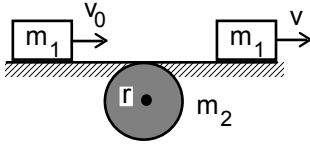
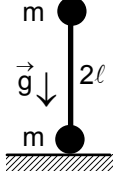


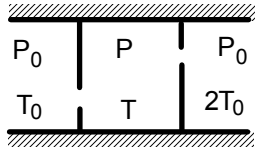
ŞUBAT KAMPI SINAVI-1992



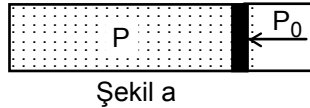
1. Yarıçapı  $r$  ve kütlesi  $m_2$  olan homojen bir silindir yatay eksenini etrafında serbestçe dönebilmektedir. Kütlesi  $m_1$  olan bir takoz sağa doğru  $v_0$  hızı ile yatay ve sürtünmesiz düzlem üzerinde hareket etmekte ve silindire değerek sağ tarafa doğru hareketine devam etmektedir. Takoz silindir ile ilk temasında silindir üzerinde kaymakta ve aralarındaki sürtünme çok büyük olduğundan kayma hareketi kütle silindiri terk etmeden önce son bulmaktadır. Takozun son  $v$  hızını bulunuz.



2. Yatay ve sürtünmesiz masa üzerinde uzunluğu  $2l$  olan ve düşey konumda bulunan ağırlıksız bir çubuk bulunmaktadır. Çubuğun uçlarında kütleleri  $m$  olan noktasal iki cisim bulunuyor. Ufak bir itme ile denge bozulduğuna göre zeminin çubuğa uyguladığı tepki kuvvetini çubuğun yatayla yaptığı  $\theta$  açısının fonksiyonu olarak bulunuz. Yerçekimi ivmesi  $g$  olarak veriliyor.



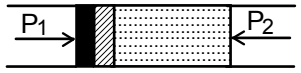
3. Isıca yalıtılmış bir borunun ön ve arka kısımları birbirine iki yarıkli bir bölme ile bağlıdır. Ön kısmında  $P_0$  basınçta ve  $T_0$  sıcaklığında helyum gazı bulunmaktadır. Aynı borunun arka kısmında bulunan helyum gazının basıncı  $P_0$ , sıcaklığı ise  $2T_0$  dir. Sol ve sağ kısımları birbirine bağlayan orta kısmında bulunan helyum gazının basıncı ve sıcaklığı nedir?



Şekil a



Şekil b



Şekil c

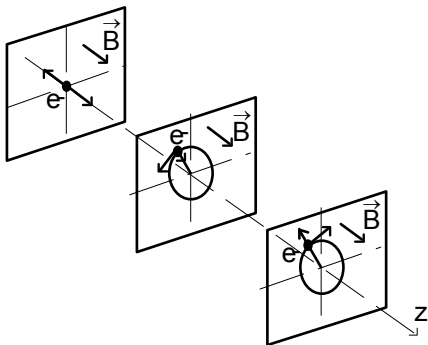
4. a) Bir silindirde bulunan pistonun sol tarafında bir mol ideal gazın basıncı izotermal olarak  $2P_0$  basıncından, pistonun sağ tarafında bulunan  $P_0$  atmosfer basıncına kadar indirilmektedir. Piston ve silindir çok iyi ısı ileticisi olup hava için bir termostat vazifesi görmektedirler. (Şekil a) Gazın genişmesi sırasında pistonu etki eden sürtünme kuvveti pistonun çok yavaş, ivmelenmeden hareket etmesini sağlamaktadır. Bu durumda gazdaki, atmosferdeki ve toplam entropideki değişimi bulunuz. Gaz sabiti  $R=8,31 \text{ J}/(\text{mol}\cdot\text{K})$  olarak veriliyor.

b) İki tarafı da açık, çok uzun ve adyabatik olarak izole edilmiş bir silindirin içinde bulunan ve sürtünmesiz olarak hareket edebilen iki piston arasında ideal bir gaz bulunmaktadır. Başlangıçta sağ piston tarafına yarıkli olan bir tıpa yerleştirilmiştir. Gaz sol piston ile tıpa arasında termodinamik dengede bulunmaktadır. Sol pistonu  $P_1$ , sağ pistonu  $P_2 < P_1$  basınç uygulanmaktadır. (Şekil b) Uygulanan basınçlar sayesinde tıpadan geçen gaz sağ pistonu yavaşça itmektir. Bu işlemin sonunda tıpa sol piston ile temas etmektedir, gaz ise tıpanın sağ tarafına tamamen geçmektedir. (Şekil c) Bu proses için  $H=U+PV$  ve gazın sıcaklığının değişimini bulunuz. Burada  $U$  iç enerjidir.

