för att denna räkning skall fungera.	☐	☐	☐
E-fältet från en lång tunn homogent laddad rak ledare kan man räkna ut genom att använda Gauss sats på integralform. Det är viktigt att den är rak och homogent laddad för att denna räkning skall fungera.	☐	☐	☐
Kapacitansen ökar med ökande spänning.	☐	☐	☐
Vi använder den elektriska dipolen som en model för de magnetiska egenskaperna av ett material.	☐	☐	☐
Polarisationsfältet P för ett linjärt, homogent och isotropt material beror på det elektriska fältet E.	☐	☐	☐
Coloumbs kraftlag uttrycker att kraften mellan två punktladdningar är proportionell mot var och en av punktladningarnas storlek och inverst proportionell mot avståndet mellan punktladdningarna i kvadrat.	☐	☐	☐

d) Vilket eller vilka (om något) av följande påståenden är riktiga?

	ja	?	nej
Elektrostatiken baseras på ett postulat	☐	☐	☐
Potentialen från en punktladdning avtar med avståndet som 1/R	☐	☐	☐
Spänningen mellan två punkter representerar arbetet per laddning att föra en laddning mellan punkterna.	☐	☐	☐
Det elektrostatiska fältet är källfritt	☐	☐	☐
Det elektrostatiska fältet är konservativt	☐	☐	☐
Det elektrostatiska fältet är rotationsfritt	☐	☐	☐

e)Vilket eller vilka (om något) av följande påståenden är riktiga?

	ja	?	nej
Gauss lag på differentialform och Gauss lag på integralform uttrycker egentligen samma sak.	☐	☐	☐
På stort avstånd från en linjeladdning med ändlig längd avtar E-fältet som $1/R^2$	☐	☐	☐
Coloumbfältet uttrycker hur det elektriska fältet från en punktladdning ser ut.	☐	☐	☐
Om en punktladdning i origo läggs till laddningsfördelmingen i uppgif a) ovan ändras potentialen i origo	☐	☐	☐
Om en punktladdning i origo läggs till laddningsfördelmingen i uppgif a) ovan ändras systemets energi	☐	☐	☐
Laplaces ekvation är ett specialfall av Poissons ekvation	☐	☐	☐

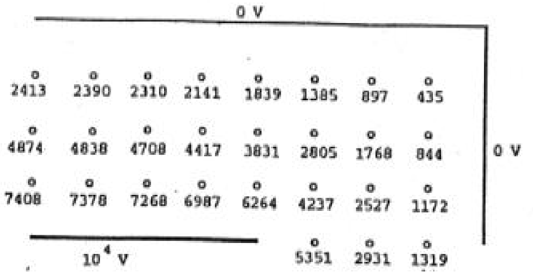
Fråga 2

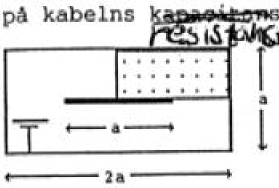
Problemlösningsdel, 8poäng

a)

`Vid en numerisk beräkning av potentialfördelningen i en "kabel" med rektangulärt tvärsnitt på ytterledaren och med en innerledare i form av ett platt band har nedanstående potentialvärden erhållits i rutnätets skärningspunkter.`

`Beräkna med hjälp av denna numeriska lösning ett approximativt värde på kabelns ~~kapacitans~~ resistansen per längdenhet!`





$\sigma = 1$ S/m

För `Ledning: Använd Gauss lag`

Förståelsedel

b)Vilka postulat, satser eller lagar bygger problemlösningen ovan på.? Vad säger de i ord och varför är de tillämpliga här?

c) Vilket eller vilka (om något) av följande påståenden är riktiga?

