

Adam S. Bolton
bolton@mit.edu

15 Mart 2002

MIT 8.02, Bahar 2002

Ödev # 4 Çözümler

Problem 4.1

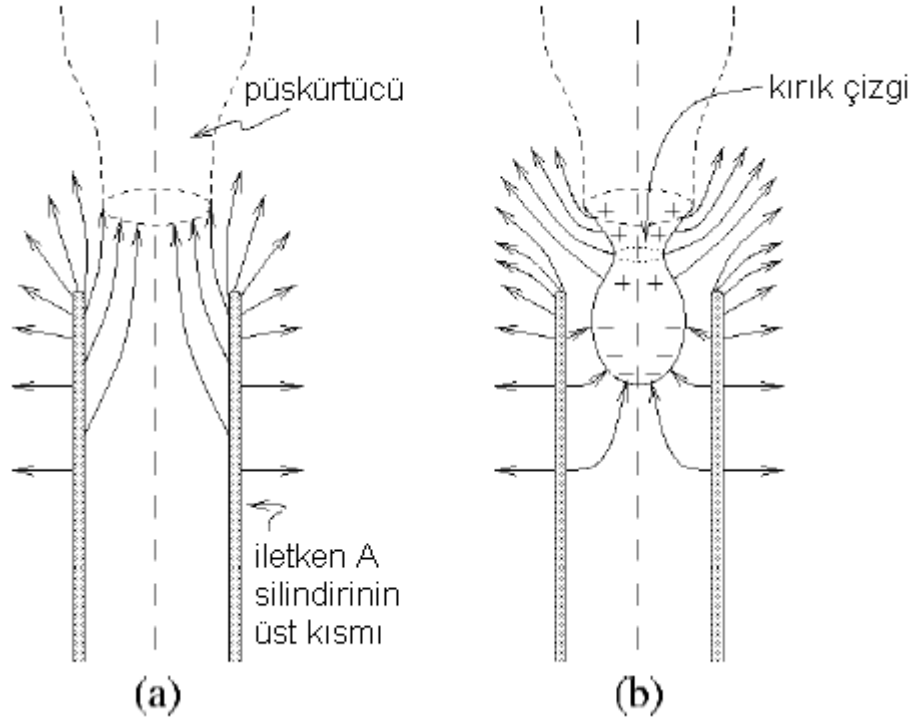
Kelvin Su Damlalığı.

“Lord Kelvin’in Gizemli Su Damlalığı”nı çalışırken görmemiş olan biri, başlangıçta simetrik olan aygıtın tamamıyla tek başına o kadar güçlü bir asimetriyi nasıl geliştirdiğini kavramakta zorlanır. Bununla birlikte, sağ ve sol arasında bir fark yok gibi görünürken, sağ ve sol taraftaki su kolektörleri arasında büyük bir potansiyel fark olduğu anlamına gelen bir kıvılcım gözlemlenir. Kısaca düşündükten sonra, bununla birlikte, bir şey çok açıktır: sol kaba suyun çok hızlı düşmesini artırmak için gerekli olan potansiyel farkını elde etmek için, sol kaba düşen suyun sağ kaba düşen suya göre zıt işaretli net bir elektrik yükü taşıması gerekir. Çalışma hipotezi olarak, sola düşen suyun negatif ve sağa düşen suyun pozitif yüklü olduğunu kabul ettiğimiz zaman, (B,D) iletim sisteminin negatif yükü ve (A,C) iletim sisteminin pozitif yükünün birikiminin kıvılcımın olduğu yerde $\sim 3 \times 10^6 \text{ V/m}$ kritik alan değerine ulaşınca kadar nasıl arttığını hemen görebiliriz. Geriye kalan gizemli noktalar suyun nerede ve nasıl yüklendiği ve düzeneğin bir tarafında suyun negatif yük elde etme eğiliminin öteki tarafında suyun pozitif yüklenmesine neden yol açtığıdır.