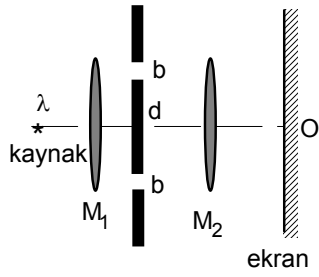
c) Yukarıdaki şıkta belirten iki piston arasında foton gazı bulunsaydı sıcaklık değişimi nasıl gerçekleşirdi?

Not: Foton gazının basıncı  $P = \frac{\sigma T^4}{3}$ , iç enerjisi  $U = \sigma T^4 V$  şeklinde değişmektedir. Burada  $\sigma$  bir sabittir.

5. Betatron elektronların hızlandırılmasında kullanılan bir alettir. Bir betatronda silindirik bir hacimde manyetik alan hem zamana hem de silindirik yarıçapa göre değişmektedir. Bu betatron'da elektronların dairesel yörüngesinin değişmemesi için manyetik alanın yörüngedeki değeri  $B_r(t)$  ile manyetik alanın elektronun yörüngesi içinde kalan alandaki ortalama değeri  $B_{ort}(t)$  arasındaki bağıntı ne olmalıdır?



6. Zeeman olayı gazların emisyon çizgileri frekanslarının manyetik alan etkisi ile değişmesidir. Klasik olarak, elektronların gaz atomlarında yay sabiti  $k=m\omega_0^2$  olan bir yay ile bağlı olduğuna ve emisyon çizgilerinde monokromatik açısal frekansının  $\omega_0$  olduğunu farz edebiliriz. Manyetik alan uygulanmadığında gazdaki elektronların hareketinin  $z$  yönünde çizgisel titreşimler ve  $z$  eksenini etrafında sağa ve sola doğru olan dairesel hareketler olarak kabul edersek bu gaza  $z$  yönünde çok küçük bir  $B_0$  manyetik alanı uyguladığımızda emisyon çizgilerinin frekanslarındaki değişim  $\omega_0 \pm \Delta\omega$  nedir?



7. Yarık aralığı  $b$  yarıklar arası uzaklığın  $d$  olduğu bir çift yarık, dalga boyu  $6000 \text{ \AA}$  olan tek renkli ışık kaynağı ile aydınlatılıyor. Işık kaynağı  $M_1$  merceğinin eksenine ise  $M_2$  merceğinin odak düzlemlerinde olup merceklerin odak uzunlukları  $1 \text{ m}$ 'dir.  $d=200$  mikrometre= $100b$  ve  $d=200$  mikrometre= $2b$  verilen her iki durum için ekranda oluşan görüntüyü tanımlayıp, şeklini kabaca çizin. Her iki durumda girişim için olan şartı, oluşan girişim maksimum çizgi sayısını bulunuz. O merkezinden itibaren oluşan iki karanlık saçacağın bu noktaya uzaklığını bulup bu iki durumu birbiri ile karşılaştırınız.

8. Kuantum mekanik hareketinden dolayı nötronların bir basıncı mevcuttur ve bu basınç çekim basıncına karşı koymaktadır. Nötronlar fermiyon tanecikleri oldukları için Pauli prensibi geçerlidir. Pauli prensibine göre aynı spine sahip iki nötron aynı enerji seviyesinde aynı sistemde bulunamazlar. Bu sistem yıldız ise çökme sonunda dengeye ulaşmış bütün nötronlar bir ultrarölativistik gaz gibi davranmaya başlarlar. Nötronların oluşturduğu basıncı bulmak için  $N$  sayıda nötronun  $V$  hacimdeki bir bölgede en düşük enerji seviyesinde bulunduğunu kabul edelim. (Sıcaklık  $T=0$  kabul edilebilir).  $V$  hacimdeki nötronların toplam enerjisini, basıncını ve adyabatik katsayısını bulunuz. Çok yüksek sıcaklıklarda bu nötron gazı ultrarölativistik bir gaz olmaktadır. Bu durumda nötron gazının oluşturduğu basınç ve adyabatik katsayısını bulunuz.

