

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA " GLEB WATAGHIN "

PLASMA DUPLO
FORA DO EQUILÍBRIO
EM
SEMICONDUTOR FOTOEXCITADO

Antonio Sergio Cavalcante Esperidiao

Orientador: Prof.^a Dra. Aurea Rosas Vasconcellos

Tese apresentada ao Instituto de Física
"Gleb Wataghin" da Universidade
Estadual de Campinas, como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Doutor em Ciências.

*Este exemplar corresponde
a redação final de Tese apresentada
pel aluno e aprovada pelo Conselho Julgador
1991*

25.9.1991

*Aurea Vasconcellos
Campinas, 11/6/91*

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

C.MO0013748-9

UNIDADE	FF
N. CHAMADA	FF UNICAMP HD
	ES 64P
V.	
TORRE	142/91
PROG.	308/91
C. F. I.	1/91
PREÇO UNIT.	3000
DATA	3.3.91
N. SÉRIE	

M.

I. FÍSICA - UNICAMP	
n.º chamado	
n.º série	
DATA	
23/01/91	IDI 824

Aos meus pais Antonio e Terezinha
por tudo que eles representam.

Aos meus filhos Andrei, Monique e
Milena e a Cecília pela força e
compreensão.

E a Alfredo Luís (meu irmão).

AGRADECIMENTOS

Aos Professores Aurea Rosas Vasconcellos e Roberto Luzzi pela orientação , disponibilidade e atenção dedicadas a este trabalho, a minha eterna gratidão.

Aos professores do Instituto de Física/Unicamp, que contribuíram direta ou indiretamente para a realização deste trabalho, em particular ao Prof. José Galvão.

Aos colegas Valder, Ana Maria, Gerardo, Carlos, Lauk, Tânia, Ricardo e tantos outros pelo convívio profícuo e saudável durante minha estada na Unicamp.

Aos membros do Departamento de Física Geral/IF-UFBA que de uma forma ou de outra contribuíram para que este trabalho se realizasse

Um agradecimento especial a essa gente que faz de Campinas/SP uma cidade gostosa de se viver.

Aos meus filhos e esposa por toda ajuda prestada.

A Célia Costa pela ajuda na datilografia e a Chico Muniz, (autor de Isac na Chuva), pela revisão ortográfica.

Enfim a todos aqueles que se sentem parte deste trabalho.

ÍNDICE

CAPÍTULO I	- Introdução	1
CAPÍTULO II	- Fundamentos teóricos do Operador Estatístico de Não-Equilíbrio.	11
II.1	- Operador Estatístico de Não Equilíbrio (MOENE).	12
II.2	- Equações de Transporte Não-lineares Generalizadas	17
CAPÍTULO III	- Apresentação do Sistema e Estados Homogeneos	22
III.1	- Introdução	23
III.2	- O Modelo Considerado	24
III.3	- O Hamiltoniano do Sistema	26
III.4	- Variáveis de Base	32
III.5	- Estados Estacionarios Homogeneos	33
CAPÍTULO IV	- Espectro de Excitações Elementares Eletrônica	40
IV.1	- Equações de Transporte	41
IV.2	- Excitações Elementares	52
CAPÍTULO V	- Análise de Estabilidade	76

V.1	-Análise de Estabilidade - Formação de um Estado Ordenado.	77
V.2	-Limite Clássico	87
V.3	-Limite Quântico	89
V.4	-Transição Entre um Estado Condutor e Não-Condutor	92
V.5	-Formação de uma Estrutura Dissipativa	97
Capítulo VI	-Conclusões e Discussões	106
APÊNDICES		119
A	-Cálculo do Operador de Colisão	120
B	-Imag. $\mathbb{E}(\hat{Q}, 0) = 0$	129
C	-Relação entre a Intensidade do Laser incidente e a concentração	131
REFERÊNCIAS		133

RESUMO

Realizamos o estudo de um plasma duplo, constituído por elétrons e buracos fotoinjectados em um semicondutor polar de gap direto, quando submetido à ação contínua de um laser. Após um curto transitório, o sistema atinge um estado estacionário uniforme. Nessas condições analisamos o espectro de excitações elementares eletrônicas e a estabilidade termodinâmica deste sistema longe do equilíbrio. Para o estudo dessas questões nesses sistemas fora do equilíbrio recorremos ao método do operador estatístico de não-equilíbrio na versão devida a D.N. Zubarev. O espectro das excitações elementares é caracterizado através do cálculo do espectro de espalhamento Raman: sua estrutura nos leva a verificar a presença de quatro tipos de excitações elementares eletrônicas, duas já esperadas (as excitações de quasi-partículas individuais e de plasma), porém duas novas na região de baixas frequências, e com relação de dispersão linear, as quais identificaremos como oscilações de plasma acústico. A seguir, investigamos a estabilidade do estado estacionário homogêneo frente à formação de uma estrutura dissipativa espacialmente ordenada a nível macroscópico. Mostramos que no caso do plasma duplo em semicondutor intrínseco não existe formação de ordem espacial. Porém é possível por em evidência uma interessante característica do material: em condições de alta degenerescência estatística a fase original no lado da transição de Mott, é

modificada dando lugar a coexistência de duas fases em não-equilíbrio, com uma fração dos portadores constituindo o plasma metálico, e o restante condensados em um estado não-condutor. Finalmente, mostramos que no caso de semicondutores extrínsecos, tipo n, também em condições de alta degenerescência, acontece de fato uma transição morfológica com formação de ondas estacionárias de carga de elétrons e de buracos, na forma de uma onda de polarização.

ABSTRACT

A double plasma, that of electrons and holes photoinjected in a direct gap polar semiconductor when under continuous laser illumination is studied. After a short transient has elapsed the system is in a stationary and uniform thermodynamic state. In such conditions we analyze the spectrum of elementary electronic excitations and the thermodynamic stability of this far-from-equilibrium system. For that purpose we resort to the nonequilibrium statistical operator method in Zubarev's approach. The spectrum of electronic elementary excitations is characterized performing a calculation of the Raman scattering spectra: The structure of the latter allows us to put into evidence the presence of four types of electronic elementary excitations, two already expected (the single quasi-particle excitations and plasmons), but two novel ones in the region of low frequencies and with a linear dispersion relation, which are identified as acoustic plasma oscillations. Next, we look for the instability of the homogeneous stationary state against the emergence of a spatially ordered dissipative structure at the macroscopic level. We are able to show that in the case of the double plasma in intrinsic semiconductor there is not formation of spatial ordering. However, it is possible to put into evidence a quite interesting characteristic of this material: under conditions of high

statistic degeneracy the original phase on the metallic side of Mott transition must be replaced by the coexistence of two non-equilibrium phases, one with a fraction of the carriers in the itinerant conducting state of the plasma, and the rest in a condensed non-conducting phase. Finally, we show that in the case of extrinsic semiconductors, of the n-type, also in conditions of high statistical degeneracy, there follow a morphological transition with formation of steady-state charge density waves of electrons and of holes in the form of a polarization wave.

I N T R O D U Ç Ã O

I - INTRODUÇÃO

A Mecânica Estatística de Equilíbrio, e a versão linearizada daquela de Não-Equilíbrio, tratam com fenômenos que surgem do acoplamento de sistemas físicos com reservatórios, interagindo com fontes fracas que provam o sistema num dado experimento. Nestas situações o estado macroscópico do sistema e a função resposta linear são descritas em termos de variáveis termodinâmicas de equilíbrio. Isto é feito usando o formalismo termodinâmico estatístico de equilíbrio e o teorema da flutuação-dissipação.

Uma situação física aparentemente muito mais interessante é a extensão a condições arbitrariamente afastada do equilíbrio em sistemas abertos, isto é, aqueles que transferem energias (incluído sob a forma de matéria) de fontes para sorvedouros. Este é, por exemplo, o caso dos seres vivos que recebem nutrientes e desenvolvem processos com relaxação de energia para o meio ambiente. Nestes casos o estado macroscópico do sistema e suas respostas não podem ser expressas em termos de variáveis termodinâmicas de equilíbrio.

Deve-se esperar que os processos (relaxação, transporte e

outros) que se desenvolvem no sistema sejam governados por leis não-lineares nas variáveis termodinâmicas de não-equilíbrio que sejam apropriadas para a descrição do estado macroscópico. Assim, pertencem estes problemas à área da Física Não-Linear, em suas modalidades de Termodinâmica e Mecânica Estatística.

Fenômenos não-lineares em sistemas longe do equilíbrio é um assunto de grande interesse, e bastante atrativo, em muitas áreas além da Física, tais como Química, Biologia, e Engenharia, dentre outras. Não-linearidade está presente em toda disciplina que descreve e estuda qualquer tipo de sistema dinâmico.

Podemos mencionar, antecipando-nos a posteriores discussões, que interessamo-nos em tratar sistemas com as seguintes características:

- (a) ser formado por um certo número de subsistemas mutuamente relacionados,
- (b) não ser isolado, permitindo troca com o meio externo (energia, matéria e momento),
- (c) admitir que processos dinâmicos (relaxação, transporte) aconteçam em seu interior,
- (d) exibir, em certos casos, organização em nível macroscópico de caráter inesperado ou imprevisível desde que não sejam impostas pelos vínculos externos. Em particular, uma forma de auto-organização, que emerge do conjunto das partes do sistema em contato com o meio externo, quando o sistema é levado suficientemente longe do equilíbrio, são as estruturas dissipativas previstas por Prigogine (1) .

Estas breves considerações acima indicam que Termodinâmica e Mecânica Estatística Não-Linear compõem uma vasta área do

conhecimento, muito atrativa, e que devem prover um escopo que permita tratar com sistemas arbitrariamente afastados do equilíbrio, seja em condições de estacionaridade ou evolutivas (incluindo-se as ultra-rápidas). Porém, devemos alertar que trata-se de disciplinas em desenvolvimento e que envolvem dificuldades não completamente resolvidas ao nível conceitual, e de difícil manipulação matemática.

A física dos fenômenos não-lineares tem recebido muita atenção nos anos recentes, e este também é o caso da Mecânica Estatística de não-equilíbrio, que vem transformando-se numa parte importante da Mecânica Estatística. Os fenômenos não-lineares desempenham um papel muito importante em tecnologia, particularmente na moderna engenharia elétrica, sendo suficiente mencionar como exemplo a descoberta e desenvolvimento do laser. O renovado interesse por parte dos físicos nesta área provem da necessidade de estudar os princípios fundamentais que estão por trás dos fenômenos não-lineares. Certamente, os fenômenos não-lineares, nem sempre requerem grande ajuda da Mecânica Estatística, mas esta ficaria incompleta se for excluída do domínio da Física não-linear, pois quando tratamos com sistemas bem afastados do equilíbrio térmico a não linearidade está presente.

O objetivo da Mecânica Estatística de Não-equilíbrio consiste em determinar como as propriedades macroscópicas da matéria evoluem no tempo, em termos das leis da Mecânica que governam o movimento microscópico das suas partes constituintes.

A análise de sistemas fora do equilíbrio apresenta dificuldades bem maiores que a análise referente a situação de

equilíbrio. Isto é devido à discussão necessariamente mais detalhada, que é requerida para avaliar a dependência temporal de propriedades mensuráveis e o cálculo dos coeficientes de transportes associados aos fenômenos irreversíveis. Em outras palavras, a maioria dos problemas que se referem a estados de equilíbrio pode ser tratada por meio de uma função de estado, a entropia, ou através de apropriadas transformações de LEGENDRE, em termos de potenciais termodinâmicos (energia, energia livre, etc.) de acordo com a conveniência e dependendo dos vínculos aos quais o sistema esteja submetido. Nas situações fora do equilíbrio somos confrontados com as dificuldades devido à falta de controle sobre as condições nas fronteiras do sistema e em cada elemento de volume do mesmo. Assim, os métodos e resultados da Termodinâmica Clássica não podem, na maioria dos casos, ser transferidos para situações fora do equilíbrio. Tal extensão requer uma formulação diferente que sob o nome de Termodinâmica Generalizada foi desenvolvida por GLANSDORFF e PRIGOGINE (2).

A física de semicondutores apresenta-se como um excelente campo de teste de idéias e métodos da Mecânica Estatística de Não-Equilíbrio (3,4), bem como da teoria de transporte Quântica não-linear que a acompanha devido à possibilidade de realização experimental em condições de forte desequilíbrio e a existência de excelentes facilidades de medidas, além do conhecimento teórico detalhado a nível microscópico.

O objetivo deste trabalho é realizar um estudo detalhado da termodinâmica estatística do estado estacionário de semicondutores polares quando submetidos a uma iluminação contínua por uma fonte de radiação eletro-magnética (laser). Além do grande interesse

teórico fundamental a que temos referido, existe também um interesse prático, no sentido de que o conhecimento de propriedades ópticas e de transportes em semicondutores fotoexcitados é de relevância para sua análise, quando utilizados em dispositivos eletrônicos.

Nosso estudo será baseado no Método do Operador Estatístico de Não-Equilíbrio (MOENE) (5) na forma proposta por ZUBAREV (6). No próximo capítulo faremos uma descrição sucinta do método, o qual proporciona fundamentos microscópicos ao estudo da termodinâmica fenomenológica irreversível (2,7).