Birçok eylemin olduğu yer, suyun aktığı musluğa yakındır. Orada neler olduğunu anlamak için, A silindirin üst kenarı yakınındaki varsayıma dayalı olayları kronolojik bir sıralamada aşağıdaki gibi göz önüne alın:

1. Bazı küçük rasgele pertürbasyon sayesinde, A silindiri çok az miktarda bir yük kazanır. Varsayalım pozitif olsun. Eğer fıskiye yanarda su olmasaydı, üst kenardaki elektrik alan çizgileri aşağıda şekil (a)’da gösterildiği gibi olacaktı. Elektrik alan çizgilerinin silindir-fıskiye eksenine yakın bir yerde ağırlıklı olarak yukarı doğru olduklarına dikkat ediniz.
2. Suda OH^- ve H^+ iyonları vardır. Su saf ve PH’sı 7 olsaydı, 10^7 molekülde 1’i OH^- ve H^+ iyonlarına ayrışmış olacaktı. Dış alanın bir sonucu olarak (şekil (a)’da gösterildiği gibi), H^+ bazı durumlarda artacak ve OH^- azalacaktır. Dolayısıyla, bir iletken dış bir alana “maruz bırakıldığı” zaman, derslerde birkaç kez gösterilen duruma benzer bir şekilde indüklenmiş bir yük ayrışması söz

konusudur. Yük dağılımı şimdi şekil (b)'de olduğu gibidir. Sadece bir damla görüyoruz, fakat yukarıdaki yük ayrışması sürekli su akışı için (derste gösterildiği gibi) daha iyi sonuç vermektedir.



3. Suyun akışını tek tek damlaların akışı gibi düşünelim. Taslak (b)'den de açıkça görüldüğü gibi, şekilde gösterilen noktalı çizgi boyunca damla kesildiğinde, yukarıdaki (pozitif) bazı kutuplanma yükleri su fışkiyesinin arka tarafında kalacaktır. Bu yüzden ayrılmış su damlası *negatif yüklenmiş* bir hale gelir.
4. Bir sonraki adım B silindirinin üzerindeki zıt iki tarafın pertürbasyonunun otomatik olarak tetiklenmesidir. (D'ye ulaşan damlanın negatif yükü eşpotansiyel yüzeyi (B,D) boyunca dağılır). B'deki pertürbasyon alanı *ters çevrilmiş* çizgilerin yönleri hariç taslak (a)'da gösterilen çizgi şekillerine sahiptir. B silindirinde sona eren su damlası *pozitif* bir yüke sahip olacaktır (silindir A'nın içinde oluşan su damlasının yüküne zıt). Fışkiyenin sağ tarafının arka kısmında kalan yük ise hiç şüphesiz negatiftir.

Bu kendi kendini besleyen bir kontrol dışı işlemin başlangıcıdır: küçük bir pertürbasyon bir "afet" meydana gelene kadar büyür de büyür (burada, bu afet hava bozulmasıdır). Biz burada fiziksel *kararsızlığın* bir "şakacı" örneğe dönüştüğüne

tanıklık ediyoruz. (Bizim fiziksel dünyamız ciddi kararsızlıklarla karşı karşıyadır: şiddetli hava (fırtınalar, kasırgalar); laboratuvarında meydana getirilen plazmada kontrollü füzyon oluşturma çabalarımızı engelleyen istenmeyen kararsızlıklar; Güneş'in iç kısmındaki iletimli kararsızlık; güneş yüzeyindeki şiddetli alevlenmeler, vs.)

Bazen kararsızlığın büyümesi sanki enerjinin korunumu kanununa karşı geliyormuş gibi görünür. Tabii ki bu sanıldığı gibi değildir. *Başka* bir oluşumun enerjisi büyüyen kararsızlığı beslemek için harcanmaktadır. "Kelvin'in Su Damlalığı"nda makineyi besleyen, gravitasyonel potansiyel enerjidir.

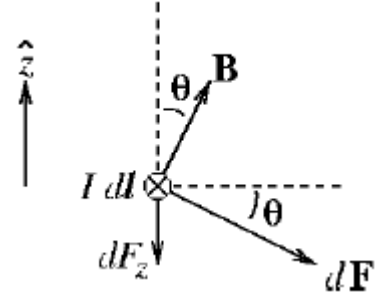
Son iki yorum hikâyeyi tamamlamak içindir:

