"INTERAÇÕES ELETRÔNICAS EM SEMICONDUTORES NORMAIS E EM PLASMAS, QUANDO SOB A AÇÃO DE CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS"

Mirinã Barbosa de Sousa Lima

Orientador: Prof.Dr. Luis Carlos de M. Miranda

Tese submetida ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas, como parte dos requisitos para obtenção do grau de Doutor em Física. 1980

ÍNDICE

Ao meu pai e minha mãe (in memorium), e aos queridos Carlos, Mônica, Adriana e Alberto, por todos momentos felizes, com muito amor e carinho.

"Basta que reconheçamos o homem como um ser de permanentes relações com o mundo, que ele transforma através de seu trabalho, para que o percebamos como um ser que conhece. Apesar disso, quem sabe, talvez porisso, não há saber nem ignorância absolutos. Ninguém sabe tudo, assim como ninguém ignora tudo. O saber começa com a consciência de saber pouco. É sabendo que sabe pouco que uma pessoa se prepara para saber mais. Se tivéssemos um saber absoluto já não poderíamos continuar sabendo, pois este seria um saber que não estaria sendo. Quem tudo soubesse já não poderia saber, pois não mais indagaria."

(Paulo Freire)

"Vêzes sem conta te vi, Zé Ninguém, sem opção, sem voto, sem aquilo que faz de ti membro do povo. Ouvi então os teus prantos e lamúrias, ouvi-te os apelos e esperanças, os teus amores e desditas. Conheço-te e entendo-te. E vou dizer-te quem és, Zé Ninguém, porque acredito na grandeza do teu futuro, que sem dúvida te pertencerá. Vê-te como realmente és. Ouve o que nenhum dos teus chefes ou representantes se atreve a dizer-te: "És o homem médio, o homem comum, apenas , mas és grande!"

"O grande homem, Zé Ninguém, é, pois aquele que reconhece quando e em que é pequeno. O homem pequeno é aquele que não reconhece a sua pequenez e teme reconhecê-la; que procura mascarar a sua tacanhez e estreiteza de vistas com ilusões de força e grandeza, força e grandeza alheias. Os grandes cientistas, poetas e homens de sabedoria sempre fugiram da tua companhia, pois desejavam preservar a alegria que lhes fosse possível. É fácil devorar a felicidade na tua companhia, Zé Ninguém, mas é difícil protegê-la".

"Escuta, Zé Ninguém, o que disse o sábio:

> "Plantei as sementes de palavras sagradas neste mundo.
> Quando muito depois de morta a palmeira aluir o rochedo;
> Quando a magnificiência de todos os reis não for mais que podridão das folhas secas;
> Através dos dilúvios mil arcas guardarão a minha palavra:
>
> Ela prevalecerá."

(Wilhelm Reich)

Agradecimentos

Meus melhores e mais sinceros agradecimentos:

- ao meu orientador, Prof.Dr. Luis Carlos de M. Miranda, pela sugestão do problema, por sua paciente e dedicada orientação no seu desenvolvimento, por sua assistência e pronta disposição para discutir e criticar construtivamente o presente trabalho, desde sua concepção até sua forma final nesta Tese, enfim por sua amizade e seu entusiamo contagiante no trato com a pesquisa, que soube me transmitir;
- ao meu esposo, Prof.Dr. Carlos Alberto da S. Lima, pelo companheirismo, pelo incentivo e encorajamento constantes, pelas valiosas sugestões que enriqueceram este trabalho, por seu espírito crítico que muito contribuiu para moldar minha atitude científica;
- ao Prof.Dr. José Carlos V. Mattos pela amizade, constante interesse e apoio demonstrados ao longo de minha formação;
- ao Prof.Dr. Roberto Luzzi e demais membros de minha Banca de Seminário de Tese pelo interesse e críticas construtivas;
- aos meus colegas pós-graduandos, aos demais professores e funcionários do IFGW pelo clima de companheirismo e simpatia com que fui sempre acolhida;
- aos professores do Departamento de Física da California State University, e especialmente aos Prof.Dr. Charlie Harper cujo crédito me abriu as primeiras portas para a pesquisa, por seu apoio e incentivo;
- ao Prof.Dr. Jayme Tiommo, responsável pela formação de toda uma geração de Físicos brasileiros, pela oportunidade de, como sua aluna, ter dado os primeiros passos em minha formação científica, por sua amizade e interesse;

- ao saudoso Prof.Dr. Sérgio P.S. Porto, pesquisador emérito, grande incentivador de jovens físicos, pelo interesse e amizade com que me distinguiu;
- à Universidade de Brasília e a Universidade de Campinas pelas oportunidades que me foram dadas;
- à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) cujo apoio financeiro tanto contribuiu para a realização deste trabalho;
- à Rosa Yukiko Kawaguchi Anhaia, pelo seu competente e paciente trabalho datilográfico, à Antonela Carvalho Ribeiro pelos desenhos e ao Carlos André Turcinelli pelos trabalhos de xerografia.
- por último, mas com o maior desvelo e carinho, a meu pai Dr. Manoel T.T. de Sousa e minha saudosa mãe Profa. Maria da Conceição Barbosa de Sousa, grandes arquitetos deste momento, pelo exemplo de responsabilidade e engajamento social que tão bem souberam imprimir em seus filhos.

Abstract

The effect of external fields on the behavior of electron interactions in both a solid state and a gaseous plasma has been considered. The external fields consisted of strong electromagnetic waves by themselves or in association with a d.c. magnetic field. As to the interactions in a gaseous plasma the plasma heating by inverse bremsstrahlung (IB) was studied with the plasma irradiated with strong laser fields. It was shown that due to modifications introduced by two e.m. fields on the coulomb screening in the plasma the IB may turn out to be the main heating mechanism dominating over the heating by collective instabilities. This happens when the beating frequency w of the two lasers matches the plasma frequency w_p. The additional influence of a d.c. magnetic field preserves these characteristics of the IB heating for $w = w_p$ but renders the process essentially inoperant when the laser - ciclotron resonanceobtains in the magnetoplasm. In regard of the effects upon a semiconductor plasma the problem of phonon amplification under the action of two laser fields was considered. The conditions for the process to occur have been established and we have demonstrated the feasebility of phonon amplification within a narrow band of phonon frequencies. A typical calculation was worked out for an InSb sample under the simultaneous action of both a weak CO_2 laser and a strong ICN laser.

Resumo

Neste trabalho procedeu-se um estudo do efeito de campos externos sobre o comportamento de interações eletrônicas em semicondutores e em plasmas gasosos. Os campos externos consistiram de campos de lasers associados ou não à presença simultânea de um campo magnético d.c. No caso dos plasmas gasosos estudou-se o aquecimento via bremsstrahlung inverso (BI) devido a ação de lasers intensos. Demonstrou-se que devido as modificações que a presença dos dois lasers introduz na blindagem das interações coulombianas no plasma, o processo de BI, no caso de lasers intensos, pode dominar sobre outros mecanismos de aquecimento (via modos coletivos) devidos a absorção de energia do campo e.m. quando a frequência de batimento dos lasers assume valor próximo da frequência de plasma. A presença adicional de um campo magnético d.c. preserva esta característica mas leva, também, o BI a uma condição de inoperância quando a frequência do laser situa-se próxima da frequência de ciclotron dos elétrons no magnetoplasma (ressonância ciclotrônica). No que se refere aos efeitos sobre semicondutores abordou-se o problema da amplificação de fonons em presença de dois campos de lasers. Estabeleceu-se o condicionamento do processo e demonstrou-se ser viável a amplificação de fonons acústicos com frequências restritas a uma banda estreita. O caso do InSb sujeito a ação de um laser de CO_2 e um laser de ICN foi tomado como exemplo.

INTRODUÇÃO GERAL

Poucos têm sido, dentre os vários campos de Física, aqueles que têm merecido maior atenção dos pesquisadores que as interações entre a radiação eletromagnética e a matéria, quer do ponto de vista clássico, quer do quântico ou, ainda, através de abordagens híbridas, ditas semi-clássicas.

O extraordinário interesse nesse assunto resulta de verdadeira universalidade destas interações, presentes numa enorme variedade de processos físicos fundamentais, excitados a partir da absorção/emissão ou espalhamento de fotons por partículas isoladas ou confinadas em certas "matrizes" como metais, semicondutores, etc.,ou ainda, em meios especiais como os plasmas.

Dentro de um tão variado espectro de tópicos abertos para a pesquisa, nesse campo, é natural que um dado trabalho em particular, procure circunscrever-se a discussão de uma pequena seleção dentre eles. Assim, neste trabalho, limitar-nos-emos à abordagem de alguns temas específicos relacionados com o estudo de interações eletrônicas em semicondutores normais (interação elétron-fonon) e em plasmas (interações elétron-elétron, elétron-ion) quando estas interações são afetadas pela ação de campos eletromagnéticos sobre estes sistemas, associados ou não à presença, simultânea, de um campo magnético estático uniforme.

Nossa abordagem dos problemas se inicia com a formulação e resolução do problema quântico da determinação da função de onda de um elétron submetido à ação de campos externos (cap. II). Em primeiro lugar consideramos o problema de um elétron em presença de uma onda eletromagnética (um campo de laser, por exemplo). A seguir, abordamos, igualmente, o problema em que além do campo de laser existe atuando sobre o elétron um campo magnético estático e uniforme. As correspondentes equações de Schrodinger são resolvidas obtendo-se as funções de onda. Estas soluções serão empregadas ou servirão como guia ou ponto de partida para uso em Caps. subsequentes.

No Cap. III dedicamos ao estudo de um problema que, a partir de nossos resultados, revelou-se de grande relevância para o trato de assuntos de reconhecida importância tecnológica, como mencionaremos mais adiante. Trata-se de estabelecer pela primeira vez a forma explícita de como se reflete sobre a blindagem coulombiana da interação elétron-cargas num plasma, a presença de um campo de laser, associado ou não a um campo magnético d.c. Calcula-se, em particular, o potencial e a constante dielétrica estática efetiva do plasma nas condições especificadas. No processo de tais cálculos introduzimos um formalismo caracterizado pelo uso de transformações unitárias associadas a translações de momentum e translações espaciais. Este procedimento é particularmente útil quando além de sujeita a campos externos, a carga interage com o meio através de um potencial fenomenológico, como é o caso das abordagens nas aplicações do Cap. IV, pois através dela elimina-se a dependência no campo e.m. do termo de energia cinética na hamiltoniana transferindo-se para o termo de energia potencial aplicando-se ao vetor posição um deslocamento que é função do campo. Isto feito pode-se tratar este potencial como uma perturbação mas o efeito dos campos externos (eletromagnético e magnético d.c.) é retido sem aproximações (tratamento não perturbativo).

Passamos, a seguir (Cap. IV), à abordagem de dois problemas concretos que são tratados à luz do formalismo já desenvolvido:

a) modificação da interação elétron-fonon num semicondutor devido a presença, simultânea, de dois campos de laser. Trata-se do problema de descrever a conversão direta de ondas eletromagnéticas em ondas acústicas e o aparecimento de instabilidades na população de fonons, num semicondutor foto-bombeado. A possibilidade de ganho (i.e. amplificação de fonons) é explorada no caso específico do InSb sob ação simultânea, de dois lasers (laser de ICN, forte; laser de CO_2, fraco). Os parâmetros relevantes para obtenção de ganho são especificados e chega-se a conclusão que o processo por nós sugerido é passível de imediata confirmação experimental usando-se amostras e lasers que a tecnologia atual já se mostrou capaz de produzir;

b) o aquecimento de um plasma eletrônico pelo processo de "bremsstrahlung" inverso. Este processo, geralmente secundário em condições ordinárias, pode, de acordo com nossos resultados, ser fortemente ativado graças às drásticas modificações que sofre a constante dielétrica do plasma, em razão das alterações na blindagem das interações coulombiana devido a presença de um campo de laser. Nestas condições, este mecanismo de aquecimento passa a competir favoravelmente com outros mecanismos e pode, sob as condições explicitadas neste trabalho, vir mesmo a dominar largamente o processo de aquecimento de um plasma eletrônico. Os efeitos da presença adicional de um campo magnético estático uniforme são também explorados. Ao longo do desenvolvimento deste capítulo, vão sendo obtidas, sob forma explícita e segundo condições claramente especificadas, expressões para o potencial efetivo de espalhamento elétron-cargas, a equação cinética para os elétrons sujeitos ao "bremsstrahlung", a frequência - efetiva das colisões ativas para o processo de absorção de energia do campo e.m. e a correspondente taxa de absorção.

A importância dos resultados de nosso trabalho para o importante problema do aquecimento de plasmas termonucleares, de grande relevância para o processo de fusão termonuclear controlada, é claramente apontada.

No tratamento das questões relativas a processos em plasmas, nossos desenvolvimentos partem sempre de uma formulação quântica do problema. Compreende-se a necessidade do tratamento quântico para discutir fenômenos em Física de Plasmas de Estado Sólido mas parece algo excêntrico o emprego da Mecânica Quântica no caso de plasmas gasosos, onde a Física Clássica realiza um bom trabalho na descrição dos fenômenos. Ainda mais quando se sabe que o procedimento comum após esta formulação quântica é o de tomar o limite clássico. Não resta dúvida que o tratamento quântico dos problemas mais simples de Física de Plasmas é perfeitamente dispensável face a propriedade e simplicidade da formulação clássica, porém nos problemas mais difíceis, envolvendo processos não lineares, a consideração do ponto de vista quântico - traz certas vantagens. É muito útil, por exemplo, associar quasi-partículas as ondas num plasma. São os quanta dessas ondas. Tais quasi-partículas interagem com as partículas do plasma e entre si. Estas interações são discutíveis em termos de uma "hamiltoniana da interação" ou de um "elemento de matriz" para a interação. Na verdade esta linguagem é útil mesmo nas formulações clássicas. Frequentemente ocorrem situações em que os cálculos quânticos são mais diretos e simples que os correspondentes cálculos clássicos.

No Cap. VI, finalmente, fazemos um resumo geral dos principais resultados e procuramos situá-los no contexto geral do campo de interação de radiação com matéria. Tecemos, também, considerações sobre possíveis implicações tecnológicas de nossos resultados.

CAPÍTULO II

Elétrons em campos externos: tratamento quântico

Nos problemas que iremos discutir nos capítulos seguintes terá grande utilidade o conhecimento dos estados quânticos acessíveis a um elétron num semicondutor ou num plasma gasoso sujeito à ação de campos externos tais como um campo de radiação eletromagnética (laser) associado ou não à presença de um campo magnético d.c.

Neste capítulo abordaremos esses problemas obtendo-se as soluções exatas das correspondentes equações de Schroedinger. Estas soluções representarão os estados não perturbados naqueles problemas em que as interações adicionais serão tratadas dentro da formulação da teoria da perturbação.

II.1 Elétrons num campo de laser

É um problema relativamente simples da Mecânica Clássica a descrição do movimento de um elétron sujeito a ação de um campo elétrico $\vec{E}(t)$ espacialmente uniforme, mas descrito por uma função arbitrária do tempo. É de se esperar, portanto, que o correspondente problema quântico admita uma solução igualmente simples. Como veremos a seguir este é o caso realmente. A solução do problema quântico de um elétron num campo elétrico oscilatório foi abordado por Keldysh[1] trabalhando num calibre em que o potencial vetor $\vec{A}(\vec{r},t)$ é nulo e o campo elétrico obtido pelo gradiente de um potencial escalar $\phi(\vec{r},t)$. Uma formulação elegante e simples, que adotaremos aqui, foi desenvolvida por Harris[2] levando a uma solução a partir da qual aquela obtida por Keldysh é facilmente deduzida por uma transformação de calibre.

Seja $\vec{A}(t)$ o potencial vetor do qual o campo elétrico, espacialmente uniforme (aproximação de dipolo; ver sec. II.2 para maiores detalhes), se obtém por

$$\vec{E}(t) = -\frac{1}{c}\frac{d\vec{A}(t)}{dt} \qquad \text{(II.1.1)}$$

Consequentemente,

$$\vec{A}(t) = -c\int_{t_o}^{t} \vec{E}(t')\,dt' \qquad \text{(II.1.2)}$$

Estamos, implicitamente, assumindo que $\phi = \nabla.\vec{A} = 0$. O operador hamiltoniano pode ser escrito como

$$\hat{H} = \frac{1}{2m}\left|\hat{p} - \frac{e}{c}\vec{A}(t)\right|^2 =$$

$$= \frac{1}{2m}\left|\frac{\hbar}{i}\vec{\nabla} - \frac{e}{c}\vec{A}(t)\right|^2 \qquad \text{(II.1.3)}$$

Nosso objetivo é resolver a equação de Schroedinger com dependência no tempo

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\vec{r},t) = \hat{H}\psi(\vec{r},t) \qquad \text{(II.1.4)}$$

Como o operador de momentum $\hat{p}$ comuta com $\hat{H}$ sabemos que o momentum é uma constante de movimento. Isto sugere que tentemos uma solução da forma

$$\psi(\vec{r},t) = C(t)\ \exp\left(\frac{1}{\hbar}\ \vec{p}.\vec{r}\right) \tag{II.1.5}$$

onde $\vec{p}$ é o autovalor de $\hat{p}$. Levando (II.1.5) em (II.1.4) obtém-se:

$$i\hbar\ \frac{d}{dt}\ C(t) = \frac{1}{2m}\left|\vec{p} - \frac{e}{c}\ \vec{A}(t)\right|^2 C(t) \tag{II.1.6}$$

e daí

$$C(t) = \exp\ \left[-\ \frac{i}{\hbar}\int_{t_o}^{t} \varepsilon(t')dt'\right] \tag{II.1.7}$$

onde $\varepsilon(t)$ foi aqui introduzido como

$$\varepsilon(t) = \frac{1}{2m}\left|p - \frac{e}{c}\ \vec{A}(t)\right|^2 \tag{II.1.8}$$

que reconhecemos como sendo a energia instantânea do elétron. Voltando à (II.1.5) temos finalmente que

$$\psi(\vec{r},t) = \exp\ \left[\frac{i}{\hbar}\ (\vec{p}.\vec{r} - \int_{t_o}^{t} \varepsilon(t')dt')\right] \tag{II.1.9}$$

que é a solução procurada.

Vemos que (II.1.9) é uma autofunção de $\hat{p}$. Soluções mais gerais poderão ser construídas formando-se combinações lineares destas autofunções do momentum.

É interessante notar a ligação entre (II.1.9) e a solução operacional formal de (II.1.4), a qual se escreve como

$$\psi(\vec{r},t) = \left[\exp\left(-\frac{i}{\hbar}\int_{t_o}^{t} \hat{A}(t')dt'\right)\right]\psi(\vec{r},t_o) \qquad \text{(II.1.10)}$$

onde $\psi(\vec{r},t_o)$ é a função de onda no instante $t = t_o$. O operador exponencial à esquerda de $\psi(\vec{r},t_o)$ é o operador de evolução temporal. Se tomarmos $\psi(\vec{r},t_o)$ como uma onda plana

$$\exp\left(\frac{i}{\hbar}\ \vec{p}.\vec{r}\right) \qquad \text{(II.1.11)}$$

então o operador de momentum $\hat{\mathbf{p}}$ em $\hat{A}$ pode ser substituido pelo seu autovalor $\vec{p}$. Nessas condições o operador $\hat{A}$ em (II.1.10) pode ser substituido pela expressão que nos dá a dependência da energia no tempo $\varepsilon(t)$ (conforme II.1.8) e obtém-se, então, (II.1.9).

Nossa solução (II.1.9) refere-se, obviamente, ao tratamento não relativístico, no qual estamos interessados face as aplicações que temos em vista. Não obstante vale mencionar, a título de referência, as abordagens conhecidas do problema relativístico de um elétron num campo uniforme mas variável no tempo. O problema nesse caso não admite uma solução simples, exceto em casos especiais[3,4] para certas formas de dependência temporal de $\vec{A}(t)$, em conexão tanto com a equação de Klein-Gordon como com a equação de Dirac.

II.2 - Elétrons sob ação simultânea de um campo de laser e um campo magnético d.c.

No chamado calibre de Coulomb, os campos elétrico e magnético podem ser obtidos se conhecemos o potencial vetor $A(\vec{r},t)$ do campo de radiação. Admitiremos, como hipótese, que nas aplicações em que estaremos interessados, a região de interesse tenha dimensões típicas bem menores que o comprimento de onda da radiação. Assim os campos elétrico e magnético da onda eletromagnética podem ser tomados como essencialmente uniformes (aproximação de dipolo) na região. Em outras palavras podemos desprezar sua variação espacial e considerá-los como funções apenas do tempo, i.e. $\vec{A}(\vec{r},t) \sim \vec{A}(t)$. Consideremos ainda que na região exista um campo magnético estático uniforme $\vec{B}$ na direção $\hat{z}$.