Not: Momentum uzayında bir nötrona düşen hacim  $h^3=(2\pi\hbar)^3$  olarak verilir. Momentum uzayında nötronlar sıfır momentumdan  $p_{\text{mak}}$  momentuma kadar değer almaktadırlar. Momentum uzayında  $p$  ve  $p+dp$  momentumlar arasındaki nötron sayısı küresel koordinatlarda  $dN=2V \frac{4\pi p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3}$  ile verilmektedir. 2 faktörü spinin iki yönü belirtmektedir. ( $p_{\text{mak}}$  yüzeyi Fermi yüzeyi olarak bilinmektedir)

## ŞUBAT KAMPI SINAVI SORULARIN ÇÖZÜMLERİ-1992

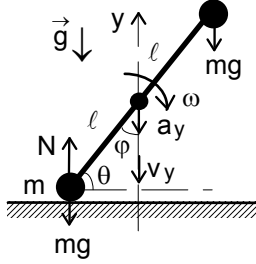
1. Bu durumda açısal momentum korunumu yasasını diskin kütle merkezine göre uygulayabiliriz.

$$m_1 v_0 r = J_{02} \omega + m_1 v r; J_{02} = \frac{m_2 r^2}{2}; \omega = \frac{v}{r}$$

Bu denklemlerden

$$v = \frac{2m_1 v_0}{2m_1 + m_2}$$

olarak bulunur.



2. Çubuğun bulunduğu düzlem sürtünmesiz olduğu için sistemin kütle merkezi aynı düşey doğru üzerinde kalmaktadır. Hareket süresince çubuk için öteleme ve dönme hareketi için

$$2mg - N = 2ma_y; N \cos \theta = J\alpha; J = 2m\ell^2$$

yazabiliriz. Burada  $\alpha = \ddot{\varphi}$  sistemin kütle merkezinin etrafındaki açısal ivmesidir.  $\theta$  ve  $\varphi$  açıları arasındaki bağıntı

$$\theta + \varphi = 90^\circ; \alpha = \ddot{\varphi} = -\ddot{\theta}$$

olur. Bu dinamik denklemlere ilave olarak enerji korunumu yasasını kullanabiliriz.

$$mg2\ell = mg2\ell \sin \theta + \frac{2mv_y^2}{2} + \frac{J\omega^2}{2}$$

Burada  $\omega = \dot{\varphi} = -\dot{\theta}$  sistemin kütle merkezi etrafındaki açısal hızdır. Verilen denklemler soruyu çözmek için yeterli değildir. Bu denklemlere ilave olarak kinematik bağıntılar kullanılabilir. Sistemin kütle merkezinin yüksekliği

$$\vec{y} = \ell \sin \theta \vec{j}$$

olarak yazılabilir. Burada  $\vec{j}$  birim vektördür. Bu ifadenin birinci ve ikinci türevi alabiliriz. Buradan yönü de göz önünde bulundurursak

$$v_y = \dot{y} = -\ell \cos \theta \dot{\theta}; a_y = \ddot{y} = -\ell \cos \theta \ddot{\theta} + \ell \sin \theta \dot{\theta}^2$$

olarak yazılabilir. Bu ifadeleri kullanarak enerji korunumu yasasındaki ifadeyi kullanarak

$$2mg\ell(1 - \sin \theta) = m\ell^2 \cos^2 \theta \dot{\theta}^2 + m\ell^2 \dot{\theta}^2; \dot{\theta}^2 = \frac{2g(1 - \sin \theta)}{\ell(1 + \cos^2 \theta)}$$

elde edilir. Dönme denkleminde

$$\ddot{\theta} = -\frac{N \cos \theta}{2m\ell}$$

olarak yazılabilir. Son olarak öteleme hareketin denkleminde

$$2mg - N = \left( \ell \sin \theta \frac{2g(1 - \sin \theta)}{\ell(1 + \cos^2 \theta)} + \cos \theta \frac{N \cos \theta}{2m\ell} \right)$$

$$N = \frac{2mg(2 - 2 \sin \theta + \sin^2 \theta)}{(1 + \cos^2 \theta)^2} = \frac{2mg(2 - 2 \sin \theta + \sin^2 \theta)}{(2 - \sin^2 \theta)^2}$$

olarak bulunur.