1. Keyfi olarak A üzerinde *pozitif* bir pertürbasyon yükü ile başladık ve (A, C) sistemi üzerinde büyük pozitif bir yük ile bitirdik. Pertürbasyonun *negatif* bir iz yükü ile şans eseri başladığını farz edersek; bu, tartışmamızda (A, C) ile (B, D)'nin yer değiştirmesi dışında hiçbir şeyi değiştirmez. Karakter olarak başlangıç pertürbasyonu rasgele olduğu için, düşen suyun hangi sütununun negatife dönüşeceğini kestiremeyiz. A bir kere negatif olduğunda, su akmaya devam ettiği müddetçe, aynı o şekilde kalır; çünkü kıvılcım sistemi tamamen boşalamaz. Bununla birlikte, öteki gün yeniden başladığımızda, A bu defa pekâlâ pozitif olabilir.
2. Peki, cam borunun iki fıskiyesinde arkada kalan yüklerin akıbeti ne oldu? Şunu bilelim ki, bunlar zıt işaretli, dolayısıyla tüpteki ve tanktaki su *yüklenmez*. Bununla birlikte, tüpte taşınan suda bir elektrik akımı vardır. Eğer tüp ve sıvının her ikisi de birer iyi yalıtkan olsaydı, makine çalışmazdı. Fıskiyelerde kalan yükler ortadan kaldırılamayabilirdi (bir fıskiyeden diğerine sıvı yâ da tüp boyunca herhangi bir akım iletimi olamazdı), ve sıvıda yük ayrışma işlemi hızlı bir şekilde kesilirdi (Niçin?). Bu yüzden esas olan şey, tüp veya sıvının iletkenlik özellikleri taşımasıdır.

Problem 4.2

Akım halkası üzerine etkiyen kuvvet (Giancoli 27-12.)

Akım çevrimi boyunca olan eksenini z - eksenini olarak alalım, manyetik alanın yönü pozitif z doğrultusunda olsun. Telin diferansiyel bir kesiti üzerinde olan manyetik kuvvet, Giancoli eşitliği 27-4 (s. 691) ile verilmiştir (şekle bakınız), ve manyetik alan tele dik olduğundan,



$$d\mathbf{F} = I d\mathbf{l} \times \mathbf{B} = I d\mathbf{l} B$$

ifadesi elde edilir (şekilde gösterildiği yönde).

Problemin azimutal simetriğinden bakıldığında, akım çevriminin tamamıyla z -yönünde bir kuvvete maruz kaldığı sonucuna varılabilir (telin herhangi bir kesiti üzerindeki kuvvetin herhangi bir dış bileşeni özdeş, çap boyunca zıt kesit üzerindeki zıt yönelimli dış kuvvet bileşeni ile tamamen dengelenecektir). Dolayısıyla çevrim üzerindeki toplam kuvveti hesaplarken, sadece çevrimi oluşturan birçok diferansiyel kesit üzerindeki kuvvetin z - bileşenlerini toplamaya (integre etmeye) ihtiyaç duyarız. Diyagramımızdan, tipik bir kesit için, bu bileşen $|dF_z| = |dF| \sin\theta$ büyüklüğüne sahiptir ve negatif z -değerlerine doğru yönelmiştir (aşağı doğru). Dolayısıyla tel üzerindeki toplam kuvvet,

$$\mathbf{F} = \int d\mathbf{F} = \hat{z} \int dF_z = \hat{z} \int (-I dl B \sin\theta) = -2\pi r J B \sin\theta \hat{z} = \frac{-2\pi r^2 I B}{\sqrt{r^2 + d^2}} \hat{z}$$

olur (basit trigonometrik kuralları kullanarak d lehinde θ yok edildi).

Problem 4.3

Bir elektron üzerine etkiyen Lorentz kuvveti. (Giancoli 27-20.)

Bir manyetik alanda hareket eden yüklü bir parçacığa etkiyen kuvvet, Lorentz kuvvet kuralı ile verilir (Giancoli eşitliği 27-5a, s. 692). Vektörel çarpımı Kartezyen bileşenler cinsinden hesaplırsak,

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

$$= q[(v_y B_z - v_z B_y)\hat{x} + (v_z B_x - v_x B_z)\hat{y} + (v_x B_y - v_y B_x)\hat{z}]$$

$$= q(v_x B_y - v_y B_x)\hat{z} \quad \text{sıfır olmayan başka bileşenler yok}$$

$$= (-1,6 \times 10^{-19}) [(4,0 \times 10^4)(0,60) - (-6,0 \times 10^4)(-0,80)]^2$$

$$= (3,8 \times 10^{-15} N) \hat{z} .$$

elde ederiz.

Problem 4.3

Spiral çizen elektronlar (Giancoli 27-29.)