Nas condições acima os campos elétrico e magnético podem ser obtidos a partir do potencial vetor

$$\vec{A}(y,t) = \vec{A}(t) - By\hat{x}$$

onde $\vec{A}(t)$ descreve o campo eletromagnético (laser) na aproximação de dipolo e $-By\hat{x}$ é o potencial vetor correspondente ao campo magnético uniforme $\vec{B} = B\hat{z}$.

O operador hamiltoniano para um elétron (massa m, carga e < 0) submetido à ação simultânea destes dois campos é dada por:

$$H = \frac{1}{2m}\left(\vec{p} - \frac{e}{c}\vec{A}(y,t)\right)^2 = \frac{1}{2m}\left(\frac{\hbar}{i}\vec{\nabla} - \frac{e}{c}\vec{A}(y,t)\right)^2 \qquad \text{(II.2.1)}$$

Como o operador hamiltoniano não depende das coordenadas x e z, os correspondentes momenta p_x e p_z são constantes de movimento.

Nosso objetivo é resolver a equação de Schröedinger dependente do tempo

$$H\,\Psi(\vec{r},t) = -\frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial t}\Psi(\vec{r},t) \qquad \text{(II.2.2)}$$

O problema em que apenas um campo elétrico variável no tempo está presente já foi discutido na seção III.1, enquanto que o problema de um elétron submetido apenas a um campo magnético uniforme é clássico e tem a conhecida solução de Landau[5]. Usando estas duas soluções como guia, procura-se para o problema em pauta uma solução para a equação (II.2.2) do tipo

$$\Psi(\vec{r},t) = \left[e^{-\frac{i}{\hbar}E_n t}\; e^{\frac{i}{\hbar}\vec{p}\cdot\vec{r}}\; e^{-\frac{i}{2m\hbar}\int^t R(t')dt'} \right] \overline{H}_n(\xi) \qquad \text{(II.2.3)}$$

onde:

$$E_n = (n + \tfrac{1}{2})\,\hbar\,\omega_c \qquad , \qquad n = 0,1,2\ \ldots$$

$$\vec{p} = (p_x,\ Q(t),\ p_z)$$

$$R(t) = (\vec{p} - \frac{e}{c}\vec{A}(t))^2 + R_o(t)$$

$$\overline{H}_n(\xi) = \left[\left(\frac{m\omega_c}{\pi\hbar}\right)^{1/4} \left(\frac{1}{2^n n!}\right)^{1/2} e^{-\frac{\xi^2}{2}} \right] H_n(\xi)$$

$$\xi = \left(\frac{m\omega_c}{\hbar}\right)^{1/2} y - \left(\frac{1}{m\hbar\,\omega_c}\right)^{1/2} \left[p_x - G(t)\right]$$

Nas expressões acima:

$\omega_c = \frac{|e|B}{mc}$ = frequência de ciclotron do elétron

n = número quântico que designa um particular nível de Landau.

$\bar{H}_n(\xi)$ = função de onda para o oscilador harmônico

Por outro lado $R_o(t)$, $Q(t)$ e $G(t)$ são funções (reais) do tempo a serem determinadas de forma a satisfazer-se a equação de Schröedinger.

Levando a forma explicíta de $\Psi(\vec{r},t)$ dada pela (II.2.3) e (II.2.2) obtemos, após consideráveis manipulações:

$$R_o(t) = - \left[p_x - G(t)\right]^2$$

e

$$G(t) + iQ(t) = \frac{e\omega_c}{c} \int^t dt' \left[A_y(t')-iA_x(t')\right] e^{i\omega_c(t-t')}$$

onde $A_x(t)$ e $A_y(t)$ são componentes do vetor potencial da onda eletromagnética $\vec{A}(t)$. Assim, conhecendo este último podemos determinar a solução $\Psi(\vec{r},t)$ procurada.[6]

Algumas observações podem ser feitas aqui, que permitem uma apreciação da solução quântica para o problema em discussão em conjunto com a solução clássica para um elétron num campo elétrico uniforme variável no tempo e um campo magnético estático uniforme.

Inicialmente notemos que a partir da solução $\Psi(\vec{r},t)$ (II.2.3) pode-se ver que o valor esperado para o momentum do elétron é o mesmo que a expressão clássica para o momentum. No entanto, o mesmo não se dá para com o valor esperado para a energia ε do elétron. De fato, a partir da (II.2.3) temos:

$$<\varepsilon> = \int d^3\vec{r}\ \Psi^* \hat{H}\Psi =$$

$$= \frac{1}{2m} \left[(G - \frac{e}{c} A_x)^2 + (Q - \frac{e}{c} A_y)^2 + \right.$$

$$+ (p_z - \frac{e}{c} A_z)^2 \Big] + E_n \qquad (II.2.4)$$

No limite clássico ($\hbar \to 0$), $E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\ \omega_c \to 0$ e, assim, a (II.2.4) reduz-se à expressão clássica para a energia $\frac{1}{2m}(\vec{p}-\frac{e}{c}\vec{A}(t))^2$ posto que o campo magnético não contribui, classicamente, para a energia.

Assim, $E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c$ é a correção quântica na solução clássica para a energia. Notemos que:

$$\hbar\omega_c = \frac{\hbar |e| B}{mc} = (\frac{\hbar c}{mc^2}) |e| B$$

$$\frac{\hbar c}{mc^2} \simeq \frac{200\ M_{ev}.F}{0,5\ M_{ev}} \simeq 4\times10^2 F = 4\times10^2\times10^{-13}\ cm$$

$$= 4\times10^{-11}\ cm$$

$$|e| = 4.8\times10^{-10}\ statC$$

Assim (em unidades CGS):

$$E_n(erg) = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c = 4\times10^{-11}\times4.8\times10^{-10}(n+\frac{1}{2})B(gauss)$$

ou

$$E_n(ev) = \frac{4\times4.8}{1.6} \times 10^{-21}\times10^{12}\ (n + \frac{1}{2})\ B(Gauss) =$$

$$= 1.2\times10^{-8}\ (n + \frac{1}{2})\ B(Gauss)$$

$$E_n(k_{ev}) = 1.2\times10^{-11}\ (n + \frac{1}{2})\ B(Gauss)$$

$$E_n(k_{ev}) \sim (n + \frac{1}{2})\ B(Gauss)\ 10^{-11}$$

Portanto, embora a correção quântica seja desprezível para os campos magnéticos típicos de laboratório, não o será para campos realmente intensos como o campo magnético próximo á superfície de uma estrela de neutrons (onde $B \sim 10^{13}$ Gauss).

É fácil interpretar esta quebra de validade do resultado clássico quando se trata com campos magnéticos intensos. De fato, do ponto de vista clássico sob a ação de um campo magnético o elétron executa um movimento espiralado em torno das linhas de $\vec{B}$. A medida que o campo cresce o tamanho da órbita diminui. Quando este tamanho se torna da ordem do comprimento de onda de de Broglie para o elétron, podemos esperar que os efeitos quânticos se façam presentes de forma importante e assim deixa de ser válida a teoria clássica.

CAPÍTULO III

Efeito de campos eletromagnéticos sobre a blindagem eletrostática das interações coulombianas num plasma eletrônico

III.1 A blindagem coulombiana na presença de dois campos de laser: cálculo da constante dielétrica efetiva de um plasma eletrônico, nessas condições.

Quando, sobre um semicondutor, fazemos incidir um feixe de laser apropriado podemos observar diversos tipos de alterações em suas propriedades. Exemplos são encontrados em recentes trabalhos[7-13] abordando problemas em semicondutores relacionados com tais efeitos sobre o espalhamento elétron-fonon[7,8,11,13], a propagação de ondas eletromagnéticas[9,10] e propriedades ópticas em geral.[12]

Os efeitos deste campo externo sobre o comportamento de plasmas gasos tem sido também, objeto de recentes investigações[14-17] tais como sua influência sobre a densidade eletrônica nas descargas em gases[14], o aquecimento eletromagnético de plasmas[15,16] e efeitos ressonantes na atenuação de Landau em plasmas magnetizados.[17]

Em nenhum destes trabalhos, nem em outros de que tenhamos conhecimento, foi, entretanto, abordado um importante aspecto deste problema, quer em semicondutores, quer em plasmas gasosos. Trata-se do fato de que a presença de ondas eletromagnéticas altera, de maneira fundamental, a blindagem de cargas num plasma eletrônico. Este problema será considerado no que segue.

Antes de mais nada lembremos o conhecido fato de que a blindagem do potencial coulombiano determina uma substan -

cial redução da interação entre campos longitudinais de grande comprimento de onda (ondas acústicas, campos de impurezas, etc.) e os elétrons de condução, num semicondutor. Evidência de tal efeito vê-se, por exemplo, no enfraquecimento da amplificação de som pelos elétrons de arrasto no efeito acusto-elétrico. Na verdade, várias proposições tem sido apresentadas com vistas a reduzir este contra-efeito na amplificação de som.[18,19]

No entanto, não recebeu maior consideração até hoje, o fato de que na presença de uma onda eletromagnética, componentes de alta frequência da distribuição espacial de cargas ocorrem com frequências iguais a da onda eletromagnética e seus harmônicos. Devido ao comportamento não-linear do sistema estas componentes afetam as componentes de baixa frequência do potencial, um fato já apontado há muito tempo por Aliev e Silin[20].

À luz destas considerações e do fato de que a permitividade elétrica de um meio, no limite de grandes comprimentos de onda, cai rapidamente à zero para frequências próximas a frequência de plasma ω_p, pareceu-nos uma consequência lógica que disto resultasse um enfraquecimento do efeito de blindagem se o meio (plasma) fosse iluminado com uma onda eletromagnética de frequência - $\omega \simeq \omega_p$. Não obstante, a realização experimental de tal tarefa encontra sérias dificuldades, por duas razões. Primeiro $\omega = \omega_p$ é precisamente a condição de limiar, para propagação de uma onda eletromagnética num plasma, i.e., a onda simplesmente não penetra o plasma se $\omega < \omega_p$. Em segundo lugar uma fonte de ondas eletromagnéticas com frequência $\omega = \omega_p$ e com potências adequadas é de difícil obtenção, para a grande maioria dos plasmas em semicondutores, se consideramos, por exemplo, as fontes de laser atualmente disponíveis.

Analisando detidamente este problema, buscando uma forma de contornar tal dificuldade, ocorreu-nos que o mesmo efeito poderia ser observado se ao invés de uma fonte única sujeita a severa restrição experimental acima, usássemos duas fontes, simultaneamente (por exemplo, dois lasers de frequências ω_1 e ω_2, ambas acima do limiar de penetração no plasma), relaxando a condição anterior para uma mais facilmente realizável, a saber, $\omega_1 - \omega_2 \sim \omega_p$. A verificação explícita de que o efeito de redução da blindagem faz-se presente nestas novas condições é o objetivo do restante da presente seção.

Consideremos, inicialmente, um plasma a uma componente, infinito e homogêneo. Admitamos, ainda, que a condição $\omega_p \tau \gg 1$ entre a frequência de plasma e o tempo de relaxação (inverso da frequência de colisões no plasma) seja satisfeita (em outras palavras estamos considerando um plasma, essencialmente, sem colisões). A inclusão dos efeitos das ondas eletromagnéticas será feita sob a hipótese de que as distâncias dentro das quais se observam variações sensíveis das amplitudes das ondas são grandes em comparação a) com as dimensões típicas das regiões onde há flutuações apreciáveis de carga no plasma; b) com o valor inicial do raio de blindagem de Debye, r_D, e c) com a amplitude das oscilações do elétron nos campos das ondas. Nestas condições as ondas podem ser tratadas dentro da chamada "aproximação de dipolo", isto é, $\vec{A}(\vec{r},t) \sim \vec{A}(t)$ onde $\vec{A}(\vec{r},t)$ é o potencial vetor total que descreve as ondas eletromagnéticas.

Podemos então escrever a hamiltoniana para nosso sistema como:

$$H(t) = \frac{1}{2m} \sum_{\vec{p}} \left[\vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A}(t)\right]^2 C^{+}_{\vec{p}} C_{\vec{p}} - e \sum_{\vec{p},\vec{k}} \varphi(\vec{k},t)\, C^{+}_{\vec{p}+\vec{k}} C_{\vec{p}} \tag{III.1.1}$$

onde

$$\vec{A}(t) = \frac{c}{\omega_1} \vec{E}_1 \cos\left(\omega_1 t\right) + \frac{c}{\omega_2} \vec{E}_2 \cos\left(\omega_2 t\right)$$

descreve os campos de laser. O potencial escalar, que descreve conjuntamente o campo das cargas estáticas e o campo auto-consistente, tem suas componentes de Fourier determinadas pela equação de Poisson:

$$k^2 \varphi(\vec{k},t) = 4\pi\rho(\vec{k}) - 4\pi\, e \sum_{p} \langle C^{+}_{\vec{p}-\vec{k}} C_{\vec{p}} \rangle_t \tag{III.1.2}$$

onde $\rho(\vec{k})$ é a correspondente componente de Fourier da distribuição de cargas estáticas e $\langle \ldots \rangle_t$ descreve uma tomada da média com a Hamiltoniana completa (III.1.1).

Para expressar $\varphi(\vec{k},t)$, explicitamente, devemos obter a equação de movimento para $\langle C^{+}_{\vec{p}-\vec{k}} C_{\vec{p}} \rangle_t$. Isto se faz à luz do tratamento usual sob a chamada "aproximação de fase aleatória" (RPA) conforme a sugestão original de Pines[21], seguindo aplicaçoes semelhantes - à presente feitas por Miranda[22 ,23]. Sob a condição inicial - $\langle C^{+}_{\vec{p}-\vec{k}} C_{\vec{p}} \rangle_{t=-\infty} = 0$ obtém-se o resultado procurado que levado à (III.1.2) nos dá:

$$\varphi(\vec{k},t) = \frac{4\pi\rho(\vec{k})}{k^2} - \frac{4\pi}{k^2} ie^2 \int_{-\infty}^{t} dt' \varphi(\vec{k},t') \sum_{\vec{p}} (f_{\vec{p}-\vec{k}} - f_{\vec{p}}) \times$$
$$\exp\left[-i(\varepsilon_p - \varepsilon_{p-k})(t-t')\right] \exp\left[-i\vec{k}.\vec{a}_1(\operatorname{sen}\omega_1 t - \operatorname{sen}\omega_1 t')\right] \exp\left[-i\vec{k}.\vec{a}_2(\operatorname{sen}\omega_2 t - \operatorname{sen}\omega_2 t')\right] \tag{III.1.3}$$

onde $\vec{a}_i = e\, \vec{E}_i / m\omega_i^2$ é a amplitude de oscilação do elétron no campo da onda i, $\varepsilon_p = p^2/2m$ e $f_{\vec{p}}$ é o número de ocupação de elétrons.

Definamos:

$$\tilde{\varphi}(\vec{k},t) = \varphi(k,t)\exp(i\vec{k}.\vec{a}_1 \text{ sen } \omega_1 t)\exp(i\vec{k}.\vec{a}_2 \text{ sen } \omega_2 t)$$

$$\tilde{\rho}(\vec{k},t) = \rho(\vec{k}) \exp(i\vec{k}.\vec{a}_1 \text{ sen } \omega_1 t) \exp(i\vec{k}.\vec{a}_2 \text{ sen } \omega_2 t) \qquad \text{(III.1.4)}$$

Notemos que, levando (III.1.4) na (III.1.3), $\tilde{\varphi}$ e $\tilde{\rho}$ satisfazem a mesma relação que φ e ρ na ausência de ondas eletromagnéticas (a_i = 0). Portanto, de acordo com Pines(21), temos para as componentes da transformada de Fourier temporal de $\tilde{\varphi}$ e $\tilde{\rho}$:

$$\tilde{\varphi}(\vec{k},\omega) = \frac{4\pi}{k^2}\frac{\tilde{\rho}(\vec{k},\omega)}{\epsilon(\vec{k},\omega)} \qquad \text{(III.1.5)}$$

onde $\epsilon(\vec{k},\omega)$ é a constante dielétrica usual na aproximação RPA.

Segue-se, então, de (III.1.4) e (III.1.5):

$$\varphi(\vec{k},t) = \exp(-i\vec{k}.\vec{a}_1 \text{ sen } \omega_1 t) \exp(-i\vec{k}.\vec{a}_2 \text{ sen } \omega_2 t) \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \left[\frac{4\pi}{k^2}\frac{\rho(\vec{k},\omega)}{\epsilon(\vec{k},\omega)}\right] e^{-i\omega t} \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt'}{2\pi}\, e^{i\omega t'} \exp(i\vec{k}.a_1 \text{ sen } \omega_1 t') \exp(i\vec{k}.a_2 \text{ sen } \omega_2 t') \qquad \text{(III.1.6)}$$

Usando a expansão:

$$\exp(iz \text{ sen}\theta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(z) \exp(in\theta)$$

e fazendo as integrações indicadas em (III.1.6) temos finalmente:

$$\varphi(\vec{k},t) = \sum_{n,s,\mu,\nu=-\infty}^{\infty} J_{n+\mu}(z_1) J_\mu(z_1) J_{s+\nu}(z_2)\, J_\nu(z_2) \times$$

$$\times \quad \frac{4\pi\rho(\vec{k})\; e^{i(\mu\omega_1+\nu\omega_2)t}}{k^2\; \epsilon(k, n\omega_1+s\omega_2)} \qquad \text{(III.1.7)}$$

onde

$$z_i = \vec{k}.\vec{a}_i \qquad (i = 1,2) \qquad .$$

É importante notar que a (III.1.7)acima revela que na presença de campos de alta frequência o potencial além de se tornar anisotrópico (dependência em $\vec{k}.\vec{a}_i$) tem componentes nas frequências dos campos e nos seus harmônicos.

A seguir consideremos apenas a componente estática - $\varphi_o(\vec{r})$ do potencial (i.e. $\mu = \nu = 0$). Temos então a partir de (III.1.7)

$$\varphi_o(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3k\; \frac{4\pi\;\rho(\vec{k})}{k^2\;\epsilon_{ef}}\; e^{-i\vec{k}.\vec{r}} \qquad \text{(III.1.8)}$$

onde

$$\frac{1}{\epsilon_{ef}} = \sum_{n,s=-\infty}^{\infty} \frac{J_n^2(\vec{k}.\vec{a}_1)\; J_s^2(\vec{k}.\vec{a}_2)}{\epsilon(\vec{k}, n\omega_1+s\omega_2)} \qquad \text{(III.1.9)}$$

Vemos pois que o efeito de dois campos de laser sobre o potencial estático pode ser levado em conta simplesmente definindo-se uma constante dielétrica efetiva ϵ_{ef} a qual depende tanto da frequência como da polarização destes campos. Notemos que no limite de campo nulo ($a_i = 0$) sobrevivem na (III.1.9) para ϵ, apenas os termos $n=s=0$ [$J_o(0)=1$; $J_n(0) = 0$, $n \neq 0$], de sorte que ϵ_{ef} reduz-se, como esperado, à constante dielétrica estática usual $\epsilon(\vec{k},o)$.

O cálculo explícito, geral da (III.1.8) é bastante complicado. Não obstante, a imposição de certas condições, válidas sob certas circunstâncias, permite elaborar um pouco mais esta expressão. Admitamos, por exemplo, que a carga blindada seja uma carga puntiforme estática ($\rho(\vec{k}) = Ze$) e que os campos sejam tais que $\omega_1 - \omega_2 = \eta\, \omega_p$ onde $\eta \simeq 1$. Nestas condições a (III.1.8) simplifica-se consideravelmente. De fato, lembrando que a constante dielétrica para altas frequências é dada por:

$$\epsilon \simeq 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

os termos dominantes na eq. (9) são os termos ressonantes i.e. ($n = -s = \pm 1$). Neste caso, com $\omega_1 - \omega_2 = \eta\, \omega_p$

$$\epsilon(k,\omega_2-\omega_1) = \epsilon(k,\omega_1-\omega_2) \simeq 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega_1-\omega_2)^2} = \frac{\eta^2-1}{\eta^2} =$$

$$= \frac{(\eta+1)(\eta-1)}{\eta^2} \simeq 2\,(\eta-1)$$

para $\eta \simeq 1$.

