



FÖRELÄSNING 5

ELEKTRODYNAMIK – ELEKTROMAGNETISK INDUKTION

Fredrik Jonsson, Uppsala Universitet, 17 november 2025

Sammanfattning av föreläsningen

Ämnet för föreläsningen beskrivs kort och koncist med Michael Faradays egna ord (1831), fritt tolkade som “Ett varierande magnetfält inducerar ett elektriskt fält”. Vi går igenom definitionerna av magnetiskt flöde och det historiskt betingade begreppet elektromotorisk “kraft”. Vi härleder Faradays induktionslag i två separata och inbördes sammanhållna fall. Det första fallet introduceras för sin enkelhet och intuitivt greppbara geometri, där vi studerar en rektangulär strömslinga som förs genom ett inhomogent magnetiskt fält och kommer fram till formen på Faradays induktionslag. Det andra fallet är en formell härledning av Faradays induktionslag för en godtycklig rörligt geometri i form av en slinga med godtycklig hastighet längs med sin trajektor, samt med ett godtyckligt varierande magnetfält. Vi noterar att Faradays induktionslag härleds enbart utifrån Lorentz kraftlag och ej involverande vare sig Coulombs eller Biot–Savarts lag eller något av deras derivat i det elektromagnetiska “släktträdet”; i och med detta har vi i Faradays induktionslag avsaknad av såväl den elektriska permittiviteten ϵ_0 som den magnetiska permeabiliteten μ_0 . Utifrån Faradays induktionslag formulerar vi Lenz lag som slutsatsen att en inducerad ström alltid har en riktning som motverkar orsaken till att den uppkom, och vi går utifrån denna princip igenom en samling med tankeexperiment med bäring på tolkning av elektromagnetisk induktion. Med utgångspunkt i Faradays induktionslag härleder vi Faradays lag, eller “Maxwell–Faradays lag”, på differential- och integralform. Vi avslutar med att gå igenom hur två strömbärande slingor påverkar varandra genom ömsesidig induktion, och vi härleder Neumanns formel för den ömsesidiga induktansen. Specifikt går vi igenom tolkningen av Neumanns formel i form av reciprocitet mellan två slingor, där vi har det smått förbluffande resultatet att det magnetiska flöde som uppfångas av en slinga från en ström i den andra slingan exakt motsvaras av det magnetiska flöde som den andra slingan skulle uppfånga om istället den första slingan drevs med exakt samma ström.

Introduktion - Faradays induktionslag

Vi kan i en enda mening sammanfatta ämnet för dagens föreläsning¹ med Faradays egen slutsats, som fritt tolkad lyder:

Ett varierande magnetfält inducerar ett elektriskt fält.
— Michael Faraday (1831)

För *elektrostatiska* system gäller det som tidigare visats i Föreläsning 2 att som en följd av att rotationen av det elektriska fältet alltid är noll i elektrostatiska system, så är via Stokes teorem integralen av det elektriska fältet över en godtycklig sluten slinga Γ alltid är noll, det vill säga att²

$$\oint_{\Gamma} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = 0. \quad (\text{Statiskt!})$$

Michael Faraday observerade 1831 att i tidsberoende (icke-statiska = dynamiska) fält så gäller inte detta, utan fältet driver en ström som lyder

$$\oint_{\Gamma} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d\Phi_M}{dt}. \quad (\text{Dynamiskt!})$$

Vi brukar i vardagligt tal kalla denna ekvation *Faradays induktionslag*³, eller kort och gott bara *induktionslagen*.

Vi skall här notera att Faradays induktionslag, från vilken vi sedan härleder Faradays lag (eller “Maxwell–Faradays lag”, som engelsk-språkig litteratur ofta betecknar den) inte är möjlig att härleda enbart från elektrostatiska eller magnetostatiska teorem som Coulombs eller Biot–Savarts lag. Induktion är ett strikt *dynamiskt* fenomen där vi väljer att antingen

- A. Härleda den från Lorentz-kraften plus information om hur magnetfältet $\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)$ beror i tiden, eller
- B. Helt enkelt godta den empiriskt verifierade “magnetiska flödesregeln” som ett axiom från vilket vi kan härleda Faradays lag.

Vi kommer här självfallet att formellt härleda fram Faradays lag från Lorentz-kraften, då det vore nästintill moraliskt förkastligt i en kurs som denna att inte ta tillfället i akt och en gång för alla visa på ursprunget för denna oerhört fundamentala lag inom elektrodynamiken.⁴

¹ Vi kommer i denna föreläsning att i huvudsak följa Griffiths Kapitel 7, med härledningen av Faradays induktionslag på Sid. 307–309.

² Recap från Föreläsning 3: För *statiska* elektriska fält gäller alltid att $\nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0}$, så med Stokes teorem (*Curl Theorem*) har vi i elektrostatiken trivialt att

$$\oint_{\Gamma} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = \iint_S \underbrace{\nabla \times \mathbf{E}}_{=0} \cdot d\mathbf{S} = 0.$$

³ Denna beteckning är i sig lite olycklig, då vi lätt kan associera denna med Faradays lag på differentialform som vi inom kort kommer att stifta bekantskap med,

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}.$$

Dock kommer vi inom kort att visa hur denna kan härledas ur just Faradays induktionslag på formen som involverar magnetiska flödet Φ_M . Vissa textböcker inom elektromagnetism tar Faradays lag på denna differentialform som ett *axiom* (postulat) utan att visa på hur formen uppkommer, och går helt enkelt till att visa hur induktionslagen erhålls från denna form; detta är dock fusk och ett cirkelresonemang som vi skall hålla oss borta från i möjligaste mån.

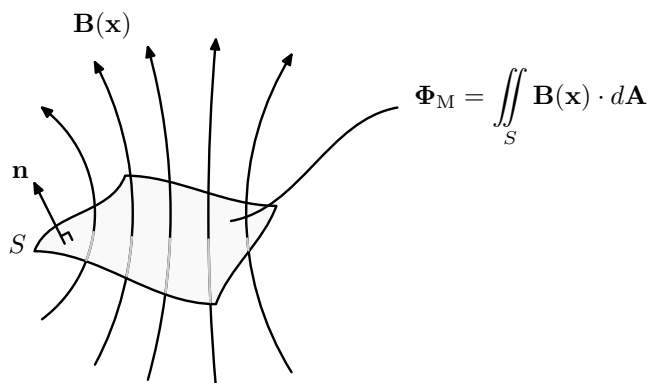
⁴ Det är oerhört vanligt att se “härledningar” av Faradays induktionslag (“magnetiska flödes-

Grundläggande begrepp inför Faradays induktionslag

Definition: Magnetiskt flöde

I likhet med det elektriska flödet Φ_E som vi introducerade i Föreläsning 1, definierar vi det *magnetiska flödet* Φ_M som integralen av normalkomponenten av det magnetiska fältet \mathbf{B} över den yta S som innesluts av den slutna trajektorian Γ , som

$$\Phi_M = \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}.$$



Låt oss nu först se hur detta magnetiska flöde kan tänkas ha ett tidsberoende. Ur definitionen av flödet Φ_M ser vi direkt att om antingen

1. Det magnetiska fältet som sådant är tidsberoende, $\mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{x}, t)$,
2. Ytan hos den slutna slingan Γ ändras, eller
3. Den slutna slingan Γ på något sätt ändras i rummet, exempelvis genom att roteras eller translateras,

så kommer det magnetiska flödet $\Phi_M = \Phi_M(t)$ att få ett tidsberoende.