Giancoli Kavramsal Örneği'nde gösterildiği gibi 27-5 (s. 694), manyetik alana paralel ve dik hız bileşenleri açısından düşünelim. Alana göre hızın 45° yönelimi söz konusu olduğunda,

$$v_{\parallel} = v_{\perp} = v/\sqrt{2} .$$

elde ederiz.

v_{\perp} , Giancoli Örnek 27-4 (s. 693)'te anlatılan dairesel harekete neden olacaktır, dolayısıyla o örneğin sonuçlarını kullanarak halkaların yarıçapını hesaplayabiliriz:

$$r = \frac{mv_{\perp}}{qB} = \frac{mv}{\sqrt{2}qB} = \frac{(9,1 \times 10^{-31})(3,0 \times 10^6)}{\sqrt{2}(1,6 \times 10^{-19})(0,23)} = 5,2 \times 10^{-5} \text{ m} .$$

Bir halkayı tamamlamak için geçen süre Giancoli eşitliği (27-6) (s. 694) ile verilecektir:

$$T = \frac{2\pi m}{qB} .$$

Elektron sabit v_{\parallel} hızı ile manyetik alana paralel hareket eder, dolayısıyla bir T süresinde döngüler arasında

$$p = v_{\parallel}T = \frac{2\pi mv}{\sqrt{2}qB} = 2\pi r = 3,3 \times 10^{-4} \text{ m} .$$

mesafesini alır.

Problem 4.5

Motorunuzun rotorunun bir sargısı üzerindeki tork (Giancoli 27-33.)

Düzgün bir manyetik alanda bir manyetik dipolün potansiyel enerjisi için Giancoli eşitliğini (27-12) (s. 696) kullanacağız:

$$U = -\mu B \cos \theta = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}$$

(I akımı taşıyan $\mathbf{a} \times \mathbf{b}$ boyutlarında ve N sarımlı bir dikdörtgen sarım için, manyetik moment $\boldsymbol{\mu} = NIab$ dir.)

$$\begin{aligned} \text{(a)} \quad W &= U(\theta = 180^\circ) - U(\theta = 0^\circ) \\ &= -\mu B \cos(180^\circ) + \mu B \cos(0^\circ) \\ &= \mu B(1 + 1) \\ &= 2\mu B \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{(b)} \quad W &= U(\theta = -90^\circ) - U(\theta = 90^\circ) \\ &= -\mu B \cos(180^\circ) + \mu B \cos(0^\circ) \\ &= \mu B(0 + 0) \\ &= 0 \end{aligned}$$

Problem 4.6

Kütle spektrometresi (Giancoli 27-49.)

Bir V potansiyel farkı altında durgun halden hızlandırılan q yüklü bir iyon $K = qV$ kadarlık bir kinetik enerji kazanır. Parçacık daha sonra B-alanlı bir bölgeye girer ki burada ona hızına dik bir kuvvet etki eder ve sabit hız ve kinetik enerji ile dairesel bir yörüngede hareket eder. Newton'un ikinci kanunu parçacık üzerine etkiyen manyetik kuvvet ve merkezci ivmeyle ilişkilidir: $qvB = mv^2/R$. Bu ifadeyi $K = mv^2/2$ ile birleştirirsek, o şekildeki "siklotron yörüngeleri" için $K = q^2 B^2 R^2 / 2m$ elde edilir. Her iki ifadeyi K için eşitlersek ve parçacık kütlesi için çözersek, gerektiği gibi $m = qB^2 R^2 / 2V$ buluruz.

Problem 4.7

Bir siklotronda döteronların hızlandırılması. (Giancoli 44-10.)

(Bu probleme başlamadan önce siklotron çalışmaları ile ilgili bilgi sahibi olmak için, muhtemelen Giancolinin 1116 'ncı sayfasından başlayan "Siklotron" kesimini okumak isteyeceksiniz.)

(a) Problem 4.6'da, siklotron eğrilerindeki yüklü parçacıkların kinetik enerjileri için aşağıdaki ifadeyi çıkarmıştık:

$$K = \frac{q^2 B^2 R^2}{2m}$$

İyonize olmuş bir döteronun yükü, onun bir tek protonun yükü olan $+e$ dir. Kütlesi (atomik kütle birimi cinsinden) Giancoli Ek D den bulunabilir:

$$m = (2,014)(1,66 \times 10^{-27} \text{ kg}) = 3,34 \times 10^{-27} \text{ kg}.$$

(Doğrusunu söylemek gerekirse, iyonizasyonu hesaba katmak için tabloda bulunan döteryum kütesinden bir elektronun kütesini çıkarmalıyız. Gerçi, çalıştığımız doğruluk derecesinde bunun sayısal değerlere bir etkisi yoktur.)