Daí:

$$\varphi_o(\vec{r}) = \frac{Ze}{2\pi^2(\eta-1)} \int d^3k\, \frac{J_1^2(\vec{k}.\vec{a}_1)J_2^2(\vec{k}.\vec{a}_2)}{k^2}\, e^{-i\vec{k}.\vec{r}} \qquad \text{(III.1.10)}$$

É evidente de (III.1.10) que na presença de dois campos de laser com frequências ω_1 e ω_2 tais que sua diferença $\Delta\omega$ seja igual a frequência de plasma teremos um colapso da blindagem ele -

trostática que se manifesta através de uma intensificação do potencial estático a medida que $\Delta\omega \to \omega_p$ (i.e. $\eta \to 1$).

No que diz respeito a variação espacial de $\varphi_o(r)$ podemos obter uma expressão simples para o caso em que os campos não são muito intensos ($ka_i \ll 1$). Neste caso, expandindo as funções de Bessel em potências do argumento e tomando $\vec{E}_1$ e $\vec{E}_2$ como circularmente polarizados, a (III.1.10) se reduz a:

$$\varphi_o(\vec{r}) = \frac{3}{2}\frac{Zea_1^2a_2^2}{(\eta-1)r^5}(\cos^2\theta_1 - \frac{1}{2}\,\mathrm{sen}^2\,\theta_1)(\cos^2\theta_2 - \frac{1}{2}\,\mathrm{sen}^2\,\theta_2)$$

onde θ_1 e θ_2 são os ângulos que $\vec{E}_1$ e $\vec{E}_2$ formam com $\vec{r}$, respectivamente.

Em resumo, apesar de algumas hipóteses simplificadoras que fizemos, o tratamento acima, buscando determinar efeitos da presença de dois campos de laser sobre um plasma eletrônico, permite que se extraiam algumas conclusões:[24]

Primeiramente, ficou demonstrado que a iluminação de um plasma eletrônico (por exemplo, plasma num semicondutor) com dois campos de laser (ω_1, $\omega_2 \gg \omega_p$) tais que $\omega_1-\omega_2 = \omega_p$ altera substancialmente as propriedades de blindagem em tal plasma. De um lado, mesmo quando se tem uma distribuição isotrópica de cargas o potencial correspondente é anisotrópico e para distancias $r \gg r_D$ se atenua segundo potências $r^{-\alpha}$ ($\alpha = 5$, por exemplo, para a componente ψ_o). Por outro lado, a polarização da nuvem eletrônica que blinda uma carga puntiforme em tal plasma, que segundo Pipa[25], tem uma natureza dipolar na ausência de campos adquire agora características multipolares. Finalmente, ressaltamos como uma importante conclusão a intensificação do $\varphi_o(\vec{r})$ (colapso de blindagem) quando $\omega_1-\omega_2 = \omega_p$.

As consequências práticas desta última conclusão podem manifestar-se em vários fenômenos o que permitirá que se submeta a um teste experimental o efeito apontado acima. Por exemplo, dele deve resultar um aumento na resistência elétrica de um semicondutor devido ao aumento que se pode esperar na intensidade do espalhamento dos elétrons de condução por impurezas. Além disso, pode-se esperar que o colapso da blindagem tenha forte influência no comportamento de dispositivos acusto-elétricos bem como, com relação ao problema da fusão nuclear com laser, no aumento da resistência elétrica determinando um aumento do aquecimento de plasma gasoso. Alguns importantes aspectos destas consequências foram por nós explorados e serão descritos em outra seção.

III.2 - A blindagem coulombiana na presença simultânea de um campo de laser e um campo magnético d.c.: cálculo da constante dielétrica efetiva do plasma eletrônico, nessas condições.

Uma extensão natural do tratamento desenvolvido na seção III.1 é a inclusão dos efeitos adicionais de uma campo magnético d.c. intenso. Há várias situações de interesse em Física do Estado Sólido e Física de Plasma, em que se deseja estudar o comportamento de um plasma eletrônico atuado simultâneamente por um campo de laser e um campo magnético d.c. Entre elas destaca-se a possibilidade de explorar os efeitos de ressonância laser-ciclotron. De fato, a condição de ressonância, onde a frequência de laser se torna igual a frequência de ciclotron do elétron pode ser conseguida tanto pelo aumento da intensidade do campo magnético como pelo uso de lasers intensos de comprimento de onda longo. O fato de que presentemente está aumentando a disponibilidade de lasers intensos na faixa de comprimentos de onda submilimétricos (ver, por exemplo o trabalho de Lax e Cohn [26]), tornando-se então possível implementar a segunda das opções acima apontadas, dá uma importância ainda maior às investigações dos efeitos da ressonância laser-ciclotron sobre as várias propriedades de uma plasma eletrônico. Este problema foi tratado, por exemplo, por Seely[16] mas, tal como nas referências citadas com relação ao problema tratado na seção III.1, seu tratamento não incluiu os efeitos de tais campos na blindagem eletrostática. Nesta seção abordaremos com detalhe a inclusão de tais efeitos.

Nossos sistema consiste basicamente de um gás de elétrons num campo magnético d.c., iluminado por um feixe de radiação e perturbado pela presença de uma carga estática.

Nosso objetivo é calcular o potencial efetivo desta carga estática levando em conta os efeitos de plasma alterados pela presença dos campos externos. Como na seção III.1,nosso cálculo será feito usando a técnica usual de RPA, tratando-se a interação coulombiana entre os elétrons como um campo auto-consistente enquanto que o campo de radiação será tratado como uma onda eletro - magnética clássica na aproximação de dipolo. Os estados eletrônicos serão descritos pela solução da equação de Schroëdinger para um elétron sujeito a ação conjunta de um campo de radiação e um campo magnético estático uniforme, obtida na seção II.2.

Usando-se uma transformação que designaremos como "operação de translação espacial e de momentum" (OTEM), que se baseia numa formulação proposta originalmente por Hennenberg[27] e Reiss[28] e aplicada, em contexto semelhante ao nosso, por por Seely[16] e, após generalização para incluir translações espaciais, por Miranda[11,29], a solução da equação de Schroedinger dependente do tempo para um elétron sujeito a ação de uma onda circularmente polarizada (à direita) propagando-se paralelamente à um campo magnético uniforme d.c. (ao longo do eixo dos z), obtida na seção II.2, pode ser convenientemente reescrita como:

$$\Psi_\alpha(\vec{r},t) = U\ \phi_\alpha(\vec{r},t) \qquad \text{(III.2.1)}$$

onde

$$U = e^{i\vec{\delta}(t).\hat{p}/h}\ e^{i\vec{\xi}(t).\vec{r}/h}\ e^{-i\eta(t)/\hbar} \qquad \text{(III.2.2)}$$

com

$$\vec{\delta}(t) = -r(t)\ \hat{e}_x + S(t)\ \hat{e}_y$$

$$\vec{\xi}(t) = Q(t)\ \hat{e}_y$$

$$r(t) = \frac{1}{m}\int^t dt'\ \left[G(t') - \frac{e}{c}A_x(t')\right]$$

$$S(t) = \frac{G(t)}{m\ \omega_c}$$

$$\eta(t) = \frac{1}{m}\int^t dt'\ \{\frac{e^2A^2(t')}{c^2} + Q^2(t') - \frac{2e}{c}Q(t')A_y(t') - G^2(t')\}$$

Na (III.2.1) $\phi_\alpha(\vec{x},t)$ é a solução da equação de Schröedinger para um elétron num campo magnético uniforme[5] (i.e., sem campo de radiação), $\alpha = (n,\ p_x,\ p_z)$ são os números quânticos de Landau, $\omega_c = |e|\ B/mc$ é a frequência do ciclotron do elétron e $\vec{A}(t) = A_x\ \hat{e}_x + A_y\ \hat{e}_y = \frac{cE_o}{\omega_o}\ (\cos(\omega_o t)\hat{e}_x + \text{sen}(\omega_o t)\ \hat{e}_y)$ é o potencial vetor que descreve o campo de radiação (circularmente polarizado à direita). As funções reais G(t) e Q(t) satisfazem, conforme a Seção III.2, a relação:

$$G(t) + iQ(t) = \frac{e\omega_c}{c}\int^t dt'\left[A_y(t') - iA_x(t')\right]\ e^{i\omega_c(t-t')} \qquad \text{(III.2.3)}$$

Observemos aqui que a (III.2.1) representa o fato de que através das OTEM nós passamos de uma representação dependente do campo eletromagnético (ψ) para uma representação independente do campo eletromagnético (ϕ). Assim se consideramos agora o problema de um elétron que, na presença simultânea de um campo de radiação e um campo magnético, interage com uma carga estática descrita por um potencial $V(\vec{r})$, i.e., uma situação descrita pela hamiltoniana:

$$H = \frac{1}{2m}\ (\hat{p} + \frac{eB}{c}\ y\hat{e}_x - \frac{e}{c}\ \vec{A}(t))^2 + V(\vec{r}) \qquad \text{(III.2.4)}$$

e passamos da representação ψ para a representação ϕ por meio de uma transformação canônica baseada em U, o efeito global consiste em transferir a dependência no campo eletromagnético do primeiro - termo da **III.2.4** para o segundo termo (i.e., aquele que descreve a distribuição de carga estática), ou seja:

$$H \rightarrow \tilde{H} = U^{+} \{-i\hbar \frac{\partial}{\partial t} + H \} U = H_o + V(\vec{r} + \vec{\delta}(t))$$

onde

$$H_o = \frac{1}{2m} (\hat{p} + \frac{eB}{c} y \hat{e}_x)^2 \qquad \text{(III.2.5)}$$

é a hamiltoniana de Landau(5).

Em outras palavras, na representação Φ nossa hamiltoniana é simplesmente aquela de um elétron num campo magnético - uniforme movendo-se num potencial equivalente $V' = V(\vec{r}+\vec{\delta}(t))$ obtido de $V(\vec{r})$ pelo deslocamento $\vec{r} \rightarrow \vec{r}+\vec{\delta}(t)$.

Usando a formulação (III.2.5) e levando em conta o campo auto-consistente intrínseco, a hamiltoniana para o elétron, no formalismo de 2ª quantização e na representação Φ, assume a forma:

$$H = \sum_{\alpha} \varepsilon_\alpha C^{+}_{\alpha} C_\alpha - e \sum_{\beta\alpha\vec{k}} \tilde{\varphi}(\vec{k},t) \langle\beta| e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} |\alpha\rangle C^{+}_{\beta} C_\alpha \qquad \text{(III.2.6)}$$

onde

$$\varepsilon = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c + \frac{p_z^2}{2m}$$

é a energia do elétron no estado de Landau $\alpha = (n, p_x, p_z)$

$$\beta = (n', p_x + \hbar k_x, p_z + \hbar k_z)$$

onde

$$<\beta|\ e^{i\vec{k}.\vec{r}}|\alpha>$$

descreve a superposição entre funções de onda de Landau (ver, por exemplo, Gomes e Miranda[30]) e onde $\tilde{\varphi}(\vec{k},t)$ descreve as componentes de Fourier do campo da distribuição (deslocada) de cargas estáticas do campo auto-consistente. Considerando que se possa desprezar (ver argumentação mais adiante) o efeito de correntes transversais (Mermin e Canel[31]) $\tilde{\varphi}(\vec{k},t)$ fica determinada pela equação de Poisson:

$$k^2\tilde{\varphi}(\vec{k},t) = 4\pi\ \tilde{\rho}(\vec{k},t)-4\pi e \sum_{\beta,\alpha} <\beta|e^{-i\vec{k}.\vec{r}}|\alpha><C_\beta^+C_\alpha>_t \qquad \text{(III.2.7)}$$

Aqui, $\tilde{\rho}(\vec{k},t)$ é a componente de Fourier da distribuição de carga estática (deslocada) e $<...>_t$ indica que a média deve ser feita com a hamiltoniana completa. Note-se que se $\varphi(\vec{k},t)$ e $\rho(\vec{k})$ expressam as componentes de Fourier do potencial escalar e da distribuição de cargas estáticas, respectivamente, então elas estão relacionadas com $\tilde{\varphi}(\vec{k},t)$ e $\tilde{\rho}(\vec{k},t)$ por:

$$\tilde{\varphi}(\vec{k},t) = \varphi(\vec{k},t)\ \exp(i\vec{k}.\vec{\delta}(t)) \qquad \text{(III.2.8)}$$

$$\tilde{\rho}(\vec{k},t) = \rho(\vec{k})\ \exp(i\vec{k}.\vec{\delta}(t)$$

Antes de prosseguir convém estabelecer aqui que tipo de aproximação está subentendida pela (III.2.7).

Primeiramente, estamos usando o bem conhecido limite de comprimentos de onda longos (aproximação de dipolo) na descrição do campo eletromagnético externo, uma prática usual ao lidar-se com problemas que envolvem a interação de um plasma quântico com um campo de radiação. A substituição do vetor $\vec{A}(\vec{r},t)$ por seu equivalente, nesta aproximação, $\vec{A}(t)$ é perfeitamente justificável naquelas aplicações onde as dimensões da região de interação são muito menores que o comprimento de onda da radiação eletromagnética. Em segundo lugar, estamos também usando a chamada "aproximação eletrostática" (AE) num plasma magnetizado. Sem dúvida, na presença de um campo magnético, os modos normais gerais do plasma envolvem contribuições tanto de correntes longitudinais como transversais e, exceto sob certas condições, estas últimas não podem ser ignoradas. Tal questão foi abordada em detalhe nos clássicos trabalhos sobre plasmas quânticos magnetizados por Mermin e Canel[31] e Celli e Mermin[32]. Neles as condições de validade para AE foram estabelecidas. De acordo com estes trabalhos a AE descreve adequadamente um modo normal se a frequência (ω) e o comprimento de onda (k^{-1}) do modo satisfazem $\omega \ll kc$ e se as correntes longitudinais no modo não são desprezíveis em comparação com as correntes transversais. É, portanto, sob tais condições que a validade da (III.1.2) ficou estabelecida. Isto significa que ao lidar com os campos autoconsistentes, não-uniformes espacialmente, dentro da RPA admitiu-se como hipótese que apenas as interações coulombianas eram importantes (aproximação eletrostática). Em resumo, a validade da (III.1.7) submete-se à satisfação da condição $\omega_{modo} \ll ck_{modo}$.

Sejam agora

$$\alpha = (n, p_x, p_z)$$

$$\alpha' = (n', p_x - \hbar k_x, \; p_z - \hbar k_z)$$

Tal como na seção (III.1) construindo-se a equação de movimento para $\langle C_\alpha^+, C_\alpha \rangle_t$ em RPA, de acordo com a proposição de

Pines[21] e seguindo as aplicações, correlatas à nossa, de Zyryanov[33] e Mermin e Canel[31], e aplicando a condição inicial

$$<C^+_{\alpha'}, C_\alpha>_{t=-\infty} = 0 \qquad ,$$

obtém-se

$$< C^+_{\alpha'}, C_\alpha>_t = e^{-i(\varepsilon_\alpha - \varepsilon_{\alpha'})t/\hbar} \int_{-\infty}^{t} dt' ie\, \tilde{\varphi}(\vec{k},t')<\alpha|e^{i\vec{k}.\vec{r}}|\alpha'>$$

$$(f_{\alpha'} - f_\alpha)\, e^{i(\varepsilon_\alpha - \varepsilon_{\alpha'})t/\hbar} \qquad \text{(III.2.9)}$$

onde f_α é o número de ocupação de elétrons para o estado de Landau α. Levando (III.2.9) ma (III.2.7) tem-se:

$$\tilde{\varphi}(\vec{k},t) = \frac{4\pi\tilde{\rho}(\vec{k},t)}{k^2} - \frac{4\pi\ ie^2}{k^2} \int_{-\infty}^{t} dt' \tilde{\varphi}(\vec{k},t) \sum_{\alpha,\alpha'} |<\alpha'|e^{-i\vec{k}.\vec{r}}|\alpha>|^2$$

$$(f_{\alpha'} - f_\alpha)\, e^{-i(\varepsilon_\alpha - \varepsilon_{\alpha'})(t-t')/\hbar} \qquad \text{(III.2.10)}$$

Segue-se da (III.2.10) que as componentes Fourier temporais de $\tilde{\varphi}$ e $\tilde{\rho}$ satisfazem:

$$\tilde{\varphi}(\vec{k},\omega) = \frac{4\pi\ \tilde{\rho}(\vec{k},\omega)}{k^2\ \epsilon(\vec{k},\omega)} \qquad \text{(III.2.11)}$$

onde

$$\epsilon(\vec{k},\omega) = 1 - \frac{4\pi e^2}{k^2} \sum_{\alpha,\alpha'} |<\alpha'|e^{-i\vec{k}.\vec{r}}\frac{|\alpha>|^2\ (f_{\alpha'} - f_\alpha)}{(\varepsilon_{\alpha'} - \varepsilon_\alpha - \hbar\omega)} \qquad \text{(III.2.12)}$$

é a função de resposta linear usual (i.e. a parte longitudinal do tensor dielétrico) para um gás de elétron num campo magnético - d.c.[31,32].

Usando as eqs. (III.2.8) e (III.2.12) temos:

$$\varphi(\vec{k},t) = e^{-i\vec{k}.\vec{\delta}(t)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \frac{4\pi\ \rho(\vec{k})}{k^2\ \epsilon(\vec{k},\omega)}\ e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} dt'\ e^{i\vec{k}.\delta(t')} e^{-i\omega t'}$$

(III.2.13)

Expandindo os fatores periódicos $e^{i\vec{k}.\vec{\delta}(t)}$ em série de Fourier.

$$e^{i\vec{k}.\vec{\delta}(t)} = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} F_\nu(\vec{k})\ e^{-i\nu\omega_o t} \qquad \text{(III.2.14)}$$

(onde[34] $F_\nu(\vec{k}) \sim J_\nu\ (ek_1 E_o/m\omega_o(\omega_o-\omega_c))$ e substituindo-se na (III.2.13) vem finalmente

$$\varphi(\vec{k},t) = \sum_{\mu,\nu=-\infty}^{\infty} \frac{4\pi\ \rho(\vec{k})}{k^2 \epsilon(\vec{k},\nu\omega_o)} F^*_\mu(\vec{k})\ F_\nu(\vec{k}) e^{-(\mu-\nu)\omega_o t} \qquad \text{(III.2.15)}$$

Novamente, tal como no caso tratado na seção (III.1),na presença do campo de radiação, o potencial da carga elétrica tem componentes na frequência do campo e seus harmônicos.

Como no caso anterior, discutiremos no que segue, apenas a componente estática $\varphi_o(\vec{r})$ do potencial ($\nu = \mu$). Da (III.2.15) vem então:

$$\varphi_o(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3k\ \ 4\pi\ \ \rho(\vec{k})}{k^2\ \ \epsilon_{ef}}\ e^{-i\vec{k}.\vec{r}} \qquad \text{(III.2.16)}$$

onde

$$\frac{1}{\epsilon_{ef}} = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \frac{J^2_\nu(ek_\perp E_o/m\omega_o(\omega_o-\omega_c))}{\epsilon(\vec{k},\nu\ \omega_o)} \qquad \text{(III.2.17)}$$

tendo usado:

$$|F_\nu(k)|^2 = J_\nu^2 \left(\frac{e\,k_\perp E_o}{m\omega_o(\omega_o-\omega_c)}\right)$$

onde J_ν é a função de Bessel de ordem ν.

Torna-se claro da(III.2.16)que o efeito global da presença - de uma onda eletromagnética (ω_o) e um campo magnético uniforme d.c. (que se faz presente na(III.2.17) através da frequência de ciclotron ω_c) pode ser descrito pela substituição da constante dielétrica usual (sem campos) $\epsilon(\vec{k})$ por uma constante dielétrica efetiva ϵ_{ef} que depende tanto da intensidade do campo magnético como da frequência e intensidade da onda eletromagnética. É aparente, também, que no limite de campo eletromagnético nulo ($E_o = 0, J_\nu(0)=\delta_{\nu,o}$) obtemos $\epsilon_{ef} = \epsilon(\vec{k},0)$.

Para avaliar explicitamente ϵ_{ef} e daí $\rho_o(\vec{r})$ precisamos obter uma expressão para $\epsilon(\vec{k},\omega)$. Na (III.2,17) para ϵ_{ef} a presença do campo de laser manifesta-se no argumento de J_ν enquanto que $\epsilon(\vec{k},\omega)$ representa a constante dielétrica do plasma magnetizado. A forma geral da expressão para $\epsilon(\vec{k},\omega)$ é bastante complicada e foi obtida por Mermin e Canel[31]. Não obstante, no limite que nos interessa, i.e. oscilações coletivas com comprimento de onda longo, ele assume uma forma bastante simples:

$$\epsilon(\vec{k},\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2 \operatorname{sen}^2\theta}{\omega^2 - \omega_c^2} - \frac{\omega_p^2 \cos^2\theta}{\omega^2} \qquad \text{(III.2.18)}$$

onde θ é o ângulo entre $\vec{k}$ e o campo magnético (eixo z) e ω_p e ω_c são respectivamente, a frequência de plasma e a frequência de ciclotron do elétron.

