

(4) $n = 1.5022 \times 10^{24}$

تعداد e در حالتی غیر متغیر

$\frac{Z \rho_m}{A} = 10^{22} \text{ e.cm}^{-2}$
مول

آرمانی که حالت Z e شرکت می کند (3)
سر تعداد e در حالتی غیر متغیر برابر: ←

$\frac{V}{N} = \frac{1}{n} = \frac{4\pi r_s^2}{3} \Rightarrow r_s = \left(\frac{3}{4\pi n} \right)^{1/3} \Rightarrow r_s =$ شعاع کروی e آزاد

r_s بر حسب آنستروم 10^{-8}
 $a_0 = \frac{\hbar^2}{me^2} = 0.529 \times 10^{-8}$ واحد شعاع بور r_s

شعاع این هم درون در حالت پایه به علت عنوان مقیاس برای اندازه گیری فاصله این بکار می رود.

$\frac{r_s}{a_0}$ در اکثر موارد بین 3 و 2 است

فزون مایمی در گسترش بین 3 و 5 است.

ترکیبات فلزی - 10 هم می رسد.

رسانا شکر ع، DC یک مثلث

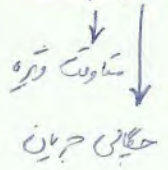
✓

در می لایتم R تفاوت بین - ابعاد مس سطح لایه ای مستقل از I و V است. مثل در این رابطه می کند و بخش از R

رابطه می دهد $V = RI$ (1)

در هر جبهه با E هم جان جهت است

$E = \rho j$ (2) $R = \rho \frac{l}{A} \Rightarrow$ (3)



j : برداری است معانی با E پس بار الکتریکی و اندازه آن برابر مقدار بار است که در واحد زمان از واحد سطح عبور می کند

$I = qA$ (4)

$j = \frac{I}{A} \Rightarrow j = \frac{qA}{A}$ (5)

$q = ne$ (7)

$E = \frac{V}{L}$ (8)

$\frac{V}{L} = \rho \frac{I}{A} \Rightarrow v = \rho \frac{I}{A} L$ (10) از 2 و 5 نتیجه می شود $\Rightarrow$

از آنجایی که n و e در داخل همگی با سرعت v حرکت می کنند، آنگاه جایی جریان که به وجود می آید با v موازی می شود.

معادله در زمان dt به اندازه $v dt$ در امتداد v جلو می رود، بنابراین جایی جریان

$j = -nev$ (11) $\text{if } E = 0 \Rightarrow j = 0 \text{ and in } E \neq 0 \Rightarrow j \neq 0$ جایی جریان حاصل است $\downarrow$ سرعت E می آید

در حقیقت، اکثر الکترون ها در جهت مخالف E حرکت می کنند. بنابراین جایی جریان توسط E داده می شود در میان میوه الکتریکی، احتمال حرکت E ها در یک جهت خاص با هم جهت می شود و چون است. بنابراین می آید v مغزی شود و همان طور که انتظار می رود جایی جریان خالصی وجود ندارد. اما در حقیقت E یک سرعت E می آید و وجود دارد که به صورت زیر محاسب می شود.

معمولاً v_{avg} محاسب می کنند. E رسم

یک E نوعی در زمان t مقدار در نظر بگیر t را زمان سپری شده از آن لحظه که در آن در نظر می گیریم. سرعت E در زمان t به v_0 که در آن لحظه در جهت E در آن لحظه + سرعت که مقدار کسب کرده است.

$F = eE \Rightarrow ma = eE \Rightarrow m \frac{v}{t} = eE$ (12)

$\Rightarrow v = \frac{-eEt}{m}$ (13) سرعت که بعداً کسب کرده

از آنجایی که فرض کرده ایم که E با t در جهت E می آید و v به سمت راست می آید

می آید مقدار و سرعت می آید $\frac{-eEt}{m}$ دارد مقدار در هر حال می آید t

برابر زمان واچلش است . بنابراین

$$v_{avg} = - \frac{e E \tau}{m} \quad (14)$$

$$\tau = \frac{m}{\rho n e^2}$$

زمان واچلش

ارتباطی که

$$E = \rho j \quad (15)$$

$$\rho = \frac{1}{\sigma} \quad (16) \Rightarrow$$

$$j = \sigma E \quad (17)$$

$$\Rightarrow j = n e v_{avg} \quad (18) \Rightarrow j = \frac{n e^2 \tau}{m} E \quad (19) \Rightarrow \sigma = \frac{n e^2 \tau}{m} \quad (20)$$

که رابطه 20 را مقایسه کنیم با رابطه 19 و خواهیم دید که رابطه 20 را می توانیم به صورت زیر بنویسیم

$$\tau = \frac{m \sigma}{n e^2} \quad (21) \text{ or } \tau = \frac{m}{\rho n e^2} \quad (22)$$

- در دمای اتاق ρ رابطه کم دسیه عمل با T دارد و در دمای بسیار کم سرعت سیرایی کم

- ρ در دمای اتاق موثر از ترتیب 10^{-18} اهم سانتی متر است و در دمای بسیار کم 10^{-10} اهم سانتی متر است

$$1 \text{ Mohm} - \text{cm} = \frac{1}{9} \times 10^{-17} \text{ statohm} - \text{cm}$$

- ρ رابطه اهم متر n رابطه $e \cdot v$ دارد که n میلیگرم در رابطه 22

اگر مقادیر ρ و v را در رابطه 22 قرار دهیم و τ را به صورت زیر بنویسیم

$$\tau = \left(\frac{v}{\rho} \right) \left(\frac{r_s}{a_0} \right)^3 \times 10^{-14} \text{ sec} \quad (23)$$

نیزین راه حلش در دمای اتاق سین 10^{-14} تا 10^{-15} نانومتر است. مریخی از این مطلب برای آزار دهد.

(24) $\lambda = v_0 \tau$

↓
سرعت e میانی

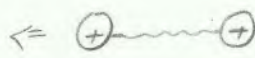
↓
ناهمگنی در برخورد یا قطره

ماتریه به مسافت آزاد میانگین سین رابطی (24) طول λ میانگین ناهمگنی

را نشان می دهد که e سین برقراری می پذیرد. در زمان در دو طبعی بود که پرا را از

همایر کلاسیک اثری سین (25) $\frac{1}{2} m v_0^2 = \frac{3}{2} K_B T$ تحت تیزتر

$U = \frac{1}{2} K x^2$ همانک



اگر تیزی سین خفیه در وسط گیریم

$K_B = 1.38 \times 10^{-23} \frac{J}{K}$ ثابت بولتزمن

$m = 9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$ مریخ

$1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$

(25) $\Rightarrow \frac{3}{2} (0.25 \times 1.6 \times 10^{-19}) = \frac{1}{2} \underbrace{9.11 \times 10^{-31}}_{m_0} v_0^2$

↓
مربطه این با می نویسیم تقریبی $2.5 \times 10^{-3} \approx 10^{-2}$

$\Rightarrow \frac{3}{2} (10^{-2} \times 10^{-19}) = \frac{1}{2} 10^{-30} v_0^2$

↓
 10^{-21}

$v_0^2 = \frac{10^{-21}}{10^{-30}} = 10^{+9} \approx 10^5 \frac{m}{s} \approx 10^7 \frac{cm}{s}$

میانگین سرعت e در اتاق

در دمای اتاق بار همدرد واحد

بدر $\bar{v}_0 = 0$ چون در دمای

جهت حرکت دارد سین لاریس

$v = v_0 + at \Rightarrow$

$\Rightarrow v = at \Rightarrow \bar{v} = \frac{-eE}{m} \tau$

از آن معلوم مسافت آزاد میانگین سین 10^{-10} آنگستریم است سین از آنجا که این ناهمگنی میانگین ناهمگنی سین

است است. یعنی کاملاً با طریقه در دو مدار کار است که گفته بود برقراری سین e در میانش مقیاس و بزرگ رنج می دهد

و تا چه میزان سین توان

سین 10^8 می تواند تا 10^{-8} بار قطر اتم اوارسین یار

$L = v_0 \tau \Rightarrow L \approx 10^{-9} \approx 1 \text{ nm}$

↓
 10^{-2}
↓
 10^{-7}

سین در هر 10^8 اتم یک بار می بیند در حد اتم یک بار می بیند. نهایت کند.

✓ - به طور کلی در سطر برقرار دارند. یکی معادله رسانندگی الکتریکی در خور سردین، معادله کینماتیک عصبانی و دیگری معادله رسانندگی

الکتریکی در خور سردین الکتریکی کینماتیک عصبانی یکی رابطه رسانندگی. هر دو مورد با استفاده از ملاحظات زیر به راحتی مورد بررسی قرار می گیرند

در زمان t ، سرعت الکتریکی میانگین v نسبت به $\frac{P(t)}{m}$ است. P مکان کل - از این حرکت است. (رابطه ۱) $\vec{v}$

داریم

$$\vec{v} = -nev \Rightarrow \vec{v} = -\frac{ne}{m} P(t)$$

- با فرض این که مکان - از این حرکت در زمان t ، $P(t)$ است. مکان به ازای حرکت در بازه dt بعد از آن را می بینیم.

- e که در زمان t - حرکت کاتوره ای انتخاب شده قبل از $t + dt$ برخوردی با احتمال $\frac{dt}{\tau}$ انجام می دهد (میانگین زمان

$t + dt$ با احتمال $1 - \frac{dt}{\tau}$ بدون برخورد باقی می ماند. در این حال اگر هیچ برخوردی نداشته باشد تحت تأثیر نیروی $f(t)$ قرار

دارد و همین جهت یک مکان (عصبانی) - حرکت $f(t) dt + o(dt)^2$ کسب می کند. معادله e های کسب t در $t + dt$

نقطه صاف همان حرکت $(dt)^2$

برخوردی انجام داده اند. در مکان - از این حرکت در زمان $t + dt$ برابر است با کسر $1 - \frac{dt}{\tau}$ (نسبتی از e ها که برخوردی ندارند)

ضرب در مکان میانگین - از این حرکت عصبانی $P(t) + f dt + o(dt)^2$

$f(t)$: ناشی از نیروی کینماتیک عصبانی الکتریکی یا معادله

میانگین، فقط بدون در نظر گرفتن معادله e های کسب t در $t + dt$ برخوردی انجام داده اند در $P(t + dt)$ ، داریم:

$$P(t + dt) = \left(1 - \frac{dt}{\tau}\right) [P(t) + f(t) dt + O(dt)^2]$$

$$= P(t) - \left(\frac{dt}{\tau}\right) P(t) + f(t) dt + O(dt)^2 \quad *$$

تصحیح ناشی از e های کسب t در بازه t ، $t + dt$ یک برخورد داشته اند در سطر ۱۰ تنها از سری $(dt)^2$ است. برای اثبات این امر

کنید که چنین الکتریکی نسبت به $\frac{dt}{\tau}$ از تعداد کل e ها آتشگیر می رهند. معادله از آن حاکی سرعت (در مکان) الکتریکی با ممانعت بعد از

خورد میگیریم کاتوره ای دارد هر یک از این e ها فقط در حد همان مکانی که - (دلیل نیروی f در بازه t پس از برخورد آخر خود کسب کرده اند.