	ja	?	nej
Man kan antingen se den elektrostatiska energin som lagrad i laddningsfördelningarna och potentialen eller alternativt kan man se energin som lagrad i fälten.	☐	☐	☐
Vid beräkning av elektrostatiska krafter kan man använda sig av metoden för virtuella förflyttningar. Antingen antar man att systemets olika delar har konstant laddning eller så antar man att potentialen hos systemets olika delar hålls konstant. Resultaten blir lika då kraften bara beror på fältet i en viss given tidpunkt.	☐	☐	☐
Med givna randvilkor är lösningen till Poissons ekvation entydig.	☐	☐	☐
Man kan definiera den ömsesidiga elektrostatiska energin för ett system, bestående av laddade sfärer, utifrån det arbete som krävs för att bygga upp systemet om man tar sfärerna från oändligheten.	☐	☐	☐
Vid användandet av finit differens för att lösa Laplace ekvation i två dimensioner uttrycks potentialen i en punkt som 4 gånger summan av potentialen i grannpunkterna.	☐	☐	☐
Om man i uppgift a) ovan byter plats på jord och spänningsförande fas kan man uttsätta folk för fara.	☐	☐	☐

d) Vilket eller vilka (om något) av följande påståenden är riktiga?

	ja	?	nej
Man kan inte definiera kapacitans för en enskild ledare men kapacitansen mellan två ledare.	☐	☐	☐
I elektrostatiken gäller vid gränsytan mellan två olika material att E-fältets tangentialkomponent är kontinuerlig.	☐	☐	☐
Kapacitansen beror bara på geometrin och materialegenskaperna.	☐	☐	☐
Div(**J**) = 0 är en konsekvens av att laddningstätheten är konstant i tiden vilket är fallet i elektrostatik	☐	☐	☐
Ohms lag härleddes i kursen för ett kollisionsdominerat material	☐	☐	☐
I härledningen av Kirchofs spänningslag använder vi att strömtätheten beror av E-fältet	☐	☐	☐

e) Vilket eller vilka (om något) av följande påståenden är riktiga?

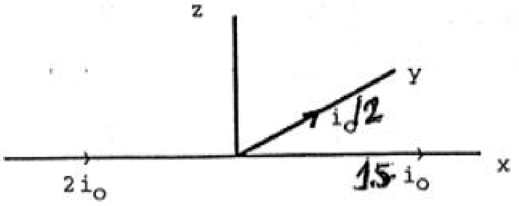
	ja	?	nej
Antagande om approximativ strömfördelning ger för låg approximativ resistans. Antagande om approximativ potentialfördelning ger för hög approximativ resistans.	☐	☐	☐
Speglingsmetoden används för att lösa Laplaces ekvation för godtyckliga laddningsfördelningar i godtycklig geometri.	☐	☐	☐
Vid spegling av strömmar kan man i vissa fall spegla i isolerande ytor.	☐	☐	☐
Strömmarna i vanliga kablar är kollisionsdominerade	☐	☐	☐
Det elektriska fältet från en elektrisk dipol härleds lättast från fältet från en strömförande ring.	☐	☐	☐
Dielektriska egenskaper modelleras med dipolmoment. Atomernas respons till yttre pålagt fält ger upphov till ett ytterligare E-fält.	☐	☐	☐

Fråga 3

Problemlösningsdel, 8poäng

a) En oändligt lång rak metalltråd ligger utmed x-axeln i ett rätvinkligt koordinatsystem. I origo är den förbunden med en halvoändlig rak metalltråd, som ligger utmed positiva y-axeln. Tråden längs negativa x-axeln för strömmen $2i_0$.

I origo delar strömmen upp sig så att i_0 flyter längs de postiva x- resp. y-axlarna. Beräkna storlek och riktning hos **B**-fältet i punkten (0,0,a)!



Förståelsedel

b)Vilka postulat, satser eller lagar bygger problemlösningen ovan på? Vad säger de i ord och varför är de tillämpliga här?