Vemos que $\epsilon(\vec{k},\omega)$ dada pela(III.2.18) possue duas frequências de ressonância, dadas pelas raízes ω_+ e ω_- de $\epsilon(\vec{k},\omega) = 0$, que são:

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2}\left\{(\omega_p^2+\omega_c^2) \pm \left[(\omega_p^2+\omega_c^2)^2-4\,\omega_p^2\omega_c^2\cos^2\theta\right]^{1/2}\right\} \qquad \text{(III.2.19)}$$

Estas ressonâncias dominam o comportamento de $\epsilon(\vec{k},\omega)$ no limite considerado acima.

Examinando a (III.2.19) vemos que ela se simplifica bastante em dois regimes distintos: regime de plasmas de alta densidade ($\omega_p^2 \gg \omega_c^2$) e regime de plasmas de baixa densidade ($\omega_p^2 \ll \omega_c^2$).

Para o caso $\omega_p^2 \gg \omega_c^2$, a (III.2.19) nos fornece

$$\begin{aligned} \omega_+^2 &= \omega_p^2 + \omega_c^2\,\mathrm{sen}^2\theta \\ \omega_-^2 &= \omega_c^2\cos^2\theta \end{aligned} \qquad \text{(III.2.20)}$$

Reconhecemos no modo ω_+ o plasmon ordinário longitudinal ao passo que ω_- está associada a um modo descrito por um movimento muito próximo de um movimento circular em torno da direção de propagação, com frequência ω_c.

No regime oposto de plasmas tênues ($\omega_c^2 \gg \omega_p^2$) as raízes são:

$$\begin{aligned} \omega_+^2 &= \omega_c^2 + \omega_p^2\,\mathrm{sen}^2\theta \\ \omega_-^2 &= \omega_p^2\cos^2\theta \end{aligned} \qquad \text{(III.2.21)}$$

onde ω_- corresponde a uma oscilação essencialmente linear e paralela a $\vec{B}$ e representa um plasmon no qual, devido a presença de um campo magnético forte, as partículas se movem paralelamente a $\vec{B}$

ao invés de paralelamente à $\vec{K}$; o modo ω_+ é, aqui, o modo de ciclotron usual.

Com tais resultados em mente voltemos a considerar a questão da constante dielétrica efetiva. A (III.2.18) pode ser posta na forma:

$$\epsilon(\vec{k},\omega) = \frac{\omega^2\left[(\omega^2-\omega_c^2)\right]-(\omega_p^2 \mathrm{sen}^2\theta)\omega^2 - (\omega^2-\omega_c^2)\omega_p^2\cos^2\theta}{\omega^2(\omega^2-\omega_c^2)}$$

$$= \frac{\omega^4-\omega^2\omega_c^2-\omega^2\omega_p^2\mathrm{sen}^2\theta-\omega^2\omega_p^2\cos^2\theta+\omega_c^2\omega_p^2\cos^2\theta}{\omega^2(\omega^2-\omega_c^2)}$$

$$= \frac{\omega^4-\omega^2(\omega_c^2+\omega_p^2)+\omega_c^2\omega_p^2\cos^2\theta}{\omega^2(\omega^2-\omega_c^2)}$$

Reescrevendo esta expressão em termos de ω_+ e ω_- usando

$$\omega^4-\omega^2(\omega^2+\omega_p^2)+\omega_c^2\omega_p^2\cos^2\theta = (\omega^2-\omega_+^2)(\omega^2-\omega_-^2) = \omega^4-\omega^2(\omega_+^2+\omega_-^2)+\omega_+^2+\omega_-^2$$

obtemos para a (III.2.17):

$$\frac{1}{\epsilon_{ef}} = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} J_\nu^2(z)\,\frac{(\nu\omega_o)^2\left[(\nu\omega_o^2)-\omega_c^2\right]}{(\nu\omega_o)^4-(\nu\omega_o)^2(\omega_+^2+\omega_-^2)+\omega_+^2\omega_-^2} \qquad \text{(III.2.22)}$$

com

$$z = e\,k_\perp\,E_o/m\omega_o\,\left[\omega_o-\omega_c\right] \qquad \text{(III.2.23)}$$

Para o caso de plasmas muito densos ($\omega_p^2 \gg \omega_c^2$) e fazendo uso das raízes dadas pela (III.2.20) temos:

$$\frac{1}{\epsilon_{ef}} \simeq \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \frac{J_\nu^2(z)(\nu\omega_o)^2\left[(\nu\omega_o)^2-\omega_c^2\right]}{(\nu\omega_o)^4-\omega_p^2(\nu\omega_o)^2+\omega_p^2\omega_c^2\cos^2\theta} \qquad \text{(III.2.24)}$$

No caso de termos $\omega_o \simeq \omega_p$ a (III.2.24) fica dominada pelas contribuições que vem de $\nu = \pm 1$ e ϵ_{ef}^{-1} torna-se muito grande ($\sim \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2}$). Temos então, tal como no caso tratado na sec. III.1, um colapso da blindagem e a consequente intensificação de φ_o. Por outro lado se tivermos $\omega_o \simeq \omega_c$ a (III.2.24) se anula pois o argumento da função de Bessel se torna infinito ($z(\omega - \omega_c) \to \infty$). Neste caso $\varphi_o(\vec{r}) \to 0$ ou seja temos um colapso das interações eletrônicas.

No caso oposto dos plasmas tênues ($\omega_c^2 \gg \omega_p^2$)

$$\frac{1}{\epsilon_{ef}} \simeq \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \frac{J_\nu^2(z)(\nu\omega_o)^2\left[(\nu\omega_o)^2-\omega_c^2\right]}{(\nu\omega_o)^4-\omega_c^2(\nu\omega_o)^2+\omega_c^2\omega_p^2\cos^2\theta} \qquad \text{(III.2.25)}$$

As conclusões acima continuam essencialmente válidas neste caso. De fato, temos que para $\omega_o \simeq \omega_p$ e $\nu = \pm 1$ o dominador da expressão acima se anula para $\omega_p = \omega_c \operatorname{sen}\theta$; como estamos tratando o caso $(\omega_p/\omega_c) \ll 1$ segue-se que $\theta \sim 0$, condição em que se observará o colapso da blindagem neste caso. O colapso das interações eletrônicas, como antes, dar-se-á para $\omega_o \sim \omega_c$.

Em resumo na presença de um campo de laser e de um campo magnético d.c. a constante dielétrica efetiva de um plasma eletrônico exibe comportamento radicalmente diferentes conforme tenhamos a frequência do laser próximo à frequência do ciclotron ou próxima da frequência do plasma.[35] Se $\omega_o \sim \omega_p$ ocorre um colapso da blindagem ao passo que se $\omega_o \sim \omega_c$ temos um colapso das interações eletrônicas.

Procuremos dar uma interpretação física a estes comportamentos opostos. O colapso da blindagem já foi interpretado na sec.III.1 em função da consequente intensificação do potencial, estando pois basicamente ligado a ação do campo de laser sobre o plasma. Resta-nos agora oferecer uma explicação em termos físicos simples para o colapso das interações eletrônicas que ocorre para $\omega_o \sim \omega_c$ que está portanto ligado à inclusão adicional de um campo magnético. Consideremos do ponto de vista clássico o problema de um elétron num plasma atuado simultâneamente por um campo eletromagnético (descrito na aproximação de dipolo pelo potencial vetor $\vec{A}(t)$) e por um campo magnético d.c. e sujeito, adicionalmente, a um potencial V (representando coletivamente as interações do elétron com os demais elétrons, com íons e outras impurezas carregadas presentes no plasma). Temos para a hamiltoniana clássica:

$$H = \frac{1}{2} m \ v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} m \ v_{\perp}^2 + V$$

onde

$v_{\parallel}^2$ e $v_{\perp}^2 = \left[e \ E_o / m(\omega_o - \omega_c)\right]^2$ expressam, em média no tempo, os quadrados das componentes longitudinal e transversal (relativamente à direção do campo magnético, que assumimos paralela à direção de propagação da onda eletromagnética) da velocidade do elétron. Então, para $\omega_o \to \omega_c$ temos $v_{\perp} \to \infty$ ou seja a energia cinética transversal torna-se muito maior que V de sorte que H fica dominada pelo termo de energia cinética. Isto é equivalente a dizer-se que na condição de ressonância laser-ciclotron, energia do campo de radiação é intensamente bombeada para o movimento transversal -

(ciclotrônico) do elétron.Resulta daí que o raio da órbita ciclo - trônica torna-se muito grande e assim o elétron não mais "vê" o potencial V ou seja comporta-se como uma partícula livre. No que diz respeito a formulação desenvolvida nesta seção esta situação - corresponde àquela em que $\varphi_o(\vec{r})$, no lado esquerdo de nossa (III.2.16) praticamente se anula (para $\omega_o \simeq \omega_c$) o que leva a necessidade do fator $\varepsilon_{ef}^{-1} \rightarrow 0$ para $\omega_o \rightarrow \omega_c$ corrobora nossa afirmação anterior de que tal situação corresponde a um colapso das interações eletrônicas no plasma. Em outras palavras, contrastando com a intensificação destas interações quando $\omega_o - \omega_p$ (colapso da blindagem), a ocorrência da ressonância laser-ciclotron leva a um "congelamento" destas interações.

Podemos, na verdade, oferecer ainda uma apreciação alternativa destas ocorrências. No caso do colapso da blindagem a nuvem de blindagem (o meio de polarização do plasma) sofre oscilações de amplitude cada vez maior a medida que a frequência do campo eletromagnético se aproxima de sua frequência própria (ω_p). Resulta então daí uma intensificação da interação elétron-núcleo posto que nestas condições a carga aparente de blindagem é menor. Em contraposição, quando se observa a condição de ressonNañcia laser-ciclotron ($\omega_o \simeq \omega_c$) é o caráter individual (ao invés de coletivo), do movimento eletrônico (movimento circular da nuvem de blindagem) que assume importância. É que agora o movimento ciclotrônico de um elétron individualmente exibe uma grande amplitude, típica do comportamento ressonante, o que traz como consequência uma intensidade - quase nula para as interações eletrônicas.

CAPÍTULO IV

Aquecimento de um plasma através do processo de bremsstrahlung inverso: efeitos da blindagem coulombiana modificada pela presença de campos de lasers

"A ocorrência de bremsstrahlung inverso (BI) num plasma eletrônico é drasticamente modificada face a alterações que a presença de campos de lasers impõe sobre a blindagem das interações coulombianas elétron-cargas fixas no plasma. Isto se reflete de forma notável sobre a eficiência do BI como mecanismo de aquecimento do plasma."

IV.1 Introdução:

Como já frisamos anteriormente, o objetivo central desta tese, dentro do seu tema geral de interações eletrônicas sob ação de campos externos, é o de estudar o processo de absorção de energia de um campo e.m. assistida pela colisão elétron-núcleos num plasma e o consequente aquecimento do plasma por tal processo (bremsstrahlung inverso).

Um plasma sujeito a ação de um campo eletromagnético aquece-se, principalmente através de dois tipos de processos: o B.I. e o acoplamento direto do campo e.m. com os modos coletivos do plasma. Podemos associar a cada um deles uma frequência de ocorrência, ν_{e-n} para o B.I. e ν_{e-mc} para os processos envolvendo os modos coletivos. A frequência total de processos efetivos para o aquecimento é:

$$\nu_{ef}^{T} = \nu_{e-n} + \nu_{e-mc}$$

É um fato conhecido[36-38] que, em se tratando de campos pouco intensos,

$$\nu^T_{ef} \approx \nu_{e-n} \gg \nu_{e-mc}$$

ou seja, a baixas intensidades a absorção de energia via B.I. domina sobre a absorção via acoplamentos diretos com modos coletivos. Entretanto, a natureza mais precisa deste processo na presença de feixes de lasers intensos não está suficientemente esclarecida. Do ponto de vista clássico um elétron num campo elétrico oscilatório de frequência ω e intensidade E_o adquire uma energia cinética cuja média temporal é

$$\frac{e^2 E_o^2}{2m\omega^2}$$

Se durante o intervalo em que perdura a ação do campo o elétron sofrer uma colisão então uma energia desta ordem será retida pelo elétron quando o campo for removido; caso contrário (ausência de colisão) a energia será devolvida ao campo. Assim, a taxa de variação da energia cinética do elétron é:[39]

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{e^2 E_o^2}{2m\omega^2}\,\nu_{ef} \qquad \text{(IV.1.1)}$$

onde ν_{ef} é um valor efetivo para a frequência de colisões. O cálculo desta frequência efetiva já foi objeto de estudos seja do ponto de vista clássico[40] (tanto para campos fracos como intensos) seja do ponto de vista quântico[15] (no limite de campos intensos). Na verdade, já se demonstrara anteriormente[41] que o uso da (IV.1.1) na formulação quântica (pela qual elétrons só podem absorver energias múltiplas de $\hbar\omega$) é válida somente quando se consideram processos a um foton e $\varepsilon \gg \hbar\omega$. Este ponto foi rediscutido por Seely e Harris[15] que procuraram esclarecer melhor a relação entre as descrições clássicas e quântica. Neste trabalho investigou-se a taxa de absorção por BI e demonstrou-se que, não obstante seja um processo comparativamente lento, pode eventualmente ocorrer que se torne mais rápido do que as instabilidades coletivas e assuma um caráter dominante no processo de aquecimento.

Não obstante, nos cálculos desenvolvidos no referido trabalho[15] os autores desprezaram inteiramente o efeito da blindagem da interação coulombiana entre elétrons e núcleos, em presença do campo de laser. Sabemos, no entanto, que a interação entre uma partícula carregada e elétrons num meio fica substancialmente diminuida pelo efeito da blindagem coulombiana, afetando assim a frequência efetiva de colisões. Consequentemente, é de grande interesse prático, com vistas ao aquecimento de um plasma por BI, que se procure meios de minimizar este efeito. Em particular deve-se abordar a importante questão de como as estimativas de Seely e Harris[15] são afetadas pela inclusão da blindagem. Na verdade, tendo por base nossos resultados expressos no capítulo III, pode-se demonstrar que o potencial efetivo de interação muda drasticamente quando os efeitos da blindagem são incluídos. É a exploração deste efeito que nos dedicamos nas próximas seções.

IV.2 Cálculo do potencial efetivo de interação coulombiana

Os efeitos acima mencionados, sobre a blindagem do potencial coulombiano na presença de um campo de laser, podem ser apreciados recalculando-se a constante dielétrica do meio (plasma) e reexpressando-se, então, o potencial de interação com a explícita inclusão de uma constante dielétrica efetiva ϵ_{ef} apropriadamente definida de forma a incorporar os efeitos daquele campo externo.

No que segue utilizaremos os resultados desenvolvidos no capítulo que reproduziremos aqui, concisamente, para maior facilidade de referência.

A presença de um campo eletromagnético num plasma dá origem ao aparecimento de forças eletromagnéticas que alteram o movimento das cargas elétricas no plasma. Alteram-se, consequentemente, os efeitos da blindagem sobre o potencial de interação coulombiana entre as cargas. Em outras palavras, altera-se a constante dielétrica do meio.

Partindo da hamiltoniana dada por III.1.1 procedemos naquele capítulo ao cálculo do potencial eletrostático modificado pela presença de dois campos de laser. De nosso cálculo resultou que:

$$\varphi(\vec{k},t) = \sum_{\substack{n,s \\ \nu,\mu=-\infty}} \frac{4\pi\rho(\vec{k})}{K^2\epsilon(\vec{K},n\omega_1+s\omega_2)}\, e^{i(\mu\omega_1+\nu\omega_2)t} \times$$

$$\times\, J_{n+\mu}(z_1)\; J_\mu(z_1)\; J_{s+\nu}(z_2)\; J_\nu(z_2) \qquad \text{(IV.2.1)}$$

de onde se obteve para a componente estática $\varphi_0(\vec{r})$ do potencial $(\mu=\nu=0)$:

$$\varphi_0(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi^3} \int d^3k\, 4\pi\, \frac{\rho(k)}{K^2\epsilon_{ef}}\, e^{-i\vec{k}.\vec{r}} \qquad \text{(IV.2.2)}$$

onde definimos a constante dielétrica efetiva como:

$$\frac{1}{\varepsilon_{ef}} = \sum_{n,s=-\infty}^{\infty} \frac{J_n^2(\vec{k}.\vec{a}_1) J_s^2(\vec{k}.\vec{a}_2)}{\varepsilon(\vec{k}, n\omega_1 + s\omega_2)} \qquad \text{(IV.2.3)}$$

Admitindo-se, ademais, que a carga blindada é puntiforme estática $(\rho(k) = Ze)$ e definindo $\eta = \frac{\omega_1 - \omega_2}{\omega_p}$ mostrou-se que tomando para o plasma $\epsilon(k,\omega) \simeq 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ (válido para ω grande comparado com ω_p)

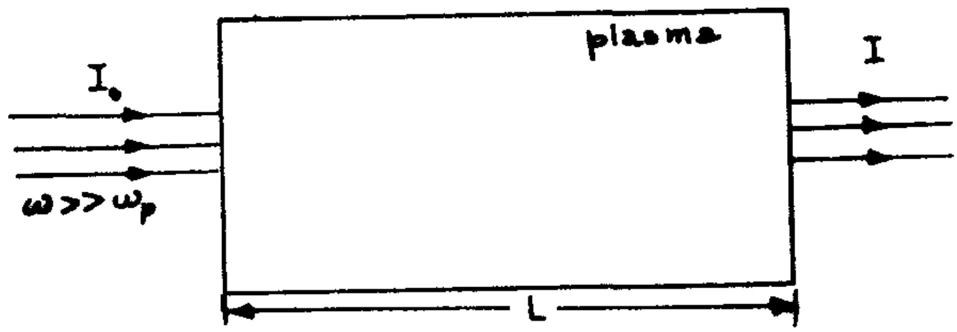
$$\varphi_o(\vec{r}) = \frac{Ze}{2\pi^2(\eta - 1)} \int d^3k \; J_1^2(\vec{k}.\vec{a}_1) \; J_2^2(\vec{k}.\vec{a}_2) e^{-i\vec{k}.\vec{r}} \qquad \text{(IV.2.4)}$$

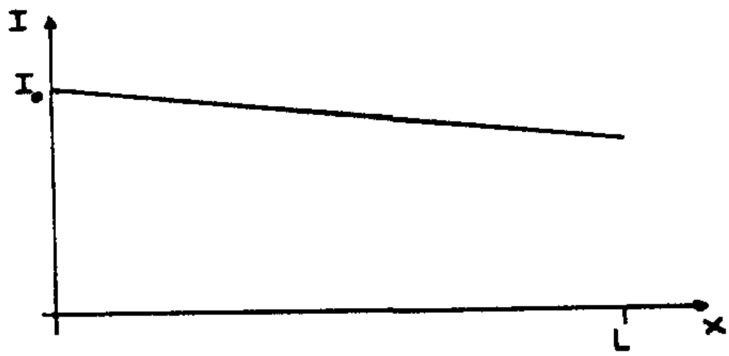
IV.3 Aquecimento do plasma por B.I.

O resultado acima assume grande importância não só do ponto de vista teórico como pelas suas consequências práticas. Notamos, por exemplo, que quando a frequência de batimento dos dois lasers se aproxima da frequência de plasma, i.e., $\eta \to 1$, o potencial φ_o se intensifica evidenciando um colapso da blindagem, ou seja, um aumento no alcance efetivo do potencial estático. Em outras palavras, os elétrons "veem" com maior frequência os seus centros espalhadores, o que determina ao mesmo tempo uma maior rapidez e uma maior eficiência na absorção de energia do campo e.m. pelos elétrons, através de processos como o B.I. Nessas condições pode-se esperar um rápido aquecimento do plasma. Nosso tratamento pôs, portanto, em evidência um mecanismo de aquecimento potencialmente eficiente, que acompanha o surgimento desta instabilidade no plasma cujo limiar nossa teoria descreve.