در مکان میانگین $P(t + dt)$ معادله دارند. این مکان در بازه t نسبت به dt نسبت می آید، میانگین فقط می توان از سری

$f(t) dt$ باشد. به این جهت تصحیح لازم در معادله $*$ از سری $\left(\frac{dt}{\tau}\right) f(t) dt$ بوده و تأثیری روی جلات از مرتبه خطی در جهت dt ندارد.

میانگین می توانیم بنویسیم

$$P(t + dt) - P(t) = -\left(\frac{dt}{\tau}\right) P(t) + f(t) dt + O(dt)^2$$

کو در آن معجمه $p(t+dt)$ کابل سده است. با تقسیم این رابط بر dt و گرفتن حد آن وقتی $dt \rightarrow 0$ ،

در می یابیم که :

$$\frac{d\rho(t)}{dt} = -\frac{\rho(t)}{\tau} + f(t)$$

[illegible]

ان رابطہ - سادگی، نفاہ، آراستگی، مزخرفات، آئینہ دار، سترن، حلب، سیرابی، اصدائے کائنات - سعادت و حرکت نگاہ -

ازای هر ϵ است.

حال سعادتمندانه را در مورد خود مثال نگارم.

۱۰۰۰

فیروز نوشی ع رازدراستی شیخ محمد لا منصرف می کند (سرقت دانش) اکثری درجہ خفایہ سادس جزایں امرت (۰) مئی ۱۹۷۱

عن تواتر در اندکی از زمان (در سونچون) به دیوارهای سیم من رسید. در آن جامع من مشغول به یک دیوار آسترکی در اندکی از ب و در دیوار

کتابخانه و نشر جم شیراز و ع. حالت می کند. در حالت مقابل، آسای دربار عربی (میران حاله) مایه نوی نویسنده مراد

شهره و حرمین فقط در راستای محور Δ سازش سیلابی کند. مشکل صد ساله را نگاه کن.

۴۔ رشتہ نامہ (غیر معطاطی) (یا معطاطی) صنف (مستطاب دار) کے دوران ۴ میں تا سیم جن تبادلت میں B و H فوق العادہ کرکے ہیں۔

- در اینجا دو کتب حباب وجود دارند، یکی از آن که تحت عنوان درستی هم، و دیگری حبابی حبابی است.

$$\rho(H) = \frac{\epsilon_x}{\lambda} \rightarrow \text{مقدار معادلات} \rightarrow \text{حالی آن با مستقل از}$$

عبدان درجہ اول

- گفته دیگر (نوازدهم دیوان عریض) ۴ است - از آنجا که این دیوان شریفه در فهرست کتب چاپخانه وزارت معارف و اوقاف و صنایع مستظرفه ثبت شده است.

سٹرہ # رحمت جبرائیل - سم، σ_x شامسا باندہ، ساروس کی کمی - نما ضرب حال تقریب میں سٹرہ

نیز برای ارنست باولاند → میان عرضی E_y

می کند

در این حالت $R_H = \frac{E_y}{J_x H}$

⊙ ←

- برای حال مرادفای معنی ل است ، R_H باید معنی باشد

- در برخی فنون هنرهای حال، سبب است، پس معنا و مبالغه ها برای ضعف بار و دراز.

- برای محاسب ضریب های رگرسیون متناوب استراتژی های $\hat{\beta}_x$ و $\hat{\beta}_y$ را درجه دوم در E و E_y و درجه دوم در H

میدانهای z و پیرامین کشنده: نیروی (مستقل از $\mathbf{r}$) عمل کننده روی هر c

$$F = -e(E + \mathbf{r} \times \mathbf{H}/c) \quad (\text{میدانهای } z)$$

$$\frac{dP}{dt} = \frac{-P(t)}{\tau} + f(t)$$

مذہب و معارف

$$\text{emp}^{\text{pr}} = \rho$$
$$mv = Ft$$

$$\Rightarrow p = F \cdot t \Rightarrow F = \frac{p}{t} \Rightarrow$$

صورت رابطہ ۳ میں بعد تراسی گید۔

در حالت پایا، جریان مستقل از زمان است. بنابراین $0 = \frac{d\langle j_x \rangle}{dt}$ است پس:

δ رسانندگی است. در مدل درختی جریان مغناطیسی

طرحش را به ح هم ضرب کردم

$$\begin{cases} 0 = \frac{-\dot{j}_x \tau}{\tau} - \omega_c \tau \dot{j}_y - \frac{ne^2 \tau}{m} E_x \\ 0 = \frac{-\dot{j}_y \tau}{\tau} + \omega_c \tau \dot{j}_x - \frac{ne^2 \tau}{m} E_y \end{cases} \quad (16)$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \delta E_x = -\omega_c \tau \dot{j}_y - \frac{\dot{j}_x}{\tau} \\ \delta E_y = +\omega_c \tau \dot{j}_x - \frac{\dot{j}_y}{\tau} \Rightarrow \dot{j}_y = 0 \end{cases} \quad (15)$$

برای جریان حال، E_y ، وابستگی جریان
به $\dot{j}_y = 0$ تقسیمی شود پس

$$(14) \quad E_y = \frac{-\omega_c \tau \dot{j}_x}{\delta} \Rightarrow \begin{cases} \omega_c = \frac{eH}{mc} \\ \delta = \frac{ne^2 \tau}{m} \end{cases} \quad \text{جانشینی}$$

سپاریم:

$$\Rightarrow E_y = -\left(\frac{H}{nec}\right) \dot{j}_x \quad (17)$$

$$\Rightarrow R_H = \frac{-1}{nec} \quad * \quad (18) \quad \text{حالت حال}$$

- این نتیجه بسیار قابل توجهی است زیرا بیان می کند که در این حالت به جز به گالی حاصله هیچ پارامتر دیگری نیکی ندارد.

- از آنجا که می بینیم n را با این نمون که e های ظرفیت امی - e های رسانش مغزی تبدیل می شوند محاسبه کرده ایم،
نمونه گیری ثابت حالت آمول مستقیم برای اثبات اعتبار این نمون فراهم می کند.

- درستی می خواهیم گالی اکثریتها n را از ضرایب اندازه گیری شده حال درخت آرمی با این مسئله مواجه می شویم که این ضرایب

بر خلاف پیش بینی مغناطیسی * 18 معمولاً به بیان مغناطیسی وابسته اند. به علاوه آن ها - را به درستی کوآ آن نمون محاسبه شده نیز

نیکی دارند این نتیجه تا حدی دراز انتظار است. زیرا زمان واهلس τ که می تواند قویاً به دما و شرایط نمون وابسته باشد، 12 ظاهر نمی شود

در ضمن حال ضرایب اندازه گیری شده حال در دماهای بسیار پائین و دما نمون های خیلی خالص در درخت جریان بسیار بالا به یک مقدار کمی نزدیک می شود

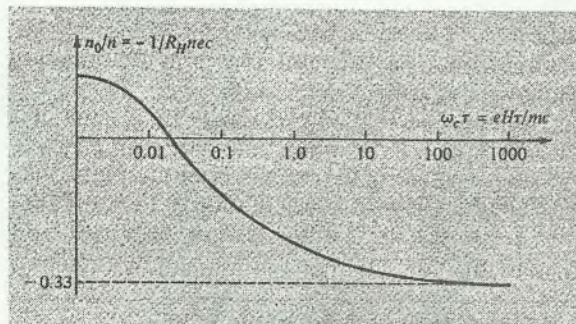
که این مقدار کمی برای بسیاری از فلزات دقیقاً همان نتیجه شماره 18 است (درود است)

فلز	ظرفیت	$-1/R_H n_{ec}$
Li	1	0.8
Na	1	1.2
K	1	1.1
Rb	1	1.0
Cs	1	0.9
Cu	1	1.5
Ag	1	1.3
Au	1	1.5
Be	2	-0.2
Mg	2	-0.4
In	3	-0.3
Al	3	-0.3

(الف) این‌ها به‌طور تقریبی مقادیر حدی R_H در میدان‌های بزرگ (از مرتبه 10^4 گاوس) و دمای خیلی کم، در نمونه‌هایی که بسیار دقیق تهیه شده‌اند هستند. داده‌ها برحسب نسبت n_0/n بیان شده که در آن n_0 چگالی‌ای است که برای آن رابطه درود (۱-۲۱) با مقدار اندازه‌گیری شده R_H در توافق است: $n_0 = -1/R_{Hec}$. واضح است که فلزات قلیایی از نتیجه درود نسبتاً به‌خوبی پیروی می‌کنند، فلزات نجیب (Cu, Ag, Au) نه به آن خوبی، و بقیه اصلاً پیروی نمی‌کنند.

نتیجه‌ای که درود به‌دست آورد مشاهدات هال را در مورد این که مقاومت به میدان وابسته نیست تأیید کرد، زیرا وقتی $j_y = 0$ (همان‌طور که وقتی در حالت پایا، میدان هال برقرار می‌شود، رخ می‌دهد)، معادله اول (۱۹-۱) به $j_x = \sigma_0 E_x$ کاهش می‌یابد، نتیجه‌ای که برای رسانندگی با میدان مغناطیسی صفر قابل انتظار است. اما آزمایش‌های دقیق‌تر بر روی فلزات مختلف معلوم کرده‌اند که نوعی وابستگی به میدان مغناطیسی در مقاومت وجود دارد که در بعضی موارد بسیار هم شدید است.

در این جا نیز به نظریه کوانتومی جامدات نیاز داریم تا توضیح دهد که چرا نتیجه درود در مورد بعضی فلزات صادق است و دلیل بعضی انحراف‌های واقعاً غیرعادی سایر فلزات از آن چیست.