c) Vilket eller vilka (om något) av följande påståenden är riktiga?	**ja**	**?**	**nej**
Biot-Savarts lag är ett av postulaten i magnetostatiken.	☐	☐	☐
Amperes lag är ett av postulaten i magnetostatiken.	☐	☐	☐
Att B-fältets tangentialkomponent är kontinuerlig i gränsen mellan två material är ett resultat av att B-fältet är källfritt	☐	☐	☐
För en given strömfördelning kan Biot-Savarts lag alltid användas i magnetostatiken för att beräkna magnetfältet.	☐	☐	☐
För en given strömfördelning kan Coloumbs lag aldrig användas i magnetostatiken för att beräkna magnetfältet.	☐	☐	☐
Magnetfältet från en oändligt lång rak ledare fås lätt från Amperes lag genom att på lämpligt sätt lägga in en Amperesslinga och plocka ut B-fältet ur integralen.	☐	☐	☐

d) Vilket eller vilka (om något) av följande påståenden är riktiga?	**ja**	**?**	**nej**
Man kan välja rotationen av den magnetiska vektorpotentialen fritt	☐	☐	☐
En laddad partikel i vila påverkas av en kraft som är proportionell mot magnetfältet	☐	☐	☐
Varje komponent av den magnetiska vektorpotentialen uppfyller Poisons ekvation	☐	☐	☐
Det magnetiska flödet genom en yta kan beräknas som en linjeintegral av magnetfältet längs den slinga som begränsar ytan.	☐	☐	☐
Den magnetiska susceptibiliteten uttrycker förhållandet mellan magnetiseringsfältet och B-fältet	☐	☐	☐
Man kan härleda Amperes lag med hjälp av att man magnetfältet är källfritt	☐	☐	☐

e) Vilket eller vilka (om något) av följande påståenden är riktiga?	**ja**	**?**	**nej**
En magnetisk dipol används som modell när man vill beskriva de magnetiska egenskaperna hos ett material.	☐	☐	☐
I ett magnetiserat material kan man ha magnetiseringsströmmar. Dessa används för att beräkna magnetfältet på samma sätt som fria strömmar i vakum.	☐	☐	☐
H fältet spelar samma roll i magnetostatiken som polarisationsfältet P i elektrostatiken	☐	☐	☐
Permeabiliteteskonstanten spelar liknande roll i magnetostatiken som dielektrisitetskonstanten gör i elektrostatiken.	☐	☐	☐
Permanentmagneter har ett permanent magnetiseringsfält M.	☐	☐	☐
Linjeintegralen av H fältet längs en sluten kurva är noll för en permanentmagnet	☐	☐	☐

Fråga 4, 8poäng

Problemlösningsdel

a)

En cirkulär platta av magnetmaterial har radien a och tjockleken d. Plattan är homogent magnetiserad i axelriktningen ($\mathbf{M} = M_0\hat{z}$).

a/ Beräkna storlek och riktning på såväl **B**- som **H**-fältet i plattans medelpunkt !
(a/2 rakt ovanför)

b/ Vilken demagnetiseringsfaktor |H/M| får en tunn, mycket stor platta, magnetiserad enligt ovan?

Förståelsedel

b)Vilka postulat, satser eller lagar bygger problemlösningen ovan på? Vad säger de i ord och varför är de tillämpliga här?

c) Vilket eller vilka (om något) av följande påståenden är riktiga?	**ja**	**?**	**nej**
I vakum är en magnetiska fältstyrkan H och den magnetiska flödestätheten B relaterade genom permeabiliteten.	☐	☐	☐
Den magnetiska fältstyrkan H och den magnetiska flödestätheten B är linjärt relaterade genom permeabiliteten för en permanetmagnet.	☐	☐	☐
Den magnetiska susceptibiliteten uttrycker att Magnetiseringsfältet M är proportionellt mot H-fältet för ett isotropt, linjärt men inhomogent material.	☐	☐	☐
Permeabiliteten i olika material kan vara både större eller mindre än permeabiliteten i vakum	☐	☐	☐
Magnetiseringsströmmarna är beroende av magnetiseringen	☐	☐	☐
I härledningen av Biot-Savarts lag utnyttjar man uttrycket av den magnetiska vektorpotentialen från en strömkälla.	☐	☐	☐