Deve-se observar que o formalismo descrito no capítulo III adapta-se sem maiores modificações ao caso em que se tem apenas um laser presente. Não obstante, como já explicamos, em parte no capítulo III, as consequências práticas com vistas a eficiência de aquecimento do plasma são fortemente dependentes da presença de dois lasers. Este ponto, a despeito de incorrermos numa certa dose de repetividade, merece uma rediscussão mais ampla, como faremos a seguir.

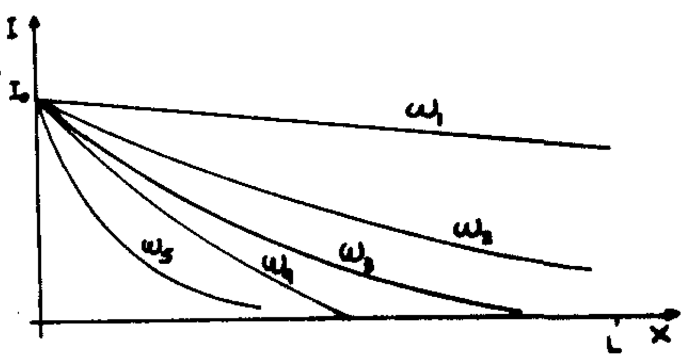
Quando iluminado com um laser com frequência $\omega > \omega_p$ o plasma é basicamente transparente à radiação incidente

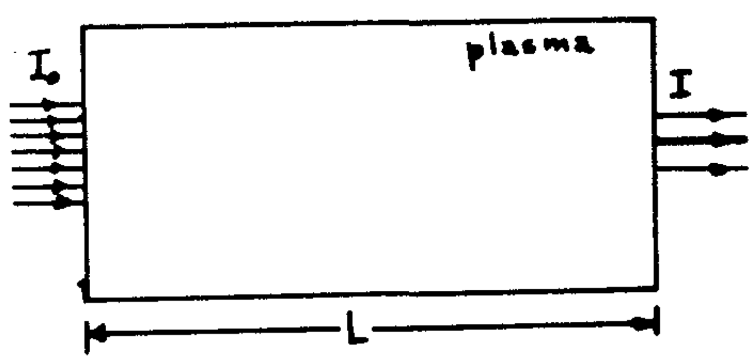




(intensidade do laser vs. penetração no plasma)

A medida que se faz $\omega \to \omega_p$ o plasma torna-se cada vez mais opaco ao feixe





$\omega_1 > \omega_2 > \omega_3 > \omega_4 > \ldots . \to \omega_p$

Na situação limite ($\omega \simeq \omega_p$) a absorção do feixe é muito grande e sua penetração fica essencialmente restrita a uma pequena região próxima à superfície de entrada no plasma. De acordo com nossa teoria espera-se um aumento na taxa de aquecimento face ao aumento de taxa de colisões efetivas, quando $\omega_1 \sim \omega_p$. No entanto, a forte absorção limita a região do aquecimento às proximidades da face de entrada posto que o feixe penetra muito pouco no plasma. Assim o desenvolvimento de um aquecimento efetivo no plasma como um todo dependerá de um processo de difusão térmica para o interior do plasma, processo esse que além de resultar num aquecimento <u>não homogêneo</u> (gradiente de temperatura ao longo do plasma) é, sobretudo, - <u>lento</u> e <u>fraco</u> face a presença de consideráveis perdas volumétricas. Além disso o forte aquecimento na zona vizinha à superfície de entrada enseja ainda perdas convectivas para o meio ambiente e/ou perdas por radiação de calor pela região aquecida, este último efeito perdurando mesmo quando se faz vácuo na região em torno do tubo de plasma. Assim a fração da energia absorvida do campo e.m. que vai efetivamente aquecer o plasma é pequena e o processo se torna ineficiente. Com dois lasers, no entanto, a situação se modifica drasticamente pois com ω_1 e ω_2 ambos maiores que ω_p os feixes penetram no plasma, atravessando-o. A absorção de energia do laser pelos elé - trons crescerá, de acordo com nossa teoria, desde que se tenha $\omega_1 - \omega_2 \sim \omega_p$. O aquecimento nesse caso, será homogêneo e rápido ao longo de todo o plasma posto que a grande taxa de absorção prevista implica num rápido aumento do aquecimento. Fica claro, assim, a importância do uso de dois lasers um dos quais poderá ter uma frequência fixa ω_1 o outro tendo uma frequência ω_2 cujo valor se deve fazer variar até obter-se um batimento com frequência tão perto da frequência de plasma quanto possível. Como um tal laser pode ser obtido com largura de linha bem estreita a limitação no casamen to das frequências dependerá apenas da capacidade de estabilização em frequência dos lasers utilizados.

Devemos, entretanto, esclarecer que, como se deve esperar fisicamente, este processo de aquecimento, ainda que altamente eficiente, não terá um caráter "explosivo", i.e. ilimitado. Na verdade, nossa teoria propõe um mecanismo que promove o aparecimento de instabilidade num tempo suficientemente pequeno. O rápido aquecimento assim ensejado, no entanto, leva o plasma a uma condição de turbulência ($\omega_p \tau \ll 1$) o que invalida nossas pressupostas condições sobre o plasma. Em outras palavras, o aquecimento saturará (equilíbrio entre perdas e ganhos) mas em vista da rapidez e eficiência do mecanismo de aquecimento a saturação só deverá ocorrer com o plasma já bastante aquecido.

Não resta dúvida, a luz do acima exposto, que um estudo mais detalhado do processo de aquecimento de um plasma via B.I., nas condições propostas, se reveste de grande importância. É o que faremos a seguir.

IV.3.1 Taxa de aquecimento do plasma

No desenvolvimento teórico do aquecimento de um plasma via B.I. que nos propomos a fazer permitir-nos-emos explorar, para simplificar nossos cálculos, a equivalência formal da (IV.2.1) para o caso de processos a 1 foton (n=-s=1) quando o plasma é iluminado com dois lasers (ω_1 e ω_2) e a equação correspondente para o mesmo tipo de processo quando o plasma é irradiado com um só laser.

De fato partindo de uma hamiltoniana como a dada por (III.1.1) mas com $\vec{A}(t)$ representando o campo de um laser

$$\vec{A}(t) = \frac{c}{\omega} \vec{E}_0 \cos \omega t \qquad \text{(IV.3.1)}$$

e seguindo exatamente os mesmos passos que no capítulo III, obtém-se para as componentes de Fourier $\varphi(\vec{k},t)$ do potencial escalar que descreve o campo da carga estática e o campo auto-consistente:

$$\varphi(\vec{k},t) = \sum_{n,\mu=-\infty}^{\infty} \frac{4\pi\rho(\vec{k})}{k^2\epsilon(\vec{k},n\omega)} J_{n+\mu}(\vec{k}.\vec{a})\, J_n(\vec{k}.\vec{a}) e^{i\mu\omega t} \qquad \text{(IV.3.2)}$$

onde os símbolos têm o mesmo significado que no capítulo III. Daí, para a componente estática do potencial na representação espacial resulta:

$$\varphi_o(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3\vec{k}\, \frac{4\pi Ze}{k^2\epsilon_{ef}}\, e^{-i\vec{k}.\vec{r}} \qquad \text{(IV.3.3)}$$

com a constante dielétrica efetiva ϵ_{ef} dada por:

$$\frac{1}{\epsilon_{ef}} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{J_n^2(\vec{k}.\vec{a})}{\epsilon(\vec{k},n\omega)} \qquad \text{(IV.3.4)}$$

Este resultado, como seria de esperar, é o mesmo que se obtém de (IV.2.3) no limite em que $1 \gg \vec{k}.\vec{a}_2 \to 0$:

$$\frac{1}{\epsilon_{ef}} = \sum_{n,s=-\infty}^{\infty} \frac{J_n^2(\vec{k}.\vec{a}_1)J_s^2(\vec{k}.\vec{a}_2)}{\epsilon(\vec{k},n\omega_1+s\omega_2)} \to \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{J_n^2(\vec{k}.\vec{a}_1)}{\epsilon(\vec{k},n\omega_1)}$$

onde usamos

$$J_s^2(0) = \delta_{o,s}$$

A (IV.3.4), como se pode ver preserva as mesmas características que a (IV.2.3), no que diz respeito aos efeitos acima mencionados. De fato o termo n=1 na (IV.3.4), para $\omega = \omega_1 - \omega_2$ é

$$\frac{J_1^2(\vec{k}.\vec{a})}{\epsilon(\vec{k},\omega_1-\omega_2)} \qquad \text{(IV.3.5)}$$

e o termo n=s=-1 em(IV.2.3) é:

$$\frac{J_1^2(\vec{k}.\vec{a}_1)\ J_1^2(\vec{k}.\vec{a}_2)}{\epsilon(\vec{k},\omega_1-\omega_2)} \qquad \text{(IV.3.6)}$$

Considerando que para o plasma pode-se tomar

$$\epsilon(\vec{k},\omega) \simeq 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

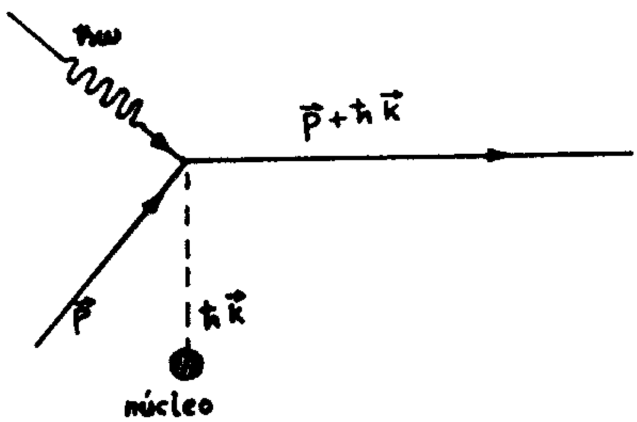
vemos que tanto a (IV.2.3) como a (IV.3.4) nos dão que para $\omega_1 - \omega_2 - \omega_p$ os termos apresentados dominam as respectivas somas (IV.3.4) e (IV.2.3) e, portanto, tornam $\frac{1}{\epsilon_{ef}}$ muito grande posto que $\epsilon(\vec{k},\omega_1-\omega_2) \to 0$ em tais condições.

Não haverá portanto perda de generalidade nos resultados que iremos obter se, para facilidade de cálculo, tratamos o problema do aquecimento do plasma em presença de um laser, interpretando-se sua frequência ω como a frequência de um campo de radiação resultante do batimento de dois campos de laser ($\omega = \omega_1 - \omega_2$).

Além da óbvia simplificação dos cálculos o procedimento acima permitir-nos-á uma comparação direta entre nossa formulação e aquela de Seely e Harris[15] o que nos permitirá por em evidência, quantitativamente, os efeitos da blindagem eletrostática, alterada pela presença do campo externo, sobre a eficiência do aque cimento do plasma via B.I., efeitos esses que aqueles autores desprezaram em sua formulação do problema.

Como se opera o aquecimento do plasma por B.I.?

Na fig abaixo está representado o processo no qual um elétron de momentum $\vec{p}$ absorve um foton de energia $\hbar\omega$, em presença de um campo coulombiano nuclear (ions, impurezas, etc.) com o qual interage trocando momentum $\hbar\vec{k}$.

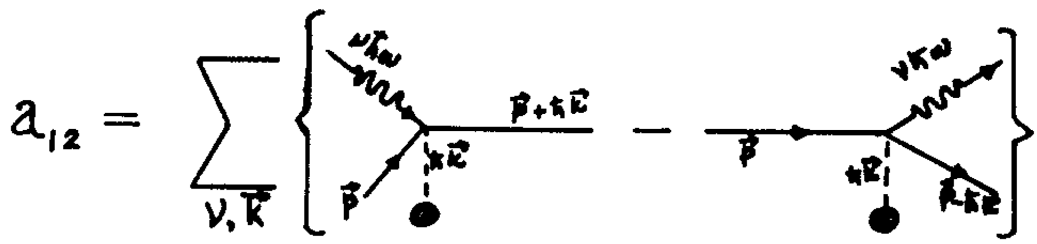


Se $\vec{E}_0$ é o campo elétrico da onda eletromagnética associada aos fotons, e se desprezamos a energia de recuo do núcleo, o ganho na energia cinética média dos elétrons, por processo, é $e^2E_0^2/2m\omega^2$. Uma vez que, obviamente, nem todas as colisões elétron-núcleo são acompanhadas de bremsstrahlung inverso representemos por ν_{ef} a taxa efetiva apropriada de colisões. A taxa de variação da energia cinética do elétron será dada, então, por [39]

$$\frac{d\langle\varepsilon\rangle}{dt} = \frac{e^2E_0^2}{2m\omega^2}\,\nu_{ef} \qquad \text{(IV.3.7)}$$

Um tal processo poderá tornar-se uma eficiente fonte de aquecimento do plasma, podendo mesmo contribuir significativamente para levá-lo à temperaturas termonucleares (usando-se lasers adequados) se o processo de absorção tornar-se suficientemente rápido, i.e. se houver uma rápida absorção de energia durante um pulso do laser, a fim de que as perdas sejam minimizadas.

Para determinar a frequência efetiva de colisões em que há B.I. calcularemos inicialmente a amplitude de transição para o processo que, diagramaticamente, é expressa por:



onde o elétron, inicialmente no estado 1 (momento $\vec{p}_1$) sofre um processo de absorção (emissão) de ν fotons trocando com o núcleo um momentum $\hbar\vec{k}$ e terminando num estado 2 ($\vec{p}_2=\vec{p}_1+\hbar\vec{k}$ para emissão ou $\vec{p}_2 = \vec{p}_1-\hbar\vec{k}$ para absorção).

Trataremos a colisão elétron-núcleo como uma perturbação $e\varphi_o(\vec{r})$ tomando como estados não perturbados os estados de um elétron em presença de um campo de radiação. Neste caso, a transição entre os estados eletrônicos $|1> \equiv |\vec{p}_1>$ e $|2> \equiv |\vec{p}_2>$ tem amplitude:

$$a_{(1\to2)} = \frac{i}{\hbar} <2|e\ \varphi_o(\vec{r})|1> \qquad \text{(IV.3.8)}$$

ou seja

$$a_{(1\to2)} = \frac{i}{\hbar} \int d^3r \int dt\ \psi_2^*(\vec{r},t)\ e\ \varphi_o(\vec{r})\ \psi_1(\vec{r},t) \qquad \text{(IV.3.9)}$$

onde os $\psi_i(\vec{r},t)$ são soluções da equação de Schrödinger para um elétron no campo de uma onda eletromagnética (Sec. II.1).

$$\frac{1}{2m}\left[\hat{p} - \frac{e}{c}\vec{A}(t)\right]^2 \psi(\vec{r},t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}\psi(\vec{r},t)$$

que, conforme a secçao II.2, podem ser escritas na forma:

$$|i\rangle \equiv \psi_i(\vec{r},t) = \frac{1}{V} e^{-\frac{i}{\hbar}\vec{p}_i\cdot\vec{r}} e^{\frac{i}{\hbar}\vec{\delta}(t)\cdot\vec{p}_i} e^{i\frac{\varepsilon_{p_i} t}{\hbar}} e^{-i\eta(t)} \qquad \text{(IV.3.10)}$$

onde

$$\vec{\delta}(t) = \frac{e\,\vec{E}_o \operatorname{sen} \omega t}{m\,\omega_2} \qquad \text{(IV.3.11)}$$

$$\varepsilon_{p_i} = \frac{p_i^2}{2m} \qquad \text{(IV.3.12)}$$

$$\eta(t) = (e^2 E_o^2/4m\omega^2)\,t \qquad \text{(IV.3.13)}$$

$\eta(t)$ é uma fase real sem maior importância uma vez que se cancela no cálculo da amplitude de probabilidade de transição.

Usando-se $\psi_i(\vec{r},t)$ dada pela (IV.3.10) e $\varphi_o(\vec{r})$ dada pela (IV.2.4) e efetuando as integrações indicadas na (IV.3.9). Obtém-se:

$$a_{(1\to 2)} = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} 2\pi_i\,\delta(\varepsilon_2-\varepsilon_1-\nu\hbar\omega)\,\frac{4\pi Z e^2 J_\nu(z)}{V\left|\frac{\vec{p}_2-\vec{p}_1}{\hbar}\right|^2 \varepsilon_{ef}(\vec{p}_2-\vec{p}_1)} \qquad \text{(IV.3.14)}$$

com

$$Z = \frac{\vec{p}_2-\vec{p}_1}{\hbar}\cdot\vec{a}$$

Comparando-se a (IV.3.14) com a forma geral da amplitude de probabilidade de transição de um estado quântico $|i\rangle$ para um estado quântico $|f\rangle$ através de uma interação cujo elemento de matriz é M_{if}:

$$a_{if} = -2\pi i \; M_{if} \, \delta_{\vec{p}_i,\vec{p}_f} \, \delta(\varepsilon_f - \varepsilon_i) \tag{IV.3.15}$$

tem-se que o elemento de matriz para nosso processo de transiçao em que o elétron passa do estado $|1\rangle$ para o estado $|2\rangle$ absorvendo ($\nu > 0$) ou emitindo ($\nu < 0$) $|\nu|$ fotons do campo e.m. é dado por:

$$M_{12}^{\nu} = \frac{4\pi Z e^2 \; J_\nu(z)}{V \left|\frac{\vec{p}_2 - \vec{p}_1}{\hbar}\right|^2 \boldsymbol{\epsilon}_{ef}(\vec{p}_2 - \vec{p}_1)} \tag{IV.3.16}$$

Partindo da conhecida relação entre a amplitude do espalhamento e a matriz T[42]

$$T_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} \, |M_{if}|^2 \, \delta(\varepsilon_f - \varepsilon_i) \tag{IV.3.17}$$

temos então:

$$T_\nu(1\to 2) = \frac{2\pi}{\hbar} \, J_\nu^2(z) \left| \frac{4\pi \; Z e^2}{V \left|\frac{\vec{p}_2 - \vec{p}_1}{\hbar}\right|^2 \boldsymbol{\epsilon}_{ef}(\vec{p}_2 - \vec{p}_1)} \right|^2 \delta(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \nu\hbar\omega)$$

(IV.3.18)

que é portanto a expressão da probabilidade de transição por unida de de tempo para o processo em questão.

Podemos agora obter a equação cinética para os elé - trons no estado $|2>$, com momentum $\vec{p}_2$, ou seja a taxa de variação do número de ocupação $f(\vec{p}_2)$ desses elétrons, que é dada em função de $T_\nu(1\to 2)$ por[15]:

$$\frac{\partial f(\vec{p}_2)}{\partial t} = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \sum_{\vec{p}_1} T_\nu(1\to 2) \left[f(\vec{p}_1)-f(\vec{p}_2)\right] \qquad \text{(IV.3.19)}$$

sob a hipótese de que os elétrons estão longe da condição de degenerescência (i.e. $f(p) \ll 1$). Substituindo $T_\nu(1\to 2)$, dada pela (IV.3.18) na (IV.3.19), tomando para $f(\vec{p})$ uma distribuição maxwelliana, e fazendo $\sum_{p_1} \ldots \to \int d\vec{p}_1 \ldots$, obtém-se após algumas manipulações al gébricas:

$$\frac{\partial f(\vec{p}_2)}{\partial t} = f(p_2) \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{V}{(2\pi)^3} \int d^3\vec{k}\, \frac{2\pi}{\hbar} \frac{J_\nu^2(\vec{k}.\vec{a})(4\pi Ze^2)^2}{V^2 \left|k^2\, \epsilon_{ef}(\vec{k})\right|^2} \times$$

$$\times \left\{ \left[\exp\left(\frac{\nu\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1\right] \delta\left(\frac{\hbar\vec{k}.\vec{p}_2}{m} - \nu\hbar\omega - \frac{\hbar^2 k^2}{2m}\right) + \left[\exp\left(-\frac{\nu\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1\right] \right.$$

$$\left. \times\ \delta\left(\frac{\hbar\vec{k}.\vec{p}_2}{m} - \nu\hbar\omega + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}\right) \right\} \qquad \text{(IV.3.20)}$$

onde a soma $\sum_{\nu=-\infty}^{\infty}$ foi desdobrada e onde expressamos $\vec{p}_1$ como $\vec{p}_1 = \vec{p}_2 - \hbar\vec{k}$. Na expressão acima $\underline{a}$ foi definido como $a = eE_o/m\omega^2$ e representa a amplitude de oscilação do elétron no campo e.m. Tomemos agora o limite clássico. Isto se justifica plenamente uma vez que nossos resultados serão aplicados a plasmas "quentes" (temperaturas na ordem dos 10^5 C ou mais) onde os elétrons obedecem uma distribuição maxwelliana clássica. Tal procedimento é consistente com nosso apelo, no cálculo de ϵ_{ef} e $\varphi_0(\vec{r})$, ao uso da aproximação de fase aleatória (RPA) para tratar a constante dielétrica $\epsilon(\vec{k},\omega)$ do plasma. É um procedimento usual no tratamento quântico dos problemas de plasmas[43] e leva aos mesmos resultados que se obteria tratando-se o problema de saída através das equações clássicas de transporte em plasmas. Não obstante, a parte de ser a formulação via hamiltoniana quântica de 2ª quantização mais elegante e direta que a correspondente equação clássica, há casos em que situações ocorrem com os plasmas que impossibilitam um tratamento clássico e que demandam, por conseguinte, o tratamento quântico. Isto ocorre com frequência no tratamento de plasmas em sólidos. Enfim, no limite clássico, fazendo $\hbar \to 0$ tal que[43]

$$\frac{1}{m}\hat{p} = -\frac{i\hbar}{m}\vec{\nabla} + \vec{v} \quad , \quad \sum_{\vec{p}}(\ldots)\, f(\vec{p}) \to V\int d^3v(\ldots)f(\vec{v}) \qquad \text{(IV.3.21)}$$

obtém-se finalmente para a equação cinética para os elétrons

$$\frac{\partial f(\vec{v}_2)}{\partial t} = f(\vec{v}_2)\sum_{\nu=1}^{\infty}\frac{V}{(2\pi)^3}\int d^3\vec{k}\; 2\pi\,\frac{\nu^2\omega^2}{(k_BT)^2}\;\times$$

$$\times\,\frac{(4\pi\;Ze^2)^2\;J_\nu^2(\vec{k}.\vec{a})}{V^2\;|k^2\;\epsilon_{ef}(\vec{k})|^2}\,\delta(\vec{k}.\vec{v}_2-\nu\omega) \qquad \text{(IV.3.22)}$$

Lembremos que ϵ_{ef} na expressão acima está dado pela (IV.3.4).