شکل ۴-۱ کمیت $n_0/n = -1/R_H n_{ec}$ برای آلومینیم به‌صورت تابعی از $\omega_c \tau$. چگالی الکترون آزاد n مبتنی بر ظرفیت اسمی شیمیایی ۳ می‌باشد. مقدار میدان بالا فقط وجود یک حامل بار مثبت در هر یاخته بسیط را پیشنهاد می‌کند.

قبل از کنار گذاشتن پدیده‌های DC در میدان مغناطیسی یکنواخت، برای کاربردهای بعدی تذکر می‌دهیم که $\omega_c \tau$ کمیتی مهم و مقیاسی بدون بُعد از شدت میدان مغناطیسی است. وقتی $\omega_c \tau$ کوچک باشد، j از معادله (۱۹-۱) تقریباً موازی با E به‌دست می‌آید، همانند وضعیت در غیاب میدان مغناطیسی. اما به‌طور عام j با E زاویه‌ای برابر ϕ (موسوم به زاویه هال) می‌سازد که معادله (۱۹-۱) آن را به‌صورت $\tan \phi = \omega_c \tau$ می‌دهد. کمیت ω_c بسامد سیکلوترونی نامیده می‌شود و همان بسامد زاویه‌ای چرخش یک الکترون آزاد در میدان مغناطیسی H است. بنابراین اگر الکترون‌ها بتوانند فقط بخش کوچکی از یک چرخش را ببینند، $\omega_c \tau$ کوچک، و اگر چندین چرخش کامل را انجام دهند، بزرگ خواهد بود. به بیان دیگر اگر $\omega_c \tau$ کوچک باشد میدان مغناطیسی فقط کمی شکل مدارهای الکترونی را تغییر می‌دهد، اما وقتی $\omega_c \tau$ برابر یک یا بیشتر باشد، میدان مغناطیسی شکل مدارهای الکترونی را کاملاً به هم می‌ریزد. یک ارزیابی عددی مفید از بسامد سیکلوترونی چنین است:

$$\nu_c (10^9 \text{ hertz}) = 2.80 \times H \text{ (کیلوگاوس)}, \quad \omega_c = 2\pi\nu_c \quad (۲۲-۱)$$

نمار ۛ دربرای مقاصد کثرت به صورت ماریج در انشای سیران بوده که تصویر آن بر صفحه ای در

برسیران یک دایره است. سایر زوایای این شرط - دست من آب که سبب مرکز دایره است از سیران

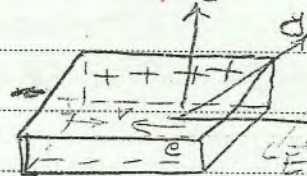
لورنس $H (w_r) \frac{e}{c}$ ، نهی می شود

یادداشت در این باره 25

H: میدان مغناطیسی

$$\begin{array}{c} \text{X} \xrightarrow{\text{I}} \text{X} \\ \text{X} \left(\vec{E} \right) \text{X} \\ \text{X} \quad \vec{H} \quad \text{X} \end{array} \quad -\frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{H} = \vec{F}$$

نیروی لورنتس



شعاع:

مکان: $\vec{r}$

با اعمال میدان مغناطیسی بارهای مثبت و منفی جدا می‌شوند و یک میدان الکتریکی ایجاد می‌شود.

فرض می‌کنیم که جریان I برقرار است و الکترون‌ها در واقع جریان حمل می‌کنند.

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -\frac{\vec{p}}{\tau} + \vec{F}(t) \quad 2$$

الکترون‌ها منحرف می‌شوند و در جهت متغیر می‌گردند.

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -\frac{\vec{p}}{\tau} - \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{H} \quad 3$$

حرکت می‌کنند و در واقع یک مسیر منحنی را طی می‌کنند. میدان عرضی

E_H در جهت متغیر می‌گردد و حتماً باقی می‌ماند. این میدان به معادل با آستانه می‌رسد.

در واقع، کانس به معادل می‌رسد که نیروی مغناطیسی را نیروی الکتریکی عرضی برابری شود اما اجازه جمع نیست.

$$\vec{F}_E + \vec{F}_M = 0 \rightarrow -e \left[\vec{E}_H + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{H} \right] = 0 \quad 4$$

بارهای منفی را خواهد داشت.

معادله 1 و 2 را با 8 داریم

در اینجا

تأثیر معادله حرکت:

$$\vec{E} = P \vec{j}$$

$$\rightarrow E_x = P j_x \quad 5$$

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -\frac{\vec{p}}{\tau} - \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{H} - e \vec{E}$$

$$\vec{v} = v_x \hat{i} + v_y \hat{j}$$

$$\vec{H} = H \hat{k}$$

$$(v_x, v_y, 0)$$

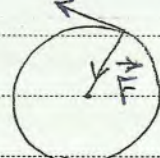
$$(0, 0, H)$$

$$\vec{v} \times \vec{H} = \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ v_x & v_y & 0 \\ 0 & 0 & H \end{vmatrix}$$

$$\frac{dp_x}{dt} = -\frac{p_x}{\tau} - \frac{e}{c} v_y H - e E_x \quad 7$$

$$\frac{dp_y}{dt} = -\frac{p_y}{\tau} - \frac{e}{c} v_x H - e E_y$$

$$\begin{aligned} \vec{j} &= -ne \vec{v} \quad \vec{v} = -\frac{\vec{j}}{ne} \\ \vec{F}_M &= -\frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{H} \end{aligned} \quad 9$$



$$\frac{e}{c} v H \sin \theta = m v^2 / r \quad 13$$

$$\frac{e}{c} v H = \frac{m v^2}{r} \quad 14$$

$$\Rightarrow \frac{dp_x}{dt} = -\frac{p_x}{\tau} - \left(\frac{e}{c} \frac{P}{m} H \right) + e E_x \Rightarrow \omega_c = \frac{eH}{mc}$$

$$\frac{dp_y}{dt} = -\frac{p_y}{\tau} - \frac{e}{c} \frac{P}{m} H + e E_y \quad 11$$

$$\times \frac{n e}{m} \left\{ \begin{aligned} \frac{dP_x}{dt} &= -\frac{P_x}{\tau} - \omega_c P_y - e E_x \quad (10) \\ \frac{dP_y}{dt} &= -\frac{P_y}{\tau} + \omega_c P_x - e E_y \quad (11) \end{aligned} \right\} \rightarrow \left\{ \begin{aligned} \frac{dJ_x}{dt} &= -\frac{J_x}{\tau} - \omega_c J_y - \alpha E_x \quad (12) \\ \frac{dJ_y}{dt} &= -\frac{J_y}{\tau} + \omega_c J_x - \alpha E_y \quad (13) \end{aligned} \right.$$

$$k_2 = -\frac{1}{n \rho c}$$

ادامہ حل - ۱۲ مراجعہ شود

عبدالمصطفیٰ عباسی ۲۹ صفحہ خواہد شد۔

۲۰۰ جمعی آتشی از میدان فصاحتی نه بدید که جماعت و یه در معانی عبور جریان در عذاب میدان

فَاطِمَةُ رُبُّونَ مِدَانٍ وَفَاطِمَةُ قَنْدَرُودِ

n مقدار تعداد آنتی‌ژن‌ها در واحد حجم c, e آنتی‌ب‌های بیماری

عنه در فترات که اکثر رخا حاصل جراین هستند ثانی حال مقوی شود. الحاسبه ثانی حال
از طریق آنجا شرحهاست جبره اند و نتیجه گیری کرده اند که با این مقدارها خنک است که در بسیاری
از موارد شست درست آمده است.

اگر بخواهیم بخیر علاقه‌مند غنی بارهای مثبت حاصل جریان حسنه و ثبات حال بدست می‌آید.

تقریب الکرامہ آزاد * تقریب الکرامہ

از حاله قریب کو انومر ثابت حال می تواند با معاری تجربی سازگار، یببیری داشته باشد

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

درود رساندگی طهرات را به المندوبان و داد و حدیث آن طاهران را به آنجا
انروی جرات از یک سمت به سمت دیگر فله جواهر شد

بالتعال انزل في انك سر به سر و كل تمام قل به بك وما هي رسد

حُطَّابِ جَبَانِ الْكَلْبَةِ بِإِمْدَانِ الْكَلْبَةِ بِكَرِ الْكَلْبَةِ وَخَطَرُ حَارِدِ مِدْيَانِ نَزْرَكِ شُدَّ اِسْمُهُ وَخَطَرُ بَحْمِ مِي خَوَرِ

20 $\vec{T} = -k \vec{r}$ = $\vec{F}$ جبران حرارتی
رسانش حرارتی

رسانندگی گرمایی یک فلز

تأثیرگذارترین موفقیت مدل درود در زمان ارائه آن توضیح قانون تجربی ویدمان و فرانتس (۱۸۵۳) بود. قانون ویدمان - فرانتس بیان می‌کند که نسبت رسانندگی گرمایی به الکتریکی، κ/σ ، برای بسیاری از فلزات به‌طور مستقیم با دما متناسب است و ضریب تناسب با دقت خوبی برای همه فلزها یکسان است. این قاعده‌مندی قابل توجه را می‌توان در جدول ۱-۶ دید؛ در آن جدول رسانندگی‌های گرمایی چند فلز در دماهای ۲۷۳K و ۳۷۳K، همراه با نسبت $\kappa/\sigma T$ (که عدد لورنتس نامیده می‌شود) در آن دو دما داده شده‌اند.

برای توجیه این موضوع مدل درود فرض می‌کند که عمده جریان گرمایی در یک فلز توسط الکترون‌های رسانش حمل می‌شود. این فرض بر پایه این مشاهدۀ تجربی استوار است که فلزات گرما را بسیار بهتر از عایق‌ها هدایت می‌کنند. بنابراین رسانش گرمایی توسط یون‌ها^۲ (که هم در فلزات و هم در عایق‌ها حضور دارند) بسیار کم‌اهمیت‌تر از رسانش گرمایی توسط الکترون‌های رسانش (که فقط در فلزات وجود دارند) است.