3. Orta kısmındaki basıncın sabit kalabilmesi için hacme giren tanecik hacimden çıkan sayısına eşit olmalıdır. Orta kısmındaki sıcaklığın sabit kalabilmesi için hacme giriş yapan enerji hacimden çıkan enerjiye eşit olmalıdır.

$$\frac{n_{01} S v_1 \Delta t}{6} + \frac{n_{02} S v_2 \Delta t}{6} = 2 \frac{n_0 S v \Delta t}{6}$$

$$\frac{n_{01} S v_1 \Delta t}{6} \frac{m v_1^2}{2} + \frac{n_{02} S v_2 \Delta t}{6} \frac{m v_2^2}{2} = 2 \frac{n_0 S v \Delta t}{6} \frac{m v^2}{2}$$

$$n_{01} = \frac{P_0}{kT_0}; n_{02} = \frac{P_0}{2kT_0}; n_0 = \frac{P}{kT}; v_1 = \sqrt{\frac{3kT_0}{m}}; v_2 = \sqrt{\frac{3k2T_0}{m}}; v = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$$

Bu denklemlerden

$$\frac{P_0}{\sqrt{T_0}} + \frac{P_0}{2\sqrt{T_0}} = \frac{2P}{\sqrt{T}}; P_0\sqrt{T_0} + P_0\sqrt{2T_0} = 2P\sqrt{T}$$

elde edilir. Buradan basınç ve sıcaklık

$$P = \frac{(\sqrt{2} + 1)P_0}{2\sqrt{2}} \approx 1,015P_0; T = \sqrt{2} T_0 \approx 1,41T_0$$

olarak bulunur.

4. a) Proses izotermal olarak kabul edilebilir. Sistemin ilk hacmi  $V_0$ , son hacmi  $V$  olsun.

$$2P_0V_0 = P_0V; V = 2V_0$$

olur. Prosesin entropi değişimi

$$\Delta S = \int \frac{\delta Q}{T} = \int \frac{dU + PdV}{T} = \int \frac{c_V dT + PdV}{T} = \int \frac{RTdV}{TV} = \int_{V_0}^{2V_0} \frac{RdV}{V} = R \ln \frac{2V_0}{V_0} = R \ln 2 = 5,76 \text{ J/mol.K}$$

olarak bulunur. Bu aynı zamanda entropinin atmosferdeki değişimi vermektedir.

b) Proses adyabatik ise

$$\delta Q = \Delta U + \Delta A = 0$$

$$U_2 - U_1 + P_2V_2 - P_1V_1 = 0; U_2 + P_2V_2 = U_1 + P_1V_1$$

$$U + PV = H = \text{sabit}$$

olarak yazılabilir. Burada  $P_2$  basıncın yaptığı iş destekleyici olduğu için pozitif,  $P_1$  basıncın yaptığı iş bu basıncın engelleyici olduğu için negatiftir.

$$H = U + PV = c_V T + RT = (R + c_V)T = c_P T = \text{sabit}$$

ise bu tip proseslerde, yani entalpinin korunduğu proseslerde sıcaklık da sabittir.

c) İki piston arasında foton gazı bulunsaydı

$$H = U + PV = \sigma T^4 V + \frac{\sigma T^4}{3} V = 4PV$$

$$4P_1V_1 = 4P_2V_2; P_2 < P_1 \rightarrow V_2 > V_1$$

$$T_2 < T_1$$

olarak bulunur.

5. Ortalama manyetik alanın zamana göre değişimi sonucu rotasyonel elektrik alan meydana gelmektedir. Bu rotasyonel elektrik alanı elektronları yarıçapı  $r$  olan çember şeklinde bir yörünge üzerinde ivmelendirilerek onlara hız ve enerji kazanmaktadır. Meydana gelen indükte edilmiş e.m.k için