Para calcular a taxa de absorção de energia cinética $\frac{d}{dt}\langle\varepsilon\rangle$ lembremos que ela pode ser expressa por:

$$\frac{d\langle\varepsilon\rangle}{dt} = \frac{d}{dt}\left\{\sum_{\vec{p}_2} \frac{\hat{p}_2^2}{2m} f(\vec{v}_2)\right\} =$$

$$= \sum_{\vec{p}_2} \frac{\hat{p}_2^2}{2m} \frac{\partial}{\partial t} f(\vec{v}_2)$$

que à luz do limite clássico já assumido se reescreve como

$$\frac{d\langle\varepsilon\rangle}{dt} = V \int d^3\vec{v}_2 \, \frac{m\vec{v}_2^2}{2} \, \frac{\partial f(\vec{v}_2)}{\partial t} =$$

$$= \sum_{\nu=1}^{\infty} \int d^3\vec{v}_2 \int d^3k \, \frac{m v_2^2 \, f(\vec{v}_2)}{2(2\pi)^3} \, \frac{\nu^2\omega^2}{(k_B T)^2} \times$$

$$\times \frac{(4\pi Z e^2)^2 J_\nu^2(\vec{k}.\vec{a})}{|k^2 \, \epsilon_{ef}(\vec{k})|^2} \, \delta(\vec{k}.\vec{v}_2 - \nu\omega) \qquad \text{(IV.3.23)}$$

que expressa a taxa de absorção de energia no processo de B.I.

IV.3.2 Frequência efetiva de colisões

A expressão acima (IV.3.23) para $\frac{d\langle\varepsilon\rangle}{dt}$ deve agora ser comparada com a(IV.3.7) que reescreveremos como:

$$\frac{d\langle\varepsilon\rangle}{dt} = \frac{e^2E_o^2}{2m\omega^2}\,\nu_{ef} = \frac{a^2m\omega^2}{2}\,\nu_{ef}$$

onde $a = eE_o/m\omega^2$.

Resulta desta comparação que

$$\nu_{ef} = \sum_{\nu=1}^{\infty}\int d^3v_2 \int d^3k\,\frac{v_2^2\,f(v_2)}{(2\pi)^2a^2}\,\frac{\nu^2J_\nu^2\,(\vec{k}.\vec{a})}{(k_BT)^2}\,\times$$

$$\times\,\frac{(4\pi\ Ze^2)^2}{|k^2\ \epsilon_{ef}|^2}\,\delta(\vec{k}.\vec{v}_2-\nu\omega) \qquad (IV.3.24)$$

A(IV.3.24) é a forma geral da expressão para a frequência efetiva e determina a taxa sob a qual a energia é retida pelos elétrons devido a absorção de um número arbitrário de fotons.

Mantendo-nos na aproximação de dipolo, já assumida no início de nossa formulação, pode-se ver que $\vec{k}.\vec{a} \ll 1$. Nesse caso, podemos usar a expansão da função de Bessel para pequenos argumentos:

$$J_\nu^2(\vec{k}.\vec{a}) = \left(\frac{1}{\nu!}\right)^2\left(\frac{1}{2}\,\vec{k}.\vec{a}\right)^{2\nu} \qquad (IV.3.25)$$

É justificável, pois, reter-se apenas o termo $\nu=1$ da soma na (IV.3.24). Isto equivale a dizer que para $\vec{k}.\vec{a} \ll 1$ apenas os processos a um foton são relevantes.

Usando a expressão (IV.3.25) podemos reexpressar ν_{ef} como:

$$\nu_{ef} = \int d^3k \int \frac{d^3v_2 \; f(\vec{v}_2)(\vec{k}.\vec{a})^2}{4(2\pi)^2 a^2 \; (k_B T)^2} \times \frac{(4\pi \; Ze^2)^2}{|k^2 \; \epsilon_{ef}|^2} \; \delta(\vec{k}.\vec{v}_2 - \omega)$$

Usando $f(\vec{v}_2)$ maxwelliana, i.e.

$$f(v_2) = n_o(\pi \; v_T^3)^{-3/2} \; e^{-v^2/v_T^2}$$

onde

$$v_T^2 = \frac{2k_B T}{m}$$

e fazendo a integração sobre $\vec{v}_2$ usando a função δ, resulta:

$$\nu_{ef} = \frac{4(ze^2)^2 n_o}{\pi^{1/2} a^2 m^2 v_T^3} \int d^3k \; \frac{(\vec{k}.\vec{a})^2}{k^5 \, |\epsilon_{ef}(\vec{k})|^2} \times \left(\frac{k_D^2}{k^2} - 1\right) \; e^{-k_D^2/k^2} \qquad \int dk_\perp \int dk_\parallel$$

(IV.3.26)

Para prosseguirmos com a integraçao sobre $\vec{k}$ temos que usar a expressão para ε_{ef} (IV.3.4).

Notemos, no entanto, que essa expressão simplifica-se consideravelmente quando se tem $\omega \simeq \omega_p$. De fato lembrando que para o plasma $\epsilon(\vec{k},\omega) \simeq 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$, a soma na (IV.3.4) fica dominada pelo termo ressonante ($n = \pm 1$). Podemos então aproximar

$$\frac{1}{\epsilon_{ef}} \simeq \frac{2 \; J_1^2(\vec{k}.\vec{a})}{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \simeq \frac{1}{2} \; \frac{(\vec{k}.\vec{a})^2}{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \qquad \text{(IV.3.27)}$$

onde assumimos, como já se fez acima, que $\vec{k}.\vec{a} \ll 1$.

Voltando a ν_{ef}, podemos então reescrever a (IV.3.28) como:

$$\nu_{ef} = \frac{Z^2 e^4 n_o}{\pi^{1/2} a^2 m^2 v_T^2} \frac{1}{(1-\omega_p^2/\omega^2)^2} \int d^3\vec{k} \, \frac{(\vec{k}.\vec{a})^6}{k^5} \left(\frac{k_D^2}{k^2} - 1\right) e^{-\frac{k_D^2}{k^2}}$$

que após a integração se reduz à

$$\nu_{ef} = \frac{4A}{7} \frac{\pi^{1/2} Z^2 e^4 n_o}{m^2 v_T^3} \frac{(K_D a)^4}{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^2} \qquad \text{(IV.3.29)}$$

onde

$$A = \int_0^1 dx \; x(1-x^2) \; e^{-1/x^2}$$

A (III.2.29) é nossa expressão final para a frequência efetiva de colisões em que observa bremsstrahlung inversa.[44]

IV.4 Conclusões

A (IV.2) revela claramente as modificações que a presença do campo de radiação determina sobre a frequência efetiva de colisões. Estamos agora em condições de efetuar uma comparação entre nossos resultados e aqueles de Seely-Harris[15] (SH) desenvolvidos sem levar em conta os efeitos da blindagem e consequentemente os efeitos da presença do laser sobre esta última.

De saída percebe-se que, no essencial, nosso resultado difere do daqueles autores pela presença em (IV.3.29) do fator:

$$\frac{(K_D a)^4}{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^2}$$

o qual devido a anulação do denominador quando $\omega \to \omega_p$, descreve um forte aumento da frequência de colisões quando esta condição se cumpre. Em condições opostas, i.e., a medida que ω se afasta da ressonância a absorção por colisão (BI) perde gradativamente sua eficiência como fonte de aquecimento do plasma. Revela-se, também, patente em (IV.3.29) o fato de que quando os efeitos de blindagem, na interação elétron-núcleo, são levados em conta, a frequência de colisão torna-se dependente da intensidade do campo externo variando com o quadrado da intensidade do laser. Além disso, pode-se ver que ν_{ef} é proporcional ao cubo da densidade de elétrons no plasma ao contrário da dependência linear proposta por S.H.. Um quadro sinótico exibindo uma comparação entre nossos resultados e os de S.H. está na Tabela I.

Os resultados explícitos na (IV.3.29) admitem uma interpretação física simples. A presença de efeitos da blindagem deveria, é claro, levar a um enfraquecimento da absorção por colisão, visto que a primeira consequência da blindagem é a redução da intensidade da interação coulombiana e, portanto, a redução do número efetivo de colisões elétron-núcleo. No entanto, se o plasma for iluminado com dois campos de radiação com frequência de batimento próxima da frequência natural de oscilação (ω_p) da nuvem de cargas de blindagem, atinge-se uma condição ressonante da qual resulta a destruição da nuvem de blindagem. Isto tem como consequência que a interação coulombiana recupera sua intensidade o que implica numa intensificação do processo de aquecimento do plasma na absorção de fotons assistida por colisões, i.e., bremsstrahlung inverso.

	Seely-Harris[15]	Nosso resultado
frequência efetiva de colisões e-n	$\nu_{ef} = \dfrac{8\pi^2 n_o Z^2 e m\omega^3}{E_o^3}$	$\nu_{ef} = \dfrac{4\lambda}{7} \dfrac{\pi^{1/2} Z^2 e^4 n_o}{m^2 v_T^3} \dfrac{(K_D a)^4}{\left(1 - \dfrac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^2}$
taxa de absorção de energia do campo eletromagnético pelo plasma via B.I.	$\dfrac{d\langle\varepsilon\rangle}{dt} = \dfrac{e^2 E_o^2}{2m\omega^2} \nu_{ef}$	$\dfrac{d\langle\varepsilon\rangle}{dt} = \dfrac{e^2 E_o^2}{2m\omega^2} \nu_{ef}$
dependência da frequência de colisões com a densidade do plasma (n_o)	$\nu_{ef} \propto n_o$	$\nu_{ef} \propto n_o^3$
dependência da taxa de absorção de energia com a intensidade do laser	$\dfrac{d\langle\varepsilon\rangle}{dt} \propto \dfrac{1}{I_o^{1/2}}$	$\dfrac{d\langle\varepsilon\rangle}{dt} \propto I_o^3$
dependência da frequência de colisões com a sintonia entre a frequência do laser e a frequência do plasma	não tem	$\dfrac{1}{\left[1 - \dfrac{\omega_p^2}{\omega^2}\right]^2}$

Tabela 1

Aquecimento de plasma por bremsstrahlung inverso.

Comparação entre nossos resultados e os da Ref.15.

IV.5 Comentários

As previsões acima mencionadas, baseadas na (IV.3.29) sobre dependência de ν_{ef} e taxa de aquecimento nos vários parametros, comportamento ressonante para $\omega \simeq \omega_p$, etc., podem ser submetidas ao teste experimental. Na verdade, recentes trabalhos[58,59] na área de diagnóstico de plasmas com lasers de prova parecem-nos fornecer algumas evidências da validade do nosso formalismo em geral e da (IV.3.29) em particular. Nesses trabalhos há evidencias de um aumento no retro-espalhamento Brillouin de um feixe de laser de rubi espalhado por um plasma iluminado com um laser adicional de CO_2. Os autores atribuiram este efeito a um possível aquecimento do plasma pelos lasers. Nós consideramos tal efeito como evidenciando que o mecanismo efetivo de aquecimento é o processo de BI que, nas condições desses trabalhos seria, segundo nossa teoria, o mecanismo dominante. Não desejamos, no entanto, superestimar tais evidências. Nossas previsões são bastante específicas no que diz respeito a dependência de taxa de aquecimento nos vários parâmetros. Assim, por exemplo, em experimentos semelhantes aos relatados acima poder-se-ia verificar a variação do aquecimento com o aumento da intensidade do laser de CO_2. A constatação de que a temperatura dos elétrons, nas condições previstas em nosso trabalho, cresce proporcionalmente ao cubo da intensidade do laser traria um suporte definitivo para a nossa teoria e para a reabilitação do processo de bremsstrahlung inverso como mecanismo dominante no processo de aquecimento de plasmas com lasers de alta intensidade.

CAPÍTULO V

Instabilidade de fonons num semicondutor em presença de dois campos de radiação

"Calcula-se a taxa de variação da população de fonons acústicos devido ao espalhamento por elétrons de condução num semicondutor irradiado com dois lasers. Mostra-se que ondas longitudinais acústicas que se propaguem paralelamente à direção de polarização dos lasers podem ser amplificadas seletivamente sobre uma estreita faixa de valores de K".

V.1 Introdução

Os mecanismos capazes de originar instabilidade na população de fonons num semicondutor incluem, entre outros: a ação de um campo elétrico d.c. (efeito acústico-elétrico)[45,46] a conversão direta de micro-ondas e ondas de rádio em ondas acústicas[47-49] e a ação de um campo eletromagnético intenso[7,11,50], acoplamento com plasmons num campo magnético intenso.[51,52]

Neste capítulo exploraremos a ação de ondas e.m. intensas com vistas a experimentos em que um laser de teste e um laser intenso de bombeamento atuam simultâneamente num semicondutor. Neste caso a instabilidade da população de fonons está ligada ao processo de absorção via portadores livres[53]. À margem de uma possível aplicação experimental, o assunto em questão representa uma área de pesquisa básica de grande interesse, o que por si só justifica o esforço de uma investigação independente.

Estamos especificamente interessados no espalhamento de fonons por elétrons, na presença de dois campos de lasers. Motiva-nos a convicção de que para uma melhor caracterização dos semicondutores, torna-se extremamente importante um conhecimento mais preciso do comportamento das interações elétron-fonon e eletron - plasmon quando estas ocorrem em presença de campos intensos, pois há fortes indicações experimentais de que sensíveis desvios do comportamento normal aparecem devido a ação de campos externos. Nosso desenvolvimento teórico desta questão assemelha-se aquele utilizado em trabalhos correlatos[7,11,50].Assim os feixes de laser são tratados como ondas planas eletromagnéticas clássicas, dentro da aproximação de dipolo, isto é:

$$\vec{A}(\vec{r},t) = \vec{A}(t)$$

onde os campos são considerados espacialmente uniformes, dentro da hipótese de que os comprimentos de ondas das ondas eletromagnéticas são muito maiores que os livre-caminhos médios dos elétrons ou seja: $\lambda \gg \bar{\ell}$ (ou, equivalentemente, $\omega\tau \gg 1$, onde τ é o tempo de relaxação dos elétrons). Os estados eletrônicos serão aqueles dados pela solução da equação de Schröedinger para um elétron sujeito aos campos de laser.

A interação elétron-fonon será considerada como uma perturbação de 1ª ordem, mas a ação dos campos de lasers será considerada sem aproximações. A probabilidade de transição será então usada para obter a equação cinética para a população de fonon a partir da qual a razão de decaimento será obtida[43].

V.2 O espalhamento de fonons por elétrons na presença de dois campos de laser

Sob tais considerações podemos escrever a hamiltoniana para o nosso sistema:

$$H = H_o + H_{ef} \tag{V.1}$$

onde:

$$H_o = \frac{\left[\vec{P} - \frac{e}{c}\vec{A}(t)\right]^2}{2m}$$

é a hamiltoniana de um elétron num campo eletromagnético $\vec{A}(t)$ (potencial vetor dos dois lasers) e H_{ef} é a perturbação devida à interação elétron-fonon que será tratada usando como função não perturbada as soluções de:

$$H_o\psi = i\hbar\dot{\psi} \tag{V.2}$$

que é a equação de Schrödinger para um elétron num campo e.m. $\vec{A}(t)$.

A solução ψ da (V.2) pode ser escrita, de acordo com os resultados da Sec. II.1,

$$\psi(\vec{r},t) = V^{-\frac{1}{2}} \exp\{i\vec{q}.\vec{r} - (i/2m\hbar)\int_0^t dt'\left[\hbar\vec{q} - (\frac{e}{c})\vec{A}(t')\right]^2\} \tag{V.3}$$

onde $\vec{q}$ é o vetor de onda do elétron. Assim, na ausência de campos de radiação a energia do elétron é:

$$\varepsilon_p = \frac{\hbar^2 q^2}{2m} \quad .$$

O potencial vetor dos lasers 1 e 2, considerando a aproximação de dipolo é:

$$\vec{A}(t) = \left(\frac{c}{\omega_1}\right)\vec{E}_1\cos(\omega_1 t) + \left(\frac{c}{\omega_2}\right)\vec{E}_2\cos(\omega_2 t) \tag{V.4}$$

Pela teoria de perturbação de 1ª ordem, a amplitude de probabilidade para o elétron ir de um estado $\psi_{q_1}(\vec{r},t) \equiv |1\rangle$ para um estado $\psi_{q_2}(\vec{r},t) \equiv |2\rangle$ devido a interação com um fonon $\hbar\vec{k}$ é:

$$a_{12} = -\frac{i}{\hbar}\langle 1|V_k(\vec{r})|2\rangle$$

onde $V_k(\vec{r})$ representa a interação elétron-fonon.

Explicitamente, temos:

$$a_{12}(1\rightarrow 2;\vec{k}) = -\frac{i}{\hbar}\iint d^3r\,dt\,\psi^*_{q_2}(\vec{r},t)V_k e^{i(\vec{k}.\vec{r}-\omega_k t)}\psi_{q_1}(\vec{r},t) \qquad (V.5)$$

onde V_k é a constante de acoplamento elétron-fonon.

Substituindo as ψ's dadas pela (V.3) na (V.5), podemos escrever:

$$a_{12}(1\rightarrow 2;\vec{k}) = -\frac{i}{\hbar}\int d^3r\,\frac{1}{V}\,e^{i(\vec{q}_1-\vec{q}_2).\vec{r}}\,V_k e^{i\vec{k}.\vec{r}}.I \qquad (V.6)$$

onde:

$$I = \exp\left[-i(\omega_k t - \frac{1}{\hbar}\,K(t)\right] \qquad (V.7)$$

com

$$K(t) = \frac{1}{2m}\int_0^t dt'\left[\hbar\vec{q}_1 - \frac{e}{c}\,\vec{A}(t')\right]^2 - \frac{1}{2m}\int_0^t dt''\left[\hbar\vec{q}_2 - \frac{e}{c}\vec{A}(t'')\right]^2 \qquad (V.8)$$

Usando $A(t)$ dado pela (V.4) na (V.8) obtém-se:

$$K(t) = \frac{\hbar^2}{2m}\,(q_1^2-q_2^2)t - \frac{e\hbar}{m}(\vec{q}_1-\vec{q}_2).\left[\frac{\vec{E}_1}{\omega_1^2}\,\mathrm{sen}(\omega_1 t-\delta) + \frac{\vec{E}_2}{\omega_2^2}\,\mathrm{sen}(\omega_2 t-\delta)\right] \qquad (V.9)$$

com:

$$tg\delta = \frac{(\vec{q}_1-\vec{q}_2)_y}{(\vec{q}_1-\vec{q}_2)_x}$$

Portanto, substituindo (V.9) em (V.7) e levando em (V.6) obtém-se:

$$a_{12} = -\frac{i}{\hbar} V_k \int d^3r\, e^{i(\vec{q}_1-\vec{q}_2+\vec{k}).\vec{r}} \int dt\, \exp\{-i\Big[\omega_k t - \frac{\Omega}{\hbar} t +$$

$$+ \frac{\lambda_1}{\hbar\omega_1} \operatorname{sen}(\omega_1 t-\delta) + \frac{\lambda_2}{\hbar\omega_1} \operatorname{sen}(\omega_2 t-\delta)\Big]\} \qquad (V.10)$$

com:

$$\Omega = \frac{\hbar^2}{2m}(q_1^2-q_2^2) = \varepsilon_1-\varepsilon_2$$

onde ε_1 e ε_2 são as energias cinéticas inicial e final do elétron respectivamente, e onde:

$$\lambda_i = \frac{e\hbar}{m\omega_i}(\vec{q}_1-\vec{q}_2).\vec{E}_i \quad , \quad i = 1,2$$

para os lasers 1 e 2.