برای تعریف و تخمین رسانندگی گرمایی یک میله فلزی را در نظر بگیرید که دما در طول آن به آهستگی تغییر کند. اگر هیچ چشمه و چاهک گرمایی در دو انتهای میله وجود نداشته باشند تا شیب دما را تأمین کنند، طرف داغ، سرد و طرف سرد، گرم می‌شود، یعنی، انرژی گرمایی در جهت مخالف شیب دما شارش می‌یابد. حال می‌توان به همان سرعتی که انتهای داغ، سرد می‌شود، آن را گرم و یک حالت پایدار با شیب دمای ثابت و شار انرژی گرمایی یکنواخت تولید کرد. چگالی جریان گرمایی j^q را به‌صورت برداری موازی با جهت شارش گرما تعریف می‌کنیم که اندازه‌اش انرژی گرمایی عبوری در واحد زمان از واحد سطح برسانش را بر هر واحد مساحت در دماهای T و $T + \Delta T$ متناسب است با

۲- با وجود این که یون‌های فلزی نمی‌توانند در فلز سرگردان شوند، راهی وجود دارد که آن‌ها بتوانند انرژی گرمایی (و نه بار الکتریکی) را ترابرد کنند: یون‌ها می‌توانند کمی حول موقعیت مکانی متوسط‌شان ارتعاش کنند که این منجر به تراکسیل انرژی گرمایی به شکل انتشار امواج کشسان در شبکه یون‌ها می‌شود. فصل ۲۵ را ببینید.

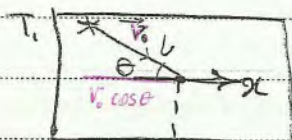
$$j^q = -\kappa \nabla T$$

که به قانون فوریه معروف است.

κ رسانندگی گرمایی ماده می‌شود و نسبت است. زیرا جریان گرمایی خلاف جهت شیب دما شارش می‌یابد.

حجرات

انزوی درو احمد حم
→ ۱۷


$$T_r > T_i$$

در آغوش خواهم دیدیم چه قدر از روزگار محفل بختی در روح و جان

از این سطح عبور می کنند

$$\langle j_x \rangle = \langle \psi_x | U(\alpha, \text{LCSD}) | \psi_x \rangle$$

$$= \langle \vec{v} \cos \theta u (x - \cos \theta) \rangle \quad 22$$

دارای لیست ۵ از صفر تا π م. د. ۳

$$\langle j_x \rangle = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sin\theta \cos\theta \vec{r}(\alpha - L \cos\theta) d\alpha \quad 2.3$$

سوال ۹۵ کا جواب در 24

$\frac{1}{2} \frac{d\Omega}{\Omega} \rightarrow \text{Sine wave}$ 24

25 मई 1947

$$d'w = 25 \rightarrow d(w, \emptyset)$$

$$\langle j_x \rangle = \frac{1}{2} \hbar \int_0^\pi \sin \theta \sin \theta \, d\theta \, \sin \theta \, d\phi \, \sin \theta \, d\theta = 25$$

26) $u(x)$ في $x=1$

در 27 از کی 2- آند حل کن

$$= \frac{V_0}{2} \int_{A-C}^{\pi} -3\cos \theta \, d(\cos \theta) \left[u(\cos \theta) - L \cos \theta \frac{du}{d\cos \theta} \right] \quad 2.6$$

$$= \frac{v_0}{2} L \frac{du}{dx} \frac{dT}{dx} \int_{\theta=0}^{\pi} \underbrace{\cos^2 \theta d(\cos \theta)}_{\frac{1}{3}} \quad 27 \quad \langle j_x \rangle = -\frac{v_0}{3} L \frac{dT}{dx} \frac{du}{dx} \quad 28$$

$$C_V = \left. \frac{dQ}{dT} \right|_V \rightarrow C_V = \frac{du}{dT}$$

$$\langle \dot{J}_x^Q \rangle = - \frac{V_0 L C_V}{3} \frac{dT}{dx} \rightarrow \langle \dot{J}_x^Q \rangle = - \frac{V_0^T L C_V}{3} \vec{\nabla} T, \quad (30) \quad \text{with } V_0 = \frac{L}{\tau}$$

$\omega \rightarrow v_0 = \frac{L}{T}$

$$\rightarrow 31 \Rightarrow K = \frac{V_0^2 \pi C r}{3}$$

نمبر 30، باب الطبی 20 مقام کرم (3) برکت آخر

V^2 به مثابه سرعت افکندگی است. و C_v گامای تیره‌ی افکندگی

تحقیق ابریشی کتیب روند حاصل شدن $\frac{4}{p}R$ برای ظرفیت کرباسی رویه مطابق تئوری جنبشی

$$\langle E \rangle = \frac{\int E e^{-E/k_B T} d()}{\int d() e^{-E/k_B T}}$$

کارها را بشمار کنید. $C_2 = \frac{3}{2} R$ (32)

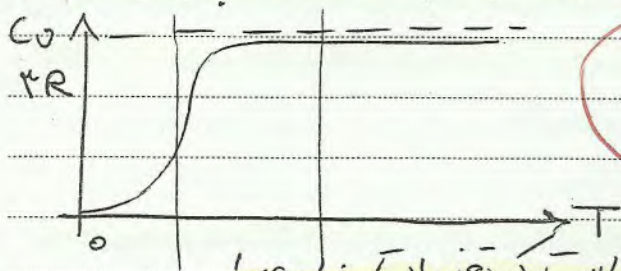
$R = \frac{1}{n} K_B$ (33) : احتساب :

$$\rightarrow C_p = \frac{3}{2} R_A \quad (34)$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha v^2} dv = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \quad 35$$

$$\int_0^{\infty} e^{-\alpha v^2} dv = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \quad 35$$

نمودار ظرفیت گرمایی ویژه بر حسب دمای مکی بلور تا زمانی که بلور به نقطه ذوب نرسیده است

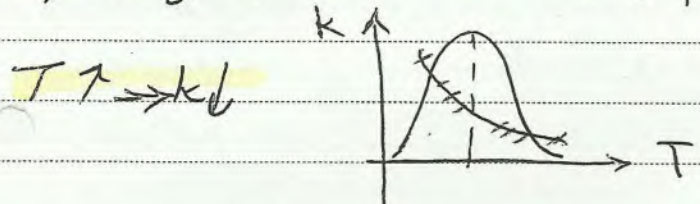


$$k = \frac{v_0^2 C_v}{3} \quad 37$$

با افزایش دما سرعت افزایش پیدا می کند اما با سرعتی است که تغییرات زیادی را

تجربه نمی کند. در واقع هر چه دما بالاتر رود مقدار برخورد ها افزایش می یابند اما v_0 چندان تغییر نمی کند

با افزایش دما، فاصله زمانی بین برخوردها کم می شود. $38 \quad T \uparrow \Rightarrow \tau \downarrow \Rightarrow e_v = cte$



فاصله طول افزایش می یابد وقتی دما کم می شود
می یابد و تعداد برخوردها هم افزایش می یابد

39 $T \downarrow \Rightarrow \tau \uparrow \text{ و } C_v \downarrow$ 40 $T \downarrow \Rightarrow L \uparrow \text{ و } C_v \downarrow$ 41 $\frac{k}{5T} = L$

در واقع با آگاهی افزایش می یابد که به حد اکثر خیلی کم می آید بلور می رسد تا به حد L_{max} می رسد

تغییرات می ماند $C_v \downarrow$ و ثابت L_m $T \downarrow \Rightarrow L_m$

* این رابطه هم در دماهای بالا و هم در دماهای پایین برقرار است اما در دماهای میانه برقرار نیست

37 رابطه $L = \frac{k}{\sigma T} = \frac{\frac{v_0^2 C_v}{3}}{n e^2 \tau T}$ 42 $L = \frac{v_0^2 C_v m}{3 n e^2 T} = \frac{\frac{1}{2} m v_0^2 \times \frac{3}{2} k_B \times T}{3 \times n e^2 T}$

$$L = \frac{3}{2} \left(\frac{k_B}{e} \right)^2 m \quad 43$$

رابطه 42، رابطه در دماهای بالا که توانستیم از آن برای رابطه 43 استفاده کنیم. در دماهای بالا C_v با دما هم $\propto T$ و $\frac{1}{2} m v_0^2$ با دما هم $\propto T$ است.

ظرفیت گرمایی ویژه که مقداری مشخص می شود مخصوصاً در دماهای بالا مثلاً $(3R)$ فقط یک درصد از الکترون های آزاد تأثیر می گذارند و بقیه مربوط به شبکه های یونی می باشد

در تمام این دماها این نسبت وجود دارد و در یک دما مشخص هم مقادیری یونی و الکترونی

یک است. و از این به بعد سهم الکترون ها بیشتر خواهد شد. (در دماهای خیلی پایین) پس C_v در صورت R در نظر گرفته می شود. در نصف مقدار واقعی است که یک درصد آن مربوط به الکترون ها است و C_v و σ برابر بزرگتر از مقدار واقعی در نظر گرفته می شود. (در نظریه درود)

44 $v_0 \sim 10^5 \text{ m/s}$

45 $v_F \sim 10^6 \text{ m/s}$

در مدار 43 که مقیاس زیر است در حقیقت

$$\frac{K}{\delta} = \frac{3}{2} \left(\frac{K_B}{e} \right)^2 T \quad 45$$

طرف راست با T متناسب است و در طرف چپ K_B و e مقیاسی دارد که توانی گاهی است با تان و در بیان در فرانس.

معادله 45 عدد لورنس را می دهد

$$\frac{K}{\delta T} = \frac{3}{2} \left(\frac{K_B}{e} \right)^2 = 1.24 \times 10^{-13} (\text{erg/esu-K})^2$$

$$= 1.11 \times 10^{-8} (\text{watt-ohm/K}^2) = \frac{1}{2} (2.22 \times 10^{-8} (\text{w-ohm/K}^2)^2)$$

که مقیاس نتیجه منبع را در دست آورد. در نتیجه مقدار $\frac{K}{\delta T} = 2.22 \times 10^{-8}$ که در برآورد محاسبه فوق العاده ای است

- در حقیقت معلوم شد که در دمای اتاق مطلقاً هیچ سهم الکتریکی در گرمای دایره وجود ندارد.

- توانی گاز کلاسیکی را می توان در مورد گاز الکتریکی در یک قطر گاز بر

- در مونتگود درود - حد از انبساط دایره 2 ، پایداری در دمای 100 است که میکروگراف دایره می گذرد. در دمای 100

الکتریکی دایره در دمای 100 بار کوچکتر از مقدار پیش بینی کلاسیکی ، رسانایی معجزه سرعت الکتریکی 100 بار بیشتر از آن است.