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(B_{\text{ort}}S)}{dt} = -\pi r^2 \frac{dB_{\text{ort}}}{dt}$$

yazabiliriz. Manyetik dolanım teoremi rotasyonel elektrik alan için uygulandığında

$$\mathcal{E} = 2\pi r E; E = -\frac{r}{2} \frac{dB_{\text{ort}}}{dt}$$

olarak bulunur. Elektronu etki eden kuvvet rölativistik durumda

$$\vec{F} = m \vec{a} = q \vec{v} \times \vec{B} + q \vec{E} = \frac{d}{dt} \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

olarak yazılabilir.  $r$  yarıçapında yörünge için hız

$$\vec{v} = \omega r \vec{\tau}$$

hız ve manyetik alanın vektör çarpımı

$$\vec{v} \times \vec{B}_r(t) = v B \vec{n}$$

şeklinde yazabiliriz. Rölativistik denklemi teğet  $\vec{\tau}$  ve normal  $\vec{n}$  vektörlerini kullanarak

$$\frac{qr \tau}{2} \frac{dB_{\text{ort}}}{dt} + q\omega r B_r(t) \vec{n} = \frac{d}{dt} \frac{m_0 \omega r \tau}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

şeklinde yazabiliriz.  $\tau$  vektörün türevi

$$\dot{\vec{\tau}} = \omega \vec{n}$$

olduğu için

$$\frac{qr}{2} \frac{d\vec{B}_{ort}}{dt} + q\omega r \vec{B}_r(t) \vec{n} = \frac{d}{dt} \frac{m_0 \omega r}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} + \frac{m_0 \omega r}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \omega \vec{n}$$

şeklinde yazabiliriz.

$$\frac{d}{dt} \frac{m_0 \omega r}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{qr}{2} \frac{d\vec{B}_{ort}}{dt} ; \frac{m_0 \omega r}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = qr \vec{B}_r(t).$$

İki ifadeden

$$\vec{B}_{ort}(t) = 2\vec{B}_r(t)$$

olarak bulunur. Bu demektir ki elektron için dengeli yörünge yaratmak için yörüngeyi kapsadığı alandan geçen ortalama manyetik alan yörünge üzerindeki manyetik alandan iki kere daha büyük olması gerekir. Yapılan inceleme rölativistik durum için yapılmıştır. Klasik durum için de aynı sonucu vermektedir.

**6.** Elektronun sahip olduğu manyetik dipol momenti ile ilgili basit bir model kurabiliriz. Yörünge üzerinde hareket eden elektronun oluşturduğu elektrik akım

$$I = \frac{e}{T} = \frac{e\omega}{2\pi}$$

elektronun manyetik dipol momenti

$$\rho_m = IS = \frac{e\omega}{2\pi} \pi r^2 = \frac{e\omega r^2}{2}$$

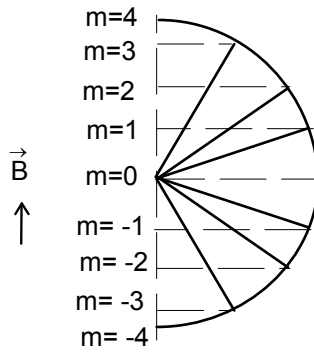
elektronun açısal orbital momentumu

$$L_\phi = m r^2 \omega = \ell \hbar; \ell = 0, 1, 2, \dots, n-1$$

olarak yazılabilir. Buradan elektronun manyetik dipol momenti

$$\rho_m = \frac{e\hbar}{2m} \ell$$

olarak bulunur.



Manyetik dipol momenti  $\rho_m$  olan bir atom manyetik alana konulduğunda enerjisi

$$W = W_0 + \Delta W$$

olarak yazılabilir. Burada  $W_0$  manyetik alanın olmadığı durumdaki enerjisi

$$\Delta W = \vec{\rho}_m \cdot \vec{B} = \rho_m B \cos\theta$$

olarak yazılabilir. Burada  $\theta$  uygulanan manyetik alan ile manyetik dipol momenti arasındaki açıdır. Manyetik alanda bu açı kuantize edilir. Bu kuantizasyon

$$\cos\theta = \frac{m_z}{\ell}$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $m_z = -\ell, -\ell+1, \dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots, \ell$  değerleri alabilmektedir. Buradan

$$\Delta W = \frac{e\hbar B}{2m} m_z$$

olarak yazılabilir. Buradan enerji için

$$W = W_0 + \frac{e\hbar B}{2m} m_z$$

yayılan fotonun frekansı

$$\omega = \frac{W_2 - W_1}{\hbar} = \omega_0 + \frac{eB}{2m} \Delta m_z$$

olarak bulunur. Temel enerji seviyesinden yayılan fotonun frekansını bulabilmek için  $\Delta m_z = 0$  olmalıdır. Yan iki frekansı bulabilmek için  $\Delta m_z = \pm 1$  almalıyız. Normal Zeeman olayında sadece üç frekans gözlenmektedir. Bazı durumlarda bu üçten fazla da olabilir. Bu durum basit bir modelle açıklanamaz. Bunun için kuantum mekaniği teorisini kullanmalıyız. Aynı sonuca başka yoldan da ulaşabiliriz. Manyetik alan uygulanmadan önce elektronun yörünge üzerindeki açısal hızı  $\omega_0$  olsun. Bu durumda