A integral espacial nos traz que:

$$\vec{q}_1 = \vec{k} + \vec{q}_2 \quad ,$$

o que expressa a conservação de momentum. Assim:

$$\lambda_i = \frac{e\hbar}{m\omega_i}\vec{K}.\vec{E}_i \quad , \quad i = 1,2$$

$$tg\delta = \frac{k_y}{k_x}$$

As exponenciais

$$\exp\left\{-i\left[\frac{\lambda_1}{\hbar\omega_1}\,\mathrm{sen}(\omega_1 t-\delta) + \frac{\lambda_2}{\hbar\omega_2}\,\mathrm{sen}(\omega_2 t-\delta)\right]\right\}$$

podem ser reescritas usando o fato de que:[34]

$$\exp(i\alpha\,\mathrm{sen}\,\omega t) = \sum_{\nu} J_\nu(\alpha)\, e^{i\nu\omega t}$$

onde $J_\nu(\alpha)$ é a função de Bessel de ordem ν. Como:

$$\exp\left[-i\left(\frac{\lambda_1}{\hbar\omega_1}\,\mathrm{sen}(\omega_1 t-\delta) + \frac{\lambda_2}{\hbar\omega_2}\,\mathrm{sen}(\omega_2 t-\delta)\right)\right] =$$

$$= \sum_{\nu_1}\sum_{\nu_2} J_{\nu_1}\left(\frac{\lambda_1}{\hbar\omega_1}\right) J_{\nu_2}\left(\frac{\lambda_2}{\hbar\omega_2}\right) e^{i(\nu_1\omega_1+\nu_2\omega_2)t}\, e^{i2\delta}$$

vem, tomando-se τ como a duração média da interação:

$$a_{1\to2} = -\frac{i}{\hbar} V_k e^{i2\delta} \sum_{\nu_1}\sum_{\nu_2} J_{\nu_1}\left(\frac{\lambda_1}{\hbar\omega_1}\right) J_{\nu_2}\left(\frac{\lambda_2}{\hbar\omega_2}\right) \int_{-\tau/2}^{\tau/2} dt\, \exp\left\{-i\left(\omega_k + \frac{\Omega}{\hbar} - \nu_1\omega_1 - \nu_2\omega_2\right)t\right\} \qquad (V.11)$$

ou seja:

$$a_{1\to2} = \sum_{\nu_1}\sum_{\nu_2} a_{\nu_1\nu_2}(1\to2;\vec{k})$$

onde:

$$a_{\nu_1\nu_2}(1\to 2;\vec{k}) = -\frac{i}{\hbar} V_k\, e^{i2\delta}\, J_{\nu_1}\left(\frac{\lambda_1}{\hbar\omega_1}\right) J_{\nu_2}\left(\frac{\lambda_2}{\hbar\omega_2}\right)\int_{-\tau/2}^{\tau/2} dt\, \exp\{\frac{i}{\hbar} -$$

$$- \Omega + \nu_1\omega_1 + \nu_2\omega_2 - \hbar\omega_k)t\} \qquad (V.12)$$

A (V.12) representa a amplitude de probabilidade para a transição do estado $1(\vec{q}_1 = \vec{q})$ para o estado $2(\vec{q}_2=\vec{q}+\hbar\vec{k})$ devido a colisão do elétron com um fonon de vetor de onda $\vec{k}$ (frequência - ω_k) mediada pela absorção $(\nu_1,\nu_2 > 0)$ ou emissão $(\nu_1,\nu_2 < 0)$ simultânea de $|\nu_1|$ e $|\nu_2|$ fotons.

A correspondente probabilidade de transição por unidade de tempo para tal processo é:

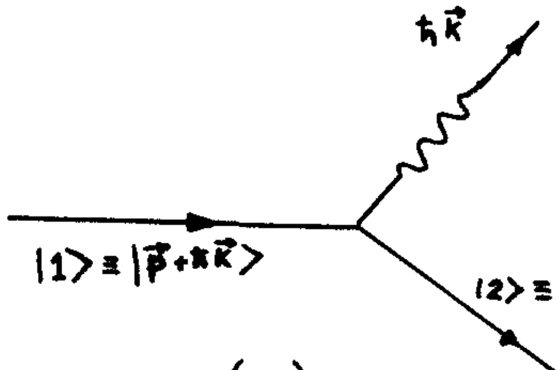
$$T_{\nu_1,\nu_2}(1\to 2;\vec{k}) = \frac{2\pi}{\hbar}\left|\frac{1}{\tau}\; a_{\nu_1\nu_2}(1\to 2;\vec{k})\right|^2 =$$

$$= \frac{2\pi}{\hbar}|V_k|^2 J^2_{\nu_1}\left(\frac{\lambda_1}{\hbar\omega_1}\right) J^2_{\nu_2}\left(\frac{\lambda_2}{\hbar\omega_2}\right)\delta(\varepsilon_{\vec{p}+\hbar\vec{k}} - \varepsilon_{\vec{p}} - \hbar\omega_k - \nu_1\hbar\omega_1 - \nu_2\hbar\omega_2) \qquad (V.13)$$

onde

$$\varepsilon_{\vec{p}} = \frac{p^2}{2m}$$

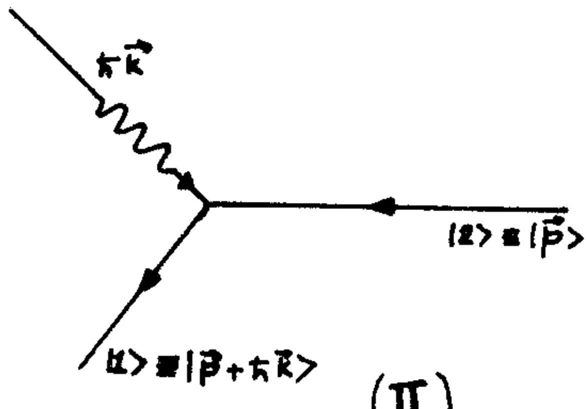
Cada transição deste tipo altera a população de fonons através de processos concurrentes do tipo:



(I)

<u>emissão de fonon</u>

e



(II)

absorção de fonon

V.3 Taxa de variação da população de fonons: amplificação vs. atenuação

A taxa de variação (por unidade de tempo) da população de fonons será dada pela diferença entre as transições com emissão de fonons (I):

probabilidade p/o processo I x nº fonons presentes x probabil. estado $|1\rangle$ estar ocupado x probabil. estado $|2\rangle$ estar desocupado

$$= T_{\nu_1\nu_2}(2\to 1;\vec{k}) \times N_k \times f_{\vec{p}+\hbar\vec{k}}(1-f_{\vec{p}})$$

e as transições com absorção de fonons (II):

probabilidade p/o processo II x nº fonons presentes x probabil. estado $|2\rangle$ estar ocupado x probabil. estado $|1\rangle$ estar desocupado

$$= T_{\nu_1\nu_2}(2\to 1;\vec{k}) \times N_k \times f_{\vec{p}}(1-f_{\vec{p}+\hbar\vec{k}})$$

onde $f_{\vec{p}}$ é a função de distribuição (nº de ocupação) para os elé - trons.

Tomando, devido a invariancia por inversão temporal:

$$T_{\nu_1\nu_2}(1\to 2;\vec{k}) = T_{\nu_1\nu_2}(2\to 1;\vec{k})$$

obtemos para a taxa de variação:

$$\frac{dN_k}{dt}$$

da população N_k de fonons:

$$\frac{dN_{k,\nu_1\nu_2}}{dt} = T_{\nu_1\nu_2}(1\to 2,\vec{k}) \left\{ f_{\vec{p}+\hbar\vec{k}}(1-f_{\vec{p}}) - f_{\vec{p}}(1-f_{\vec{p}+\hbar\vec{k}}) \right\} N_k$$

$$= T_{\nu_1\nu_2}(1\to 2,\vec{k})(f_{\vec{p}+\hbar\vec{k}} - f_{\vec{p}})N_k$$

Deve-se levar em conta todos os possíveis valores de ν_1 e ν_2 e todos os possíveis valores de momento $\vec{p}$ para os elétrons. Assim devemos somar sobre eles:

$$\frac{dN_k}{dt} = \sum_{\vec{p}} \sum_{\nu_1\nu_2} \frac{dN_{k,\nu_1\nu_2}}{dt} =$$

$$= \left\{ \sum_{\nu_1\nu_2} \sum_{\vec{p}} T_{\nu_1\nu_2}(1\to 2;\vec{k})(f_{\vec{p}+\hbar\vec{k}} - f_{\vec{p}}) \right\} N_k$$

$$= \gamma_k N_k \qquad \text{(V.14)}$$

A **(V.14)** define o coeficiente de amortecimento ($\gamma_k < 0$) ou amplificação ($\gamma_k > 0$) de fonons.

Resulta assim das eqs. (V.13) e(V.14):

$$\gamma_k = \sum_{\nu_1=-\infty}^{\infty} \sum_{\nu_2=-\infty}^{\infty} \sum_{\vec{p}} \frac{2\pi|V_k|^2}{\hbar} J^2_{\nu_1}\left(\frac{\lambda_1}{\hbar\omega_1}\right) J^2_{\nu_2}\left(\frac{\lambda_2}{\hbar\omega_2}\right)(f_{\vec{p}+\hbar\vec{k}} - f_{\vec{p}}) \times$$

$$\times\ \delta(\varepsilon_{\vec{p}+\hbar\vec{k}} - \varepsilon_{\vec{p}} - \nu_1\hbar\omega_1 - \nu_2\hbar\omega_2 - \hbar\omega_k) \quad . \qquad \text{(V.15)}$$

V.4 Consideração de um caso específico: um dos lasers é fraco e o outro intenso. Comportamento do coeficiente de atenuação de fonons e as condições para amplificação

Calcularemos agora γ_k dado pela (V.15) assumindo - que o laser 2 é forte ⇒ argumento de J_{ν_2} é grande, isto é:

1ª hipótese: $\frac{\lambda_2}{\hbar\omega_2} \gg 1$ ou seja $\lambda_2 \gg \hbar\omega_2$.

Sabe-se de $J_n(\alpha)$ para α grande é uma função quase nula a menos que $\alpha = n$. Neste caso mostra-se que:

$$\sum_{\nu_2=-\infty}^{\infty} J^2_{\nu_2}\left(\frac{\lambda_2}{\hbar\omega_2}\right)\delta(\varepsilon-\nu_2\hbar\omega_2) \simeq \frac{1}{2}\left\{\delta(\varepsilon-\lambda_2) + \delta(\varepsilon+\lambda_2)\right\} \qquad \text{(V.16)}$$

A 1ª δ corresponde à absorção e a 2ª δ à emissão de $\frac{\lambda_2}{\hbar\omega_2}$ fonons (ε na expressão acima é o que sobra no argumento de - $\delta(\ldots)$ na expressão de γ_k retirando-se o termo $\nu_2\hbar\omega_2$).

Então:

$$\gamma_k = \frac{\pi |V_k|^2}{\hbar} \sum_{\nu_1=-\infty}^{\infty} \sum_{\vec{p}} J^2_{\nu_1}(\lambda_1/\hbar\omega_1)(f_{\vec{p}+\hbar\vec{k}} - f_{\vec{p}}) \Big\{ \delta(\varepsilon_{\vec{p}+\hbar\vec{k}} -$$

$$- \varepsilon_{\vec{p}} - \nu_1\hbar\omega_1 - \hbar\omega_k - \lambda_2) + \delta(\varepsilon_{\vec{p}+\hbar\vec{k}} - \varepsilon_{\vec{p}} - \nu_1\hbar\omega_1 - \hbar\omega_k + \lambda_2) \Big\} \qquad (V.17)$$

Na forma acima γ_k representa o coeficiente de amortecimento (amplificação) de fonons em presença de um laser intenso - com a absorção ou emissão, simultânea, de $|\nu_1|$ fotons de um segundo laser (campo de teste). Este segundo laser será, no que segue , tomado como um laser fraco configurando-se, assim, nossa

<u>$2^{\underline{a}}$ hipótese</u>: $\lambda_1 \ll \hbar\omega_1$

Em termos práticos esta hipótese implica que se torna adequado que na $\sum_{\nu_1}$ retenhamos apenas os termos em $\nu = \pm 1$ (processos mediados pela absorção ou emissão de 1 só foton do laser 1).

Por outro lado, considerando-se a definição de $\varepsilon_{\vec{p}}$ e assumindo $\hbar\vec{k}$ pequeno em comparação com $\vec{p}$ obtém-se:

$$\varepsilon_{\vec{p}+\hbar\vec{k}} - \varepsilon_{\vec{p}} \simeq \hbar\vec{k}.\vec{v}$$

onde $\vec{v} = \frac{\vec{p}}{m}$ é a velocidade do elétron.

Admitindo que as temperaturas de interesse para nós - sejam $T \gg T_F$ então a distribuição de Fermi $f_{\vec{p}}$ pode ser substituida pela distribuição de Boltzmann, de forma que se tem:

$$f_{\vec{p}+\hbar\vec{k}} = f_{\vec{p}}\, e^{-\frac{\hbar\vec{k}.\vec{v}}{k_B T}}$$

onde

$$f_{\vec{p}} = \frac{4\pi}{(2\pi m k_B T)^{3/2}} \, p^2 \, e^{-\frac{p^2}{2mk_BT}}$$

Trata-se, na verdade, de uma hipótese bastante razoável para vários tipos de semicondutores sob condições adequadas. - Não obstante, à vista das condições em que estamos tratando o presente problema (presença de campos de laser) a implantação prática desta hipótese requer que o aquecimento dos elétrons nos campos de lasers seja desprezível. Em outras palavras configura-se nossa

<u>3ª hipótese:</u> $\frac{e^2E^2}{2m\omega^2} < \langle\varepsilon\rangle$

onde $\langle\varepsilon\rangle = K_BT$; $(T \gg T_F)$ é a energia média de um elétron na ausência dos campos de radiação, ou seja, é a energia média dos elétrons em equilíbrio térmico.

Implementando nossas hipóteses 1, 2 e 3 e procedendo, como de praxe, a substituição da $\sum_{\vec{p}}$ por uma integral obtém-se após alguma manipulação algébrica:(13)

$$\gamma_k = \frac{2\pi^{1/2} n_o \, V |V_k|^2}{\hbar m \, v_T^2} \, a \, J_1^2\left(\frac{\lambda_1}{\hbar\omega_1}\right) F(\alpha,\beta,a) \qquad (V.18)$$

onde:

V = volume da amostra

$$\alpha = \frac{\lambda_2 - \hbar\omega_1}{\hbar\omega_k} \quad ; \quad \beta = \frac{\lambda_2 + \hbar\omega_1}{\hbar\omega_k}$$

$a = \frac{v_s}{v_T}$ onde v_s é a velocidade do som

$v_T = \left(\frac{2K_BT}{m}\right)^{1/2}$ = velocidade térmica dos elétrons

Na expressão acima a função $F(\alpha,\beta,a)$ é dada por

$$F(\alpha,\beta,a) = 2\exp\left[-a^2(1+\beta^2)\right]\left\{\left[\beta tgh(2\beta a^2)-1\right]\cos h\,(2\beta a^2) + \right.$$

$$\left. + \exp\left[-a^2(\alpha^2-\beta^2)\right]\left[\alpha tgh(2\alpha a^2)-1\right]\cosh(2\alpha a^2)\right\} \qquad (V.19)$$

Trata-se de uma expressão que em sua forma geral é bastante complicada. Não obstante deve ser analisada criteriosamente pois à vista da última expressão para γ_k a condição $\gamma_k > 0$ ou $\gamma_k < 0$ dependerá do sinal de $F(\alpha,\beta,a)$. Procedendo esta análise verificamos que as condições mais favoráveis para a amplificação de fonons ($\gamma_k > 0$) ocorrem quando $\hbar\omega_1 \gg \lambda_2$ e $2\beta a^2 \ll 1$. Nessas condições $\beta = -\alpha = \dfrac{\omega_1}{\omega_k}$ e a expressão para $F(\alpha,\beta,a)$ reduz-se a

$$F \simeq 8\, e^{-a^2}(x^2 - \tfrac{1}{2})e^{-x^2} \qquad (V.20)$$

onde:

$$x = \frac{\omega_1}{kv_T}$$

Esta expressão simplificada para F deixa transparecer uma importante feição da instabilidade de fonons em presença de 2 campos de laser que não está presente, por exemplo, na amplificação pelo efeito acusto elétrico[45,46]. Trata-se do fato que a condição para amplificação ($\gamma_k > 0$) é agora dependente de K ao invés de ser a mesma para todos os K's como no caso da amplificação por um campo elétrico d.c. ($v_d > v_s$). No presente caso devemos ter para amplificação:

$$x > \frac{1}{2}$$

ou seja

$$K < \frac{\sqrt{2}\ \omega_1}{v_T}$$

Na verdade F passa por um valor máximo quando $x = x_o = \sqrt{\frac{3}{2}}$ e para $x > x_o$ decresce rapidamente a medida que x cresce.

Torna-se então clara a conclusão maior que se extrai de nossos resultados:

Na presença de um laser de teste e de um laser forte a população de fonons, com K's dentro de uma estreita faixa de valores, pode se tornar instável. Isto significa que estamos diante de um processo de excitação de fonons acústicos que atua seletivamente em flagrante contraste com outros processos bastante conhecidos, de amplificação via efeito acusto elétrico, onde esta se dá para todo K desde que se observe $v_d > v_s$ onde v_d é a velocidade de deriva (drift)dos portadores e v_s a velocidade do som, no meio.

Cumpre-nos observar, não obstante, que a condição acima prescrita ($\gamma_k > 0$) não garante necessariamente que se tenha amplificação de fonons no meio semicondutor. Esta condição fica mais rigorosamente representada se impusermos:

$$\gamma_k - \eta_k > 0$$

onde η_k representa a frequência de relaxação de fonons que resulta dos processos anarmônicos, até aqui ignorados em nosso tratamento, onde desprezamos as interações múltiplas fonon-fonon. Em outras palavras a condição de ganho requer que haja dominância sobre as perdas, isto é:

$$\frac{\gamma_k}{\eta_k} > 1$$

Torna-se, assim, interessante, para a discussão de situações específicas, que apresentemos uma estimativa para η_k. Sob a hipótese de que a interação anarmônica predominante é a interação de 3 fonons uma estimativa razoável das perdas associadas é dada por(54,55)

$$\eta_k = \pi^3\gamma^2\omega_k(K_BT)^4/120\rho\ v_s^5\hbar^3 \qquad (V.21)$$

onde $\gamma(\approx 3)$ é a razão entre as constantes elásticas apropriadas de 3ª ordem e de 2ª ordem e onde ρ é a densidade do cristal.

A determinação da faixa de valores de k dentro da qual se espera amplificação pode ser feita se assumimos para o acoplamento elétron-fonon o chamado modelo de "geléia" (56) no qual

$$|V_k|^2 = \frac{2\pi e^2\hbar\omega_k}{V\ K_D^2}$$

onde

$$K_D = \frac{\omega_p}{v_T}$$

V.5 Aplicação ao caso de uma amostra de InSb iluminada por um laser intenso de ICN e um laser fraco de CO_2

Como exemplo específico, tomemos:

amostra: cristal semicondutor de InSb com

$V = 1 \text{ mm} \times 1\text{mm}^2$; $n_o = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

$v_s = 3{,}77\times10^5 \text{ cm s}^{-1}$ (para ondas longitudinais acústicas propagando-se ao longo da direção $|110|$

$T = 50^oK$; $\gamma = 3$

lasers:

laser 1 (laser fraco): laser de CO_2 (λ = 10μ) com intensidade de 10^6 W/cm^2 (correspondendo a uma intensidade de campo $E_1 = 2{,}5\times10^4 \text{V cm}^{-1}$;

laser 2 (laser forte, de bombeamento): laser de ICN (λ = 538 μm) - com potência de 115 mV adequadamente focalizado (diâmetro do foco $\simeq$ 100 μm).