سرعت یک الکترون در بین دو خورد $\frac{10^{-5} m}{s}$ در نظر گرفته شده بود که مقدار درست آن $\frac{10^{-4} m}{s}$ است. در اصل سرعت در نظریه در برده برابر کو حقیقت در نظر گرفته شده بود این در خطای 1% و 10 برابر کوچکتر را چنان کرده اند. طریقی را با 46 و 47 دارد $\frac{ne}{m}$ برای یک سیم داریم

$$\begin{cases} P_x = -\frac{P_x}{\tau} - P_y \omega_c - e E_x \\ P_y = -\frac{P_y}{\tau} + P_x \omega_c - e E_y \end{cases} \quad 47 \quad \begin{cases} \dot{P}_x = -\frac{P_x}{\tau} - \dot{P}_y \omega_c + \frac{ne}{m} E_x \\ \dot{P}_y = -\frac{P_y}{\tau} + \dot{P}_x \omega_c + \frac{ne}{m} E_y \end{cases}$$

حقیقت این است که ضرب می کنیم. در حالتی که به سمت چپ تغییر ندارد پس $\dot{P}_x = \dot{P}_y = 0$ 49

در حالت پایا $\dot{P}_x = \dot{P}_y = 0$ می شود.

$$\begin{cases} 0 = -\frac{P_x}{\tau} - \dot{P}_y \omega_c + \frac{ne}{m} E_x \\ 0 = -\frac{P_y}{\tau} + \dot{P}_x \omega_c - \frac{ne}{m} E_y \end{cases} \quad 50 \quad \Rightarrow \frac{E_x}{\dot{P}_x} = \frac{1}{\sigma} \quad 51$$

$$R_H = \frac{E_y}{\dot{P}_x H} = \frac{-\omega_c \tau}{\sigma H} \quad 52$$

این را با σ نسبت آورده ایم $\rightarrow$ یک مقدار جدی است $\rightarrow$ 53

$$R_H = \frac{-\frac{eH}{mc} \tau}{\frac{ne}{m} H} = \frac{-1}{ne} \quad 53$$

تحقیق (چون الکترون ها به سمت راست می آیند و بارهای مثبت به سمت چپ می آیند و جریان به سمت راست می آید) زاویه بین $\vec{E}$ و $\vec{j}$ است. $\vec{E} \cdot \vec{j} = E j \cos \phi$ 55 $\omega_c \tau = \tan \phi$ 54

هر چه $\omega_c \tau$ بزرگتر باشد زاویه بیشتر می شود. غیر متکامل مدارهای اکثر وسایل بیشتر تغییر می کنند.
 بزرگ شدن $\omega_c \tau$ = بزرگ شدن H
 و بزرگ شدن زاویه ای سیکل ترونی است. توان حرارتی را نسبت آورده

در طول رسانا میدان الکتریکی ایجاد می شود. چون $E = Q \vec{V}_T$ 56

توان حرارتی $\vec{V}_T$ و $\vec{E}$ در سمت راست است. دمای بیشتر می دارند از این سمت به سمت چپ حرکت می کنند.

$$\vec{V}_T = \frac{e \vec{E} \tau}{m} = \vec{V}_E \quad 57 \quad \vec{V}_x = \frac{-e E}{m} \tau \quad 58$$

59 $v_x^E = -\frac{eE}{m} \tau$ 59

50 $\langle v_x^Q \rangle = \frac{\int_{-L}^L \int_0^{2\pi} v_x^Q (\alpha - L \cos \theta) \cos \theta d\theta d\alpha}{\int_{-L}^L d\alpha}$ 50 → نقشه 17

سیری کمالات درین صورت زاویه θ را با محور x می سازد.

61 $= \frac{1}{2} \int_{-L}^L [v_x(\alpha) - L \cos \theta \frac{dv_x}{d\alpha}] \cos \theta d(-\cos \theta)$ 61

حل 1

62 $\langle v_x^Q \rangle = -L \times \frac{1}{2} \frac{dv_x}{dT} \frac{dT}{d\alpha} \times \frac{2}{3} = -\tau (v_x \frac{dv_x}{dT}) \frac{dT}{d\alpha} \times \frac{1}{3}$ 62

63 $= -\frac{\tau}{3} \frac{dT}{d\alpha} \left(\frac{d[v_x^2/2]}{dT} \right) = -\frac{\tau}{3m} \frac{dT}{d\alpha} \frac{d(\frac{1}{2} m v_x^2)}{dT}$ 63

64 $\langle v_x^Q \rangle = -\frac{\tau}{3m} \frac{dT}{d\alpha} \frac{1}{n} C_V$ 64 چون $\frac{3}{2} k_B T = \frac{1}{2} m v_x^2$ در حالت تعادل باید: $v_x^Q + v_x^E = 0$ 65

55 $\frac{-\tau}{3m n} C_V \frac{dT}{d\alpha} - \frac{eE\tau}{m} = 0$ 55 → $E = \frac{-1}{3ne} C_V \frac{dT}{d\alpha}$ 57 58 56 نقشه 18

حالت E با جهت جریان مخالف است

به دست آمده حدود $\frac{1}{2}$ برابر از مقدار واقعی بزرگتر است.

69 $\rightarrow Q = \frac{-C_V}{3ne} \rightarrow C_V = \frac{3}{2} n k_B$ 70

69 نیز مستقیم ازین است درود آن را با کلان بودن n در یک حالت کلاسیک آسان برآورد کرد و به دست آورد 70

71 $Q = \frac{k_B}{2e} = 0.43 \times 10^{-4} \text{ volt/K}$ 71 قرار داده به دست آورد

توانایی محاسبه ρ در دماهای اتاق از دست می رود زیرا که 100 بار کوچکتر است این همان خطای 100 است که

این از فرضی شد. ظاهر توصیف گاز e نظری است کلاسیک. به دست داده از آن گواهی ازین می رود

در مدارهای AC یک فنر

برای محاسبه جریان القا شده توسط میدان الکتریکی با استفاده از این مدل فنر، شکل آن میلان به دست می آید

72 $E(t) = \text{Re}(E(\omega) e^{-i\omega t})$ 72

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p}{\tau} - eE \quad (73)$$

نسبت نوسان به دامنه برای مکان - زمانی یک و تبدیل می شود به:

در حال یک ایستگاه حالت پایا - صورت زیر هست:

$$p(t) = \text{Re} (p(\omega) e^{-i\omega t}) \quad (74) \Rightarrow -i\omega p(\omega) = -\frac{p(\omega)}{\tau} - eE(\omega) \quad (75)$$

چون ما داریم p در E فقط در ω که باید هم بجای کسرها حق و رسم پس بخش موجی هر دو را نقل می کنیم $p(\omega)$ اینجا (75) یعنی که

$$\text{از آنجا که } j = \frac{ne^2 \tau}{m}$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \rightarrow j(t) = \text{Re} [j(\omega) e^{-i\omega t}] \quad (76)$$

$$j(\omega) = \frac{ne^2 \tau}{m} \frac{E(\omega)}{1 - i\omega \tau} \quad (77) \quad j(\omega) = \frac{ne^2 \tau}{m} \frac{E(\omega)}{(1/\tau) - i\omega} \quad (78)$$

$$\sigma_0 = \frac{ne^2 \tau}{m}$$

توجه: در تمام صفحات این نتیجه به طور ممتد به نتیجه DC (میانگین) می شود $\frac{ne^2 \tau}{m}$ کاهش می یابد

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p}{\tau} + F(t) \quad (79) \quad p = -eEt \quad (75)$$

$$-i\omega \vec{p}(\omega) = -\frac{\vec{p}(\omega)}{\tau} - e\vec{E}(\omega) \quad (77)$$

$$\vec{p}(\omega) \left[\frac{1}{\tau} - i\omega \right] = -e\vec{E}(\omega) \quad (78) \quad \vec{p}(\omega) = -\frac{e\tau \vec{E}(\omega)}{1 - i\omega \tau} \quad (79)$$

$$\vec{j}(\omega) = \frac{(ne^2 \tau/m) \vec{E}(\omega)}{1 - i\omega \tau} \quad (80) \quad j(\omega) = \sigma(\omega) \vec{E}(\omega) \quad (82) \quad \sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega \tau} \quad (81)$$

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 + \omega^2 \tau^2} + \frac{i\omega \tau \sigma_0}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (83)$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (84) \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (85)$$

با اینست مکانی $\vec{r}$ و $\vec{E}$ الزاماً یک نسبت عینه داشته باشند E را در فاصله پویش $\vec{r}$ از مبدا بین
عینه طول موج را در مقابل ما بسیار زیاد در نظر گرفته ایم عینه $\vec{r}$ چندان مقابل توجه نیست (ها)

الیه های الکتریکی با چندات مکانی سریع داشته باشیم رابطه بسیار پیچیده خواهد شد
در این بارها در یک موج امپل و تقاطعی در فضا زمان تغییر می کند زمانی که در رابطه ۷۳ نیز داریم فضای متفاوت است
بردارهای k و E یک موج الکتریکی و تقاطعی که علاوه بر نیروی الکتریکی باید نیروی

$$-\frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{H} = \vec{p}(t) \quad (86) \quad \text{مکان الکتریکی متفاوت در امواج الکتریکی و مغناطیسی}$$

احاطه می‌دهد. معادله‌ی در این مورد بسیار ناچیز است و آن را در تقریب بی‌درم نیز بخش معادله‌ی بی‌درم

در مقایسه با بخش الکتروستاتیک ناچیز است. هرچه ω بزرگتر شود این تأثیرات در محیط آن مشخص‌تر است. اگر میدان را به‌صورت تابعی از زمان $\vec{E}(\vec{r}, t)$ و $\vec{B}(\vec{r}, t)$ بنویسیم، می‌توانیم (در نقطه ۲ یا با فرض آن که میدان در نقطه ۲ از یک بار رساننده $\vec{E}(\vec{r}, t)$ و $\vec{B}(\vec{r}, t)$ را در نظر بگیریم. در این صورت می‌توانیم $\vec{E}(\vec{r}, \omega) = \vec{E}(\vec{r}, \omega)$ و $\vec{B}(\vec{r}, \omega) = \vec{B}(\vec{r}, \omega)$ را بنویسیم. اگر $\vec{E}(\vec{r}, \omega) = \vec{E}(\vec{r}, \omega)$ و $\vec{B}(\vec{r}, \omega) = \vec{B}(\vec{r}, \omega)$ را بنویسیم، معادلات ماکسول را به‌صورت زیر می‌توانیم بنویسیم. (در این صورت می‌توانیم $\vec{E}(\vec{r}, \omega) = \vec{E}(\vec{r}, \omega)$ و $\vec{B}(\vec{r}, \omega) = \vec{B}(\vec{r}, \omega)$ را بنویسیم.)