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m\omega_0^2 r$$

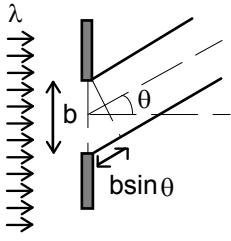
yazabiliriz. Manyetik alan uygulandığında yaklaşık olarak elektron aynı uzaklıkta kaldığını, ama açısal hız  $\omega$  olduğunu kabul edebiliriz. Bu durumda

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} + evB = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} + e\omega r B = m\omega_0^2 r + e\omega r B = m\omega^2 r$$

yazabiliriz. Bu denklem  $\omega$ 'ya göre ikinci dereceden bir denklemdir. Kökleri

$$\omega = \frac{\frac{eB}{m} \pm \sqrt{\left(\frac{eB}{m}\right)^2 + 4\omega_0^2}}{2} \approx \omega_0 + \frac{eB}{2m}$$

olarak bulunur. Burada dışarıdan uygulanan manyetik alanın değeri atomdaki iç manyetik alanlardan çok daha küçük olduğu göz önünde bulundurmamız, yani  $\omega_0 \gg \frac{eB}{2m}$  olur.



7. Ekran üzerindeki bir K noktası ile yarığın merkezinden ekrana doğru geçirilen dik doğru arasındaki açı  $\theta$  olsun. Yarıktan kırınıma uğrayan ışınların arasındaki yol farkı

$$\Delta = b \sin \theta = l_2 - l_1 = \frac{bx}{l}$$

faz farkı

$$\varphi = \omega t = \frac{\omega \Delta}{v} = \frac{2\pi \Delta}{T v} = \frac{2\pi \Delta}{\lambda} = \frac{2\pi b \sin \theta}{\lambda}$$

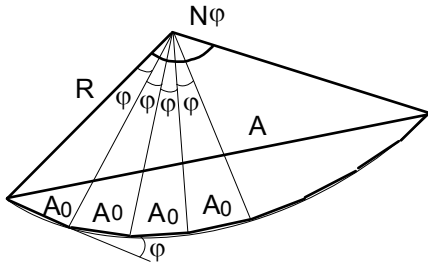
olarak yazılabilir. Karanlık çizgileri şartı

$$\Delta = k\lambda$$

aydınlık çizgileri şartı ise

$$\Delta = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda$$

şeklinde yazılabilir.



Yarığın içinde N çok büyük sayı olmak koşulu ile N tane kaynak olduğunu varsayalım. Her artarda yerleştirilen iki kaynak arasında

$$\varphi = \frac{\varphi_b}{N}$$

faz farkı meydana gelmektedir. Bu kaynaklardan yayılan dalgaların genliklerinin vektörel toplamı

$$A = 2R \sin \frac{N\varphi}{2}; R = 2A_0 \sin \frac{\varphi}{2}$$

$$A = A_0 \frac{\sin \frac{N\varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}} = A_0 \frac{\sin \frac{\varphi_b}{2}}{\frac{\varphi_b}{2N}} = NA_0 \frac{\sin \frac{\varphi_b}{2}}{\frac{\varphi_b}{2}} = NA_0 \frac{\sin \beta}{\beta}$$

$\theta = 0^\circ$  ise N tane bir birine paralel olan titreşimi toplamalıyız. Bu durumda

$$A = NA_0$$

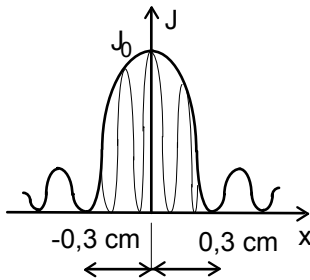
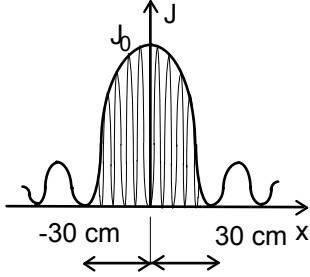
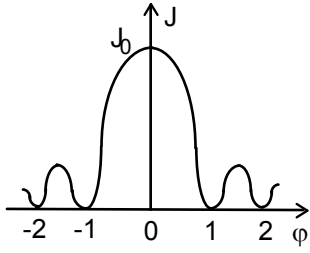
olur. Işık şiddeti  $J \sim A^2$  olduğu için merkezdeki ışık şiddeti

$$J_0 \sim N^2 A_0^2$$

olarak yazılabilir.  $\theta \neq 0^\circ$  ise

$$J = J_0 \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2}; \beta = \frac{\varphi_b}{2}$$

olarak bulunur.