Como sabemos, o tratamento teórico da matéria condensada de estado sólido e, em particular, SEMICONDUCTORES, está baseado na descrição alternativa dos seus estados mecânico-quânticos como uma composição de um conjunto particular de subsistemas com características de fluidos quânticos. Depois de aplicar a aproximação de BORN-OPPENHEIMER, as vibrações da rede podem ser descritas em termos de um fluido de fônons com interações anarmônicas. Os elétrons nas bandas de condução e valência são tratados com base na teoria de LANDAU do líquido de FERMI (8,9). Nesta teoria o sistema de elétrons com forte interação Coulombiana é substituído por um sistema de entidades novas e mais complexas, as quasi-partículas, usando-se uma transformação que relaciona ambas representações (10), e a interação Coulombiana tratada como um efeito médio. Isto leva à existência de excitações coletivas, que são descritas como gases de plasmons (oscilações de carga), magnons (oscilações de spin) etc.

Analisaremos este sistema submetido a uma fonte de iluminação laser contínua, quando é fotogerado um plasma não equilibrado de

duas componentes (elétrons e buracos no fundo uniforme de carga positiva dos íons). Trataremos do estudo do espectro de excitações elementares eletrônicas e da questão da estabilidade do fluido homogêneo resultante dos elétrons e buracos. O estudo da primeira questão estará baseado no cálculo do espectro Raman, o qual, como conhecido, proporciona informações sobre o espectro das excitações do material nas condições dadas. Este espectro Raman de realização experimental, é expresso teoricamente em termos da função dielétrica $\epsilon(\vec{Q}, \omega)$ -dependente do vetor de onda e da frequência (que representam a transferência de momento e da energia no evento). A função dielétrica será calculada com base no MOENE, nas condições de não-equilíbrio dadas, o espectro Raman é obtido, sendo discutido e suas características particulares apresentadas e estudadas no capítulo IV.

No que se refere a segunda questão, como já citado, vamos trabalhar com um plasma de duas componentes num estado estacionário. Em situações fora do equilíbrio, os estados estacionários desempenham um papel importante. Enquanto sistemas isolados em equilíbrio são caracterizados pelo máximo da entropia termodinâmica, os estados estacionários, quando perto do equilíbrio (regime linear), estão caracterizados por um mínimo de produção de entropia (Teorema de Prigogine) (1,2). Este princípio variacional não se mantém no regime não-linear, onde passam a vigorar os critérios universais de evolução e estabilidade de Glansdorff-Prigogine (1,2,11). Este regime não-linear longe do equilíbrio pode apresentar a formação de auto-organização macroscópica. Surge, então, um conceito de enorme relevância na descrição de sistemas macroscópicos, a noção de estruturas

dissipativas desenvolvida por Prigogine (1,2,11,12) conforme já citamos.

Existem muitas manifestações deste fenômenos, como a formação e manutenção de sistemas físico-químicos auto-organizados em reações químicas e bioquímicas (12,13) fluxos ordenados em hidrodinâmica (14) etc.

Estes fenômenos são esperados em diversos sistemas dinâmicos não-lineares, onde tais transições estruturais podem surgir. Insistimos, que a ocorrência de estrutura dissipativa se dá em condições suficientemente afastadas do equilíbrio num regime de transporte e relaxação não-linear. Além de um ponto crítico (i.e. suficiente intensidade da fonte externa) pode surgir uma estrutura ordenada na forma de organização espacial e/ou temporal (ex: relógios químicos, ondas químicas, transições morfológicas, etc), ou o sistema ser levado para um novo estado uniforme (ex: laser, resistividade diferencial negativa, etc) (1,2,13,15). Este é um aspecto marcante da não linearidade em termodinâmica de não-equilíbrio conforme Prigogine (1,2) e Haken (12-(b)) tem insistido, sendo um vasto campo de interesse científico com raízes na física, química, biologia e várias outras áreas interdisciplinares.

Como mostraremos no capítulo III, o plasma fora do equilíbrio de que trataremos é governado por leis não-lineares; assim sendo, esse estado estacionário uniforme deve ter sua estabilidade testada. A análise da estabilidade do plasma homogêneo em semicondutores tem sido realizada por vários autores.

Nesta tese com base nos resultados a serem apresentados, consideraremos a questão da estabilidade do plasma homogêneo em

relação à possível formação de estruturas espaciais, dentro do formalismo MOENE, i.e., carregando toda a descrição microscópica do semicondutor nas equações de evolução e nos coeficientes de transporte dependentes do estado atual do sistema. Em outras palavras, partimos de uma dinâmica microscópica num cálculo de primeiros princípios dentro do MOENE.

Apresentamos até agora uma introdução global ao problema que forma o núcleo deste trabalho. Nos capítulos seguintes faremos uma discussão mais detalhada e apresentamos os cálculos realizados, segundo o esquema abaixo.

CAPÍTULO II: Apresentamos os fundamentos do tratamento teórico a ser usado, isto é, descreveremos sumariamente o Método do Operador Estatístico de Não-Equilíbrio (MOENE) e a construção das equações quânticas não-lineares de transporte que acompanha o MOENE, as quais formam o arcabouço do nosso tratamento.

CAPÍTULO III: Apresentaremos o sistema a ser considerado e descreveremos o estado homogêneo que se desenvolve no plasma em semicondutor que é fotogerado por iluminação laser contínua.

CAPÍTULO IV: Usando a Teoria Linear de Relaxação nas equações do Cap. III obtemos no regime de grandes comprimentos de onda a função dielétrica e com ela o espectro de espalhamento Raman. A partir deste, caracterizamos o espectro de excitações eletrônicas que se manifestam pela presença de bandas no espectro e discutimos seus

novos aspectos, mostrando o interessante fato da aparição de dois ramos de oscilações coletivas que caracterizamos como plasmons acústicos.

CAPÍTULO V: Usando a teoria linear de estabilidade, estudamos a estabilidade do estado estacionário homogêneo, contra a formação de uma estrutura dissipativa espacialmente ordenada. Para tal fim derivamos as equações de evolução das flutuações inhomogêneas ao redor do estado homogêneo estacionário. Isto é feito no espaço recíproco, pois nos permite uma manipulação bem mais fácil do que aquela de trabalhar no espaço direto. A interação Coulombiana será tratada na aproximação das fases aleatórias (RPA). Além desta serão levados em conta os efeitos da interação com o laser, com o campo de recombinação e com os fônons. O caráter não-linear nas flutuações será evidenciados nas equações. Mostramos que no caso do plasma duplo em semicondutor intrínseco não existe formação de ordem espacial. Porém, mostramos a existência, em condições de alta degenerescência estatística, de uma transição metal-isolante. Em continuação analisamos o caso de semicondutor dopado tipo n, no qual mostramos que, de fato, acontece uma transição morfológica com formação de uma onda de polarização.

CAPÍTULO VI: Apresentaremos nossas conclusões e observações pertinentes e possíveis extensões que este trabalho sugere.

CAPÍTULO II

FUNDAMENTOS TEÓRICO
DO
OPERADOR ESTATÍSTICO
DE
NÃO -- EQUILÍBRIO

II.1 - MÉTODO DO OPERADOR ESTATÍSTICO DE NÃO-EQUILÍBRIO

O problema da determinação do valor médio em cada instante de tempo de quantidades dinâmicas em um sistema em condições arbitrárias de não-equilíbrio pode ser tratado por diversos formalismos.

Dentre eles o, MÉTODO DO OPERADOR ESTATÍSTICO DE NÃO EQUILÍBRIO (MOENE)(6), oferece um formalismo dentro da teoria dos processos irreversíveis adequado para tratarmos uma grande quantidade de situações experimentais. Além disso permite uma descrição macroscópica para os sistemas afastados do equilíbrio termodinâmico cuja evolução para escalas de tempo não muito curtas é descrita por um operador estatístico que inclui efeitos não-lineares, não-locais e de retardamento (memória).

Para obtenção do OPERADOR ESTATÍSTICO DE NÃO-EQUILÍBRIO (OENE), observamos que, ao passar de uma descrição microscópica para uma descrição macroscópica de um sistema de muitos corpos, tem que ser feita uma contração da informação para descrição de seus estados. Esta contração é baseada na hipótese da existência de um tempo de relaxação para a micro-informação, τ_{μ} , de BOGOLIUBOV (16). Ou seja, uma descrição contraída é possível desde que o sistema, na sua aproximação do equilíbrio, possua tempos de relaxação de ordem

de grandezas diferentes. Após o tempo de relaxação da micro-informação, o sistema perde a memória de detalhes da distribuição inicial. Para $t \gg \tau_\mu$ uma randomização (amortecimento da micro-informação) ocorreria e um número reduzido de variáveis seria suficiente para descrever macroscopicamente os estados do sistema (17). A distribuição inicial, i.e., aquela que descreve a evolução do sistema imediatamente depois que ele foi fortemente afastado do equilíbrio, depende das coordenadas de todos os graus de liberdade do sistema. No entanto suas subseqüentes contrações estão associadas com a separação no Hamiltoniano total das interações fortes com certas simetrias, as quais estão relacionadas com os processos de relaxação rápidos (18).

Então, para tempos $t \gg \tau_\mu$, correlações com tempo de vida muito menores que τ_μ podem ser ignoradas e os estados do sistema podem então serem descritos por um conjunto reduzido de macrovariáveis $Q_1(t), Q_2(t), \dots, Q_n(t)$, onde $n \ll N$, representando valores médios fora do equilíbrio de quantidades dinâmicas P_1, P_2, \dots, P_n . ou seja, $Q_j(t) = \text{Tr} (P_j \rho(t))$, onde $\rho(t)$ é o operador estatístico de não-equilíbrio (OENE), o qual é um funcional do conjunto das quantidades dinâmicas. Além destas definiremos um outro conjunto de variáveis intensivas $F_1(t), F_2(t), \dots, F_n(t)$, termodinamicamente conjugadas às macrovariáveis extensivas $Q_j(t)$. Este ponto sera detalhado adiante.

Os P_j podem ser escolhidos como densidades das quantidades dinâmicas, e, portanto, as variáveis extensivas e intensivas tornam-se funções da posição e do tempo. A questão de completeza do conjunto básico das macrovariáveis do sistema foi discutida por KALASHNIKOV (19).

O método do operador estatístico de não equilíbrio pode ser considerado como uma generalização dos métodos estatísticos baseados nas idéias fundamentais de BOLTZMANN e GIBBS. Diferentes formulações foram apresentadas por vários autores usando técnicas do operador de projeção ou argumentos gerais para derivar os vários tipos de OENE. Dentre eles merece uma particular atenção os tratamentos elegantes elaborados por ROBERTSON (20) e ZUBAREV (6).

R. LUZZI e A. R. VASCONCELLOS (21) demonstraram que o MOENE pode ser formulado a partir de um princípio variacional, i.e., usando o formalismo de maximização da entropia da informação de JAYNES (22) com memória e hipóteses ad hoc não-mecânicas. Estas últimas consistem em uma consideração particular sobre a forma dos parâmetros de LAGRANGE, que o formalismo comporta, permitindo fazer conexão com a termodinâmica fenomenológica irreversível (2), e introduzindo a condição de dissipatividade de PRIGOGINE (23), i.e., uma condição não-mecânica ad hoc que força o comportamento irreversível do sistema. No MOENE ela se manifesta como uma fonte infinitesimal na equação de Liouville.

O OENE devido a ZUBAREV, a ser usado por nos satisfaz uma equação de LIOUVILLE com uma fonte infinitesimal, na forma

$$\begin{aligned} (\partial/\partial t) \ln \rho_E(t) + (1/\hbar) [\ln \rho_E(t), H] = \\ = -\epsilon [\ln \rho_E(t) - \ln \bar{\rho}(t,0)] \end{aligned} \quad (II.1)$$

onde $\bar{\rho}$ é o operador estatístico auxiliar.

$$\bar{\rho}(t_1, t_2) = \exp \left(-\Phi(t_1) - \sum_{j=1}^n F_j(t_1) P_j(t_2) \right) \quad (II.2)$$

no qual

$$\Phi(t) = \ln \text{Tr} \left(\exp \left(- \sum_{j=1}^n F_j(t) P_j \right) \right) \quad (\text{II.3})$$

assegura a condição de normalização. Por simplicidade omitimos explicitamente a escrita da dependência espacial.

O tempo t_1 no argumento de $\bar{\rho}$ refere-se à dependência temporal das variáveis F_j , enquanto t_2 refere-se à dependência temporal dos operadores P_j na representação de HEISENBERG, e H é o Hamiltoniano do sistema.

Na equação (II.1) ϵ é um número real infinitesimal e positivo que vai a zero depois que a operação do traço no cálculo do valor médio de um operador A qualquer for efetuada, i.e..

$$\langle A|t \rangle = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \text{Tr} \langle A \rho_\epsilon(t) \rangle \quad (\text{II.4})$$

Nas equações que se seguem omitiremos na escrita a operação de tomada do limite, ficando esta implícita na expressão para o traço.