$$\vec{B} = \vec{H} + \mu_0 \vec{M} \quad 87 \quad \vec{D} = \vec{E} + \epsilon_0 \vec{P} \quad 88$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad 89 \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad 90 \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -i\omega \vec{H}(\omega) \quad 91$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad 92 \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{J} \quad 93 \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{i\omega}{c} \vec{E}(\omega) + \frac{4\pi}{c} \delta(\omega) \vec{E}(\omega) \quad 94$$

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \frac{i\omega}{c} \vec{\nabla} \times \vec{H} \quad 95 \quad \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\frac{i\omega}{c} \left[-\frac{i\omega}{c} + \frac{4\pi}{c} \sigma(\omega) \right] \vec{E} \quad 96$$

$$-\nabla^2 \vec{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \left[1 + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma(\omega) \right] \vec{E} \quad 97 \quad \vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0 e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad 98$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{4\pi i \sigma(\omega)}{\omega} \right) \quad 99 \quad \omega = \frac{c}{n} k \quad 100 \quad n^2 = 1 + \frac{4\pi i \sigma(\omega)}{\omega} = \epsilon(\omega) \quad 101$$

$$\Rightarrow \omega^2 = \frac{c^2}{n^2} k^2 \Rightarrow k^2 = \frac{n^2}{c^2} \omega^2$$

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon(\omega)} \quad 102$$

این معادله را می‌توان به‌صورت $\omega = vk$ معادله‌ی بی‌درم

به‌جای v برای تغییرات میدان معادله‌ی بی‌درم $\frac{c}{n}$ را قرار دهیم.

✓ وقتی موج الکترومغناطیسی در خلأ حرکت می‌کند و $n=1$ است. سرعت به $\frac{c}{n}$

تغییر می‌یابد. معادله‌ی یادشده به‌صورت بالا نوشته می‌شود.

اگر $\epsilon(\omega)$ حقیقی باشد k نیز حقیقی خواهد شد و اگر $\epsilon(\omega)$ تخیلی باشد k نیز تخیلی خواهد شد.

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon(\omega)} \quad 103 \quad \sigma(\omega) = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau} \quad 104$$

این موج الکترومغناطیسی در ماده‌ی زمان در خورد می‌شود و این باعث می‌شود که k تخیلی شود.

$$\omega_c \gg 1$$

105

$$\sigma_0 = \frac{ne^2 \tau}{m}$$

105

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{f\pi i}{\omega} \frac{\sigma_0}{1 - i\omega\tau}$$

107

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{f\pi n e^2 \tau}{m \omega^2} \rightarrow \epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

108

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{f\pi \sigma_0 / \tau}{\omega^2}$$

109

$$\omega_p^2 = \frac{f\pi e^2 n}{m}$$

110

فرکانس نوسانات پلاسما

مقدار مثبت و منفی شدن خدیه گذرایی

$$\omega > \omega_p \quad \omega_c \gg 1 \quad \epsilon(\omega) > 0$$

111

یعنی مقدار حقیقی دارد. نوسان را خواهد برد

یعنی ω خیلی از یک بزرگتر باشد مقدار $\epsilon(\omega)$ مقدار موجی خواهد شد.

وقتی k حقیقی باشد، یعنی انتشار موج در محیط را داریم و میدان مقایسه ای داشته باشد. ikr هستند. k را می توانیم در نظر بگیریم و می توانیم داشته باشیم.

$$\omega < \omega_p \quad \omega_c \gg 1 \quad \epsilon(\omega) < 0$$

112

در این صورت می باشد که موج را داریم و انتشار موج را داریم. چون $\omega < \omega_p$ می باشد.

شدن یعنی به صورت موجی در می آید. $E \cdot e^{ik \cdot x} \rightarrow E \cdot e^{-\alpha x}$

113

این موج قابلیت نفوذ در یک قطعه را ندارد.

چون قطرات کدر هستند. نور را از خود عبور نمی دهند و $\omega < \omega_p$ خواهد بود.

اما اگر از آن عبور کند یعنی از محیط عبور کند شفاف می شود.

 ω_p یک آستانه برای انتشار شدن یا نشدن موج الکتریکی و مقایسه ای در محیط.

$$\omega_p \sim 10^{15} \text{ (Hz)}$$

115

از معادله (1-19) استفاده می کنیم و می بینیم که E_x و E_y می شود.

$$E_x \text{ و } E_y \rightarrow \text{میدان مغناطیسی} \Rightarrow \text{در این دو حالت معادله حرکت الکتریکی ما را می دهد}$$

$$E_y = \text{میدان مغناطیسی}$$

$$y(t) = ?$$

تبع هم دیگر که از رابطه 108 بدست می آید این است که مدار e می تواند نوسانهای گالی بار باردار داشته باشد.

منظور از نوسان گالی بار افشائی است که در آن گالی بار الکتریکی و اشک زان نوسان از نوع $e^{-i\omega t}$ دارد.

از معادله پوینتینگ در الکتروستاتیک و معادله 117 استفاده می کنیم.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi \rho \quad \text{و} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi \rho(\omega) \quad 119$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} - i\omega \rho = 0 \Rightarrow \delta(\omega) \vec{\nabla} \cdot \vec{E} - i\omega \rho = 0 \quad 118$$

$$4\pi \sigma(\omega) \rho(\omega) - i\omega \rho(\omega) = 0 \Rightarrow 4\pi \sigma(\omega) - i\omega = 0 \Rightarrow \frac{4\pi i \sigma(\omega)}{\omega} = 0 \quad 120$$

این را به $i\omega$ تقسیم می کنیم.

آنها نهی که برای انتفا را عدم انتفا عرف می کنیم. 121 (تنها شروع است که می بینیم این برای شروع است. برآیند. شرط است که باید باشد. برای بارهای گالی بار.

برای اینکه کار الکترونی (پلازما) شرایط انتفا رواج را داشته باشد این نوسانات را حذف کند باید $\epsilon(\omega) = 0$.

یعنی که نوسانات اگر هم را خنثی می کنند دیگر موج میراث در محیط خنثی می شود این جای

الکترونی داخل و خارج می شود. پلازما می مجموعه ای از بارهای الکتریکی

طبیعت این یون هم گالی بار و پروتون نوسان پلازما یا پلاسما را می توان بر حسب بار بار بار بار کرد.

محصول دوم ϵ
تقریب الکترون آزاد ϵ اساس مدل درود
تقریب الکترون مستقل

تئوری چینی گازها و کلاسیک

شخصی به نام روبرت ادوین اصلی مسکلات درود را در فیزیک کلاسیک دید.
در حوزه ی کوانتومی از تقریب چینی گازها صرف نظر کرد و از تئوری کوانتومی استفاده کرد.

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(\vec{r}) \right] \psi(\vec{r}, t) = E \psi(\vec{r}, t)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}) = \epsilon_0 e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \rightarrow \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = E$$

زمان تشریح می کنیم در واقع شش کوانتیزاسیون را انجام داده ایم.

شش میز میز 1 ثابت 2 حوزه ای

در تعریف بسامد پلاسمایی ۱۱۵ برای محاسبه τ به استاندارد می‌شود

$$\omega_p \tau = 1.6 \times 10^2 \left(\frac{r_s}{a_0} \right)^{3/2} \left(\frac{1}{\rho_\mu} \right) \quad (39-1)$$

از آن جا که مقاومت ویژه بر حسب میکرواوم سانتی متر، ρ_μ ، از مرتبه یک یا کمتر است و از آن جا که r_s/a_0 در گستره از ۲ تا ۶ قرار دارد شرط بسامد بالای (۳۶-۱) در بسامد پلاسمایی به خوبی تأمین می‌شود.

در حقیقت دیده شده که فلزات قلیایی در فرابنفش شفاف می‌شوند. ارزیابی عددی (۳۸-۱) بسامدی را می‌دهد که در آن شفافیت در شرایط زیر به دست می‌آید:

$$\nu_p = \frac{\omega_p}{2\pi} = 11.4 \times \left(\frac{r_s}{a_0} \right)^{-3/2} \times 10^{15} \text{ Hz} \quad (40-1)$$

یا

$$\lambda_p = \frac{c}{\nu_p} = 0.26 \left(\frac{r_s}{a_0} \right)^{3/2} \times 10^3 \text{ \AA} \quad (41-1)$$

در جدول ۵-۱ طول موج‌های آستانه‌ای را که از (۴۱-۱) محاسبه شده‌اند به همراه آستانه‌های مشاهده شده فهرست کرده‌ایم. توافق بین نظریه و تجربه نسبتاً خوب است. همان‌طور که خواهیم دید ثابت دی‌الکتریک واقعی یک فلز بسیار پیچیده‌تر از است و این تا حدودی خوش اقبالی بوده که فلزات قلیایی رفتار درود را به این چشمگیری به نمایش می‌گذارند. در سایر فلزات سهم‌های دیگری در ثابت دی‌الکتریک وجود دارند که با «جمله درود» رقابت اساسی دارند.

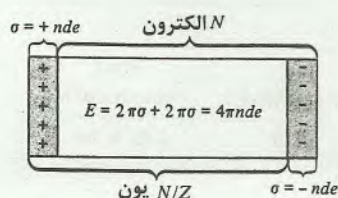
جدول ۵-۱ طول موج‌های نظری و مشاهده شده که در کمتر از آن فلزات قلیایی شفاف می‌شوند.

عنصر	λ نظری الف ($10^3 \text{ \AA}$)	λ مشاهده شده ($10^3 \text{ \AA}$)
Li	1.5	2.0
Na	2.0	2.1
K	2.8	3.1
Rb	3.1	3.6
Cs	3.5	4.4

طبیعت این سطح خیلی نازک و موسوم به نوسان پلاسمایی یا پلازمون، راس تان بر حسب مدل دیار ساده‌ای درک محدود می‌شود که در آن یک گاز یونیک حاوی بارهای d است. زمینگی حرکت نسبت برین حاکم است شکل زیر. بر سطحی ترسیده یک میله الکتریکی به اندازه $4\pi e$ - برزد می‌آورد که در آن e بار - به ازای واحد سطح در هر سر بره است. زمینگی گاز e - به طور یکدست از میله (در حرکت زیر تابش می‌آید):

$$Nmd = -Ne |4\pi e| = -Ne (4\pi nde) = -4\pi ne^2 Nd$$

مشاهدات مستقیم اندکی در مورد پلاسمون‌ها انجام گرفته‌اند و قابل توجه‌ترین آن‌ها احتمالاً مشاهده اتلاف انرژی الکترون‌های شلیک شده به درون فیلم‌های فلزی نازک، برابر با مضارب $\hbar\omega_p$ بوده است.^۱ با این حال امکان برانگیختگی آن‌ها در دیگر فرایندهای الکترونی را باید همیشه مدنظر داشت.