Magnetisk flödestäthet och lite terminologi

Den korrekta svenska beteckningen för det som vi lite löst kallat “magnetfält” (\mathbf{B} -fältet) är *magnetisk flödestäthet*. Anledningen till denna terminologi står ganska klar i och med vad vi diskuterat ovan, då det *magnetiska flödet* definieras av integralen

$$\Phi_M = \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S},$$

vilket direkt gör att vi bör associera “magnetfältet” \mathbf{B} med en slags densitet av flöde per ytenhet, eller kort och gott som just en *magnetisk flödestäthet*. Vi kan på sätt och vis säga att den magnetiska flödestätheten \mathbf{B} är ett mått på hur många magnetiska fältlinjer som skär en yta per ytenhet. En annan beteckning för \mathbf{B} -fältet är *magnetstyrka*, vilken dock är betydligt mer intetsägande, även om det ger en parallell association till dess elektriska motsvarighet \mathbf{E} -fältet i form av *elektrisk fältstyrka*.

lagen”) $\mathcal{E} = -d\Phi_M/dt$ utgående ifrån Faradays lag $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial\mathbf{B}/\partial t$ som om den senare vore en axiomatisk sanning som inte behöver bevisas. (Faradays lag kommer att härledas från induktionslagen i denna föreläsning.) Denna approach ger endast ett cirkelresonemang, där den ena vyn ömsesidigt bevisar den andra, och om man frågar exempelvis ChatGPT, Grok eller någon annan LLM (*large language model*) så finner man sorgligt nog direkt att svaret man får så gott som uteslutande bygger på just Faradays lag som ett axiom.

Definition: Elektromotorisk "kraft" - EMK

Vi rekapitulerar att Lorentzkraften på en punktladdning q i rörelse med hastigheten \mathbf{v} i ett kombinerat elektriskt och magnetiskt fält är given som

$$\mathbf{F} = q[\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})].$$

Om vi tänker oss att vi för en laddad partikel längs en sluten slinga Γ och integrerar den kraft som verkar på punktladdningen och dividerar denna med laddningen i sig, så får vi den resulterande potentialskillnad som agerar för att skicka laddningen som en ström genom slingan. Den potentialskillnad som ackumulerats runt slingan är då

$$\mathcal{E} = \oint_{\Gamma} \left(\frac{\mathbf{F}}{q} \right) \cdot d\mathbf{l} = \oint_{\Gamma} [\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})] \cdot d\mathbf{l},$$

vilken brukar betecknas med den olyckligtvis tämligen missvisande termen "elektromotorisk kraft", eller kort och gott EMK. Att detta inte är en "kraft" i egentlig bemärkelse är tydligt från den fysikaliska dimensionen hos \mathcal{E} , som är V (volt), men termen har satt sig från dess historiska sammanhang, och är idag den allmänt vedertagna.⁵ Likaledes är symbolen \mathcal{E} för den elektromotoriska "kraften" olycklig, då den ju ger intryck av att vi har att göra med ett elektriskt fält, vilket ju heller ej är fallet, men återigen så är " \mathcal{E} " allmänt använt inom litteraturen, så vi håller kvar vid denna.

En annan lite udda aspekt är hur vi skall se på denna elektromotoriska "kraft" för en *sluten slinga* Γ , som ju rimligen har startpunkten för integralen exakt sammanfallande med slutpunkten. Med andra ord:

Hur kan vi ha en potentialskillnad i en och samma punkt i rummet?

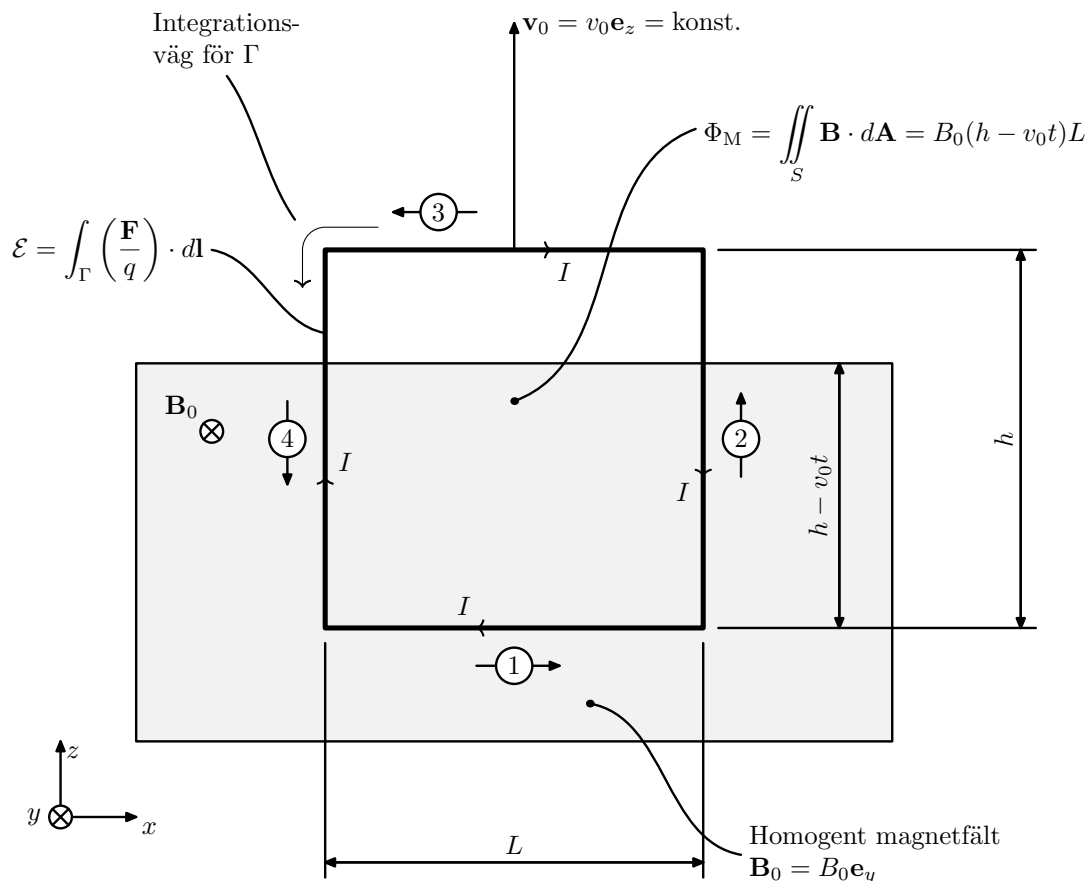
Svaret på denna paradox är att den elektromotoriska "kraften" är ett rent konceptuellt begrepp som införts som ett *skalärt mått på hur en noll-skild rotation av ett fält yttrar sig då vi traverserar en sluten trajektoria genom det*. Vi kan se det som den spänning som skulle alstras i en ledare längs med trakektorian Γ , där vi kan tänka oss att vi klippt av slingan och kopplat in en voltmeter över de lösa ändarna som hålls mycket nära varandra.⁶

⁵ Som ett uttryck för vår allmänna irritation över detta språkbruk, som går tvärs emot den fysikaliska dimensionen, så kommer vi framöver genomgående att använda citattecken närhelst denna "kraft" nämns!

⁶ Vi kan här påminna oss om att vi i Föreläsning 2 tog fram att vi för *elektrostatiska* fält hade att $\nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0}$; detta noll-resultat är något som vi nu lämnar bakom oss i och med att vi nu kommer att introducera tidsberoende, *elektrodynamiska* fält.

Faradays induktionslag härledd för en rektangulär slinga med konstant hastighet

Innan vi ger oss in på en generell härledning, som riskerar att få oss att fastna i vektoralgebra och tappa fokus på själva kärnan i Faradays induktionslag, låt oss betrakta ett förenklat fall med en rektangulär slinga Γ som med konstant hastighet \mathbf{v}_0 dras ut ur ett rektangulärt område med ett homogent magnetfält \mathbf{B}_0 , ortogonalt mot slingans plan och ortogonalt mot den konstanta hastigheten \mathbf{v}_0 .