O operador estatístico de Zubarev, isto é, a solução da equação (II.1) é

$$\rho_\epsilon(t) = \exp \left(\epsilon \int_{-\infty}^0 dt' e^{\epsilon t'} \ln \bar{\rho}(t'+t, t') \right) \quad (\text{II.5})$$

ou, após a integração por partes.

$$\rho_\epsilon(t) = \exp \langle \ln \bar{\rho}(t, 0) - \int_{-\infty}^0 dt' e^{\epsilon t'} \frac{d}{dt'} \ln \bar{\rho}(t'+t, t') \rangle \quad (\text{II.6})$$

Fazendo uso da relação entre operadores abaixo

$$e^{-A+B} = \left[1 + \int_0^1 du Y(B|u) e^{-uA} B e^{uA} \right] e^{-A} \quad (\text{II.7a})$$

onde

$$Y(B|X) = 1 + \int_0^X du Y(B|u) e^{-uA} B e^{uA} \quad (\text{II.7b})$$

podemos reescrever a equação (II.6) da seguinte forma

$$\rho_e(t) = \bar{\rho}(t,0) + \rho'_e(t)$$

sendo

$$\rho'_e(t) = D_e(t) \bar{\rho}(t,0) \quad (\text{II.8})$$

$$D_e(t) = \int_0^1 du Y(\xi_e|u) [\bar{\rho}(t,0)]^u \xi_e(t) [\bar{\rho}(t,0)]^{-u} \quad (\text{II.10a})$$

$$\xi_e(t) = \int_{-\infty}^0 dt' e^{et'} \dot{\Delta S}(t'-t, t') \quad (\text{II.10b})$$

$$\dot{\Delta S}(t_1, t_2) = \sum_{j=1}^n (\dot{F}_j(t_1) \Delta P_j(t_2) + F_j(t_1) \dot{\Delta P}_j(t_2)) \quad (\text{II.10c})$$

$$Y(\xi_e|u) = 1 + \int_0^u dx Y(\xi|x) [\bar{\rho}_e(t,0)]^x \xi(t,0) [\bar{\rho}_e(t,0)]^{-x} \quad (\text{II.10d})$$

Nessas equações o ponto em \dot{S} , \dot{F} e \dot{P} indica derivada temporal, temos escrito

$$S(t_1, t_2) = -\ln \bar{\rho}(t_1, t_2) = \phi(t_1) + \sum_{j=1}^n F(t_1) P(t_2), \quad (\text{II.11a})$$

usando o fato de que :

$$\langle \dot{S} \rangle = \text{Tr} \langle S \bar{\rho}(t, 0) \rangle = 0 \quad (\text{II.11b})$$

Como esta quantidade, \dot{S} , na conexão com a termodinâmica irreversível fenomenológica é associada com a produção de entropia, este resultado indica que não há dissipação na descrição associada ao operador auxiliar $\bar{\rho}$, e $\rho'_E = \rho_E - \bar{\rho}$ descreve processos irreversíveis de relaxação.

II.2- EQUAÇÕES DE TRANSPORTE NÃO-LINEARES GENERALIZADAS

Para efetuarmos o estudo da evolução do sistema precisamos determinar as equações de transporte generalizadas. Essas equações, que relacionam a variação de comportamento temporal médio de grandezas físicas observáveis, são equações integro-diferenciais não-lineares com muitas aplicações, desde sistemas físico-químicos a biológicos(12). Estas equações serão construídas usando-se o formalismo do OENE.

As equações de movimento para um conjunto de variáveis de base Q_j , ou equações quânticas não-lineares generalizadas são

$$(d/dt) Q_j(t) = (d/dt) \text{Tr} \langle P_j \rho_\epsilon(t) \rangle =$$

$$= \text{Tr} \langle (1/i\hbar) [P_j, H] \rho_\epsilon(t) \rangle \quad (\text{II.12})$$

Salientamos, entretanto, que é possível escrever as equações de evolução para as variáveis intensivas F_j . Usando as equações (II.8) a (II.10) podemos escrever as equações de transporte generalizadas da seguinte forma:

$$\begin{aligned} (d/dt) Q_j(t) &= \langle \dot{P}_j | t \rangle_{cg} + \sum_l \int_{-\infty}^0 dt' e^{et'} \langle \dot{P}_j ; \dot{P}_l(t') | t \rangle F_l(t'+t) + \\ &+ \sum_l \int_{-\infty}^0 dt' e^{et'} \langle \dot{P}_j ; P_l(t') | t \rangle \dot{F}_l(t'+t) = \\ &= \langle \dot{P}_j | t \rangle_{cg} + \langle \dot{P}_j ; \xi_\epsilon(t) | t \rangle \end{aligned} \quad (\text{II.13})$$

onde H é o Hamiltoniano total do sistema, $P_j = (1/i\hbar)[P, H]$, $\langle \dots | t \rangle_{cg} = \text{Tr} \langle \dots \bar{\rho}(t, 0) \rangle$, tendo-se definido a função de correlação de não-equilíbrio generalizada para operadores A e B como

$$\langle A; B(t') | t \rangle = \int_0^1 du \langle A Y(\xi | u) [\bar{\rho}(t, 0)]^u \Delta B(t') [\bar{\rho}(t, 0)]^{1-u} | t \rangle_{cg} \quad (\text{II.14})$$

onde $\Delta B = B - \langle B | t \rangle_{cg}$

Observamos que o último termo da equação (II.13) pode ser

escrito de uma outra forma

$$\begin{aligned}
 \langle \dot{P}_j ; \xi_e(t) | t \rangle &= \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} \langle \dot{P}_j ; S(t+t', t') | t \rangle = \\
 &= \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} \langle [\dot{P}_j ; \dot{P}_k(t') + P(t')(d/dt')] F_k(t'+t) | t \rangle \\
 &= \int_{-\infty}^0 dt' e^{\varepsilon t'} \langle \dot{P}_j ; \hat{\sigma}(t'+t, t') | t \rangle \quad (\text{II.15})
 \end{aligned}$$

onde

$$\hat{\sigma}(t_1, t_2) = (d\Phi(t_1)/dt_1) + \sum_j \langle \dot{F}_j(t) P_j(t_2) + F_j(t_1) \dot{P}_j(t_2) \rangle \quad (\text{II.16})$$

é o operador produção de entropia no sentido de que o seu valor médio produz uma função que, como notado anteriormente, se relaciona com a função de produção de entropia da termodinâmica irreversível fenomenológica: a presença desta quantidade no operador de colisão nas equações evidencia o efeito dissipativo que estas contribuições descrevem.

A chamada aproximação Quasi-linear na Teoria de Relaxação, a ser usada no desenvolvimento do nosso estudo, consiste num processo de expansão do lado direito da Eq.(II.13), resultando numa superposição de três operadores de colisão expressos em termos de funções de correlação definidas no ensemble caracterizado pela distribuição auxiliar $\bar{\rho}$. Ela é aplicável quando o Hamiltoniano total do sistema pode ser separado em duas partes.

$$H = \sum_{\alpha} H_{\alpha} + V = \left(\sum_{\alpha} H_{\alpha} + V_0 \right) + H_1 = H_0 + H_1 \quad (\text{II.17})$$

onde $\sum_{\alpha} H_{\alpha}$ é a soma dos Hamiltonianos dos subsistemas livres do sistema; V é o operador energia de interação entre eles e a separação $V = V_0 + H_1$ goza da seguinte propriedade de simetria:

$$[P_j, H_0] = \sum_{m=1}^n \alpha_{jm} P_j \quad \text{com } j=1,2,\dots,n \quad (\text{II.18})$$

onde α_{jm} são números complexos. O uso das condições explicitadas pelas Eqs. (II.17) e (II.18) permitem que o complicado operador de colisão da Eq. (II.15) possa ser expresso em termos de uma série infinita de integrais de colisão na forma,

$$\frac{d Q_j(t)}{d t^j} = \sum_{n=1}^{\infty} J_j^{(n)}(t) \quad (\text{II.19})$$

onde $J_j^{(n)}(t)$ são instantâneos no tempo (expressos como funções de correlação no ensemble caracterizado por $\bar{\rho}(t,0)$, onde t é o tempo de realização da medida) e organizados em potências crescentes de acoplamento contidas em H_1 (24) indicadas por n .

A teoria linear de relaxação, a que nos referimos acima, consiste na aproximação que mantém somente os operadores $J^{(0)}$, $J^{(1)}$ e $J^{(2)}$, isto é, até segunda ordem nas intensidades de interações, e que mostra-se proporcional a equações do tipo Markoviano. Estes três operadores parciais de colisão estão dados por:

$$J_j^{(0)}(t) = (1/\hbar) \text{Tr} \langle [P_j, H_0] \bar{\rho}(t,0) \rangle = (1/\hbar) \sum_k \alpha_{kj} Q_k(t). \quad (\text{II.20a})$$

$$J_j^{(1)}(t) = (1/\hbar) \text{Tr} \langle [P_j, H_1] \bar{\rho}(t,0) \rangle \quad (\text{II.20b})$$

$$J_j^{(2)}(t) = (1/i\hbar)^2 \int_{-\infty}^0 dt' e^{\epsilon t'} \text{Tr} \langle [H'(t'), [H', P_j]] \bar{\rho}(t, 0) \rangle$$

$$+ (1/i\hbar) \int_{-\infty}^0 dt' e^{\epsilon t'} \sum_k \frac{\delta J_k^{(1)}}{\delta Q(t')} \text{Tr} \langle [H'(t'), P_k] \bar{\rho}(t, 0) \rangle \quad (\text{II.20c})$$

e onde δ indica derivações funcionais e a dependência temporal de H' corresponde à representação de HEISENBERG com H_0 .

Dessa forma, o Método do Operador Estatístico de Não-Equilíbrio permitiu a obtenção de equações de transporte Não-Lineares Generalizadas, as quais serão utilizadas no próximo capítulo no caso específico de um plasma semiconductor fortemente excitado.

CAPÍTULO III

A P R E S E N T A Ç Ã O D O S I S T E M A

E S T A D O S H O M O G Ê N E O S

MODÉLO E ESTADOS HOMOGÊNEOS

III.1- INTRODUÇÃO

Conforme observamos anteriormente, a espectroscopia laser tem demonstrado ser uma ferramenta extremamente poderosa na investigação e determinação das propriedades óticas dos sólidos em geral. Ela é fundamental tanto do ponto de vista experimental quanto teórico, para um melhor entendimento dos processos microscópicos que ocorrem no seio da matéria condensada. Em particular, os semicondutores com suas múltiplas aplicações tecnológicas, foram e continuam sendo estudados extensivamente.

Quando iluminamos continuamente um semicondutor com radiação eletromagnética (laser), denominado a partir desse ponto como semicondutor altamente excitado (SAE), este configura-se num excelente campo para que possamos entender melhor suas propriedades.

Além disso o plasma em semicondutor é um sistema de grande interesse físico devido à flexibilidade na escolha de uma série de parâmetros (25) tais como energia de Fermi, frequência de plasma, frequência de fônons, frequência de ciclotron e relação de dispersão da energia, entre outras.

Por outro lado, esse plasma se apresenta como uma excelente área para estudo, não somente pela grande quantidade de novos fenômenos observados mas também pela excelente oportunidade de comparação de idéias teóricas, concernentes a sistemas longe do equilíbrio, com os resultados obtidos diretamente das experiências (26 a 29).

Utilizando-se da espectroscopia laser ultra-rápida (ELUR)(30) que permite a observação da evolução temporal dos estados macroscópicos do plasma semiconductor altamente excitado (PSAE), pode-se acompanhar a evolução do sistema em tempos da ordem de pico e subpico segundos.

O PSAE é um sistema que se encontra fora do equilíbrio térmico e que pode relaxar para um estado de equilíbrio se a fonte excitadora for desligada ou evoluir para estados estacionários fora do equilíbrio se uma fonte externa de excitação constante for mantida.

Nos dois casos está pressuposta a existência de algum mecanismo de relaxação da energia absorvida pela excitação para fora do sistema, como, por exemplo, a difusão de calor para um banho térmico em contato com o sistema.