شکل ۵-۱ مدل ساده‌ای از نوسان پلاسمایی

۱- توزیع پراش

در مدل درود احتمال انجام یک برخورد توسط e در بازه dt برابر $\frac{dt}{\tau}$ است

(الف) نشان دهید احتمال آن که الکترونی که در لحظه معلومی به صورت کاتوره‌ای اختیار شده است در طول t ثانیه قبل هیچ برخوردی انجام نداده باشد برابر با $e^{-t/\tau}$ است. نشان دهید که این الکترون در t ثانیه بعد هم با همان احتمال هیچ برخوردی نخواهد داشت.

(ب) نشان دهید احتمال این که بازه زمانی بین دو برخورد متوالی یک الکترون در گستره t تا $t+dt$ قرار گیرد $(dt/\tau)e^{-t/\tau}$ است.

(پ) به عنوان نتیجه‌ای از (الف) نشان دهید که در هر لحظه فاصله زمانی متوسط از برخورد قبلی (یا تا برخورد بعدی) که روی همه الکترون‌ها میانگین‌گیری شده باشد برابر τ است.

(ت) به عنوان نتیجه‌ای از (ب) نشان دهید که فاصله زمانی میانگین بین دو برخورد متوالی یک الکترون τ است.

(ث) بند (پ)، بیان می‌کند که در هر لحظه فاصله زمانی T بین برخورد قبلی و بعدی که روی همه الکترون‌ها میانگین‌گیری شده باشد برابر 2τ است. توضیح دهید چرا این نتیجه با بند (ت) ناسازگار است. (یک توضیح دقیق باید حاوی استخراج توزیع احتمال برای T باشد). تصور درود در پذیرش این نکته ظریف باعث شد که او رسانندگی را نصف مقدار $(1-6)$ به دست آورد. او این اشتباه را در محاسبه رسانندگی گرمایی مرتکب نشد و از این رو یک ضریب دوی اضافی در عدد لورنتس به دست آورد.

۲- گرمایش ژول

فلزی را در دمای یکنواخت و میدان ایستای یکنواخت E در نظر بگیرید. یک الکترون برخوردی را انجام می‌دهد و سپس بعد از زمان t متحمل یک برخورد دیگر می‌شود. در مدل درود، انرژی در حین برخورد پایسته نیست، زیرا سرعت میانگین الکترونی که از برخورد بیرون می‌آید به انرژی‌ای که از زمان برخورد قبلی از میدان کسب کرده بستگی ندارد. (فرض ۴ صفحه ۱۲).

(الف) نشان دهید میانگین انرژی‌ای که در دومین برخورد از دو برخورد با فاصله زمانی t از هم جذب یون‌ها شده و از دست می‌رود برابر با $(eEt)^2/m$ است. (میانگین‌گیری در تمام جهاتی که الکترون پس از اولین برخورد داشته است انجام می‌شود).

(ب) با استفاده از نتیجه مسئله ۱ (بند ب) نشان دهید که میانگین انرژی هدر رفته روی یون‌ها به ازای هر الکترون در هر برخورد برابر با $(eEt)^2/m$ است، و در نتیجه میانگین اتلاف انرژی در سانتی‌متر مکعب در ثانیه برابر با $\sigma E^2 = (ne^2\tau/m)E^2$ است. نتیجه بگیرید که توان تلف شده در سیمی به طول L و سطح مقطع A برابر با IR^2 است که در آن I جریان و R مقاومت سیم است.

۱. آینة مربوط به زفائیه است که بر میان در ستر آن به پای حکم بسته شده باشد.

$$\alpha = 0 \quad \alpha = L$$

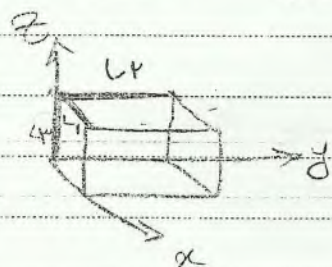
اشکال در این نوع سوراخ برای یک قدرین است که در دو نقاط تعیین شده روی قدر باید تابع موج صفر شود. یعنی هیچ موجی نه وارد شود نه خارج. یعنی با محیط هیچ گشتی نداشته باشد و این هدف چیزی است که ما می خواهیم.

۲. دوره ای چنان رسانا را روی خودش جری می توانیم. (A) در این نقطه باید تابع موج یکسان داشته باشیم. هر چند با اینکه این سیر را دور بزنیم.

$$\psi(x) = \psi(x+L)$$

این شرط نیز دارای شکل است. رسانا را می توان به صورت حلقه در آورد و می

توانیم دو بعدی را هم بتوانیم در راستای های x و y به هم ببندیم.



تابع موج باید در دو نقطه A و B صفر باشد.

$$V = L_x L_y L_z \quad (1)$$

$$n = \frac{N}{V} \quad (2)$$

$$\psi(x, y+L_y, z) = \psi(x, y, z) \quad (3)$$

$$\psi(x+L_x, y, z) = \psi(x, y, z) \quad (4)$$

$$e^{ik_x L_x} = 1 \quad (5)$$

$$\begin{cases} k_z L_z = n_z \pi \rightarrow k_z = \frac{n_z \pi}{L_z} \\ k_y L_y = n_y \pi \rightarrow k_y = \frac{n_y \pi}{L_y} \\ k_x L_x = n_x \pi \rightarrow k_x = \frac{n_x \pi}{L_x} \end{cases}$$

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad (6)$$

$$\psi(x, y, z) = \psi_0 e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)}$$

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m} \left(\left[\frac{n_x}{L_x} \right]^2 + \left[\frac{n_y}{L_y} \right]^2 + \left[\frac{n_z}{L_z} \right]^2 \right) \quad (7) \rightarrow E = \frac{4\pi^2 \hbar^2}{2m L^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2) \quad (8)$$

n ها از کمترین مقدار جایگزینی می بینیم تا مقادیر بعدی

حریک در موج معروف به حالت می باشد. k_x, k_y, k_z

در واقع دو کار فقط یک الکترون را در خود جای می دهد.

حقیقت: اصل محدودی تابع الکترون ها باید از محدودی بقیت کند.

تعداد کانتینا = تعداد کانتینا

(9)

$$\vec{P} = -i\hbar \nabla \rightarrow \frac{p^2 \psi}{2m} = E \psi \quad (10)$$

ویژه مقدار P وقتی روی تابع $\psi(r)$ اثر کند چه بدست می آید؟

$$\vec{P} \psi(\vec{r}) = -i\hbar \nabla \cdot \underbrace{\psi(\vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}}_{i\vec{k} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}} \rightarrow -\hbar \vec{k} \psi(\vec{r}) \quad (11) \quad (12)$$

$$L_1 < L_2 < L_3 \Rightarrow k_x > k_y > k_z$$

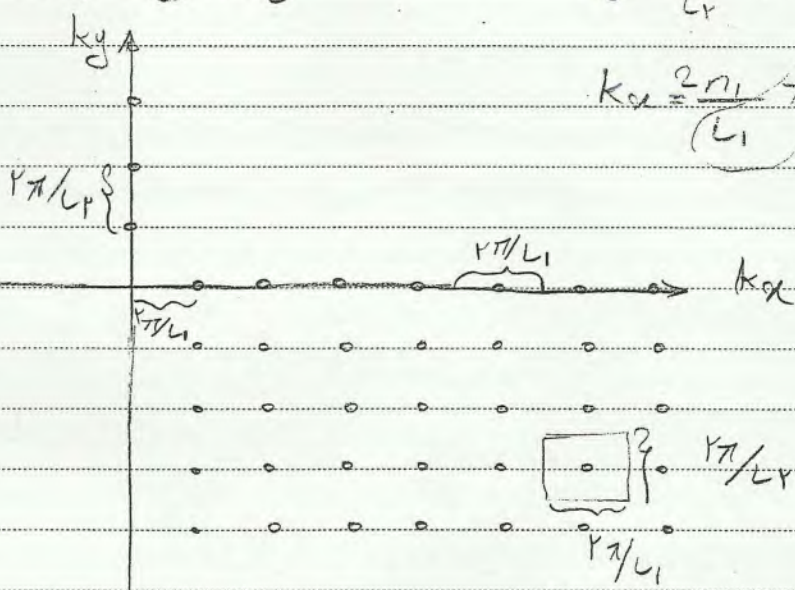
$$k_z = \frac{2n_z}{L_3} \pi$$

$$k_y = \frac{2n_y}{L_2} \pi$$

$$k_x = \frac{2n_x}{L_1} \pi$$

(13)

$$\frac{(2\pi)^3}{L_1 L_2 L_3} = \frac{8\pi^3}{V} \quad (14)$$



در واحد حجم شبکه وارون چند دایره ای داریم؟

تعداد حجم $\frac{8\pi^3}{V}$ $\rightarrow \delta = \frac{V}{8\pi^3} \quad (15)$ برای هر نقطه ما حجم داریم $\frac{8\pi^3}{V}$

چون L ها خیلی بزرگند فواصل ما خیلی کوچک اند. (روی محور)

تحقیق: آیا ارتباطی بین k های بزرگ و کوچک های شبکه وارون وجود دارد؟

پایه های شبکه انرژی:

n تعداد کانتینا ها در واحد حجم که خیلی بسیار زیاد است و چیزی در حدود 10^{23} cm^{-3} و n و تعداد بزرگ های k نیز بسیار زیاد خواهد بود.

$$\sum_{\vec{k}} P(\vec{k}) \rightarrow \int P(\vec{k}) d\vec{k} \quad (16)$$

$$d\vec{k} = dk_x + dk_y + dk_z \quad (17)$$

کامتار و پیوسته ندارد که خواص به راحتی از آن قیاس کنیم باید بینم در حجم V چند $d\vec{k}$ ها وجود هستند. در واحد حجم $\frac{V}{8\pi^3}$ مقدار $d\vec{k}$ داریم پس مقدار $d\vec{k}$ را باید $\frac{V}{8\pi^3}$ بایزنر شود. چون همه نقاط دارای $d\vec{k}$ های هستند.

$$F_{MB}(E) \propto e^{-E/kBT} \quad (18)$$

تعداد فیزیک کلاسیک و آماری:

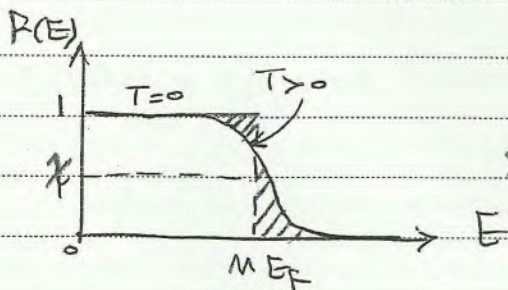
تابع توزیع ماکسول و ولترمن:

احتمال مساعده ذراتی در دمای T با انرژی بین E و $E + dE$ ، هر چه مقدار ذراتی کمتر باشد و انرژی نیز بیشتر است. یعنی احتمال مساعده کمتر باشد انرژی بیشتر است و هر چه احتمال مساعده بیشتر باشد انرژی کمتر است.