Låt oss se vad detta högst förenklade system kan ge i form av elektromotorisk "kraft". Till att börja med, så har vi för samtliga fyra segment av Γ att Lorentz-kraften, om vi antar att inga statiska elektriska fält är med i problemet, beskrivs av

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \\ &= q(\mathbf{e}_z v_0) \times (\mathbf{e}_y B_0) \\ &= -qv_0 B_0 \mathbf{e}_x. \end{aligned}$$

När vi integrerar denna kraft, normaliserad med laddningen q , längs med Γ , så ser vi att segmenten ② och ④ som är ortogonala mot denna kraft ger noll i bidrag, eftersom skalärprodukten $\mathbf{F} \cdot d\mathbf{l}$ där är identiskt noll. Med andra ord är det bara segmenten ① och ③ som kan ge bidrag, och eftersom segment ③ ligger utanför magnetfältet och därmed även det ger noll i bidrag, så är det endast segment 1 som ger ett nettobidrag till vår elektromotoriska "kraft",

$$\begin{aligned}\mathcal{E} &= \oint_{\Gamma} \left(\frac{\mathbf{F}}{q} \right) \cdot d\mathbf{l} = \oint_{\Gamma} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \cdot d\mathbf{l} \\ &= \oint_{\textcircled{1}} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \cdot d\mathbf{l} + \underbrace{\oint_{\textcircled{2}} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \cdot d\mathbf{l}}_{=0, \mathbf{v} \parallel d\mathbf{l}} + \underbrace{\oint_{\textcircled{3}} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \cdot d\mathbf{l}}_{=0} + \underbrace{\oint_{\textcircled{4}} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \cdot d\mathbf{l}}_{=0, \mathbf{v} \parallel d\mathbf{l}} \\ &= \int_{\textcircled{1}} (-v_0 B_0 \mathbf{e}_x) \cdot (\mathbf{e}_x dx) = -v_0 B_0 \int_{\textcircled{1}} dx \\ &= -v_0 B_0 L.\end{aligned}$$

Samtidigt har vi att det magnetiska flöde Φ_M som täcks av slingan ges av ytintegralen⁷ över den yta S som innesluts av slingan Γ . Det magnetiska flödet har en förändring i tiden som ges av

$$\begin{aligned}\frac{d\Phi_M}{dt} &= \frac{d}{dt} \iint_S \mathbf{B}_0 \cdot d\mathbf{S} = \frac{d}{dt} \iint_S (B_0 \mathbf{e}_y) \cdot \underbrace{(-\mathbf{e}_y dA)}_{=d\mathbf{S}} = -B_0 \frac{d}{dt} ((h - v_0 t)L) \\ &= \underbrace{v_0 B_0 L}_{=-\mathcal{E}}\end{aligned}$$

Ur detta förenklade resonemang kan vi därmed dra slutsatsen att den i slingan Γ genererade elektromotoriska "kraften" ges som förändringen i tid av det av slingan inneslutna magnetiska flödet, med omvänt tecken, som

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi_M}{dt}.$$

Detta samband sammanfattar *Faradays induktionslag*⁸, vilken vi erinrar oss här har härletts fram för en specifik geometri och med ett konstant magnetfält \mathbf{B}_0 , i vilken det magnetiska flödet endast påverkas genom att den slutna slingan traverserar magnetfältet så att flödet successivt minskar.

Om vi hade haft det homogena magnetfältet täckande hela den rörliga slingans yta, så hade segmentet ③ gett ett till beloppet lika stort men motriktat bidrag som segmentet ①, och den elektromotoriska "netto-kraften" hade blivit noll.

⁷ Vi skall här komma ihåg att integrationsriktningen som vi valt för den slutna linjeintegralen över slingan Γ dessutom bestämmer vilken riktning våra ytelement $d\mathbf{S}$ har, med den sedvanliga "högerhandsregeln". I detta fall har vi valt en integration som går *moturs* i slingans plan, så som vi ser den i figuren, och ytelementen har så en *normalriktning som pekar ut ur planet*, i negativ \mathbf{e}_y -riktning.

⁸ Ibland kallas denna kort och gott för "Faradays lag" eller "magnetiska flödeslagen"; vi väljer här dock att behålla den formella beteckningen för att inte blanda ihop denna induktionslag med den lag på differentialform som vi inom kort kommer att härleda från denna.

Observation I kring Faradays induktionslag - Avsaknad av permittivitet och permeabilitet

Notera att Faradays induktionslag enligt ovan härleddes enbart under antagandet om Lorentz-kraften på laddade partiklar i rörelse. Vi har i härledningen inte använt vare sig Coulombs lag eller någon av de från den härledda satserna, och därmed kan vi konstatera att den elektriska permittiviteten ϵ_0 lyser med sin frånvaro. Vi har ej heller använt Biot–Savarts lag eller något av de från denna härledda teoremen längre ner i det “elektromagnetiska släktträdet”, så även den magnetiska permeabiliteten μ_0 lyser med sin frånvaro. Det enda som vi i härledningen av Faradays lag har tagit som ett axiom är just Lorentz kraftlag, vilket ger oss vid hand att vi i och med denna är något nytt på spåret.

Observation II kring Faradays induktionslag - Fysisk vs virtuell slinga

Utifrån diskussionen ovan kring alstrande av en elektromotorisk “kraft” och integralen av en normaliserad kraft \mathbf{F} verkande på en laddning q , så har vi tyvärr letts in i tankarna att detta med Faradays induktionslag i grund och botten bara skulle handla om fysiska strömslingor och hur vi kan generera ström induktivt i klassiska generatorer och liknande. Här skall vi dock komma ihåg att den elektromotoriska “kraften” ju är definierad i termer av en sluten linjeintegral som arbetar med *fälten i sig* som integrand. I grund och botten är ju den elektromotoriska kraften ingenting annat än ett *rent matematiskt mått på rotationen av det elektriska fält som är inneslutet*, som vi strax skall se. Med andra ord finns det ingenting som hindrar oss att evaluera detta mått som en integral över en sluten *virtuell slinga* Γ som innesluter något magnetiskt (och för den delen elektriskt) fält.

Samtidigt är det magnetiska flödet Φ_M även det bara en matematisk konstruktion i form av en integral över en yta S innesluten av slingan Γ , och även detta mått kan självfallet integreras över en yta som inte nödvändigtvis måste ringas in av en fysisk strömslinga.

Med andra ord visar detta på att Faradays induktionslag handlar om något djupare än bara generatorer, med bäring på en *koppling mellan elektriska och magnetiska fält i sig*. På sätt och vis kan vi säga att det är *precis vid denna punkt i kursen som vi börjar formulera en sammanhållen teori för elektrodynamik och i förlängningen elektromagnetisk vågutbredning*.

Observation III kring Faradays induktionslag - Negativt tecken och Lenz lag

I uttrycket för Faradays induktionslag ser vi även att tidsderivatan av det magnetiska flödet Φ_M förekommer med ett negativt tecken i högerledet. Detta negativa tecken är en signatur av att den genererade elektromotoriska “kraften”, eller om vi så vill den i slingan genererade strömmen i det fall att vi har en fysisk ledare som slinga, alltid kommer att genereras så att den har en riktning som motverkar källan till induktionen. Denna princip, som brukar betecknas med *Lenz lag*, bistår med ett synnerligen kraftfullt verktyg när det kommer till punkten att vi skall tolka ett resultat eller göra en *sanity check* på att ett resultat verkar rimligt.

Specifikt i och med härledningen av Faradays induktionslag enligt ovan, så har vi just råkat ta fram formen på Lenz lag för elektromotorisk “kraft” genererad i det klassiska problemet för en ledande stav som rör sig ortogonalt mot sin egen axel och ortogonalt mot ett omgivande konstant magnetfält, som⁹

$$\mathcal{E} = -v_0 B_0 L.$$

⁹ Griffiths problem 7.7, sid. 310.