III.2- O MODELO CONSIDERADO

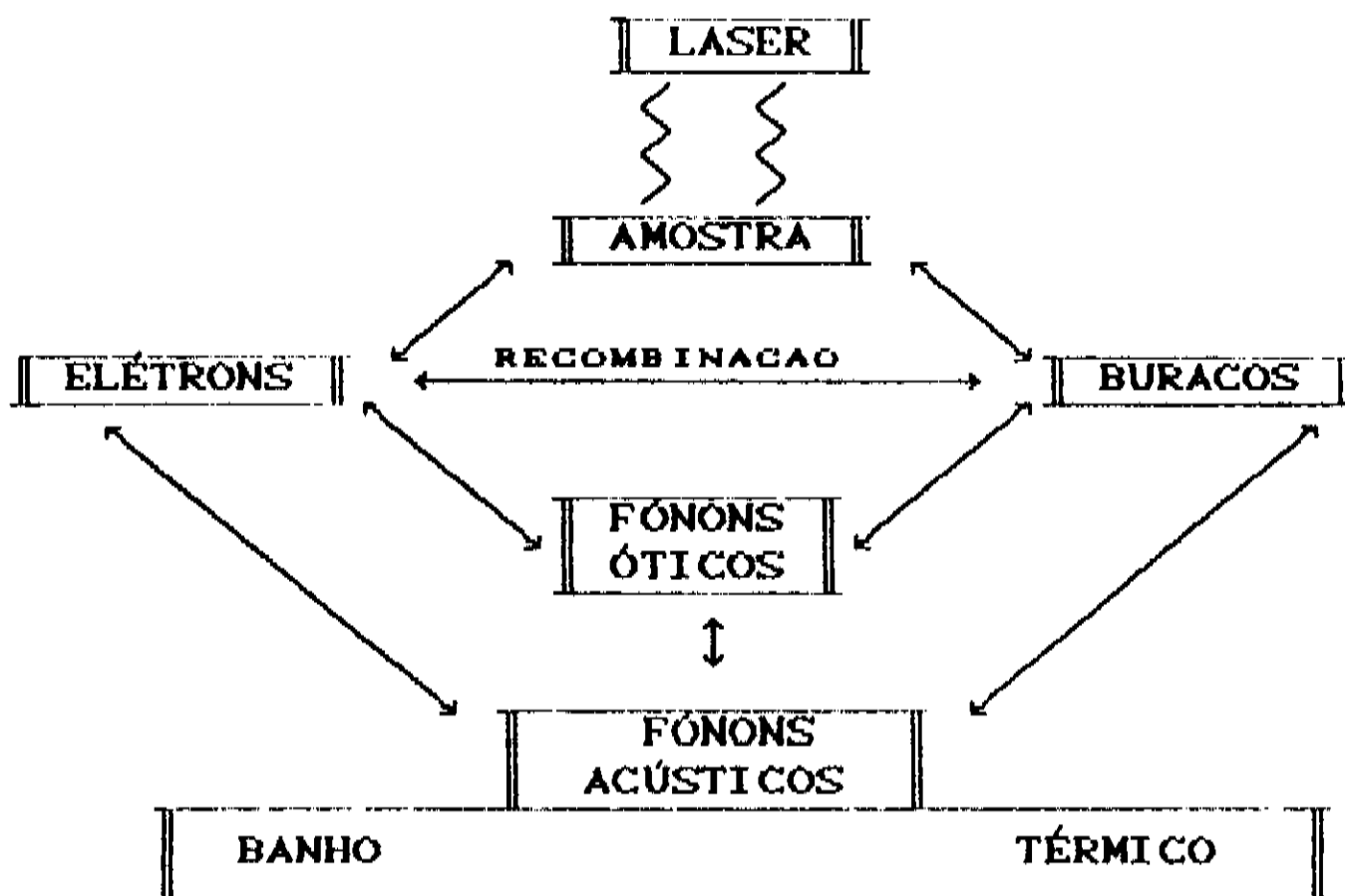
O sistema a ser estudado se constitui de uma amostra semicondutora polar de gap direto exposta à iluminação contínua de um laser e em contato com um reservatório térmico à temperatura T . O

semicondutor será descrito na forma usual já esboçada na introdução, i.e., recorrendo-se à aproximação de Born-Oppenheimer para separar o movimento dos íons do movimento dos elétrons. Os últimos interagem entre si via potencial Coulombiano, dentro do escopo da teoria de Landau do líquido de Fermi(31).

Nestes sistemas pares de elétrons e buracos são fotoexcitados, i.e., são criados através de mecanismo de transição direta interbandas num processo de absorção a um fóton. Neste processo, o excesso de energia $(\hbar\Omega_L - E_g)$, (\hbar é a constante de Planck e Ω_L é a frequência do laser e E_g é a energia do gap) ganho pelos elétrons é transformada em energia de agitação térmica que é dissipada com o passar do tempo via diferentes canais de interação(32), principalmente através de:

- i) espalhamento com fónons longitudinais óticos (LO)
- ii) com fónons transversais óticos (TO)
- iii) com fónons acústicos (A)
- iv) e processos de recombinação radiativa

A energia absorvida pelos fónons LO e TO nos processos de espalhamento com os portadores é dissipada através de interações anarmônicas com os fónons acústicos que, por sua vez, relaxam sua energia para o banho térmico por difusão de calor. Esta situação é mostrada no diagrama abaixo.



III.3-O HAMILTONIANO DO SISTEMA

O sistema descrito acima pode ser representado pelo seguinte Hamiltoniano.

$$H = H_0 + H_1 \quad (\text{III.1})$$

onde,

H_0 refere-se aos subsistemas livres e H_1 às interações, entre os subsistemas e entre estes com o meio exterior (laser, reservatório térmico), ou seja:

$$H_0 = H_P + H_{LO} + H_{TO} + H_A + H_F \quad (\text{III.2})$$

sendo H_P o Hamiltoniano dos portadores, H_{LO} , H_{TO} , H_A respectivamente os Hamiltonianos dos fónons LO, TO, acústicos e H_F o Hamiltoniano dos fónons.

Fazendo uso da representação elétron-buraco, podemos escrever o Hamiltoniano do sistema de portadores H_P como segue

$$H_P = H_P^L + H_C. \quad (\text{III.3})$$

onde H_P^L refere-se aos portadores livres e H_C é o termo que descreve a interação Coulombiana entre os portadores. Mais explicitamente temos:

$$H_P^L = H_e + H_h \quad (\text{III.4})$$

sendo

$$H_e = \sum_{\vec{k}} (E_{\vec{k}}^e + E_g) c_{\vec{k}}^+ c_{\vec{k}} \quad (\text{III.5})$$

$$H_h = \sum_{\vec{k}} E_{\vec{k}}^h h_{\vec{k}}^+ h_{\vec{k}} \quad (\text{III.6})$$

Em (III.5) e (III.6) $E_{\vec{k}}^{\alpha} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\alpha}}$, é a relação de dispersão dos portadores onde, $\alpha = e$, refere-se aos elétrons e $\alpha = h$ aos buracos, e m_{α} a respectiva massa efetiva dos portadores. A aproximação de banda parabólica usada se justifica, já que os estados eletrônicos relevantes serão aqueles de \vec{k} pequeno (33). Finalmente, $c_{\vec{k}}^+$ ($h_{\vec{k}}^+$) e $c_{\vec{k}}$ ($h_{\vec{k}}$), são operadores de criação e aniquilação de elétrons (buracos) no estado \vec{k} .

O termo referente a interação Coulombiana pode ser posto da seguinte forma:

$$H_c = \sum_{\vec{Q}_1} V(Q_1) \left\{ \begin{aligned} & c_{\vec{k}_1 + \vec{Q}_1}^+ c_{\vec{k}_2 - \vec{Q}_1}^+ c_{\vec{k}_1} c_{\vec{k}_2} + \\ & + h_{\vec{k}_1 + \vec{Q}_1}^+ h_{\vec{k}_2 - \vec{Q}_1}^+ h_{\vec{k}_1} h_{\vec{k}_2} + \\ & - c_{\vec{k}_1 + \vec{Q}_1}^+ c_{\vec{k}_1} h_{\vec{k}_2} h_{\vec{k}_2 - \vec{Q}_1} + C. C. \end{aligned} \right\} \quad (III.7)$$

sendo $V(Q_1) = 4\pi e^2 / Q_1^2 \epsilon_0$ a transformada Fourier do potencial de interação Coulombiana, onde e refere-se à carga do elétron e ϵ_0 é a constante dielétrica estática.

O Hamiltoniano referente a cada ramo de fônons pode ser posto numa forma geral, tal como:

$$H_\gamma = \sum_{\vec{q}} \hbar \omega_{\gamma\vec{q}} \left\{ a_{\gamma\vec{q}}^+ a_{\gamma\vec{q}} + \frac{1}{2} \right\} \quad (III.8)$$

onde γ refere-se ao longitudinal ótico (LO), transversal ótico (TO) e acústico (A); $a_{\gamma\vec{q}}^+$ e $a_{\gamma\vec{q}}$ denota operadores de criação e aniquilação de fônons com vetor de onda \vec{q} do ramo γ ; $\hbar \omega_{\gamma\vec{q}}$ é a relação de dispersão no ramo γ com frequência $\omega_{\gamma\vec{q}}$.

i) Para $\gamma = LO$

$$\hbar \omega_{LO\vec{q}} = \hbar \omega_{LO} = K_B \theta_E \quad (III.9)$$

sendo ω_{LO} independente do vetor de onda \vec{q} ; θ_E é a temperatura de Einstein e K_B é a constante de Boltzmann.

ii) Para $\gamma = TO$

$$\hbar \omega_{TO\vec{q}} = \hbar \omega^{TO} \quad (III.10)$$

ω_{TO} , independente do vetor de onda \vec{q} , é a frequência do modo ótico transversal, que supomos duplamente degenerado

Observamos que ω_{LO} e ω_{TO} relacionam-se via (33):

$$\left(\omega_{LO} / \omega_{TO} \right)^2 = (\epsilon_0 / \epsilon_\infty) \quad (III.11)$$

iii) Para $\gamma = A$

$$\hbar \omega_{\vec{q}}^A = \hbar s |\vec{q}| \quad (III.12)$$

é a relação de dispersão do modo acústico no modelo de Debye, sendo s a velocidade do som no meio, que supomos triplamente degenerado.

O Hamiltoniano livre dos fótons absorvidos ou emitidos nos processos de transição interbanda pode ser escrito da seguinte forma:

$$H_F = \sum_{\vec{q}} \hbar \omega_{\vec{q}}^F f_{\vec{q}}^+ f_{\vec{q}} \quad (III.13)$$

sendo $\hbar \omega_{\vec{q}}^F = \hbar c q / \epsilon_\infty^{1/2}$ a sua relação de dispersão onde c é a velocidade da luz e \vec{q} é o momento do fóton; $f_{\vec{q}}^+$ e $f_{\vec{q}}$ são operadores de criação e aniquilação de fótons no estado \vec{q} , e ϵ_∞ é a constante dielétrica de alta frequência.

Agora vamos apresentar os termos que compõem o Hamiltoniano de interação H_I .

$$H_I = H_{P-L} + H_{P-R} + H_{P-\gamma} + H_{LO-A} \quad (III.14)$$

onde:

H_{P-L} representa o Hamiltoniano de interação dos portadores com a fonte laser de excitação :

$$\begin{aligned}
H_{P-L} = & \sum_{\vec{k}} G_L f_{\vec{q}_L} c_{\vec{k}}^+ + f_{\vec{q}_L} h_{-\vec{k}}^+ \\
& - \sum_{\vec{k}} G_L^* f_{\vec{q}_L}^+ c_{\vec{k}} h_{-\vec{k} + \vec{q}_L}
\end{aligned} \tag{III.15}$$

$f_{\vec{q}_L}^+$ e $f_{\vec{q}_L}$ são operadores de criação e aniquilação de fótons no estado de vetor de onda \vec{q}_L , tal que $\hbar \omega_L = \hbar c q_L / \sqrt{\epsilon_\omega}$. O elemento de matriz de interação entre o laser e os portadores é representado por G_L .

O Hamiltoniano associado à recombinação dos portadores é:

$$\begin{aligned}
H_{P-R} = & \sum_{\vec{k}, \vec{q}} \{ G_R(\vec{q}) f_{\vec{q}, \beta} c_{\vec{k}+\vec{q}}^+ h_{-\vec{k}}^+ - \\
& G_R^*(\vec{q}) f_{\vec{q}, \beta}^+ c_{\vec{k}} h_{\vec{k}-\vec{q}} \}.
\end{aligned} \tag{III.16}$$

sendo \vec{q} o momento do fóton envolvido no processo, β a polarização e $G_R(\vec{q})$ o elemento de matriz da interação dos portadores com os fótons entre as bandas de condução e valência.

O Hamiltoniano referente à interação entre portadores (elétrons e buracos) e o ramo de fônons γ , pode ser expresso de uma forma geral como:

$$\begin{aligned}
H_{P-\gamma} = & \sum_{\vec{k}, \vec{q}} \{ C_{e(h)}^\gamma(\vec{q}) (a_{\gamma, -\vec{q}}^+ + a_{\gamma, \vec{q}}) c_{\vec{k}+\vec{q}}^+ c_{\vec{k}} + \\
& + C_h^\gamma(\vec{q}) (a_{\gamma, -\vec{q}}^+ + a_{\gamma, \vec{q}}) h_{\vec{k}+\vec{q}}^+ h_{\vec{k}} \}.
\end{aligned} \tag{III.17}$$

onde $C_{e(h)}^\gamma$ refere-se ao elemento de matriz da interação dos portadores (e, h) com os fônons γ (31), tomados entre os estados de

Bloch dos portadores de vetor de onda \vec{k} e o vetor de onda $\vec{k} \pm \vec{q}$.

Vamos especificar para cada tipo de interação o elemento de matriz.

i) Portadores-Fônons LO, interação de Fröhlich

$$|C_{\alpha}^{LO}(\vec{q})|^2 = 4\pi \gamma_{\alpha} (\hbar \omega_{LO})^2 (\hbar^2 / 2m_{\alpha} \hbar \omega_{LO})^2 / V q^2. \quad (III.18)$$

ii) Portadores-Fônons TO, potencial de deformação

$$|C_{\alpha}^{TO}(\vec{q})|^2 = (E_{1,\alpha}^{ol})^2 \hbar \omega_{TO} / 2Vgs \quad (III.19)$$

iii) Portadores-Fônons Acústicos, potencial de deformação.

$$|C_{\alpha}^A(\vec{q})|^2 = (E_{1,\alpha}^A)^2 \hbar q^2 / 2Vgs^2. \quad (III.20)$$

onde:

$\alpha = e$ refere-se ao elétron e $\alpha = h$ ao buraco.

γ_{α} é a constante de Fröhlich.

ω_{LO} é a frequência sem dispersão dos fônons LO dado por (III.9).