d) Vilket eller vilka (om något) av följande påståenden är riktiga?	**ja**	**?**	**nej**
I härledningen av randvillkoret för H-fältets tagentialkomponent i gränsytan mellan två material utnyttjar man Amperes lag	☐	☐	☐
I ett magnetisk material kan man använda Amperes lag på samma sätt som i ett ickemagnetiskt material om man lägger till magnetiseringsströmtätheten.	☐	☐	☐
Om man lindar en strömförande tråd runt ett ferromagnetiska material motverkar magnetiseringen i materialet det av den drivande strömmen genererade magnetfältet.	☐	☐	☐
Diamagnetiska material och paramagnetiska material har båda relativa permeabiliteter nära 1.	☐	☐	☐
Ytan innanför en hystereskurva representerar energiförlusten för en period vid växelströmsdriven magnetisering av ett ferromagnetiskt material	☐	☐	☐
En laddad partikel som rör sig i ett i tiden konstant magnetfält ökar inte sin hastighet.	☐	☐	☐

e) Vilket eller vilka (om något) av följande påståenden är riktiga?	**ia**	**?**	**nej**
Reluktans för magnetfältskretsar motsvarar ungefär resistans för en elektrisk krets	☐	☐	☐
H-fältets normalkomponent är kontinuerlig mellan två olika material i avsaknad av ytströmtäthet i gränskiktet mellan materialen.	☐	☐	☐
H-fältets roll i magnetostatiken påminner om D-fältets roll i elektrostatiken.	☐	☐	☐
Ytintegralen av B-fältet över en sluten yta är alltid noll	☐	☐	☐
Linjeintegralen över den magnetiska vektorpotentialen över en sluten slinga är alltid noll om magnetfältet är konstant i rummet.	☐	☐	☐
I en elektrisk maskin vill man ha ferromagnetiskt material med en bred hystereskurva	☐	☐	☐

Dugga 2003-11-22

① En sfäriskt symmetrisk laddningsfördelning i vakuum ger potentialen

$$V(R) = \begin{cases} V_0\left(2 - \frac{R^2}{a^2}\right) & R \leq a \\ V_0 \frac{a}{R} & R > a \end{cases}$$

a) Laddningsfördelningen

Beräkna E-fältet som $\mathbb{E} = -\nabla V$ i sfäriska koordinater

$$\mathbb{E}(R) = \begin{cases} 2V_0 \frac{R}{a^2}\hat{r} & R < a \\ V_0 \frac{a}{R^2} & R > a \end{cases}$$

Laddningsfördelningen fås av Gauss lag $\nabla \cdot \mathbb{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$

$$\rho = \begin{cases} \varepsilon_0 \frac{1}{R^2} \frac{\partial\left[R^2\left(2V_0 \frac{R}{a^2}\right)\right]}{\partial R} = \frac{6V_0\varepsilon_0}{a^2} & R < a \\ \varepsilon_0 \frac{1}{R^2} \frac{\partial\left[R^2\left(V_0 \frac{a}{R^2}\right)\right]}{\partial R} = 0 & R > a \end{cases}$$

D-fältet är ej kontinuerligt i pt. $R=a$. Alltså måste där finnas en ytladdningstäthet.

Med $D_1 = \frac{2V_0\varepsilon_0}{a}\hat{r}$ i pt $R=a$

och $D_2 = \frac{V_0}{a}\varepsilon_0\hat{r}$ i pt $R=a$ fås

$$\rho_s = D_2 - D_1 = -\frac{V_0\varepsilon_0}{a} \quad \text{i pt } R=a$$

b) Totala laddningen i systemet

$$Q_{tot} = \int_{R=0}^{a} \frac{6V_0\varepsilon_0}{a^2} 4\pi r^2 \, dr + 4\pi a^2 \left(-\frac{V_0\varepsilon_0}{a}\right) =$$

$$= \left[\frac{8\pi r^3 V_0 \varepsilon_0}{a^2}\right]_0^a - 4\pi a V_0 \varepsilon_0 = 4\pi a V_0 \varepsilon_0$$

②

För att räkna ut resistansen använder vi Ohm's lag. Spänningsskillnaden är given. Vi behöver strömmen.

Vi betraktar en fjärdedel av ledaren så vi beräknar en fjärdedel av strömmen.