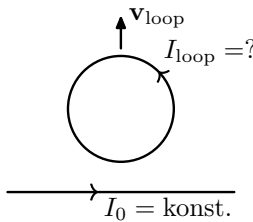
Lenz lag som rimlighetsbedömning av lösningar till induktionsproblem

Lenz lag säger att en inducerad ström har en riktning som motverkar orsaken till att den uppkom. Detta innebär att om magnetfältet genom en ledande slinga (det magnetiska flödet Φ_M) ökar, så kommer den i slingan inducerade strömmen att ha en riktning som skapar ett magnetfält som motverkar ökningen. Motsatt gäller att om det magnetiska flödet minskar, så kommer den inducerade strömmen att skapa ett magnetfält som motverkar minskningen.

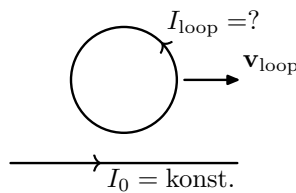
Denna princip är oerhört kraftfull när det gäller att få en känsla för induktionsproblem i allmänhet, och kan med fördel användas som en rimlighetsbedömning av lösningar som tagits fram i induktionsproblem. Med detta sagt, låt oss applicera Lenz lag på ett antal tankeexperiment enligt följande.

Tankeexperiment 1

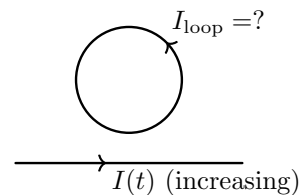
Fråga: Vad är riktningen för inducerade strömmen I_{loop} ?

**Tankeexperiment 2**

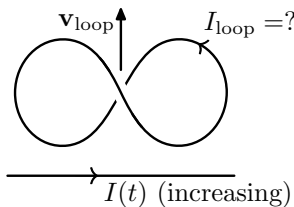
Fråga: Vad är riktningen för inducerade strömmen I_{loop} ?

**Tankeexperiment 3**

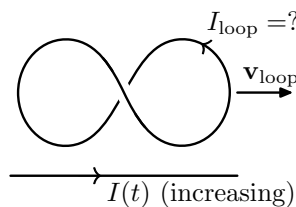
Fråga: Vad är riktningen för inducerade strömmen I_{loop} ?

**Tankeexperiment 4**

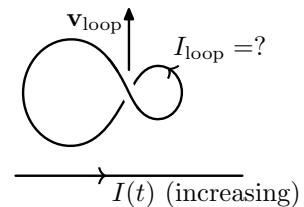
Fråga: Vad är riktningen för inducerade strömmen I_{loop} ?

**Tankeexperiment 5**

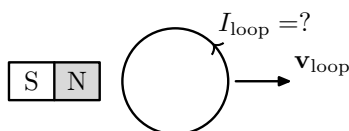
Fråga: Vad är riktningen för inducerade strömmen I_{loop} ?

**Tankeexperiment 6**

Fråga: Vad är riktningen för inducerade strömmen I_{loop} ?

**Tankeexperiment 7**

Fråga: Vad är riktningen för inducerade strömmen I_{loop} ?



Vad händer om den stationära magneten befinner sig i samma plan som slingan?

Tankeexperiment 8

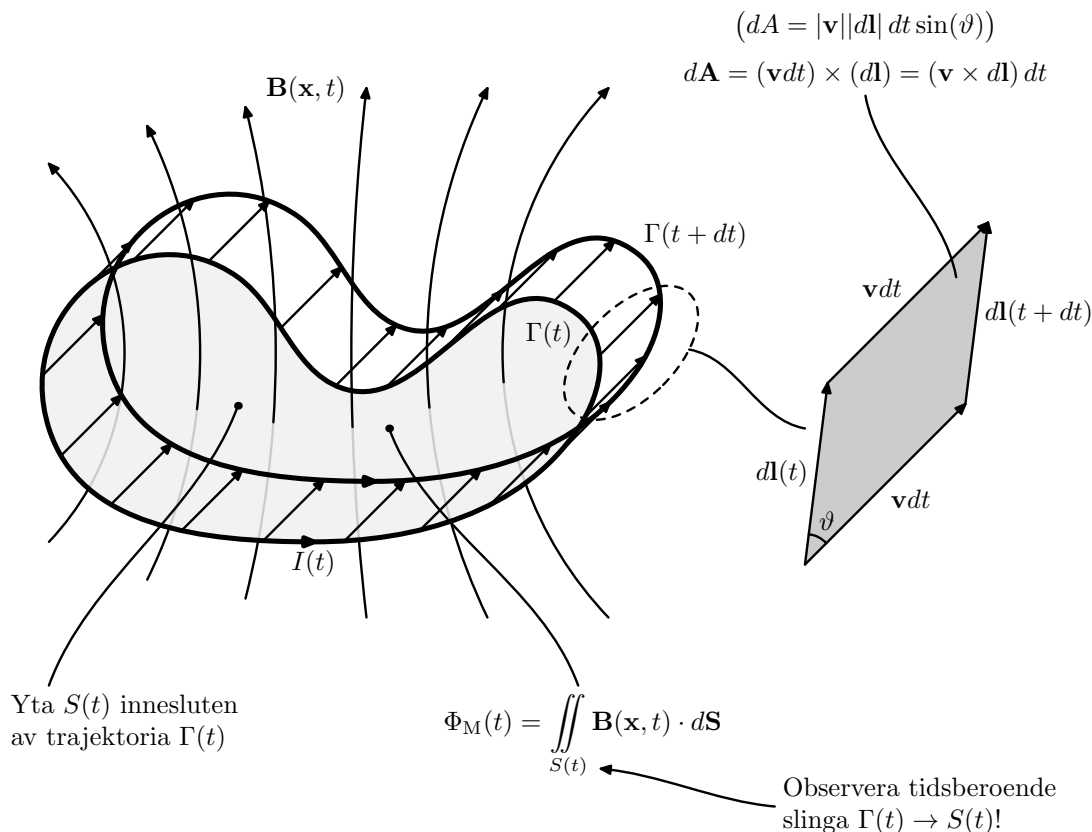
Fråga: Vad är riktningen för inducerade strömmen I_{loop} ?



Vad händer om den stationära magneten befinner sig i samma plan som slingan?

Generell härledning av Faradays induktionslag

Vi har så långt utifrån en illustrativ men mycket förenklad geometri visat på en *sannolik* form av Faradays induktionslag, men det vore nästintill skamligt av oss att bara acceptera denna som ett faktum utan att gå in på hur vi generellt och formellt kan härleda den, om än att det nu blir en aning stökigt. Vi kommer nu att introducera en generell trajektoria $\Gamma(t)$, längs med vilken varje element tillåts ha en godtycklig hastighet $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$ som har ett godtyckligt beroende i tid och rum. Denna generalitet gör självfallet att även den omslutna arean och riktningen av ytnormalen tillåts att variera fritt. Vi tillåter vidare att det av trajektorian inneslutna magnetfältet $\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)$ tillåts att variera fritt i tid och rum.¹⁰



Låt oss nu se vad förändringen i magnetiskt flöde $d\Phi_M$ kan tänkas vara för en så generell konstruktion. Då trajektorian $\Gamma(t)$ rör sig, från tiden t till tiden $t + dt$ strax därefter, kommer förändringen i magnetiskt flöde att ges som alla delbidrag i den "remsa" som i rummet beskrivs av zonen mellan $\Gamma(t)$ och $\Gamma(t + dt)$,

$$d\Phi_M = \Phi_M(t + dt) - \Phi_M(t) = \iint_{\text{remsa}} \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \cdot d\mathbf{S},$$

där areaelementen $d\mathbf{S}$ längs med remsan ges som vektorprodukten mellan den sträcka som elementet vid \mathbf{x} av trajektorian tillryggalägger under tiden dt samt linjeelementet $d\mathbf{l}$ längs med trajektorian vid tiden t ,

$$d\mathbf{S} = (\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) dt) \times (d\mathbf{l}) = (\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) \times d\mathbf{l}) dt$$

Utifrån detta, med areaelementen uttryckta som en produkt mellan linjeelement $d\mathbf{l}$ och infinitesimala tidssteg dt , ser vi direkt att vi kan ersätta areaintegralen över vår remsa med en linjeintegral,

¹⁰ Leibniz integralregel nämns tyvärr inte i Griffiths, oturligt nog eftersom det är ett statement som i mångt och mycket skulle göra att vi bara skulle kunna referera till resultatet här.