V é o volume da amostra.

$E_{1,\alpha}^{ol}$ é a intensidade do potencial de deformação óptica.

g é a densidade do material.

ω_{TO} é a frequência sem dispersão dos fônons TO dado por (III.11).

$E_{1,\alpha}^A$ é a intensidade do potencial de deformação acústico.

No caso dos fônons LO negligenciamos a contribuição do potencial de deformação em comparação com o potencial eletrostático de Fröhlich.

Escreveremos abaixo o Hamiltoniano referente à interação dos fônons longitudinais óticos com os fônons acústicos. Consideraremos processos envolvendo três fônons.

$$H_{LO-A} = \sum_{\vec{q}', \vec{q}'', \vec{q}} M^{LO-A} (\vec{q}'', \vec{q} + \vec{q}') a_{LO\vec{q}''} a_{A\vec{q}'}^{\dagger} a_{A\vec{q}}^{\dagger} + c.c. \quad (III.21)$$

onde $a_{LO\vec{q}''}^{\dagger}$ ($a_{A\vec{q}}^{\dagger}$) e $a_{LO\vec{q}''}$ ($a_{A\vec{q}}$) são operadores de criação de fônons LO(A) e destruição respectivamente, e $\vec{q}'' = \vec{q} + \vec{q}'$ por conservação do momento.

III.3- VARIÁVEIS DE BASE .

Como já discutido no Cap. II, a escolha das variáveis de base não é universal e depende do tipo de sistema em questão e do tipo de resposta que pode ser obtida através de um experimento. Lembramos que tal escolha está atrelada a um primeiro critério que, conforme estabelecido no capítulo anterior, se liga à separação da Hamiltoniana em $H_0 + H_1$, (Eq.II.18), e a condição de simetria dada por (Eq.II.19).

Experiências feitas com Espectroscopia Laser Ultra-Rápidas (ELUR) em um plasma semiconductor altamente excitado (36,37) sugerem que tomemos como variáveis de base ou macrovariáveis $\langle Q_m(t) \rangle$ o seguinte conjunto: a energia dos portadores $E_p(t)$; a energia dos fônons óticos $E_{opt}(t)$; a concentração de elétrons $N_e(t)$ e a concentração de buracos $N_h(t)$.

Associamos as essas variáveis de base um conjunto de variáveis dinâmicas $\langle P_m \rangle$: o Hamiltoniano livre dos portadores H_p ; o Hamiltoniano livre dos fônons óticos H_{pt} ; o operador número de elétrons $n_e = \sum_{\vec{k}} c_{\vec{k}}^{\dagger} c_{\vec{k}}$ e o operador número de buracos $n_h = \sum_{\vec{k}} h_{\vec{k}}^{\dagger} h_{\vec{k}}$

Mostramos no capítulo II que estas variáveis de base se relacionam com as variáveis dinâmicas através da seguinte expressão, $Q_m(t) = \langle P | t \rangle_{ca} = \text{Tr} (\bar{\rho}(t) P)$, onde $\bar{\rho}(t)$ é expresso formalmente por (Eq.II.8)

Além disso associamos também as macrovariáveis (extensivas) um conjunto de variáveis intensivas termodinamicamente conjugadas a estas ou seja :

$$\beta(t) = \frac{1}{K_B T(t)} \quad \text{onde } T(t) \text{ é a quasi-temperatura dos portadores.}$$

$$\beta_{opt}(t) = \frac{1}{K_B T_{opt}(t)}, \quad T_{opt}(t) \text{ é a quasi-temperatura dos fónons óticos}$$

$$-\beta(t)\mu_e(t), \quad \text{onde } \mu_e(t) \text{ é o quasi-potencial químico dos elétrons}$$

$$-\beta(t)\mu_h(t), \quad \text{onde } \mu_h(t) \text{ é o quasi-potencial químico dos buracos.}$$

K_B é a constante de Boltzmann.

III.4 - ESTADOS ESTACIONÁRIOS HOMOGÊNEOS.

Vamos estudar a condição de estacionariedade dos estados homogêneos no semiconductor nas condições descritas anteriormente.

O Hamiltoniano do sistema foi descrito acima como:

$$H = H_0 + H_1$$

onde H_0 refere-se aos diferentes subsistemas e H_1 à interação entre os subsistemas e destes com o reservatório.

Mostramos no capítulo II que as equações de evolução para as macrovariáveis obtidas a partir do formalismo do MÖENE, na forma proposta por Zubarev, podem ser escritas como:

$$\frac{dQ(t)}{dt^m} = J_m^{(0)} + J_m^{(1)} + J_m^{(2)} \quad \text{com } m = 1, \dots, 4 \quad (\text{III.22})$$

onde os J 's foram definidos nas equações (Eq.II.20)

Para a escolha feita das variáveis de base $Q_m(t)$, e o conjunto das variáveis dinâmicas conclui-se que $[P, H_0] = 0$. Isto torna o operador de colisão $J_m^{(0)} = 0$, e, além disso, como os P_m comutam entre si, fazem com que $J_m^{(1)} = 0$. Assim o cálculo de III.22 se reduz neste caso ao cálculo de $J_m^{(2)}$, que nos fornece a evolução temporal dos estados macroscópicos do sistema.

Podemos assim escrever a seguinte equação de evolução para $Q_m(t)$.

$$\frac{dQ_m(t)}{dt^m} = J_m^{(2)} = \left(\frac{1}{i\hbar}\right)^2 \int_{-\infty}^0 dt' e^{et'} \langle [H_1(t'), [H_1, P_m]] | t_{cg} \rangle \quad (\text{III.23})$$

Para as macrovariáveis (extensivas) escolhidas temos:

$$J_p = \frac{dE_p(t)}{dt^p} = \left. \frac{dE_p(t)}{dt^p} \right]_{P-LO} + \left. \frac{dE_p(t)}{dt^p} \right]_{P-A} + \left. \frac{dE_p(t)}{dt^p} \right]_{P-L} + \left. \frac{dE_p(t)}{dt^p} \right]_{P-R} \quad (\text{III.24})$$

$$J_{LO} = \left. \frac{dE_{LO}(t)}{dt} \right|_{LO} = \left. \frac{dE_{LO}(t)}{dt} \right|_{LO} + \left. \frac{dE_{LO}(t)}{dt} \right|_{LO} \quad (III.25)$$

$$J_{n_e} = \left. \frac{dN_e(t)}{dt} \right|_e = \left. \frac{dN_e(t)}{dt} \right|_R + \left. \frac{dN_e(t)}{dt} \right|_L \quad (III.26)$$

$$J_{n_h} = \left. \frac{dN_h(t)}{dt} \right|_h = \left. \frac{dN_h(t)}{dt} \right|_R + \left. \frac{dN_h(t)}{dt} \right|_L \quad (III.27)$$

Isto é, os operadores de colisão são compostos de várias contribuições relativas as taxas de variações das correspondentes variáveis devidas aos diferentes processos de interação, por exemplo P-LO(A), dos portadores com os fônons LO(A), P-L dos portadores com o laser, P-R dos portadores com a recombinação, etc. Estas contribuições parciais dos operadores de colisão estão dadas na referência 4-(g). Dentre elas destacamos as associadas aos portadores, i.e. as variações parciais de energia e de concentração; são elas:

$$\left. \frac{dE_P(t)}{dt} \right|_{P-LO} = - \sum_{\alpha} |C_{\alpha}^{LO}|^2 \hbar \omega_{LO} \frac{V^2 m_{\alpha}^2}{4\pi^3 \hbar^5} (\nu^{LO} \beta(t)) - \nu^{LO} \beta(t) \int_0^{\infty} dE [(f^{\alpha}(E) - f^{\alpha}(E + \hbar \omega_{LO})) \ln \left| \frac{\sqrt{E} + \sqrt{E + \hbar \omega_{LO}}}{-\sqrt{E} + \sqrt{E + \hbar \omega_{LO}}} \right|] \quad (III.28)$$

$$\left. \frac{dE_P(t)}{dt} \right|_{P-A} = - \sum_{\alpha} |C_{\alpha}^A|^2 \frac{s V \sqrt{2} (m_{\alpha})^{5/2}}{\pi^3 \hbar^5} \left(\frac{\beta}{\beta(t)} - 1 \right) \cdot \left\{ \int_0^{\infty} dE (E^2 f^{\alpha}(E) (1 - f^{\alpha}(E))) \right\} \quad (III.29)$$

$$\left. \frac{dE}{dt} \right]_{P-L} = I_L \alpha_1 [1 - f_L^e(t) - f_L^h(t)] \quad (\text{III.30})$$

$$\left. \frac{dE}{dt} \right]_{P-R} = \frac{\sqrt{2} V e^2 |Pvc|^2}{\hbar^5 c^3 m^2 \pi^2} 4(m_x)^{3/2} \int_0^\infty dE \sqrt{E} (E+E_d)^2 f^e f^h \quad (\text{III.31})$$

$$\left. \frac{dN}{dt} \right]_{P-L} = \{ I_L \alpha_1 / \hbar \omega_L \} [1 - f_L^e(t) - f_L^h(t)] \quad (\text{III.32})$$

$$\left. \frac{dN}{dt} \right]_{P-R} = \frac{\sqrt{2} V e^2 |Pvc|^2}{\hbar^5 c^3 m^2 \pi^2} 4(m_x)^{3/2} \int_0^\infty dE \sqrt{E} (E+E_d) f^e f^h \quad (\text{III.33})$$

sendo

I_L a intensidade do laser

$$\alpha_1 = \sqrt{\epsilon_\omega} \left(\frac{2\pi e^2 E_d}{\epsilon_\omega \hbar^2} \right) \left(\frac{1}{\hbar \omega_L c} \right) \left(\frac{2 m_x (\hbar \omega_L - E_d)}{\hbar^2} \right)^{1/2}$$

$$f_L^e(t) = (\exp(\beta(t) ((m_x/m_e)(\hbar \omega_L - E_d) + E_d + \mu_e(t))) + 1)^{-1}$$

$$f_L^h(t) = (\exp(\beta(t) ((m_x/m_h)(\hbar \omega_L - E_d) + \mu_h(t))) + 1)^{-1}$$

$$f^{e(h)} = [\exp(\beta(t) ((m_x/m_{e(h)})E + E_d - \mu_{e(h)}(t))) + 1]^{-1}$$

$$e m_x^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$$

$\nu_{LO}^{LO} \beta(t) = 1 / (\exp (\beta(t) \hbar \omega_{LO}) - 1)$ a função de distribuição

de fônons LO dependente da quasi-temperatura dos fônons LO e $\nu_{LO}^{LO} \beta(t)$ a distribuição dos fônons LO dependente da quasi-temperatura dos portadores.

A solução numérica, em condições de iluminação contínua, deste sistema de equações conduz a vários resultados, dentre os quais destacamos aqueles apresentados nas figuras 1 e 2 da referência 4-(g), que reproduzimos em continuação como figuras (III.1) e (III.2).

A leitura da Fig.(III.1) nos mostra que a quasi-temperatura dos portadores se iguala a temperatura do banho em intervalos de tempo de picosegundos.

A leitura da Fig.(III.2) por sua vez indica que uma contração estacionária ocorre em tempos da ordem de centésimos de segundos após aplicação do laser. A concentração resultante aumenta, como era de se esperar, com o aumento da potência do laser.

Caracterizada a formação de um estado homogêneo estacionário no plasma fotoexcitado em semicondutores, procedemos nos próximos capítulos ao estudo das excitações elementares que se desenvolvem neste sistema, assim como a investigação da estabilidade do estado homogêneo estacionário perante a possibilidade da formação de uma estrutura espacialmente ordenada.