1.0 metrelik dış çapta $10 \text{ MeV} = 1,6 \times 10^{-12} \text{ J}$ lik kinetik enerjiye sahip bir parçacık olduğunu düşünelim. Dolayısıyla gerekli olan manyetik alan büyüklüğü:

$$B = \frac{\sqrt{2mK}}{qR} = \frac{\sqrt{2(3,34 \times 10^{-27})(1,6 \times 10^{-12})}}{(1,6 \times 10^{-19})(1,0)} = 0,65 \text{ T}.$$

olur. (Bilinen $K = mv^2/2$ formülü yardımıyla arzu edilen bu kinetik enerji değerine karşılık gelen hızı ararsanız, $v \simeq 0,1c$ bulacaksınız; burada $c = 3,0 \times 10^8 \text{ m/s}$ ışık hızıdır. Bu yüzden eğer parçacığın enerjisi çok fazla olsaydı, konuşmada verilen hız ve enerji arasındaki rölativistik ilişkiye başvurmamız gerekirdi.)

(b) Gerekli olan dalgalı akım frekansı, siklotron frekansı olacaktır (Giancoli eş. (44-2), s. 1116)

$$f = \frac{qB}{2\pi m} = \frac{1}{2\pi R} \sqrt{\frac{2K}{m}} = \frac{1}{2\pi(1,0)} \sqrt{\frac{2(1,6 \times 10^{-12})}{3,34 \times 10^{-27}}} = 4,9 \text{ MHz}.$$

(c) Döteron bir birimlik elektronik yüke sahiptir, dolayısıyla 22-kV'lik aralıktan her geçişte 22 keV'lik kinetik enerji kazanacaktır. Bir tur başına bu aralıktan iki kere

geçer. Parçacığın son enerjisinin 10-MeV olduğu verildiğinde, toplam tur sayısını hesaplayabiliriz N :

$$N = \frac{10^7}{2 \times 2,2 \times 10^4} = 227 \text{ tur}$$

(d) Her bir tur $T = 1/f$ kadarlık bir zaman alır (burada f (b) kesimimde bulunan siklotron frekansdır). Dolayısıyla döteron için başlangıçtan çıkışa kadar geçen süre

$$\Delta t = NT = N/f = 4,6 \times 10^{-5} \text{ s}$$

olur.

(e) Bir tam dönmeye döteronun kazandığı kinetik enerji $\Delta K = 2 \times 22 \text{ keV} = 7,0 \times 10^{-15} \text{ J}$ olsun. Siklotrona girdikten sonra t kadarlık bir zamanda, döteron $t/T = tT$ kadar dönmeyi tamamlamış olacaktır. Parçacık siklotrondan çıkmadan önce birçok dönme yapacağından, parçacığın kinetik enerjisini aralıklar boyunca geçişlere karşılık gelen ani adımlarla artan bir fonksiyon olarak değil de, zamanın düzgün bir fonksiyonu olarak düşünebiliriz. Böylece döteronun hızını zamanın fonksiyonu olarak veren aşağıdaki kinetik enerji ilişkisini elde ederiz:

$$\frac{1}{2}mv^2 = \Delta K t f \Rightarrow v(t) = \sqrt{2\Delta K t f / m}$$

Siklotron gezisinin izlediği yol boyunca toplam “kapalı alan miktarı” nı (Δs diyelim) bulmak için, yörünge boyunca hızın zamana göre integralini alırız:

$$\Delta s = \int_0^{\Delta t} v(t) dt = \sqrt{2\Delta K f / m} \int_0^{\Delta t} t^{1/2} dt = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2\Delta K f}{m}} (\Delta t)^{3/2} .$$

Bu ifadede Δt ve f 'yi yok ederek (ve $K/\Delta K = N$ olduğunu kabul ederek) harika bir sonuç elde ederiz.