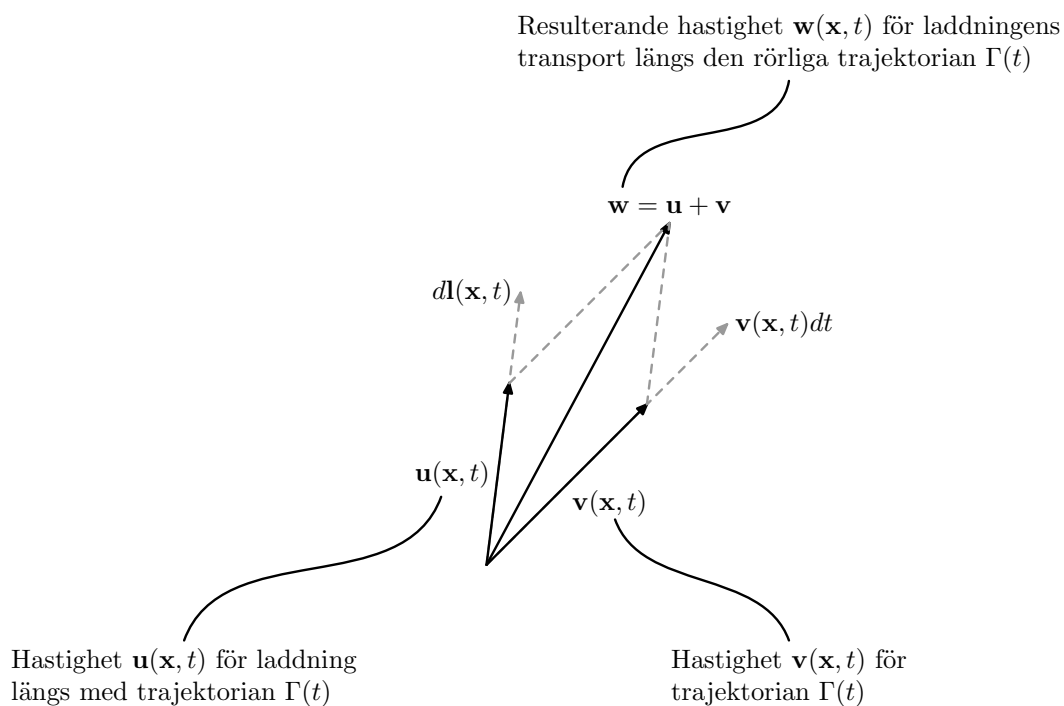
https://en.wikipedia.org/wiki/Leibniz_integral_rule

som

$$\begin{aligned}
 d\Phi_M &= \iint_{\text{remsa}} \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \cdot d\mathbf{S} \\
 &= \oint_{\Gamma(t)} \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \cdot (\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) \times d\mathbf{l}) dt \\
 &= dt \oint_{\Gamma(t)} \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \cdot (\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) \times d\mathbf{l}),
 \end{aligned}$$

med andra ord kan vi formulera förändringen av det magnetiska flödet genom trajektorian $\Gamma(t)$ som den förväntade tidsderivatan

$$\frac{d\Phi_M}{dt} = \oint_{\Gamma(t)} \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \cdot (\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) \times d\mathbf{l}).$$



Om vi tänker oss att en laddning längs med trajektorian $\Gamma(t)$ har hastigheten $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$, så är självfallet denna hastighet parallell med linjeelementet $d\mathbf{l}$ i samma punkt. Trajektorian $\Gamma(t)$ har vid samma tidpunkt en och punkt i rummet hastigheten $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$, så den tänkta laddningens resulterande hastighet $\mathbf{w}(\mathbf{x}, t)$ ges som summan av dessa två komponenter som

$$\mathbf{w}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{v}(\mathbf{x}, t).$$

Notera här att eftersom $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ är parallell med linjeelementet $d\mathbf{l}$, så kommer samma linjeelements kryssprodukt med $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$ att ge en produkt som är ortogonal mot just $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$; med andra ord så kan vi precis lika gärna ersätta hastigheten i kryssprodukten med den totala resulterande hastigheten $\mathbf{w}(\mathbf{x}, t)$ för en hypotetisk laddnings rörelse, då

$$\begin{aligned}\frac{d\Phi_M}{dt} &= \oint_{\Gamma(t)} \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \cdot \underbrace{(\underbrace{\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)}_{\|\mathbf{u}\| \rightarrow 0} + \mathbf{v}(\mathbf{x}, t)) \times d\mathbf{l}}_{=\mathbf{v}(\mathbf{x}, t) \times d\mathbf{l}} \\ &= \oint_{\Gamma(t)} \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \cdot (\mathbf{w}(\mathbf{x}, t) \times d\mathbf{l}) \\ &= \{ \text{Griffiths Triple Product (1)} \} \\ &= \{ \mathbf{a} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = \mathbf{c} \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{b}) = -(\mathbf{b} \times \mathbf{a}) \cdot \mathbf{c} \} \\ &= - \oint_{\Gamma(t)} \underbrace{(\mathbf{w}(\mathbf{x}, t) \times \mathbf{B}(\mathbf{x}, t))}_{=\mathbf{F}_M/q} \cdot d\mathbf{l}.\end{aligned}$$

Vi ser nu poängen med att ersätta den hypotetiska laddningens hastighet $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$ längs trajektorian med den totala hastigheten $\mathbf{w}(\mathbf{x}, t)$ i och med att produkten med det magnetiska fältet exakt är det magnetiska bidraget till Lorentz-kraften,

$$\mathbf{F}_M = q(\mathbf{w}(\mathbf{x}, t) \times \mathbf{B}(\mathbf{x}, t)),$$

vilket i sin tur gör att vi direkt kan tolka den sista integralen som den elektromotoriska "kraft" som alstras runt trajektorian $\Gamma(t)$,

$$\frac{d\Phi_M}{dt} = - \oint_{\Gamma(t)} \left(\frac{\mathbf{F}_M}{q} \right) \cdot d\mathbf{l} = -\mathcal{E}$$

Låt oss sammanfatta detta generella resultat med att vi till slut på ett strikt sätt härlett Faradays induktionslag som

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi_M}{dt}.$$

Vi erinrar oss att denna härletts endast utifrån Lorentz-kraften agerande på en hypotetisk laddning, och att denna därmed dels är i avsaknad av såväl den elektriska permittiviteten ϵ_0 som den magnetiska permeabiliteten μ_0 .

Vi tar också tillfället i akt att erinra oss om att även om vi här för enkelhets skull diskuterat Lorentzkraften så som den skulle agerat på en fysisk laddning q i rörelse, så är resultatet i form av Faradays lag en *relation mellan fält*, specifikt visande att i närvaro av tidsberoende magnetiska fält så är rotationen för det elektriska fältet inte längre noll. Detta står i stark kontrast till det statiska fallet vilket vi analyserade i Föreläsning 2, där vi konstaterade att $\nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0}$ för statiska fält.

Faradays induktionslag för stationära slingor

I fall då en strömslinga Γ är *stationär i rummet och har en form som inte beror av tiden*, så kan vi direkt uttrycka den genererade elektromotoriska "kraften" utifrån definitionen av det magnetiska flödet som

$$\mathcal{E} = - \frac{d}{dt} \iint_S \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \cdot d\mathbf{S} = - \iint_S \frac{d\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)}{dt} \cdot d\mathbf{S}$$

Som exempel på applikationer av Faradays induktionslag för stationära slingor kan nämnas statorn, som är den stationära, icke rörliga komponenten i en generator, som typiskt innehåller spolar av koppartråd (lindningar) som omvandlar det varierande magnetfältet från magneter på en rotor till elektrisk spänning via den inducerade elektromotoriska "kraften". Ett annat exempel är pickuper på en elgitarr, där magneter omgivna av en spole via den vibrerande metalliska strängen fångar upp ett varierande magnetiskt fält, och på liknande sätt skapar en signal i form av en spänning.