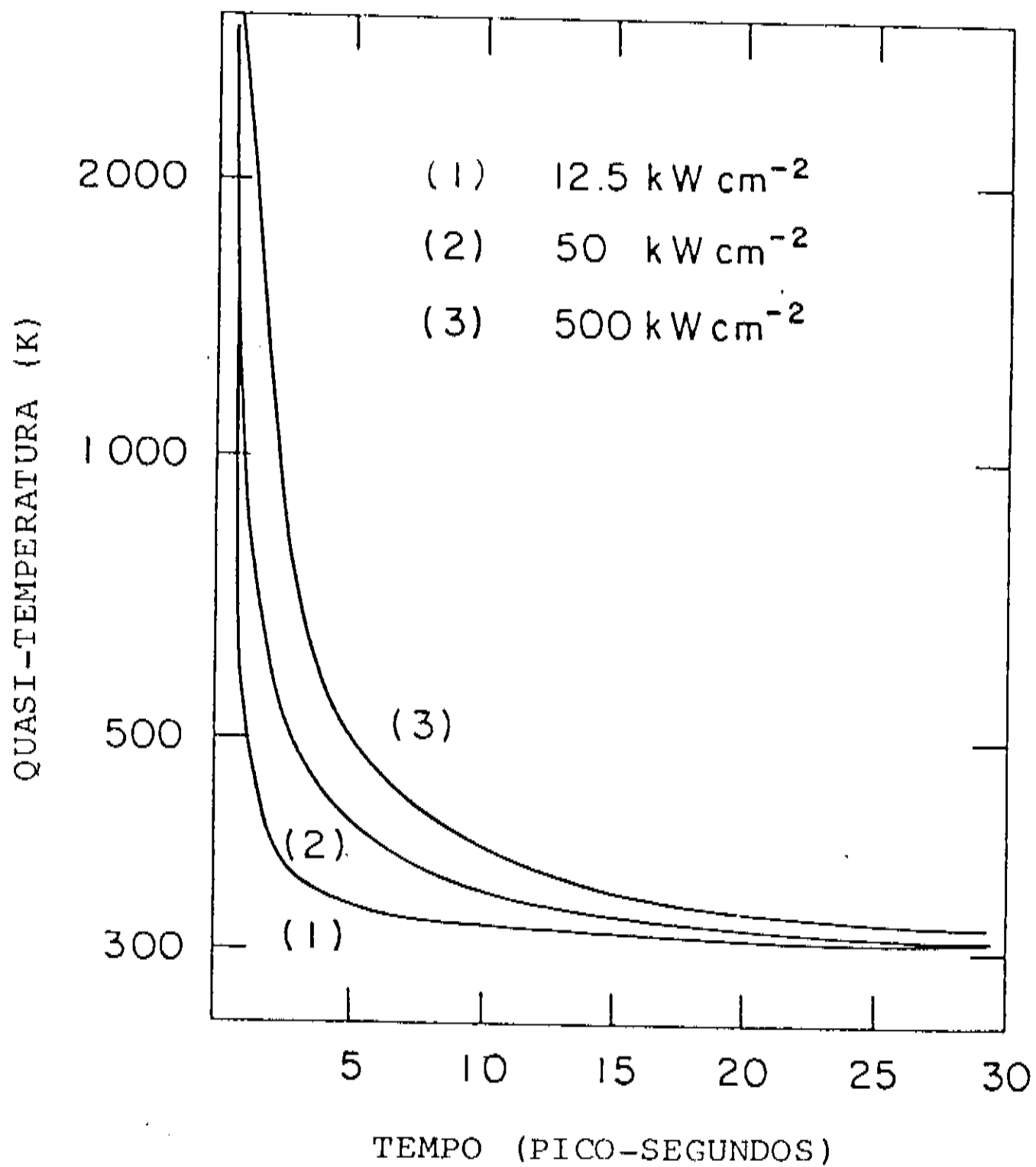


FIG. III.1 - Evolução no tempo da quasi-temperatura $T(t)$ dos portadores para três valores de intensidade do laser [ref. 4-(g)].

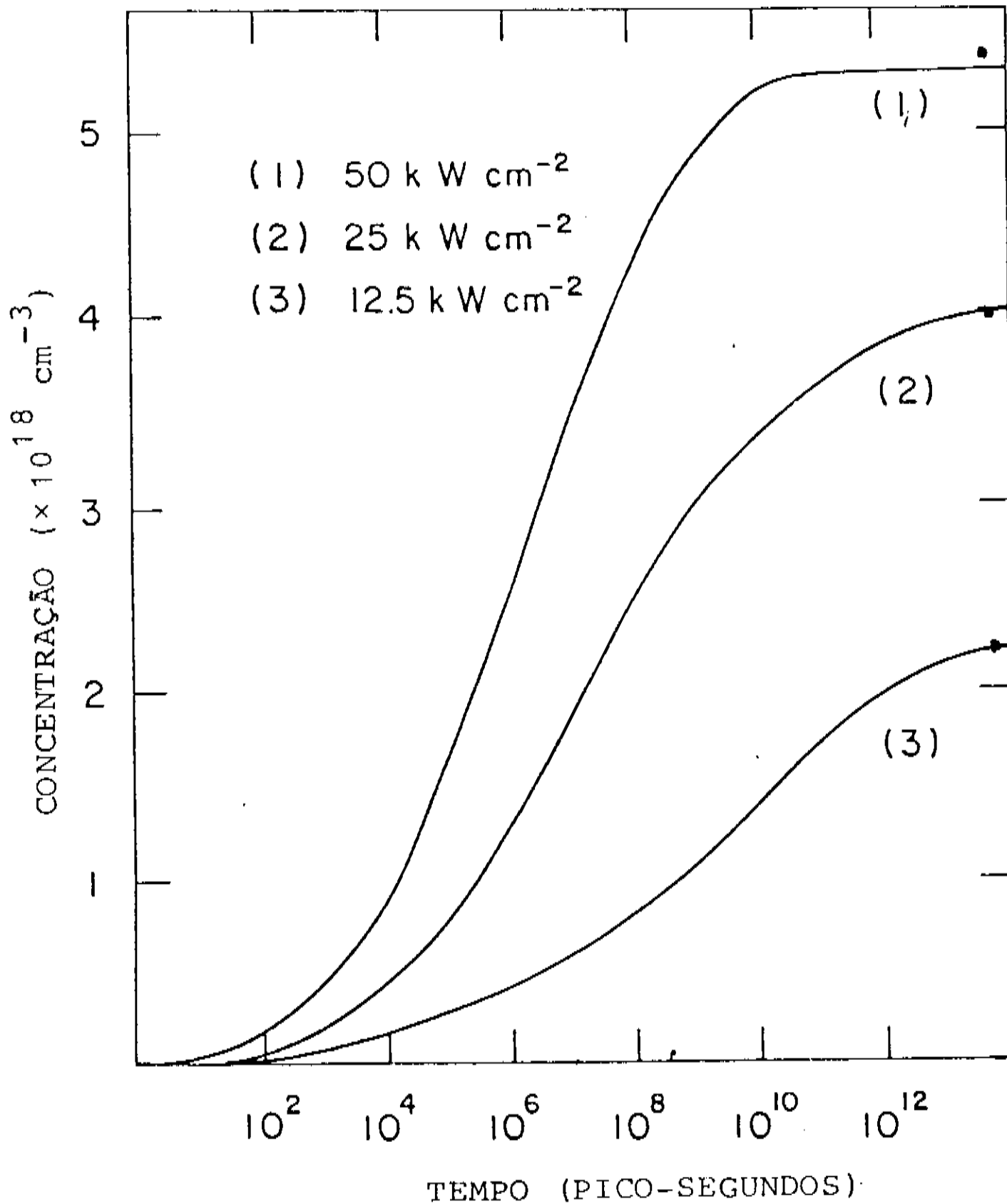


FIG.2 - Evolução no tempo da concentração de portadores $n(t)$ para três valores de intensidade do laser. [ref.4-(g)]

CAPÍTULO IV

O ESPECTRO DE EXCITAÇÕES ELEMENTARES ELETRÔNICAS

IV.1 - EQUAÇÕES DE EVOLUÇÃO PARA DENSIDADE DE CARGA

Como já notado na introdução, faremos o estudo das excitações elementares do plasma em semicondutor a partir da análise do espectro de espalhamento Raman, que por sua vez relaciona-se, como descreveremos, com a função dielétrica $\epsilon(\vec{Q}, \omega)$ - dependente do vetor de onda e da frequência da oscilação da carga- . Assim sendo, começaremos esse capítulo pela determinação de $\epsilon(\vec{Q}, \omega)$.

De acordo com as equações de Maxwell, podemos representar a função dielétrica de um sistema de portadores de carga através da seguinte equação.

$$\frac{1}{\epsilon(\vec{Q}, \omega)} = 1 + \frac{n(\vec{Q}, \omega)}{r_0} \quad (\text{IV.1})$$

onde $n(\vec{Q}, \omega)$ é a amplitude Fourier da densidade de carga dos portadores induzida por uma carga de prova do tipo.

$$-er_0 \exp(i \vec{q} \cdot \vec{r} - \omega t) \quad (\text{IV.2})$$

Definimos a quantidade $n(\vec{Q}, t)$ por:

$$n(\vec{Q}, t) = \sum_{\vec{k}} \left(n_{\vec{k}, \vec{Q}}^e(t) + n_{\vec{k}, \vec{Q}}^h(t) \right) \quad (\text{IV.3})$$

onde $n_{\vec{k}, \vec{Q}}^{e(h)}(t)$ são os elementos não-diagonais da matriz densidade de uma quasi-partícula (elétron (e) e buraco (h)), que incorporamos as variáveis de base que descreve o estado macroscópico no MOENE, dados por:

$$n_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\bullet}(t) = \text{Tr} \left\{ c_{\vec{k}+\vec{Q}}^{\dagger} c_{\vec{k}} \rho_e(t) \right\} \equiv \langle c_{\vec{k}+\vec{Q}}^{\dagger} c_{\vec{k}} | t \rangle \quad (\text{IV. 4})$$

$$n_{\vec{k}, \vec{Q}}^h(t) = \text{Tr} \left\{ h_{-\vec{k}}^{\dagger} h_{-\vec{k}-\vec{Q}}^{\dagger} \rho_e(t) \right\} \equiv \langle h_{-\vec{k}}^{\dagger} h_{-\vec{k}-\vec{Q}}^{\dagger} | t \rangle \quad (\text{IV. 5})$$

onde $\rho_e(t)$ é o OENE devido a Zubarev.

Neste caso podemos escrever o operador auxiliar $\bar{\rho}(t)$ da seguinte forma:

$$\bar{\rho}(t) = \exp(S_0(t) - \delta S(t)) \quad (\text{IV. 6})$$

onde S_0 é a contribuição associada ao estado uniforme dada por:

$$S_0 = -\phi(t) - \beta_c(t) H_c - \beta_{L0}(t) H_{L0} - \beta_{T0}(t) H_{T0} - \beta_A(t) H_A \\ + \beta_c(t) \mu_c(t) N_c + \beta_h(t) \mu_h(t) N_h \quad (\text{IV. 7})$$

$$\delta S(t) = \delta\phi(t) + \sum_{\vec{k}, \vec{Q}} \left\{ F^e(\vec{k}, \vec{Q}; t) c_{\vec{k}+\vec{Q}}^{\dagger} c_{\vec{k}} \right. \\ \left. + F^h(\vec{k}, \vec{Q}, t) h_{-\vec{k}}^{\dagger} h_{-\vec{k}-\vec{Q}}^{\dagger} \right\} \quad (\text{IV. 8})$$

onde $\phi(t) + \delta\phi(t)$ assegura a normalização do operador estatístico.

O cálculo das médias é feito de modo análogo ao mostrado no capítulo II. As equações de transporte podem então ser obtidas dentro da aproximação linear nos processos de relaxação pela soma das integrais de colisão $J_m^{(0)}$, $J_m^{(1)}$, $J_m^{(2)}$, descritas no capítulo

III. Assim, para $n_{\vec{k},\vec{Q}}^e(t)$ e $n_{\vec{k},\vec{Q}}^h(t)$, temos:

$$\frac{\partial}{\partial t} n_{\vec{k},\vec{Q}}^{\alpha(h)}(t) = J_{\vec{k},\vec{Q}}^{\alpha(h)(0)}(t) + J_{\vec{k},\vec{Q}}^{\alpha(h)(1)}(t) + J_{\vec{k},\vec{Q}}^{\alpha(h)(2)}(t) \quad (\text{IV.9})$$

onde os operadores de colisão na forma geral estão dados nas Eqs. (II.21)

Apresentaremos nesta parte do texto apenas os resultados e explicitaremos os cálculos e detalhes no apêndice A.

Como resultado do cálculo referente à evolução livre, temos:

a) Para os elétrons:

$$\begin{aligned} \langle [H_0, c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}}] \rangle &= \langle \Delta E_{\vec{k},\vec{Q}}^e n_{\vec{k},\vec{Q}}^e - V(Q) \Delta f_{\vec{k},\vec{Q}}^e n(\vec{Q}) \rangle - \\ &- \sum_{\vec{Q}_1 \neq \vec{Q}} V(Q_1) n(\vec{Q}_1) \langle n_{\vec{k}+\vec{Q},(\vec{Q}_1-\vec{Q})}^e - n_{\vec{k},(\vec{Q}-\vec{Q}_1)}^e \rangle \end{aligned} \quad (\text{IV.10})$$

b) Para os buracos

$$\begin{aligned} \langle [H_0, h_{-\vec{k}}^+ h_{-\vec{k}-\vec{Q}}] \rangle &= \langle \Delta E_{\vec{k},\vec{Q}}^h n_{\vec{k},\vec{Q}}^h - V(Q) \Delta f_{\vec{k},\vec{Q}}^h n(\vec{Q}) \rangle - \\ &- \sum_{\vec{Q}_1 \neq \vec{Q}} V(Q_1) n(\vec{Q}_1) \langle n_{-\vec{k}-\vec{Q}_1,(\vec{Q}_1-\vec{Q})}^h - n_{-\vec{k},(\vec{Q}_1-\vec{Q})}^h \rangle \end{aligned} \quad (\text{IV.11})$$

onde

$$\begin{aligned} \Delta E_{\vec{k},\vec{Q}}^\alpha &= \langle E_{\vec{k}+\vec{Q}}^\alpha - E_{\vec{k}}^\alpha \rangle \\ \Delta f_{\vec{k},\vec{Q}}^\alpha &= \langle f_{\vec{k}+\vec{Q}}^\alpha - f_{\vec{k}}^\alpha \rangle \end{aligned}$$

e $n_{\vec{k},\vec{Q}}^e$, $n_{\vec{k},\vec{Q}}^h$ e $n(\vec{Q})$ são dados pelas equações IV.4, IV.5 e IV.3

respectivamente; e os $f_{\vec{k}}^\alpha$ são funções de distribuição para

elétrons e buracos, isto é:

$$f_{\vec{k}}^e = \text{Tr} \left\{ c_{\vec{k}}^+ c_{\vec{k}} \bar{\rho} \right\} \quad (\text{IV.12})$$

e

$$f_{\vec{k}}^h = \text{Tr} \left\{ h_{-\vec{k}}^+ h_{-\vec{k}} \bar{\rho} \right\} \quad (\text{IV.13})$$

Observamos, entretanto que durante estes cálculos (para maiores detalhes vide apêndice A) as médias de quatro operadores foram tratadas na aproximação R.P.A. .