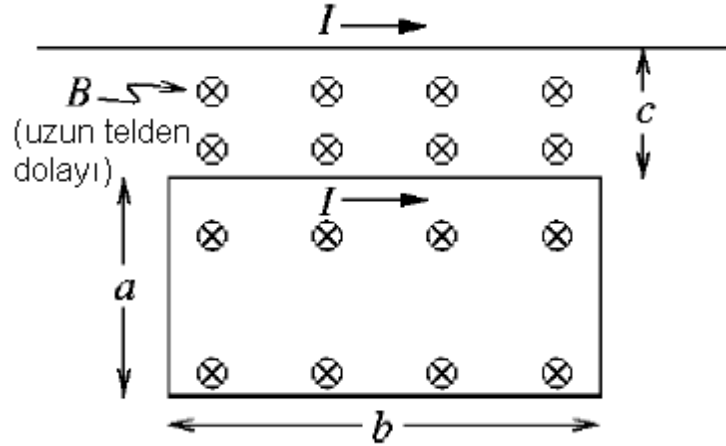
$$\Delta s = \frac{4}{3} \pi N R \simeq 950 \text{ m} .$$

Problem 4.8

Bir halka üzerindeki kuvvet

(Giancoli 28-14.)

(Kolaylık sağlaması için, bu problemde verilen fiziksel nicelikleri temsil etmesi için yukarıdaki şekilde gösterilen a, b, c ve I sembollerini alalım.)



Telin akım taşıyan dikdörtgenel çevrimi üzerindeki kuvvet uzun, düz telin manyetik alanından kaynaklanır. Giancoli'nin 28-1 (s. 710) ve 28-4 (s. 712) kesimlerinden, bu alanın

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

büyükliğüne sahip olduğunu biliyoruz. Burada r uzun telden olan dik uzaklıktır. Sağ el kuralının bir uygulaması (bakınız Giancoli Şekli 27-9 (b), s. 689) bize şunu söyler; yukarıdaki şekilden de görüldüğü gibi, dikdörtgenel çevrimin bulunduğu yerdeki bu alan "sayfa düzlemine" doğru yönelmiştir. Şimdi, dikdörtgen halka üzerindeki kuvveti hesaplayabiliriz

$$d\mathbf{F} = I d\mathbf{l} \times \mathbf{B} \quad (\text{Giancoli Eş. (27-4), s. 691}).$$

Halkanın üst kısmının küçük bir parçası için, $I d\mathbf{l}$ sağ tarafa yönelir ve \mathbf{B} sayfanın içine, dolayısıyla $d\mathbf{F}$, $I d\mathbf{l} \mathbf{B}$ büyüklüğüne sahip olur, ve sağ el kuralı ile yukarı doğru yönelir (bu yönelim uzun düz tele doğrudur.) \mathbf{B} halkanın üst kısmı boyunca $\mu_0 I / 2\pi c$ sabit değerine sahip olduğu için, o kıyıdaki uzun tele doğru yönelen toplam kuvvet basitçe

$$F_{\text{üst}} = \frac{\mu_0 I^2 b}{2\pi c} \quad \text{uzun tele doğru}$$

olur. Alt kenar boyunca, küçük bir parça, (\mathbf{B} hala sayfanın içine doğru olmak üzere) sola yönelmiş $I d\mathbf{l}$ değerine sahip olur; dolayısıyla $d\mathbf{F}$, $I d\mathbf{l} \mathbf{B}$ büyüklüğüne sahiptir ve aşağı doğru yönelir (uzun telden dışarı doğru). \mathbf{B} kenarı boyunca her yerde $\mu_0 I / 2\pi c$ değerine sahip olur, dolayısıyla bu kenarındaki uzun telden dışarı doğru yönelen kuvvet

$$F_{alt} = \frac{\mu_0 I^2 b}{2\pi c} \quad \text{telden dışarı doğru}$$

olur.

Şimdi sağ ve sol kenarları birlikte ele alalım. Özellikle, uzun telden eşit uzaklıklı ve eşit uzunluklu biri sağ kenarda diğeri sol kenarda olmak üzere iki ayrı $I dl$ dikkate alalım. Akım dolanımının etkisi ile sağ kenardaki parça aşağı doğru yönelirken sol kenardaki parça yukarı vektör yönelimine sahip olacaktır. İkisi de uzun telden aynı B -alanına (büyüklük ve yön olarak) sahiptir. Dolayısıyla bu $I dl$ çiftine etkiyen dF ler eşit büyüklüklü ve zıt yönlü olacaktır ve tel halka üzerindeki net kuvvete hiçbir katkı sağlamayacaktır. Bundan dolayı kuvvetin sol kenar üzerindeki integrasyonu (sola doğru olan) sağ kenar üzerindeki kuvvet (sağa doğru olan) tarafından götürülecektir.