Spolar och utväxling på det magnetiska flödet

För en spole med N varv, som vart och ett kan anses som identiska i deras täckning av det magnetiska fältet och därmed vart och ett upplever ett identiskt magnetiskt flöde Φ_M så blir den resulterande inducerade elektromotoriska kraften utväxlad i samma grad, som

$$\mathcal{E} = -N \frac{d\Phi_M}{dt}.$$

För ett tillräckligt högt antal varv N kan mycket små fluktuationer i det magnetiska fältet detekteras, speciellt om vi förstärker B-fältet genom att introducera en ferrit (järnkärna) inuti spolen. Detta är exempelvis principen som typiskt används för att passivt generera signalen från en elgitarrs eller elbas pickup. Som exempel kan nämnas att en klassisk PAF-style humbucker på en Gibson Les Paul typiskt har cirka $N = 5000$ varv per spole.

Faradays lag på differentialform

Utifrån den generella definitionen av den elektromotoriska "kraften" kan vi applicera Stokes teorem¹¹ på den ingående linjeintegralen, som

$$\mathcal{E} \equiv \oint_{\Gamma} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot d\mathbf{l} = \underbrace{\iint_S \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \, d\mathbf{S}} = - \frac{d\Phi_M(\mathbf{x}, t)}{dt} = - \underbrace{\iint_S \frac{d\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)}{dt} \, d\mathbf{S}}.$$

Eftersom ytintegralen sker över en yta innesluten av en godtycklig trajektoria Γ , så innebär det att vi för integranderna erhåller det vektoriella sambandet

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = - \frac{d\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)}{dt},$$

vilket vi betecknar som *Faradays lag på differentialform*. Notera att liksom för Faradays induktionslag, så är denna ekvation helt oberoende av den elektriska permittiviteten ϵ_0 eller magnetiska permeabiliteten μ_0 , vilket vi rekapitulerar är en effekt av att denna lag härleddes oberoende av Coulombs eller Biot-Savarts lagar eller någon av deras derivat längre ner i det elektromagnetiska släkträdet.

Faradays lag på integralform

Vi har i princip redan fastställt Faradays lag på integralform i och med att vi tog fram att integranderna i ytintegralerna måste vara identiska för en generell trajektoria Γ , men låt oss ändå för sakens skull ta fram integralformen av Faradays lag från differentialformen. Om vi integrerar differentialformen av Faradays lag över en yta S innesluten av en sluten trajektoria Γ och direkt tillämpar Stokes teorem, så har vi att

$$\iint_S \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \, d\mathbf{S} = \underbrace{\oint_{\Gamma} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot d\mathbf{l}} = - \iint_S \frac{d\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)}{dt} \, d\mathbf{S} = - \frac{d}{dt} \underbrace{\iint_S \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \, d\mathbf{S}},$$

vilket vi kan sammanfatta med *Faradays lag på integralform* som

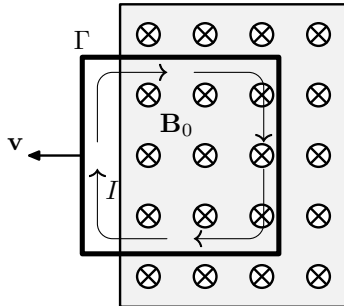
$$\oint_{\Gamma} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot d\mathbf{l} = - \frac{d}{dt} \iint_S \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \, d\mathbf{S}.$$

¹¹ Se exempelvis innerpärmen på Griffiths, *Curl Theorem*,

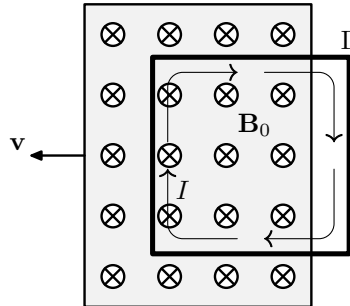
$$\iint_S \nabla \times \mathbf{A} \, d\mathbf{S} = \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}.$$

Tre principiella specialfall för induktion

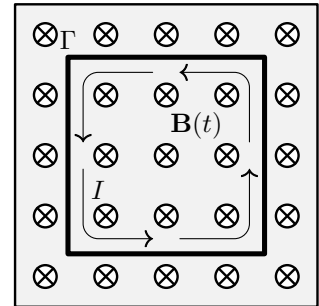
Fall 1: Rörlig slinga Γ rör sig i ett stationärt inhomogent magnetfält \mathbf{B}_0



Fall 2: Stationär slinga Γ i ett rörligt inhomogent magnetfält \mathbf{B}_0



Fall 3: Stationär slinga Γ i ett tidsvarierande magnetfält $\mathbf{B}(t)$

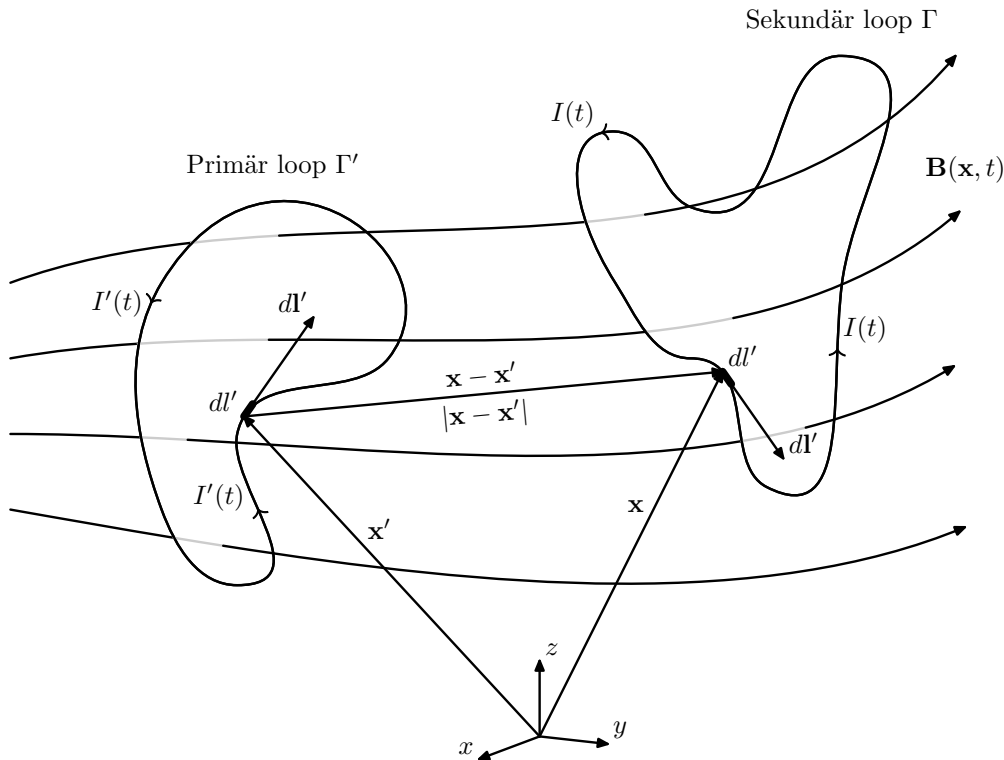


Vi kan principiellt särskilja tre grundläggande fall för elektromagnetisk induktion med Faradays lag:

1. En rörlig slinga Γ som traverserar ett inhomogent men i övrigt konstant magnetfält \mathbf{B}_0 , där det magnetiska flödet Φ_M genom slingan förändras genom slingans rörelse.
2. En slinga Γ som är fix i rummet, där ett inhomogent men i övrigt konstant magnetfält \mathbf{B}_0 rör sig över slingan, där det magnetiska flödet Φ_M förändras genom att magnetfältet varierar genom magnetfältets rörelse.
3. En slinga Γ som är fix i rummet med ett tidsvarierande (dynamiskt) magnetfält $\mathbf{B}(t)$, där det magnetiska flödet Φ_M förändras genom magnetfältets variation i tiden.