Aydınlanma ekran üzerinde çok belirli merkezi bir maksimum ve gittikçe azalan maksimumlardan ibarettir. Kırınım olayında neredeyse tüm enerjinin merkezi bölgede yoğunlaştığını kabul edebiliriz. Birinci karanlık çizgi şartı  $n=1$  olur.

$$\sin\theta = \frac{\lambda}{b} = \frac{0,6 \mu\text{m}}{2 \mu\text{m}} = 0,3$$

Bu şart kırınım için minimum şartıdır. Girişim için maksimum şartı

$$\sin\theta = \frac{\lambda}{d} = \frac{0,6 \mu\text{m}}{200 \mu\text{m}} = 0,003$$

olur. Her taraftaki  $\frac{\lambda}{b}$  kırınım minimum arasında

$$2 \frac{d}{b} - 1 = 199$$

adet girişim maksimum oluşur. Bu maksimumlar

$$2 \frac{\lambda}{b} \cdot f = 60 \text{ cm}$$

içindedir. Bu durumda  $b \ll d$  olduğu için girişim olayı baskındır. Eğer  $b=100 \mu\text{m}$  ise

$$2 \frac{d}{b} - 1 = 3$$

adet girişim maksimum oluşur. Bu maksimumlar

$$2 \frac{\lambda}{b} \cdot f = 0,6 \text{ cm}$$

içindedir.

### 8. Taneciklerin sayısından

$$N = \int_0^{p_{\text{mak}}} \frac{8V\pi p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3} = \frac{V p_{\text{mak}}^3}{3\pi^2 \hbar^3}$$

maksimum momentum

$$p_{\text{mak}} = \left( \frac{3N\pi^2 \hbar^3}{V} \right)^{\frac{1}{3}}$$

olarak bulunur. Rölativistik olmayan durumda nötron gazın toplam enerjisi

$$W = \int_0^{p_{\text{mak}}} \frac{p^2 dN}{2m} = \int_0^{p_{\text{mak}}} \frac{8V\pi p^4 dp}{2m(2\pi\hbar)^3} = \frac{V p_{\text{mak}}^5}{10m\pi^2 \hbar^3} = \frac{3\hbar^2}{10m} \left( \frac{3\pi^2 N^{\frac{5}{3}}}{V} \right)^{\frac{2}{3}}$$

rölativistik olmayan durumda basınç

$$P = - \frac{dW}{dV} = - \frac{\hbar^2}{5m} \left( 3\pi^2 \right)^{\frac{2}{3}} \left( \frac{N}{V} \right)^{\frac{5}{3}}$$

olarak bulunur.

Adyabatik denklemi  $PV^\gamma = \text{sabit}$  şeklinde yazılabilir. Buradan  $\gamma = \frac{5}{3}$  olarak bulunur. Ultrarölativistik

gazdaki bir nötronun enerjisi  $W_1 = pc$ , nötron gazın toplam enerjisi

$$W = \int_0^{p_{\text{mak}}} c p dN = \int_0^{p_{\text{mak}}} \frac{c V p^3 dp}{\pi^2 \hbar^3} = \frac{V p_{\text{mak}}^4}{4\pi^2 \hbar^3} = \frac{3\hbar c}{4} \left( \frac{3\pi^2 N^{\frac{4}{3}}}{V} \right)^{\frac{1}{3}}$$

basınç

$$P = - \frac{dW}{dV} = - \frac{\hbar c}{4} \left( 3\pi^2 \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{N}{V} \right)^{\frac{4}{3}}$$

olarak bulunur. Adyabatik denklemi  $PV^\gamma = \text{sabit}$  şeklinde yazılabilir. Buradan  $\gamma = \frac{4}{3}$  olarak bulunur.