Halka üzerindeki uzun tele doğru olan net kuvvet böylece

$$\begin{aligned} F &= F_{üst} - F_{alt} \\ &= \frac{\mu_0 I^2 b}{2\pi} \left(\frac{1}{c} - \frac{1}{a+c} \right) \\ &= \frac{(4\pi \times 10^{-7})(2,5)^2(0,1)}{2\pi} \left(\frac{1}{0,03} - \frac{1}{0,08} \right) \\ &= 2,6 \times 10^{-6} \text{ N} \end{aligned}$$

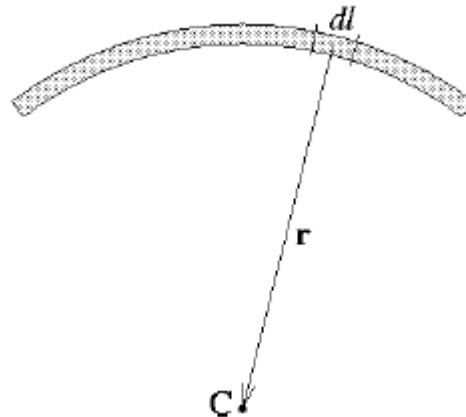
olur.

Problem 4.9

Biot-Savart yasası (Giancoli 28-30.)

Öncelikle, kavislerden biri üzerinde dl uzunluğunun küçük bir parçasını dikkate alalım (yukarıdaki şekle bakınız). Bu parça, Biot-Savart yasasına göre (Giancoli eşitliği (28-5), s. 719), C deki alana şu diferansiyel katkıyı verir:

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{dl \times \hat{r}}{r^2}$$



Her iki yay için, \hat{r} görüldüğü gibi parçadan C noktasına olan yer değiştirme vektörü \mathbf{r} yönünde yönelmiş olan bir birim vektördür. İçteki yay için, $\mathbf{r} = R_1$, ve $I d\mathbf{l}$ yay boyunca sola doğru, \hat{r} ye diktir. Bu yay boyunca parçaların C noktasında ki alana katkısı,

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I d\mathbf{l}}{4\pi R_1^2} \text{ sayfa düzleminde dışarı}$$

olur. (Yön, vektörel çarpım için sağ el kuralı kullanılarak bulunmuştur.) Bu $d\mathbf{B}$ ifadesi kavis boyunca küçük bir parçanın açısal konumuna bağlı değildir, dolayısıyla iç kavisin C 'deki manyetik alana olan toplam katkısını elde etmek için, sadece $d\mathbf{l}$ yi integre edip toplam kavis uzunluğunu $R_1 \theta$ olarak buluruz. Buradan (sayfa dışında),

$$\mathbf{B}_{i\text{ç}} = \frac{\mu_0 I \theta}{4\pi R_1} \text{ sayfa düzleminde dışarı}$$

olur.

Dış kavis için de aynı analizler yapılır; $R_1 \rightarrow R_2$ ve $I d\mathbf{l}$ kavis boyunca şimdi sağa doğru alan katkısının yönünü çevirerek yönelmişlerdir (sayfanın içine doğru):

$$\mathbf{B}_{dış} = \frac{\mu_0 I \theta}{4\pi R_2} \text{ "sayfa düzleminde içeri"}$$

Sonuç olarak, düz kenarların biri boyunca herhangi bir küçük parçayı dikkate alın: şimdi $I d\mathbf{l}$, küçük parçadan C noktasına uzanan yer değiştirme vektörüne paralel olacaktır. Dolayısıyla $I d\mathbf{l} \times \hat{r}$ sıfır olacak, ve bu düz kenarlardan C deki alana hiç bir katkı olmayacaktır.

C deki toplam manyetik alan dolayısıyla şu ifadeyle verilecektir ($1/R_1 > 1/R_2$ olduğunu akılda tutarak) (sayfa dışında)

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{i\text{ç}} + \mathbf{B}_{dış} = \frac{\mu_0 I \theta}{4\pi} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \text{ "sayfa düzleminde dışarı"}$$

SON