E-fältet beräknas som $E = -\nabla V \approx \frac{U_{\text{inre pt.}} - U_{\text{yttre pt.}}}{h}$

där h är avståndet mellan gridpunkterna

Betraktar nu potentialerna i ytterledaren och de beräknade potentialerna närmast innanför.

Strömmen kan vi nu skriva som (1/4 av strömmen) för 1 m av ledaren.

$$\frac{I}{4} = \int_S \mathbb{J} \cdot ds = \sigma \int_S \mathbb{E} \cdot ds \approx \sigma \sum E_i ds_i = \sigma \sum \frac{U_{i,\text{inre}} - U_{i,\text{yttre}}}{h} ds_i$$

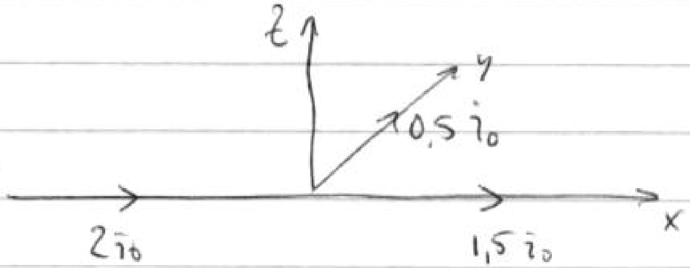
$$= 1 \left(\frac{2413}{2} + 2390 + 2310 + 2141 + 1839 + 1385 + 897 + 2 \cdot 435 + 844 + 1172 + \frac{1319}{2} \right) \cdot \frac{h}{h}$$

$$\Rightarrow I = 62{,}9 \text{ kA}$$

Resistansen fås nu mha Ohm's lag för 1 m kabel

$$R = \frac{U}{I} = \frac{10^4}{62{,}9 \cdot 10^3} = 0{,}16\,\Omega$$

③



Beräkna B-fältet i punkten (0,0,a)

Fältpunkt: $\mathbb{R}_2 = a\hat{z}$

Använder Biot-Savarts lag och integrerar över ledarna. Räknar de tre delarna med $2i_0$; $1{,}5\,i_0$ och $0{,}5\,i_0$ var för sig.

<u>$2i_0$</u> Källpt: $\mathbb{R}_1 = x\hat{x} \Rightarrow \mathbb{R}_{12} = \mathbb{R}_2 - \mathbb{R}_1 = a\hat{z} - x\hat{x}$

$$R_{12} = \sqrt{a^2 + x^2}$$

$$\mathbb{B}_{2i_0} = \frac{\mu_0 2i_0}{4\pi}\int_{x=-\infty}^{0} \frac{(dx\hat{x})\times(a\hat{z} - x\hat{x})}{(a^2+x^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 2i_0}{4\pi}\int_{x=-\infty}^{0} \frac{-a\,dx\,\hat{y}}{(a^2+x^2)^{3/2}} = \frac{-\mu_0 2i_0 a}{4\pi}\left[\frac{x}{a^2\sqrt{a^2+x^2}}\right]_{-\infty}^{0}\hat{y}$$

$$= -\frac{\mu_0 2i_0\hat{y}}{4\pi a}$$

<u>$1{,}5\,i_0$</u> Källpt $\mathbb{R}_1 = x\hat{x} \Rightarrow \mathbb{R}_{12} = a\hat{z} - x\hat{x}$ $R_{12} = \sqrt{a^2 + x^2}$

$$\mathbb{B}_{1{,}5i_0} = \frac{\mu_0 1{,}5\,i_0}{4\pi}\int_{0}^{\infty} \frac{(dx\hat{x})\times(a\hat{z} - x\hat{x})}{(a^2+x^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 1{,}5\,i_0}{4\pi}\int_{0}^{\infty} \frac{-a\,dx\,\hat{y}}{(a^2+x^2)^{3/2}} = \frac{-\mu_0 1{,}5\,i_0 a}{4\pi}\left[\frac{x\hat{y}}{a^2\sqrt{a^2+x^2}}\right]_{0}^{\infty}$$