Ömsesidig induktans

Vi har under Föreläsning 4 visat hur Biot–Savarts lag beskriver hur magnetfält kan alstras genom ström som traverserar en slinga, säg Γ , och vi har nu även visat hur Faradays lag kopplar ett tidsvarierande magnetiskt fält och kan generera ström genom en annan slinga, säg Γ' . Uppenbarligen kan vi med andra ord genom att skicka ström genom en primär slinga Γ inducera en ström i en sekundär slinga Γ' utan att dessa slingor har fysisk kontakt med varandra, och beroende på riktning och avstånd för magnetfältet som alstras från den primära slingan Γ kommer vi att ha en mer eller mindre effektiv överföring av effekt över till den sekundära slingan Γ' .



Frågan blir då:¹²

Kan vi på något sätt sy ihop dessa teorier för att extrahera hur stark den induktiva ömsesidiga kopplingen, eller den så kallade ömsesidiga induktansen, mellan slingorna är?

Låt oss först konstatera att det magnetiska fältet som genereras från den primära slingan¹³ Γ beskrivs av Biot–Savarts lag, som för detta fall och för alla observationspunkter \mathbf{x} formuleras som linjeintegralen¹⁴ över den primära loopen Γ' ,

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\Gamma'} \frac{\mathbf{I}'(\mathbf{x}', t) \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} dl' = \frac{\mu_0 I'(t)}{4\pi} \int_{\Gamma'} \frac{d\mathbf{l}' \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3}.$$

Eftersom detta direkt bistår oss med det magnetiska fältet $\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)$ som i så fall täcks av den sekundära loop, som vi i detta fall räknar som uppbyggd av *observationspunkter*, och eftersom vi vet att ett varierande fält genom sekundärloopen kommer att ge upphov till en elektromotorisk "kraft" över denna, låt oss därför formulera det magnetiska flödet Φ_M genom just

¹² Vi följer här i huvudsak Griffiths sid. 321–323.

¹³ Eftersom vi i detta problem kan betrakta den primära slingan som en *källa*, så kommer vi genomgående att primära relevanta storheter från denna, följande den konvention vi håller oss till i denna kurs.

¹⁴ Se Föreläsning 4 eller Griffiths Ekv. (5.34), sid. 224.

sekundärloopen som ytintegralen av det magnetiska fältet (den magnetiska flödestätheten!) över den av sekundärloopen inneslutna ytan,

$$\begin{aligned}
 \Phi_M &= \iint_S \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \cdot d\mathbf{S} \quad (\text{Genom sekundärloopen } \Gamma) \\
 &= \iint_S \underbrace{\left(\frac{\mu_0 I'(t)}{4\pi} \int_{\Gamma'} \frac{d\mathbf{l}' \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} \right)}_{=\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)} \cdot d\mathbf{S} \\
 &= I'(t) \left[\frac{\mu_0}{4\pi} \iint_S \left(\int_{\Gamma'} \frac{d\mathbf{l}' \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} \right) \cdot d\mathbf{S} \right] \\
 &= M_{\Gamma\Gamma'} I'(t),
 \end{aligned}$$

där vi definierade den *ömsesidiga induktansen* (*mutual inductance*) mellan slingorna Γ och Γ' som

$$M_{\Gamma\Gamma'} = \frac{\mu_0}{4\pi} \iint_S \left(\int_{\Gamma'} \frac{d\mathbf{l}' \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} \right) \cdot d\mathbf{S}.$$

Vi kan här i princip nöja oss med detta resultat, då vi fått fram ett paketerat uttryck som relaterar strömmen $I'(t)$ i primärslingsan Γ' till det magnetiska flödet Φ_M i sekundärslingsan Γ , från vilket vi direkt kan erhålla den resulterande elektromotoriska "kraften". Det finns dock ett par moment vi kan gå igenom för att föra över den ömsesidiga induktansen på en form som vi enklare kan extrahera fysikaliska samband från.

Neumanns formel för den ömsesidiga induktansen

Till att börja med backar vi bandet ett steg, och konstaterar att om vi formulerar den magnetiska flödet Φ_M genom sekundärslingsan i termer av *vektorpotentialen* som

$$\begin{aligned}
 \Phi_M &= \iint_S \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \cdot d\mathbf{S} \quad (\text{Genom sekundärloopen } \Gamma) \\
 &= \{ \text{Vektorpotential } \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \} \\
 &= \iint_S \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{x}, t) \cdot d\mathbf{S} \\
 &= \{ \text{Stokes teorem (Griffiths } \textit{Curl Theorem}) \} \\
 &= \oint_{\Gamma} \mathbf{A}(\mathbf{x}, t) \cdot d\mathbf{l}.
 \end{aligned}$$

Notera nu att vektorpotentialen $\mathbf{A}(\mathbf{x}, t)$ som ingår i integranden härrör från primärslingsan Γ' , även om linjeintegralen i sig sker över sekundärslingsan Γ . Vi kan nu utnyttja att den explicita lösningen¹⁵ för vektorpotentialen från primärslingsan lyder

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{\Gamma'} \frac{\mathbf{I}(\mathbf{x}', t)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d\mathbf{l}',$$

¹⁵ Vi erinrar oss att vektorpotentialen \mathbf{A} lyder Poissons ekvation (se omslaget på Griffiths!) och i och med detta har en lösning som är på exakt samma form som lösningen för den skalära potentialen ϕ från Coulombs generella ekvation; se Föreläsning 4, alternativt Griffiths Ekv. (5.66), sid. 245.

så det magnetiska flödet genom sekundärslingan beskrivs av

$$\begin{aligned}
 \Phi_M &= \oint_{\Gamma} \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{\Gamma'} \frac{\mathbf{I}(\mathbf{x}', t)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d\mathbf{l}' \right) \cdot d\mathbf{l} \\
 &= \left\{ \text{I linjeintegralen för primärslingan är } \mathbf{I}'(\mathbf{x}) d\mathbf{l}' = I'(t) d\mathbf{l}' \right\} \\
 &= \oint_{\Gamma} \left(\frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{\Gamma'} I'(t) \frac{d\mathbf{l}'}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \right) \cdot d\mathbf{l} \\
 &= \left\{ \text{Strömmen } I'(t) \text{ samma över hela primärslingan } \Gamma' \right\} \\
 &= I'(t) \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{\Gamma} \oint_{\Gamma'} \frac{d\mathbf{l}' \cdot d\mathbf{l}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \\
 &= M_{\Gamma\Gamma'} I'(t),
 \end{aligned}$$

där vi nu har formulerat den ömsesidiga induktansen i form av *Neumanns formel*¹⁶

$$M_{\Gamma\Gamma'} = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{\Gamma} \oint_{\Gamma'} \frac{d\mathbf{l}' \cdot d\mathbf{l}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}.$$

Ett par observationer kring Neumanns formel

Utifrån den just härledda formen på Neumanns formel kan vi observera följande:

1. Neumanns formel för den ömsesidiga induktansen mellan två slingor Γ' och Γ är en *rent geometrisk konstruktion*, skalad med den magnetiska permeabiliteten $\mu_0/4\pi$.
2. I den ömsesidiga induktansen kan vi fritt byta beteckning mellan primär- och sekundärslinga, med följd att $M_{\Gamma\Gamma'} \equiv M_{\Gamma'\Gamma}$ då det enda som påverkas i Neumanns formel är integrationsordningen,

$$M_{\Gamma\Gamma'} = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{\Gamma} \oint_{\Gamma'} \frac{d\mathbf{l}' \cdot d\mathbf{l}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{\Gamma'} \oint_{\Gamma} \frac{d\mathbf{l} \cdot d\mathbf{l}'}{|\mathbf{x}' - \mathbf{x}|} \equiv M_{\Gamma'\Gamma}.$$

Detta säger oss att det magnetiska flöde Φ_M som vi erhåller i sekundärslingan Γ då vi driver primärslingan med en ström $I'(t)$ är *exakt lika stort* som det magnetiska flöde Φ'_M som vi skulle detektera i primärslingan Γ' om vi istället drev sekundärslingan Γ med samma ström $I'(t)$. Detta gäller oavsett form eller inbördes riktning hos slingorna Γ' och Γ .