Nestas condições, observando-se as definições dadas no texto acima, temos (com i=1,2 para os lasers 1 e 2 respectivamente)

a) $\omega_i \tau > 1$ (condição para validade da aproximação de dipolo) onde τ = tempo de relaxação para os elétrons = inverso da frequência de colisões.

$\omega_i > \omega_p$ (garantia de penetração das ondas e.m. no plasma de semicondutor)

b) tomando $\vec{K}$ paralelo a $\vec{E}_1$ e $\vec{E}_2$ as equações (V.18) e (V.20) são válidas posto que

$$\omega_2 \ll Kv_2 \ll \omega_1$$

$$K \gg 2v_s\omega_1/v_T^2$$

$$v_i < v_T$$

dentro de uma certa faixa de valores de k, definida a seguir.

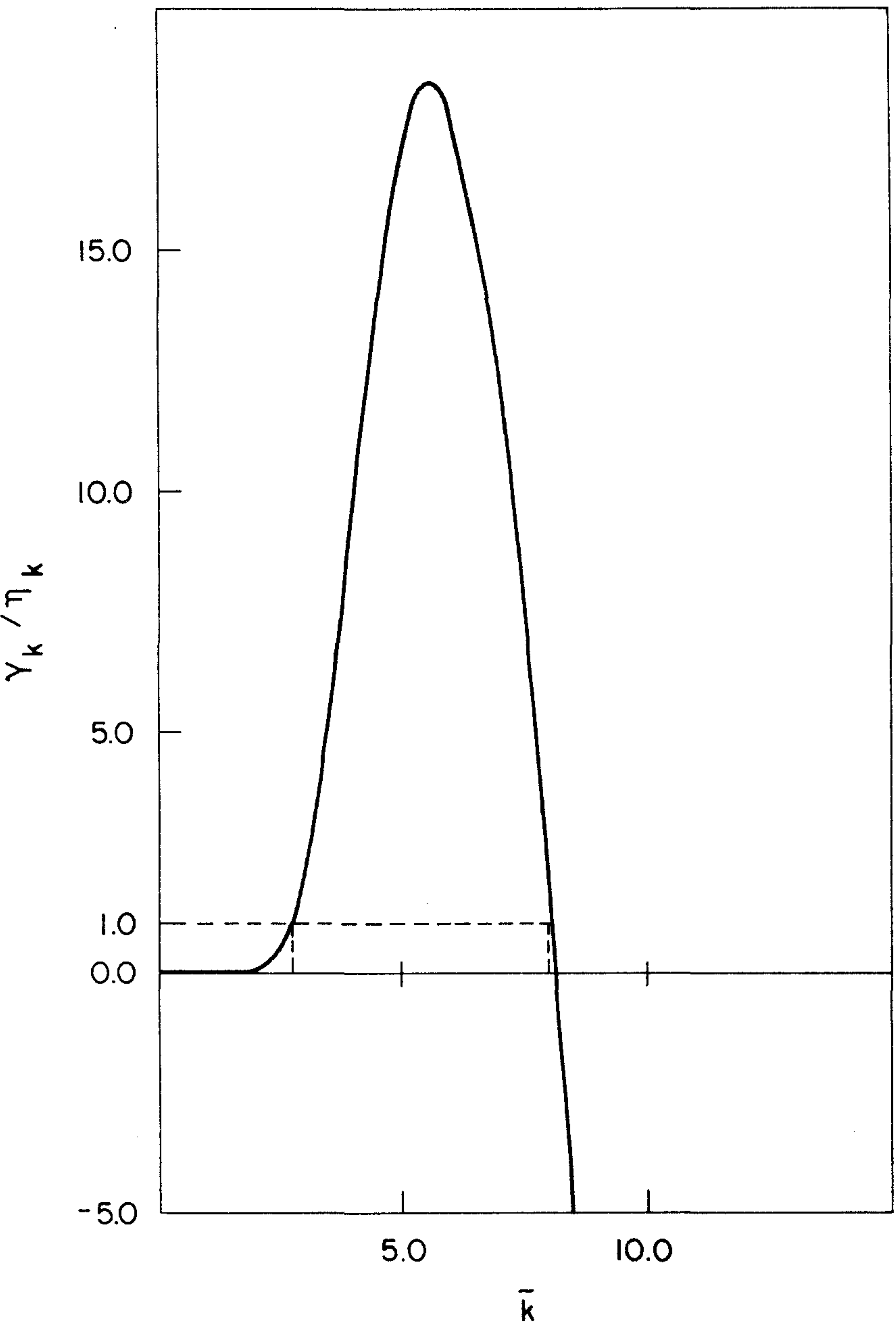
Note-se que, nas condições dadas ($\frac{\omega_2}{\omega_1} = 0{,}02$ e $\frac{v_2}{v_T} = 0{,}1$) γ_k torna-se negativo para $K \gtrsim 10^7$ cm^{-1}, anula-se para $K = 8{,}1\times10^6$ cm^{-1}, é máximo em $K = 4{,}7\times10^6$ cm^{-1} e torna-se desprezível para $K \lesssim 2\times10^6$ cm^{-1}.

Introduzindo $\tilde{K} = K\times10^{-6}$ (i.e. $\tilde{K}$ mede K em unidades de 10^6 cm^{-1}) a razão γ_k/η_k pode ser expressa, nas condições acima, por:[13]

$$\frac{\gamma_k}{\eta_k} = (1{,}57\times10^3)\ J_1^2(0{,}09\tilde{K})\left\{\left(\frac{5{,}77}{\tilde{K}}\right)^2 - \frac{1}{2}\right\}\exp\left\{-\left(\frac{5{,}77}{\tilde{K}}\right)^2\right\} \tag{V.22}$$

Na fig. (I) damos o gráfico de $\frac{\gamma_k}{\eta_k}$ versus $\tilde{K}$. Como se pode ver a instabilidade de fonons que leva a um ganho (amplificação) restringe-se a uma estreita faixa de valores de K nas vizinhanças de $K = 5\times10^6$ cm^{-1}.

Concluindo nossa análise do problema devemos chamar a atenção para o fato de que nossa formulação final para a expressão de γ_k (e portanto de $\frac{\gamma_k}{\eta_k}$) repousa sobre certas condições simplificadoras. Isto, no entanto, não reduz nem invalida nossas conclusões mais importantes. Entre elas destaca-se o fato de que o processo aqui descrito, i.e., a ação simultânea de 2 lasers sobre o semicondutor leva a um mecanismo eficiente (ganho de até ~ 15X) e seletivo (estreita faixa de K's para os fonons amplificados em torno de $K \sim \omega_1/v_T$) para excitação de fonons acústicos de alta frequência, propagando-se essencialmente na direção de polarização dos campos de laser ($\vec{E}_1$ e $\vec{E}_2$ foram tomados como sendo paralelos). Cumpre notar que se $\vec{K}$ não é paralelo a $\vec{E}_1$ a função de Bessel na torna-se muito pequena o que leva a ter-se atenuação ao invés de ganho na população de fonons.



15.0
10.0
5.0
1.0
0.0
-5.0
γ_k / η_k
5.0
10.0
$\bar{k}$

CAPÍTULO VI

Considerações finais

Embora a interação de radiação com a matéria já venha sendo ao longo dos tempos uma área de Física dentre as mais estudadas, ela experimentou nos últimos anos um significativo aumento de atividade seja pela atração exercida pelo desafio apresentado por vários novos problemas no campo, seja pelo interesse tecnológico revivido recentemente por problemas como a produção de dispositivos optoeletrônicos, a questão dos conversores de energia solar e, com importância cada vez maior, o problema da fusão a laser.

Por um longo tempo, as técnicas empregadas quase que invariavelmente basearam-se em métodos perturbativos, amplamente satisfatórios no caso de campos de radiação fracos que era o que até uma época relativamente recente a tecnologia existente era capaz de produzir.

Com o advento de lasers com intensidades cada vez maiores, mesmo nas faixas de comprimentos de onda chegando ao submilímetro, abriu-se toda uma nova área experimental, especialmente no campo dos semicondutores e dos plasmas gasosos, que passou a reclamar métodos teóricos mais adequados.

Esta Tese concentrou-se na abordagem de alguns problemas relacionados com a interação de campos de radiação intensos com meios materiais aqui representados por plasmas eletrônicos quer confinados ao interior de materiais semicondutores quer constituindo plasmas gasosos submetidos a um aquecimento com lasers.

O problema, até então não abordado, do efeito da presença de campos de lasers, em associação ou não com um campo magnético, sobre a blindagem eletrostática no plasma foi por nós tratado usando uma formulação que preserva os efeitos do campo em todas as ordens (método não perturbativo).

Com a obtenção da constante dielétrica efetiva do meio foi-nos possível esclarecer a exata medida em que a presença do(s) campo(s) externo(s) se reflete sobre as propriedades do plasma, especialmente no que diz respeito a sua habilidade em absorver e reter energia do campo eletromagnético. aquecendo-se em consequência disso.

Nossos resultados apresentaram características bem diferenciadas de outros trabalhos semelhantes, trazendo à tona efeitos e comportamentos até então insuspeitos, pelo menos através de uma formulação teórica. Assim, nossa reavaliação do processo de bremsstrahlung inverso em plasmas atuados por lasers intensos sugeriu que, sob condições que estabelecemos, este mecanismo pode desempenhar importante papel no aquecimento do plasma à temperaturas termonucleares competindo, favoravelmente, com processos de conversão direta de ondas eletromagnéticas através da geração de instabilidades e seu decaimento via modos coletivos do plasma. Nossa formulação, tendo incluido numa segunda fase a presença de um campo magnético d.c., tornou-se aplicável às condições reais vigentes nos chamados plasmas de fusão com confinamento magnético, uma área que continua sede de formidáveis problemas teóricos, a par do crescente interesse tecnológico que desperta. Como sabemos, os recentes desenvolvimentos que levaram a produçao de lasers de CO_2 pulsados com intensidades já na faixa dos multi-Giga ou mesmo Terawatts/cm^2 tem feito recrudescer o interesse na aplicação desses lasers para o aquecimento de plasmas magnetizado. Este esforço difere fundamentalmente dos tão divulgados trabalhos em que pelotas de combustível sólido são aquecidas por laser, no fato de que um gás, foto-ionizado com laser ou ionizado por outro meio qualquer, é aquecido pelo laser na presença de um intenso campo magnético de confinamento. O mecanismo primário para absorção do feixe de laser pode, em condições adequadas, ser o processo clássico de bremsstrahlung inverso. Na verdade, nosso trabalho demonstrou que, obtida uma condição quase ressonante ($\omega \sim \omega_p$), este processo de absorção domina sobre os demais e promove uma rápida taxa de aquecimento que aumenta com o cubo da intensidade do laser e com o cubo da densidade do plasma, o que nos leva a prever que, em condições adequadas, o rendimento deste processo de aquecimento pode ser muito grande.

É fato que essas conclusões demonstradas em nosso trabalho no caso de plasmas não-magnetizados, estão sendo, e com toda propriedade, extrapoladas para o caso de plasmas magnetizados com base nos resultados por nós demonstrados e apresentados nesta Tese, sobre o comportamento (no magneto-plasma) do potencial de interação elétron-núcleo, responsável pelas colisões que assistem a absorção de fotons via bremsstrahlung inverso. De fato a oposição entre a situação em que se observa a ressonância entre o laser e o modo normal do plasma ($\omega \sim \omega_p$) e aquela em que se dá a ressonancia ciclotrônica ($\omega \sim \omega_c$) foi amplamente comentada e interpretada fisicamente nesta Tese.

É claro que a sugestão do uso de lasers para aquecimento do plasma à temperaturas termonucleares pressupõe a possibilidade de uma <u>rápida</u> absorção de energia do feixe de laser. Poder-se-ia entao argumentar que a excitação de instabilidades coletivas poderiam representar outras vias igualmente eficientes .

Não obstante devemos lembrar que instabilidades coletivas não se desenvolvem até pelo menos vários pico-segundos após o início do pulso de laser intenso[57]. Assim para feixes de laser intensos com duração de pico-segundos ou menos (condição para atingir potências ultra-elevadas), não se observará o surgimento de instabilidades coletivas durante o pulso do laser e, consequentemente, o bremsstrahlung inverso pode se tornar o mecanismo de aquecimento dominante.

Em resumo, a importância prática de nossos resultados deve ser adequadamente situada. A procura de condições e métodos efetivos para o aquecimento de plasmas termonucleares magneticamente confinados constitui-se num dos mais importantes problemas tecnológicos da atualidade dada a expectativa em torno da viabilização prática da fusão controlada como fonte alternativa de energia. Assim sendo nossos resultados, baseados num tratamento detalhado da interação de radiação com um magnetoplasma, ao porem em evidência procedimentos que podem levar a intensificação deste aquecimento, insere-se como uma contribuição potencialmente importante, nessa direção.

O aquecimento de plasmas é, no entanto, apenas um dos aspectos interessantes que emanaram de nossos resultados. Nossa formulação sobre o efeito dos campos externos nas características das interações coulombianas num meio é suficientemente geral para permitir a aplicação de nosso resultado em várias outras circunstâncias, o que deverá ser objeto de desdobramentos futuros. É o caso, por exemplo, de uma possível abordagem de alguns aspectos de problemas como efeitos de alta foto-excitação no comportamento de semicondutores, problemas de auto-focalização de um feixe intenso num meio, filamentação em plasmas, excitação paramétrica de instabilidades num plasma, etc. A propósito, devere mos explorar as consequências do interessante fato demonstrado por nossos resultados (III.2.24 e III.2.25) de que a presença de um campo magnético adicional dá à constante dielétrica efetiva um caráter anisotrópico ainda que o plasma em si (na ausência de campos) seja homogêneo e isotrópico. Isto deverá afetar as características da propagação de ondas nesse plasma.

No que diz respeito ao problema da ação de campos de radiação sobre o plasma num semicondutor nossa abordagem ateve-se a consideração da modificação da interação elétron-fonon devida a presença de dois campos de laser. Descrevemos o processo de conversão direta de ondas e.m. em ondas acústicas e demonstramos que sob certas condições a população de fonons se torna instável sob o foto-bombeamento. As condições para amplificação foram explicados no caso do InSb atuado por um laser forte de ICN e um laser fraco de CO_2. Discutimos, também, a seletividade na amplificação que se demonstrou ocorrer apenas para fonons numa determinada faixa de valores de $\vec{k}$ (vetor de onda).

Referências

1. L.V. Keldysh, Sov. Phys. JETP 20, 1307 (1965).
2. E.G. Harris, Am. J. Phys. 39, 683 (1971).
3. L.S. Brown e T.W.B. Kibble, Phys. Rev. 113, A705 (1964).
4. D.M. Volkov, Z. Physik 94, 250 (1935).
5. L.D. Landau e E.M. Lifshitz, Quantum Mechanics (Oxford, Pergamon Press, 1958).
6. J.F. Seely, Am. J. Phys. 42, 326 (1974).
7. E.M. Ephstein, Sov. Phys. - Solid St. 11, 2213 (1970).
8. E.M. Ephstein, JETP Lett. 13, 364 (1971).
9. N.I. Puchkov e E.M. Ephstein, Sov. Phys. - Semicond. 7, 1254 (1974).
10. F.G. Bass e M. Ya Granovskii, Sov. Phys. Solid St. 12, 1948 (1971).
11. L.C.;. Miranda, J. Phys. C: Solid St. Phys. 9, 2971.
12. R. Luzzi e L.C.M. Miranda, Phys. Rep. 43, 423 (1978).
13. M.B.S. Lima e L.C.M. Miranda, J. Phys. C: Solid St. Phys. 12, L145 (1979).
14. D.R. Cohn, W. Halverson, B. Lax e C.E. Chase, Phys. Rev. Lett. 29, 1544 (1972).
15. J.F. Seely e E.G. Harris, Phys. Rev. A7, 1064 (1973).
16. J.F. Seely, Phys. Rev. A10, 1863 (1974).
17. M.A. Amato e L.C.M. Miranda, Phys. Rev. A14, 877 (1976).
18. M. Pomerantz, Phys. Rev. Lett. 13, 308 (1964).
19. P.E. Zilberman e A.G. Mishin, Sov. Phys.: Semicond. 4, 383 (1970).
20. Yu M. Aliev e V.P. Silin, Sov. Phys.: JETP 21, 601 (1965).
21. D. Pines, Many Body Problems (New York: Benjamin, 1961).

22. L.C.M. Miranda, Phys. Stat. Solidi (b) 60, 619 (1973).

23. L.C.M. Miranda, Phys. Rev. B12, 5075 (1975).

24. M.B.S. Lima e L.C.M. Miranda, J. Phys. C: Solid St. Phys. 11, L843 (1978).

25. V.I. Pipa, Sov. Phys.: Solid St. 12, 1041 (1970).

26. B. Lax e D.R. Cohn, Appl. Phys. Lett. 23, 363 (1973).

27. W.C. Henneberger, Phys. Rev. Lett. 21, 838 (1968).

28. H.R. Reiss, Phys. Rev. 1A,803 (1970).

29. L.C.M. Miranda, Solid St. Commun. 22, 103 (1977).

30. M.A.F. Gomes e L.C.M. Miranda, Phys. Rev. B12, 3788 (1975).

31. N.D. Mermim e E. Canel, Ann. Phys. NY26, 247 (1964).

32. V. Celli e N.D. Mermim, Ann. Phys. 30, 279 (1964).

33. P.S. Zyryanov, Sov. Phys. JETP 13, 751 (1961).

34. I.S. Gradshteyn e I.M. Ryzhik, Table of Integrals, Series and Products (New York: Academic Press, 1965).

35. M.B.S. Lima, C.A.S. Lima e L.C.M. Miranda, J. Phys. C: Solid St. Phys. 12, 4469 (1979).

36. Yu P. Raizer, Sov. Phys. - Usp. 8, 650 (1966).

37. J. Soures, L.M. Goldman e M. Lubin, Nuclear Fusion 13, 829 (1973).

38. M. Kristiansen, M.O. Hagler, Nuclear Fusion 16, 999 (1976).

39. S.C. Brown, Handbuch der Physik (Springer-Verlag, Berlin, 1956), 531-574.

40. V.P. Silin, Sov. Phys. JETP 20, 1510 (1965).

41. Ya B. Zel'Dovich e Yu P. Raizer, Sov. Phys. JETP 20, 772 (1965).

42. P. Roman, Advanced Quantum Theory (Addison-Wesley, Reading, Mass., 1965), 285.

43. E.G. Harris, "Classical Plasma Phenomena from a Quantum Mechanical Viewpoint", in Advances in Plasma Physics, vol. 3,

p. 157-242, A. Simon-W. Thompson, Eds., (Interscience Publ., 1969).

44. M.B.S. Lima, C.A.S. Lima e L.C.M. Miranda, Phys. Rev. 19A, 1796 (1979).

45. H.N. Spector, Solid St. Phys. 19, 291 (1966).

46. A.R. Hutson, J.H. McFee e D.L. White, Phys. Rev. Lett. 7, 237 (1961).

47. R. Abeles, Phys. Rev. Lett. 19, 1181 (1967).

48. L.C.M. Miranda, Phys. Lett. 46, 25 (1973).

49. A. Zemel e Y. Goldstein, Phys. Rev. B7, 191 (1973).

50. L.C.M. Miranda, Solid St. Commun. 23, 219 (1977).

51. C.A.S. Lima e L.C.M. Miranda, Phys. Lett. A57, 385 (1976).

52. C.A.S. Lima e L.C.M. Miranda, Phys. Stat. Solidi (b) 80, 57 (1977).

53. H.Y. Fan, Rep. Prog. Phys. 19, 107 (1956).

54. M. Pomerantz, Phys. Rev. 139A, 501 (1965).

55. N.S. Shiren, Phys. Lett. 20, 10 (1966).

56. D. Pines, Elementary Excitations in Solids, (New York: Benjamin, 1963).

57. W.L. Kruer e J.M. Dawson, Phys. Fluids 15, 446 (1972).

58. A.A. Offenberger, A. Ng e L. Pitt, Phys. Rev. Lett. 40, 873 (1978).

59. J. Meyer, G. Albrecht e B. Helko, Phys. Lett. 65A, 119 (1978).