$$= \frac{-\mu_0 1{,}5\,i_0}{4\pi a}\hat{y}$$

$\underline{\underline{0{,}5\,i_0}}$ Källpt $R_1 = y\hat{y}$ $\Rightarrow R_{12} = a\hat{z} - y\hat{y}$ $R_{12} = \sqrt{a^2+y^2}$

$$B_{0{,}5 i_0} = \frac{\mu_0 0{,}5 i_0}{4\pi} \int_{y=0}^{\infty} \frac{(d_y\,\hat{y}) \times (a\hat{z} - y\hat{y})}{(a^2+y^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0 0{,}5 i_0}{4\pi} \int_0^{\infty} \frac{a\,d_y\,\hat{x}}{(a^2+y^2)^{3/2}}$$

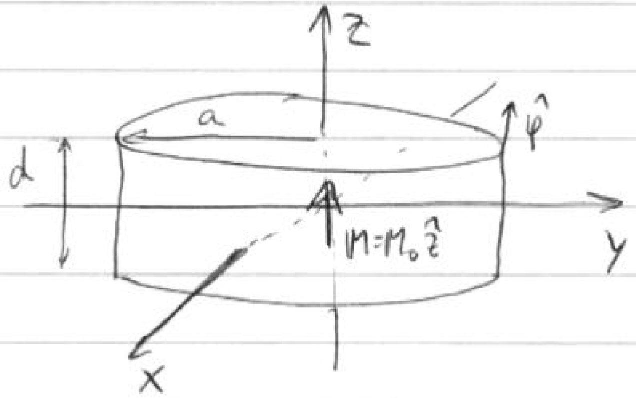
$$= \frac{\mu_0 0{,}5 i_0 a}{4\pi} \left[\frac{y}{a^2\sqrt{a^2+y^2}}\right]_0^{\infty} \hat{x} = \frac{\mu_0 0{,}5 i_0}{4\pi a} \hat{x}$$

Summerar nu för att få totala fältet i punkten $(0,0,a)$

$$B = B_{2 i_0} + B_{1{,}5 i_0} + B_{0{,}5 i_0} = -\frac{\mu_0 2 i_0}{4\pi a}\hat{y} - \frac{\mu_0 1{,}5 i_0}{4\pi a}\hat{y} + \frac{\mu_0 0{,}5 i_0}{4\pi a}\hat{x}$$

$$= \frac{\mu_0 i_0}{4\pi a}\left(0{,}5\,\hat{x} - 3{,}5\,\hat{y}\right)$$

④



a) Bestäm $\mathbf{B}$ och $\mathbf{H}$ i punkten $a/2$ ovanför plattans medelpunkt.

Magnetiseringsströmmarna:

$$\mathbf{J}_{mv} = \nabla\times\mathbf{M} = \nabla\times(M_0\hat{z}) = 0$$

$$\mathbf{J}_{ms} = \mathbf{M}\times\hat{n} = M_0\hat{z}\times\begin{cases}-\hat{z} & \text{på botten}\\ \hat{r} & \text{på mantelytan}\\ \hat{z} & \text{på toppen}\end{cases} = \begin{cases}0\\ M_0\hat{\varphi}\\ 0\end{cases}$$

Integrera fram den magnetiska flödestätheten från mantelytans ytströmtäthet

$$\mathbf{B}(\mathbf{R}_2) = \int_{S_{mantel}} \frac{\mu_0\,\mathbf{J}_{ms}(\mathbf{R}_1)\times\mathbf{R}_{12}}{4\pi R_{12}^3}\,dS_1$$

$\mathbf{R}_1 = a\hat{r} + z_1\hat{z}$ (källpunkt) ; $\mathbf{R}_2 = \frac{a}{2}\hat{z}$ (fältpunkt)

$\mathbf{R}_{12} = \mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_1 = -a\hat{r} + (\frac{a}{2} - z_1)\hat{z}$; $R_{12} = \sqrt{a^2 + (\frac{a}{2} - z_1)^2}$

$\mathbf{J}_{ms}\times\mathbf{R}_{12} = M_0\hat{\varphi}\times(-a\hat{r} + (\frac{a}{2} - z_1)\hat{z}) = M_0(a\hat{z} + (\frac{a}{2} - z_1)\hat{r})$