Por outro lado, levando em conta que a presença da carga de prova introduz no Hamiltoniano o seguinte termo de interação:

$$H_1' = \frac{4\pi e^2}{\epsilon_0 Q^2} r_0 n(\vec{Q}), \quad (\text{IV.14})$$

onde

$$n(\vec{Q}) = \sum_{\vec{k}} \left(c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}} + h_{-\vec{k}}^+ h_{-\vec{k}-\vec{Q}} \right) \quad (\text{IV.15})$$

obtendo-se

$$\begin{aligned} J_{\vec{k}, \vec{Q}}^{e(h)(1)} &= \frac{1}{i\hbar} \left\{ [n_{\vec{k}, \vec{Q}}^{e(h)} , H_1'] \bar{\rho}(t) \right\} \\ &= \frac{4\pi e^2}{\epsilon_0 Q^2} \frac{1}{i\hbar} r_0 \Delta f^{e(h)}(t) \end{aligned} \quad (\text{IV.16})$$

Observamos que os outros termos de interação contidos em H_1' , quando calculado o valor médio no ensemble auxiliar caracterizado por $\bar{\rho}$, produzem contribuições nulas para $J^{(1)}$.

O termo $J^{(2)}$ calculado resulta em:

a) Para os buracos:

$$\begin{aligned} J_h^{(2)} &= \frac{1}{\hbar} \int_{-\infty}^0 dt' e^{et'} \langle H_1(t'), [H_1, \sum_{\vec{k}} (h_{-\vec{k}}^+ h_{-\vec{k}-\vec{Q}})] | t \rangle \\ &= B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{eh} n_{\vec{k}, \vec{Q}}^h - B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{he} n_{\vec{k}, \vec{Q}}^e + BL_{\vec{k}, \vec{Q}} \end{aligned} \quad (\text{IV.17})$$

b) Similarmente para os elétrons:

$$J^{(2)} = B_{\vec{k}, \vec{a}}^{he} n_{\vec{k}, \vec{a}}^h - B_{\vec{k}, \vec{a}}^{he} n_{\vec{k}, \vec{a}}^e + BL_{\vec{k}, \vec{a}} \quad (\text{IV.18})$$

onde H_1 vem dado por III.14.

$$B_{\vec{k}, \vec{a}}^{eh} = \frac{|G_L|^2}{\hbar^2} \pi \left(\nu_{\vec{q}_L} \left(\delta(E_g + E_{\vec{k}}^e + E_{\vec{k}}^h - \hbar\omega_L) + \delta(E_g + E_{\vec{k}+\vec{a}}^e + E_{\vec{k}+\vec{a}}^h - \hbar\omega_L) \right) + \right. \\ \left. + \left(\delta(E_g + E_{\vec{k}}^e + E_{\vec{k}}^h - \hbar\omega_L) f_{\vec{k}}^e + \delta(E_g + E_{\vec{k}+\vec{a}}^e + E_{\vec{k}+\vec{a}}^h - \hbar\omega_L) f_{\vec{k}+\vec{a}}^e \right) + \right. \\ \left. + \sum_{\vec{q}, \beta} \frac{|G_R(q)|^2}{\hbar^2} \pi \left\{ \left(\nu_{\vec{q}, \beta} \left(\delta(E_g + E_{\vec{k}}^e + E_{\vec{k}}^h - \hbar\omega_L) + \delta(E_g + E_{\vec{k}+\vec{a}}^e + E_{\vec{k}+\vec{a}}^h - \hbar\omega_L) \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\delta(E_g + E_{\vec{k}}^e + E_{\vec{k}}^h - \hbar\omega_L) f_{\vec{k}}^e + \delta(E_g + E_{\vec{k}+\vec{a}}^e + E_{\vec{k}+\vec{a}}^h - \hbar\omega_L) f_{\vec{k}+\vec{a}}^e \right) \right\}. \quad (\text{IV.19})$$

$B_{\vec{k}, \vec{a}}^{he}$ é semelhante a $B_{\vec{k}, \vec{a}}^{eh}$ trocando, na equação acima, e por h.

$$BL_{\vec{k}, \vec{a}} = \sum_{\vec{a}_1 \neq \vec{a}} \left\{ \frac{|G_L|^2}{\hbar^2} \pi \left(\delta(E_g + E_{\vec{k}+\vec{a}_1}^e + E_{\vec{k}+\vec{a}_1}^h - \hbar\omega_L) + \right. \right. \\ \left. \left. + \sum_{\vec{q}, \beta} \frac{|G_R(q)|^2}{\hbar^2} \pi \delta(E_g + E_{\vec{k}+\vec{a}_1}^e + E_{\vec{k}+\vec{a}_1}^h - \hbar\omega_q) \right) \cdot \right. \\ \left. \cdot \left(n_{\vec{k}, \vec{a}_1}^e n_{(-\vec{k}-\vec{a}_1), (\vec{a}_1-\vec{a})}^h + n_{\vec{k}, \vec{a}_1}^e n_{(\vec{a}-\vec{a}_1), \vec{k}, -\vec{a}}^h \right) \right. \quad (\text{IV.20})$$

Observamos que os termos acima envolvem produtos cruzados de

n^*n^h , bilineares, responsáveis pela não-linearidade destas equações. Deve ser notado que no cálculo de $J^{(2)}$ temos negligenciado em H_1 os termos de interação elétron-fônon, isto é possível uma vez que trataremos das excitações no estado estacionário, quando, conforme mostrado na referência (38), Fig. 5, que para conveniência do leitor reproduzimos como Fig. (IV.1), os efeitos de relaxação devidos à interação elétron-fônon são muito menores que os devidos as interações portador-laser e a responsável pelos processos da recombinação.

Escreveremos agora as equações de evolução temporal para as macrovariáveis escolhidas.

$$\begin{aligned} \frac{\partial n^h}{\partial t}(\vec{k}, \vec{q}, t) = & \frac{i}{\hbar} \{ V(Q) r_o f_{\vec{k}}^h + \Delta E^h n_{\vec{k}, \vec{q}}^h - 2 V(Q) \Delta f^h n_{\vec{k}, \vec{q}}^h(Q) \} - \\ & - B_{\vec{k}, \vec{q}}^{eh} n_{\vec{k}, \vec{q}}^h + B_{\vec{k}, \vec{q}}^{he} n_{\vec{k}, \vec{q}}^e + BL_{\vec{k}, \vec{q}} + BLCE_{\vec{k}, \vec{q}} \end{aligned} \quad (IV. 21)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n^e}{\partial t}(\vec{k}, \vec{q}, t) = & \frac{i}{\hbar} \{ V(Q) r_o f_{\vec{k}}^e + \Delta E^e n_{\vec{k}, \vec{q}}^e - 2 V(Q) \Delta f^e n_{\vec{k}, \vec{q}}^e(Q) \} + \\ & + B_{\vec{k}, \vec{q}}^{eh} n_{\vec{k}, \vec{q}}^h - B_{\vec{k}, \vec{q}}^{he} n_{\vec{k}, \vec{q}}^e + BL_{\vec{k}, \vec{q}} + BLCE_{\vec{k}, \vec{q}} \end{aligned} \quad (IV. 22)$$

onde o termo BLCH(E) é o termo bilinear oriundo da interação

coulombiana, dado por:

$$BLCH(E)_{\vec{k}, \vec{q}} = - \sum_{\vec{q} \neq \vec{q}_1} V(Q_1) n(\vec{Q}_1) \left(n_{-\vec{k}-\vec{q}_1, (\vec{q}_1-\vec{q})}^{h(e)} - n_{-\vec{k}, (\vec{q}_1-\vec{q})}^{h(e)} \right) \quad (IV.23)$$

Observamos que os termos BLCH(E) e BL são termos que contém contribuições não-lineares das quantidades $n_{\vec{k}, \vec{q}}^{e(h)}(t)$, e como estamos calculando a função dielétrica no regime de resposta linear, eles são negligenciados.

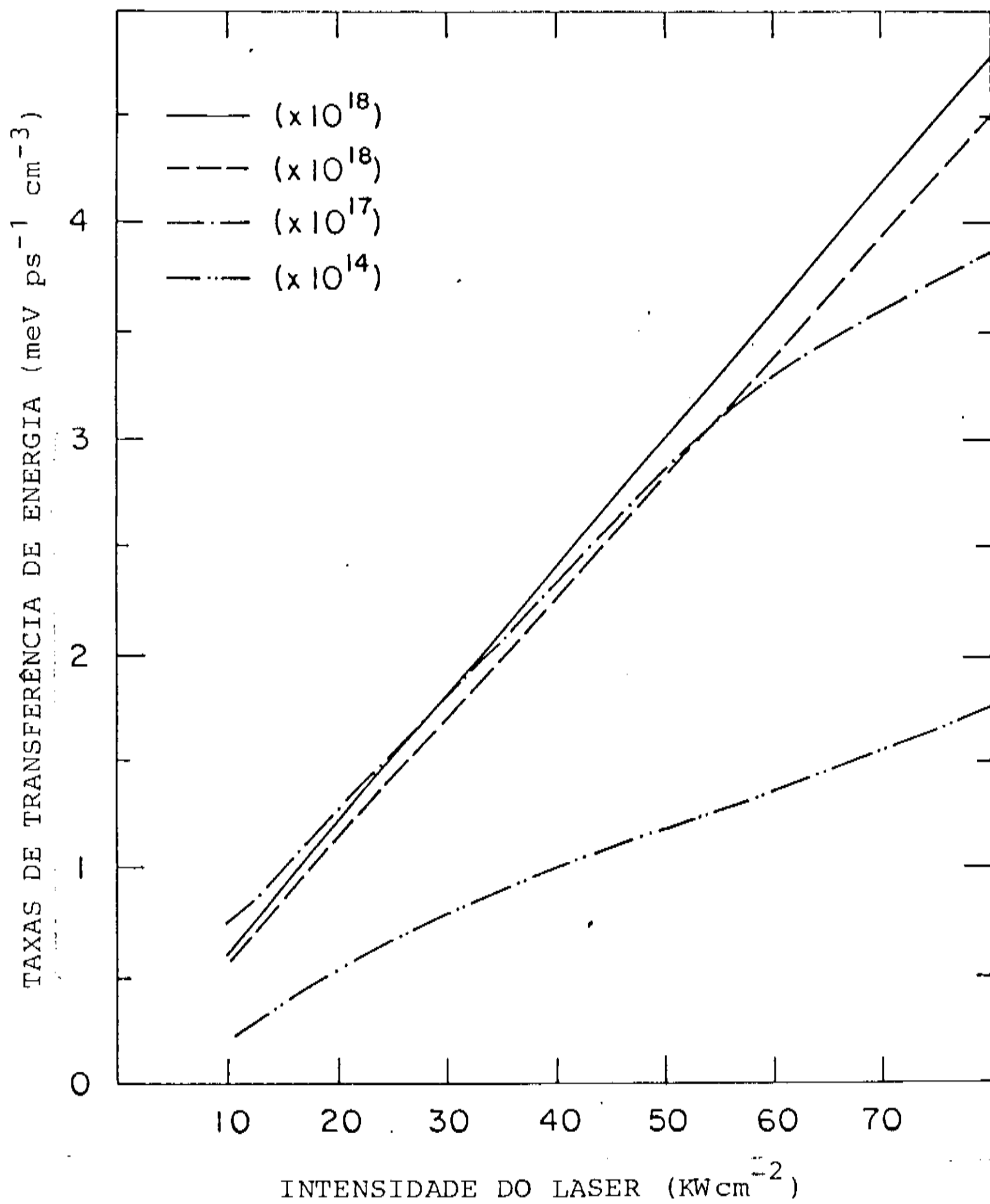


FIG. IV.1 - Taxas de transferência de energia, no estado estacionário, devidas aos diferentes canais de relaxação: —, portador-laser ; — — —, recombinação radiativa ; — . —, portador-fônon ótico ; — .. —, portador-fônon acústico. (ref.38)
Notar os fatores de escala indicados na parte superior esquerda da figura.