3. På ett djupare plan visar denna ömsesidighet mellan slingorna Γ' och Γ på *elektromagnetisk reciprocitet*.¹⁷

¹⁶ Efter Franz Ernst Neumann (1798–1895), tysk fysiker som inom elektromagnetism främst är känd för att ha formulerat vektorpotentialen \mathbf{A} ; icke att förväxla med Alfred E. Neuman, som stavar sitt namn med bara ett "n". https://en.wikipedia.org/wiki/Alfred_E._Neuman

¹⁷ Tyvärr går inte Griffiths igenom denna synnerligen intressanta aspekt av elektromagnetism; för en djupare behandling av detta ämne, se exempelvis J. D. Jacksons standardverk *Classical Electrodynamics*.

Kontinuitetsekvationen - Teaser inför Maxwell's ekvationer

Vi har nu formellt härlett Faradays lag, och vi kan nu fråga oss vad som egentligen kvarstår innan vi har en komplett elektrodynamisk beskrivning av de elektriska och magnetiska fälten. Sanningen är att det fortfarande finns en hel del att göra vad gäller växelverkan mellan fält och materia (de så kallade *konstitutiva relationerna*) som vi ännu inte ens nosat på då vi helt arbetat i vakuumdomänen.¹⁸ Vi har i Föreläsning 4 tagit fram Ampères lag inom magnetostatiken,

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}. \quad (\text{Statiskt!})$$

Vi har samtidigt i Föreläsning 4 härlett "lagen om att laddning inte kan försvinna", som uttrycker sambandet mellan divergensen för strömtäthet \mathbf{J} och tidsderivatan av laddningstätheten ρ som

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0.$$

Om vi substituerar för strömtätheten i denna lag från Ampères statiska lag, så har vi med andra ord att

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) = \{ \text{Griffiths vektoridentitet} \} \equiv 0,$$

detta trots att vi för att uppfylla den fundamentala lagen om laddningens bevarande borde ha haft ett " $-\partial\rho/\partial t$ " i högerledet istället för en nolla.

Tricket som James Clerk Maxwell kom på i lösandet av detta problem var helt enkelt att lägga till en term $\varepsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t$ till den fria strömtätheten, en så kallad *förskjutningsström*, så att vi helt enkelt ersätter den statiska fria strömmen \mathbf{J} i Ampères lag med

$$\mathbf{J} \rightarrow \mathbf{J} + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t},$$

det vill säga med Ampères lag på formen

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \left(\mathbf{J} + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right). \quad (\text{Dynamiskt!})$$

med följd att

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{J} &= \nabla \cdot \left(\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} - \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \\ &= \frac{1}{\mu_0} \underbrace{\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{B})}_{\equiv 0} - \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \underbrace{\nabla \cdot \mathbf{E}}_{=\rho/\varepsilon_0} \\ &= -\frac{\partial \rho}{\partial t}, \end{aligned}$$

det vill säga att vi med den extra termen för förskjutningsströmmen närvarande direkt löser problemet med kontinuitetsekvationen för dynamiska fält. Det finns en liten korrektion som fortfarande behöver göras i tolkningen av förskjutningsströmmen, som vi kommer att återkomma till i Föreläsning 9 då vi till slut kommer att sätta samman alla pusselbitar och till slut formulera den slutliga formen av Maxwells ekvationer och utifrån dem hur elektromagnetiska vågor beskrivs på differentialform.¹⁹

¹⁸ Förvisso kan vi fråga oss om vakuum i närvaro av strömmar av elektroner eller andra laddade partiklar verkligen är att betrakta som just *vakuum* i ordets egentliga bemärkelse; här ser vi dock dessa tätheter av laddade partiklar som så pass låg att vi fortfarande helt kan försumma dem i jämförelse med när vi inom kort kommer att gå in på hur ett medium polariseras i av elektriska och magnetiska fält.

¹⁹ Vilket för övrigt råkar vara just den *Tentamensuppgift 1* som delades ut under Föreläsning 1!

Sammanfattning av Föreläsning 5 – Elektromagnetisk induktion

- Faradays lag kan inte härledas från Coulombs eller Biot–Savarts lag, och innehåller som en följd av detta ej heller de karakteristiska spåren från dem i form av den elektriska permittiviteten ϵ_0 eller den magnetiska permeabiliteten μ_0 .
- Magnetiskt flöde definieras som

$$\Phi_M = \iint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}.$$

- Den elektromotoriska “kraften” (en mycket missvisande term) runt en sluten slinga Γ definieras som

$$\mathcal{E} = \oint_{\Gamma} \left(\frac{\mathbf{F}}{q} \right) \cdot d\mathbf{l} = \oint_{\Gamma} [\mathbf{E} + (\mathbf{v} \times \mathbf{B})] \cdot d\mathbf{l},$$

- Faradays induktionslag (“the flux law”) relaterar den genererade elektromotoriska “kraften” i en slinga Γ till en förändring av det magnetiska flödet med omvänt tecken som

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi_M}{dt}.$$

Faradays induktionslag härleds endast utifrån Lorentz-kraften (agerande på en hypotetisk laddning), och är därmed i avsaknad av såväl den elektriska permittiviteten ϵ_0 som den magnetiska permeabiliteten μ_0 då varken Coulombs eller Biot–Savarts lag använts.

- Lenz lag säger att *en inducerad ström har en riktning som motverkar orsaken till att den uppkom*. Detta innebär att om magnetfältet genom en ledande slinga ökar, så kommer den i slingan inducerade strömmen att ha en riktning som skapar ett magnetfält som *motverkar* ökningen.
- För en spole med N varv (N slingor) blir den resulterande elektromotoriska “kraften” utväxlad i motsvarande grad som

$$\mathcal{E} = -N \frac{d\Phi_M}{dt}.$$

- Faradays lag på differentialform och integralform lyder

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{d\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)}{dt} \quad \Leftrightarrow \quad \oint_{\Gamma} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d}{dt} \iint_S \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \cdot d\mathbf{S}.$$

- Ömsesidig induktans beskrivs av det magnetiska flöde Φ_M som genereras i en sekundärslinga Γ från en ström $I'(t)$ som drivs genom en primärslinga Γ' , som

$$\Phi_M = M_{\Gamma\Gamma'} I'(t),$$

där den *ömsesidiga induktansen* enligt Neumanns formel ges som

$$M_{\Gamma\Gamma'} = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{\Gamma} \oint_{\Gamma'} \frac{d\mathbf{l}' \cdot d\mathbf{l}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|},$$

vilket är en rent geometrisk konstruktion, skalad med den magnetiska permeabiliteten $\mu_0/4\pi$.

- I den ömsesidiga induktansen kan vi godtyckligt välja vad vi väljer att beteckna som primär- eller sekundärslinga, då

$$M_{\Gamma\Gamma'} = M_{\Gamma'\Gamma},$$

vilket i sin tur säger oss att det magnetiska flöde Φ_M som vi erhåller i sekundärslingan Γ då vi driver primärslingan med en ström $I'(t)$ är exakt lika stort som det magnetiska flöde Φ'_M som vi skulle detektera i primärslingan Γ' om vi istället drev sekundärslingan Γ med samma ström $I'(t)$.