Integrera nu fram fältet. Pga symmetrin ser vi att B-fältet inte kan ha någon r-komponent utefter z-axeln

Alltså: $\mathbf{B}(\mathbf{R}_2) = B_z(\mathbf{R}_2)\,\hat{z}$

$$B_z(R_z) = \int_{z_1=-d/2}^{d/2} \frac{\mu_0 M_0 a}{4\pi\,[a^2+(\frac{a}{2}-z_1)^2]^{3/2}}\, 2\pi a\, dz_1 = \frac{\mu_0 M_0 a^2}{2} \int_{z_1=-d/2}^{d/2} \frac{dz_1}{[a^2+(\frac{a}{2}-z_1)^2]^{3/2}} =$$

$$= \frac{\mu_0 M_0}{4}\left(\frac{a+d}{\sqrt{(\frac{a+d}{2})^2 + a^2}} - \frac{a-d}{\sqrt{(\frac{a-d}{2})^2 + a^2}} \right)$$

Nu fås $\mathbb{H}$ ur sambandet $\mathbb{B} = \mu_0(\mathbb{H} + \mathbb{M})$

$\Rightarrow \mathbb{H} = \mu_0^{-1}\,\mathbb{B} - \mathbb{M}$

Vi får två fall, antingen $a>d \Rightarrow$ pt $\frac{a}{2}$ utanför plattan
eller $a<d \Rightarrow$ pt $\frac{a}{2}$ innanför plattan

$a>d \quad \Rightarrow \mathbb{M} = \mathbb{0}$

$$\mathbb{H} = \frac{M_0}{4}\left(\frac{a+d}{\sqrt{(\frac{a+d}{2})^2 + a^2}} - \frac{a-d}{\sqrt{(\frac{a-d}{2})^2 + a^2}} \right)\hat{z}$$

$a<d \quad \Rightarrow \mathbb{M} = M_0\hat{z}$

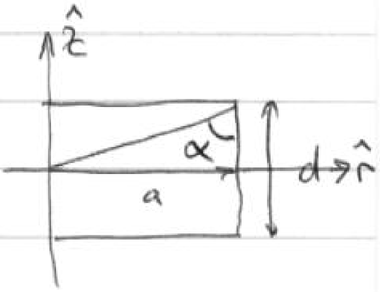
$$\mathbb{H} = \frac{M_0}{4}\left(\frac{a+d}{\sqrt{(\frac{a+d}{2})^2 + a^2}} - \frac{a-d}{\sqrt{(\frac{a-d}{2})^2 + a^2}} \right)\hat{z} - M_0\hat{z}$$

b) Demagnetiseringsfaktorn $\left|\frac{\mathbf{H}}{\mathbf{M}}\right|$ för en tunn, mycket stor platta.

P.s.s. som i uppg a) fås nu $\mathbf{B}$ och $\mathbf{H}$ i plattans centrum, dvs vi räknar i pt $z=0$ istället för $z=\frac{a}{2}$.

$$\mathbf{B} = \mu_0 M_0 \frac{d/_2 \; \hat{z}}{\sqrt{a^2+(d/_2)^2}} = \mu_0 M_0 \cos \alpha \, \hat{z}$$

Vinkeln α def. enligt



$\mathbf{H}$ fås som $\mathbf{H} = \mu_0^{-1}\mathbf{B} - \mathbf{M} = M_0(\cos\alpha - 1)\,\hat{z}$

Demagnetiseringsfaktorn för en tunn stor platta.

$$\left|\frac{H}{M}\right| = \left|\frac{M_0 \; (\cos\alpha - 1)}{M_0}\right| = |\cos\alpha - 1|$$

För tunn stor platta gäller att $\alpha \to \frac{\pi}{2}$

$$\lim_{\alpha\to\frac{\pi}{2}} \left|\frac{H}{M}\right| = \lim_{\alpha\to\frac{\pi}{2}} |\cos\alpha - 1| = 1$$