به جای تابع $P(E)$ تابع توزیع فرم-دیوایک دیگری نیز برانیدشتن داریم.

$$P_{FD}(E) = \frac{1}{e^{(E-\mu)/kBT} + 1} \quad (19)$$

$$P_{BE}(B) = \frac{1}{e^{(E-\mu)/kBT} - 1} \quad (20)$$



الکترون ها = فرمیون هستند.

ذراتی در دمای $T=0$ انرژی همان E_F است.

احتمال اشغال کما انرژی های خیلی بالا صفر می شود.

$$P(E < E_F) \rightarrow \frac{1}{e^{(E-\mu)/kBT} + 1} \rightarrow \frac{1}{e^{(E-E_F)/0} + 1} = \frac{1}{2}$$

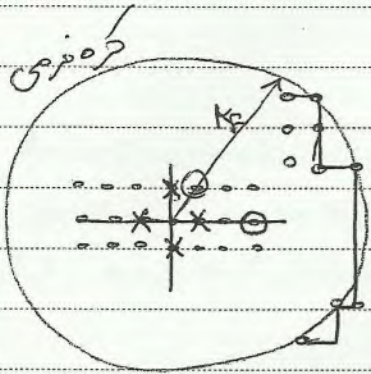
وقتی $T > 0$ و $E = \mu$ می توان $e^{(E-E_F)/kBT}$ صفر خواهد شد و حاصل $\frac{1}{2}$ خواهد شد.

تپانین شیمیایی را برای دماهای بزرگتر از T_F میسیم.

پس تپانین شیمیایی باید تابع دما باشد.

$$\mu = E_F$$

کریه کس نو تو دنیا پر دیوانه ها بوزدن هستند یا فرمیل؟
باریم تابع فرمی دیوان در جاهای مختلف نشان دهید که μ تابعی از دما است



بردار موج آن ها ها کشر مقدار k_F را دارد.
در دمای $T=0$ کریه فرمی چه چیزی را نشان می دهد؟
سطح دمای اصفال شده و اصفال نشده در صفر کتون باشد.
احتمال اصفال هر تراز با انرژی بین E و $E+dE$ برابر می شود
با $E < E_F$ برای $E > E_F$ احتمال اصفال صفر است.

در اگرا اندکی بیشتر شود الکترون ها برانگیخته می شوند این انرژی حرارتی

$$k_B T_{Room} \approx 0.025 (eV) \quad E_F \sim 1 eV$$

کریه فرمی ای است با شعاع k_F و انرژی کم روی سطح کریه قرار می گیرد دمای انرژی E_F است

الکترون های نزدیک به کریه فرمی برانگیخته می شوند

نسبت در نمودار $R(E) - E$ صفری قبل سطح زیر نمودار مقدار ثابت است و تغییر می کند

$$N = \int R(E) dE$$

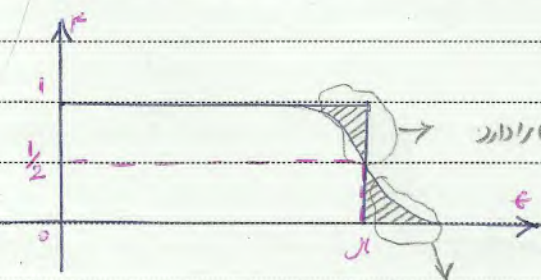
تایم های موجود در یک ای سیستم در کریه μ فرمی برابر حجم

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-\mu)/k_B T} + 1}$$

تایم های

تایم توزیع را اینگونه در نظر بگیرید

$$\text{if } T=0 \Rightarrow f(E) = 0$$



در دمای با سیستم این حالت شکل خاص خودش را دارد

شکل تابع توزیع تغییر می کند

$$\text{if } E > E_F \Rightarrow f(E) \neq 1 = 0$$

$$N = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} f(\epsilon) d\epsilon \quad (23)$$

سایز زیر عنوان باید ثابت باشد. در هر دمای و برای قدرانی که اکثر زمانی ثابت در نظر می آید بار ϵ محیط خارج برابر صفر است.

خط صفر همواره در شکل $\rightarrow f(\epsilon) = 1/2 \Rightarrow T=0$ و $\mu = \epsilon_f$

$$f(\epsilon) = \begin{cases} 1 & \epsilon \ll \mu \\ 0 & \epsilon \gg \mu \end{cases} \quad (24)$$

- این تغییرات بسیار کمی از ثابت که حدش اگر $T \rightarrow 0$ ، در این صورت $\lim_{T \rightarrow 0} \mu(T) = \epsilon_f$

- تفاوت μ و ϵ_f در هر دمای که باشد خیلی نخواهد بود. اگر T بسیار سرد صفری، بلور ما از نظر خواص خاص می شود دیگر صحبت از بلور و نظم نمی توانیم داشته باشیم مثل مورد ϵ_f خیلی کوچک سرد می شود.

- اگر حجم فلز را مقصور کنیم تغییر چگالی کند می چگالی هم تغییر خواهد کرد. انرژی سطح فلز را با E نشان می دهیم.

$$E = \sum_{\vec{k} < k_F} \epsilon(\vec{k}) \quad (25) \quad N = 2 \sum_{\vec{k} < k_F} 1 \quad (26)$$

نویس - از این نمایی که در داخل محوس می شود می بینیم هندسه ما یک کره است. به این ترتیب نقاط به جهت گیری این سیگنالی دارد آن ما در 2 صورت می گیریم.

به علت تقارن دایره Σ به Σ تبدیل

$$E = 2 \int_{\vec{k} < k_F} \epsilon(\vec{k}) d(\vec{k}) \quad (27)$$

در دستگاه مختصات کروی

تعداد نقاط k مجاز در واحد حجم فضای دایره

$$r^2 \sin \theta d\theta d\phi$$

- به خاطر در حجم dk چه k را می توان در نظر بگیریم برای k های مجاز در فضای شیمی

$$N = 2 \int_{T=0}^{K_F} dk \frac{V}{8\pi^3} \quad (28)$$

در این صورت: استفاده از 27 و 28 -
 - در این صورت برای تابع موج را برای انرژی که با انرژی میانی صفر است و هاراکاها آزاد فرقی نمی کند،

$$E(K) = \frac{\hbar^2 K_F^2}{2m} \Rightarrow E = \frac{V}{8\pi^3} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{K=0}^{K_F} \frac{\hbar^2 K^2}{2m} K^2 dK \sin\theta d\theta d\phi \quad (30)$$

$$\int_0^{\pi} \sin\theta d\theta = 2 \quad E = \frac{V}{\pi^2} \frac{\hbar^2}{2m} \int_0^{K_F} K^4 dK \quad (31)$$

$$\Rightarrow E = \frac{V \hbar^2}{2m \pi^2} \frac{K_F^5}{5} \quad (32)$$

حل 29 را در رابطه 32 قرار دادیم پس برای E داریم:

$$E = \frac{V E_F K_F^3}{5 \pi^2} \quad (33)$$

نمودار این: $N = \frac{V K_F}{3 \pi^2} \quad (34)$ در رابطه 33 جایگزینی می داریم زیرا

$$N = 2 \int K^2 dK \sin\theta d\theta d\phi \frac{V}{8\pi^3} \rightarrow \int \frac{V}{4\pi^3} K^2 dK \sin\theta d\theta d\phi = \frac{V}{4\pi^3} 2\pi \int_0^{\pi} \frac{1}{3} K^3 (2) = \frac{V}{3\pi^2} K_F^3 \quad (35)$$

$$\Rightarrow E = \frac{3N}{5} \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 N)^{2/3} V^{-2/3} \quad (36)$$

اینجا E_F و K_F به عنوان انرژی و بردار موج در نظر می گیریم.
 با توجه به این که هر دو خاصیت ثابت از یک ماده

راه دیگر برای پاسخ N

$$2 \left(\frac{4\pi}{3} k_F^3 \right) \frac{V}{8\pi^3} = N$$

(37) نمونه ای از آبی در زمرد 37 تعداد k قابل دروازه هم فضای دارند
است و $2 \times$ می گشت تعداد کل e در کوهی نرزی را می دهد.

در آن کوهی نرزی ششاع را k_F

مکانی در حجم

$$\Rightarrow N = \frac{k_F^3}{3\pi^2} V$$

(38)

$$n = \frac{N}{V} = \frac{k_F^3}{3\pi^2}$$

(39)

$$\Rightarrow k_F = (3\pi^2 N)^{1/3} V^{-1/3} \quad (40) \text{ or } k_F = \left(\frac{3\pi^2 N}{V} \right)^{1/3} \quad (41)$$

اگر e را داشته باشیم k_F را می توانیم به دست آوریم

$$p_F = mv_F \quad (42) \quad p_F = \hbar k_F \quad (44)$$

$$v_F = \frac{\hbar k_F}{m} \quad (43)$$

$$\frac{V}{N} = \frac{4\pi}{3} (r_s)^3 = \frac{1}{n}$$

بازگشت به زمرد 37 را می

$$n = \frac{3}{4\pi r_s^3} \quad (44)$$

$$\Rightarrow n \approx 10^{23} \text{ cm}^{-3}$$

در فزونی مختلف به حسب اینکه n آنها چقدر کم باشد که k_F از مرتبه عکس آنست که در دست می آید

$$k_F \sim 1 \text{ (\AA}^{-1}\text{)}$$

(39)