As equações de evolução (IV.21) e (IV.22) linearizadas podem ser escritas da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{\vec{k}, \vec{a}}^{\bullet}(t)}{\partial t} &= (i\hbar)^{-1} V(\vec{Q}) r_0 e^{(i\omega t)} r_{\vec{k}}^{\bullet} + \mathcal{G}_{\vec{k}, \vec{a}}^{\bullet} n_{\vec{k}, \vec{a}}^{\bullet} + \\ &+ B_{\vec{k}, \vec{a}}^{\bullet h} n_{\vec{k}, \vec{a}}^h + \varphi_{\vec{k}, \vec{a}}^{\bullet} n(\vec{Q}) \end{aligned} \quad (\text{IV.24})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{\vec{k}, \vec{a}}^h(t)}{\partial t} &= (i\hbar)^{-1} V(\vec{Q}) r_0 e^{(i\omega t)} r_{\vec{k}}^h + \mathcal{G}_{\vec{k}, \vec{a}}^h n_{\vec{k}, \vec{a}}^h + \\ &+ B_{\vec{k}, \vec{a}}^{h\bullet} n_{\vec{k}, \vec{a}}^{\bullet} - \varphi_{\vec{k}, \vec{a}}^h n(\vec{Q}) \end{aligned} \quad (\text{IV.25})$$

onde usamos as seguinte notação.

$$\mathcal{G}_{\vec{k}, \vec{a}}^{\bullet} = -\frac{1}{\hbar} \Delta E_{\vec{k}, \vec{a}}^h - B_{\vec{k}, \vec{a}}^{h\bullet} \quad (\text{IV.26a})$$

$$\mathcal{G}_{\vec{k}, \vec{a}}^h = \frac{1}{\hbar} \Delta E_{\vec{k}, \vec{a}}^{\bullet} - B_{\vec{k}, \vec{a}}^{\bullet h} \quad (\text{IV.26b})$$

$$\varphi_{\vec{k}, \vec{a}}^{\bullet/h} = 2 V(\vec{Q}) \Delta r_{\vec{k}, \vec{a}}^{\bullet/h} \quad (\text{IV.26c})$$

Considerando que a resposta à carga de prova, no estado estacionário, deve seguir uma dependência temporal como a da perturbação, escrevemos:

$$n_{\vec{k}, \vec{a}}^{\bullet(h)}(t) \propto n_{\vec{k}, \vec{a}}^{\bullet(h)} \exp(i\omega t). \quad (\text{IV.27})$$

Assim, as equações (IV.24) e (IV.25) se transformam nas seguintes equações algébricas,

$$i\omega n_{\vec{k},\vec{Q}}^e = (i\hbar)^{-1} V(\vec{Q}) r_o f_{\vec{k}}^e + g_{\vec{k},\vec{Q}}^e n_{\vec{k},\vec{Q}}^e + B_{\vec{k},\vec{Q}}^{eh} n_{\vec{k},\vec{Q}}^h + \gamma_{\vec{k},\vec{Q}}^e n(\vec{Q}) \quad (\text{IV. 28})$$

$$i\omega n_{\vec{k},\vec{Q}}^h = (i\hbar)^{-1} V(\vec{Q}) r_o f_{\vec{k}}^h + g_{\vec{k},\vec{Q}}^h n_{\vec{k},\vec{Q}}^h + B_{\vec{k},\vec{Q}}^{he} n_{\vec{k},\vec{Q}}^e - \gamma_{\vec{k},\vec{Q}}^h n(\vec{Q}) \quad (\text{IV. 29})$$

Após algumas manipulações algébricas escrevemos, e usando as Eqs. (IV. 28), (IV. 29) e (IV. 1), obtemos:

$$\epsilon(\vec{Q}, \omega) = 1 - \sum_{\vec{k}} \frac{N_{\vec{k},\vec{Q}}^e + N_{\vec{k},\vec{Q}}^h}{D_{\vec{k},\vec{Q}}} \quad (\text{IV. 30})$$

sendo:

$$N_{\vec{k},\vec{Q}}^e = i\Delta f_{\vec{k},\vec{Q}}^h B_{\vec{k},\vec{Q}}^h + i\Delta f_{\vec{k},\vec{Q}}^e (i\Delta E_{\vec{k},\vec{Q}}^h - B_{\vec{k},\vec{Q}}^h - \omega) \quad (\text{IV. 31a})$$

$$N_{\vec{k},\vec{Q}}^h = -i\Delta f_{\vec{k},\vec{Q}}^e B_{\vec{k},\vec{Q}}^e + i\Delta f_{\vec{k},\vec{Q}}^h (-i\Delta E_{\vec{k},\vec{Q}}^e - B_{\vec{k},\vec{Q}}^e - \omega) \quad (\text{IV. 31b})$$

$$D_{\vec{k},\vec{Q}} = B_{\vec{k},\vec{Q}}^e B_{\vec{k},\vec{Q}}^h + (i\Delta E_{\vec{k},\vec{Q}}^e - B_{\vec{k},\vec{Q}}^e - \omega)(i\Delta E_{\vec{k},\vec{Q}}^h - B_{\vec{k},\vec{Q}}^h - \omega) \quad (\text{IV. 31c})$$

$$B_{\vec{k},\vec{Q}}^e = B_{\vec{k},\vec{Q}}^{he} \quad (\text{IV. 31d})$$

$$B_{\vec{k},\vec{Q}}^h = B_{\vec{k},\vec{Q}}^{eh} \quad (\text{IV. 31e})$$

assim escrevemos a função dielétrica para o sistema de portadores como:

$$\mathbb{E}(\vec{Q}, \omega) = 1 - \sum_{\vec{k}} \{ \langle (2V(Q) \Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^h B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*h}) +$$

$$2V(Q) \Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^e [(i\hbar^{-1} \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h - B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*h}) - i\omega] \rangle +$$

$$- \langle (2V(Q) \Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^e B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*e}) + ((-i\hbar^{-1} \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^e - B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*e}) - i\omega) 2V(Q) \Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^h \rangle \} /$$

$$\{ [B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*h} B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*e} - [((-i\hbar^{-1} \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^e - B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*e}) - i\omega) ((i\hbar^{-1} \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h - B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*h}) + i\omega)] \} \quad (\text{IV. 32})$$

Separando a parte real e imaginaria desta função temos:

$$\text{Re } \mathbb{E}(Q, \omega) = 1 - \sum_{\vec{k}} [\langle (\Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^e - \Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^h) \omega - (\Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^e \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h) \rangle$$

$$\langle (\Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^h - \Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^e) (B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*e} + B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*h}) \langle (\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h - \omega) B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*e} - (\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^e + \omega) B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*h} \rangle \rangle /$$

$$[(\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^e + \omega)^2 (\omega - \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h)^2 + \langle (\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h - \omega) B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*e} - (\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^e + \omega) B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*h} \rangle^2]. \quad (\text{IV. 33})$$

$$\text{Im} \mathbb{E}(Q, \omega) = - \sum_{\vec{k}} [\langle \Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^h - \Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^e \rangle (B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*h} + B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*e}) \langle (\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^e + \omega) (\omega - \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h) - (\Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^e - \Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^h) \omega -$$

$$\langle \Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^e \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h + \Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^h \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^e \rangle \langle (\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h - \omega) B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*e} - (\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^e + \omega) B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*h} \rangle] /$$

$$[(\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^e + \omega)^2 (\omega - \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h)^2 + \langle (\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h - \omega) B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*e} - (\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^e + \omega) B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{*h} \rangle^2]. \quad (\text{IV. 34})$$

Para evidenciar as excitações coletivas vamos calcular o espectro de espalhamento Raman para o sistema, no próximo item.

4.2 - EXCITAÇÕES ELEMENTARES

Sabemos que o espectro Raman é rico em informações sobre modos acoplados, efeitos quânticos e distribuições de excitações fora do equilíbrio. As primeiras observações de espalhamento de luz por plasma de estado sólido datam de 1966 (39) e desde então este tem sido um campo ativo de pesquisa tanto teórico quanto experimental (40 a 44) onde destacamos o trabalho realizado por Wolff (40).

O espectro Raman pode ser utilizado como uma ferramenta para estudar excitações e modos coletivos em condições de não-equilíbrio, como faremos em continuação.

O espectro Raman reflete a seção eficaz de espalhamento por intervalo de frequência e por intervalo de ângulo sólido, que está relacionado com a função dielétrica via expressão abaixo, que resulta da aplicação do teorema da flutuação dissipação na teoria da resposta linear.

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} \propto [1 - e^{-\beta\hbar\omega}]^{-1} \frac{\text{Im } E(\vec{Q}, \omega)}{|E(\vec{Q}, \omega)|^2} \quad (\text{IV. 35})$$

O fator de proporcionalidade depende do tipo de processo de espalhamento, isto é, se intra-banda ou inter-banda. No nosso caso é o segundo. Omitimos as expressões para este fator por uma questão de simplificação, já que é um fator de escala que não será usado. Esclarecemos que na expressão acima $\hbar\omega$ é a energia transferida e $\hbar\vec{Q}$ a transferência de momento no processo de

espalhamento.

Calculando a função dielétrica a partir das Eqs.(IV.33) e (IV.34), podemos então obter o espectro Raman dado pela Eq.(IV.35) para semicondutores polares de gap direto quando submetido a ação contínua de um laser de intensidade I_L .

A concentração fotoinjetada de portadores poderá então variar em função da intensidade I_L do laser aplicado a de acordo com a Eq.(IV.36), abaixo. Esta foi obtida aplicando, a teoria de transporte não-linear derivada do método do operador estatístico de não equilíbrio.(apendice B)

$$I = \frac{\hbar^2 \omega_L^2}{4\pi^2 (\hbar\omega_L - E_0)^{1/2} c^2 \hbar^9} \int_0^\infty (E_\mu + E_0) f_K^e f_K^h E_\mu^{1/2} dE_\mu \quad (IV.36)$$

Usando parametros caracteristicos do GaAs, calculamos os valores da concentração fotoinjetada de portadores como função da intensidade do laser, para uma quasi-temperatura de portadores de 10 K; este resultado é mostrado na Fig.(IV.2).

O estudo de excitações elementares em sólido tem uma longa história, com um estudo detalhado para o caso do gás de elétrons, devido a Pines e co-autores (45 a 47). Estes autores consideram um plasma de duas componentes (dois tipos de portadores no fundo positivo da rede cristalina) e argumentam a possibilidade de existência de dois ramos de oscilações coletivas. Uma, devida a ondas de plasma óptico para altas energias e outra para baixa energia, com características novas que determinam ondas de plasmas acústicos.

A primeira é uma oscilação fora de fase das cargas com

frequência $\Omega_{PL} = (\omega_{PL1}^2 + \omega_{PL2}^2)^{1/2}$ (negligenciando a dispersão), onde ω_{PL1} e ω_{PL2} são frequências de plasma associada a cada tipo de portadores. Para o modo acústico, as partículas poderiam oscilar em fase com uma frequência $\omega_A = S Q$, onde Q é o módulo do vetor de onda do movimento e S é uma velocidade dada por, $V(\omega_{PL} / \omega_{PL1})$ onde V_1 é a velocidade da partícula leve. Esta questão foi considerada como uma idealização, uma vez que não seria possível a sua existência em sistemas no equilíbrio, e aparentemente esquecida.

Entretanto, tais situações podem ser realizáveis em condições de não-equilíbrio em semicondutores sobre contínua iluminação de um laser [4-(a)], como é o caso que estamos considerando.

Voltando ao cálculo (IV.35), escrevemos então a função dielétrica dinâmica para o aludido caso como:

$$E(\vec{Q}, \omega) / \epsilon_0 \cong 1 - V(Q) \sum_{\vec{k}} M(\vec{k}, \vec{Q}, \omega) D^{-1}(\vec{k}, \vec{Q}, \omega) \quad (IV.37)$$

Explicitamente na equação acima temos:

$$M(\vec{k}, \vec{Q}; \omega) = [(f_{\vec{k}+\vec{Q}}^{\circ} - f_{\vec{k}}^{\circ}) - (f_{\vec{k}+\vec{Q}}^h - f_{\vec{k}}^h)] [\hbar\omega - i(B_{\vec{k},\vec{Q}}^{\circ} + B_{\vec{k},\vec{Q}}^h)] - [(f_{\vec{k},\vec{Q}}^{\circ} - f_{\vec{k}}^{\circ}) (E_{\vec{k},\vec{Q}}^h - E_{\vec{k}}^h) + (f_{\vec{k}+\vec{Q}}^h - f_{\vec{k}}^h) (E_{\vec{k}+\vec{Q}}^{\circ} - E_{\vec{k}}^{\circ})] \quad (IV.38a)$$

$$D(\vec{k}, \vec{Q}; \omega) = [1(E_{\vec{k},\vec{Q}}^{\circ} - E_{\vec{k}}^{\circ} + \hbar\omega) + B_{\vec{k},\vec{Q}}^h] [1(E_{\vec{k}+\vec{Q}}^h - E_{\vec{k}}^h - \hbar\omega) - B_{\vec{k},\vec{Q}}^{\circ}] + B_{\vec{k},\vec{Q}}^{\circ} B_{\vec{k},\vec{Q}}^h \quad (IV.38b)$$

onde:

$$E_{\vec{k}}^{e(h)} = \hbar^2 k^2 / 2 m_{e(h)}$$

$f_{\vec{k}}^{e(h)}$ são funções de distribuição de Fermi-Dirac com energias

$E_{\vec{k}}^{e(h)}$, quasi-temperatura β^{-1} e quasi-potencial químico $\mu_{e(h)}$.

As quantidades $B_{\vec{k},\vec{q}}^{e(h)}$ podem ser reescritas como:

$$B_{\vec{k},\vec{q}}^{e(h)} = A_L \delta(E_{\vec{k}}^x + E_g - \hbar\omega_L) + A_R \delta(E_{\vec{k}}^x + E_g) f_{\vec{k}}^{e(h)} \quad (\text{IV.39})$$

onde $E_{\vec{k}}^x = \hbar^2 k^2 / 2m_x$, A_L e A_R estão associados com os elementos

de matriz da interação dos portadores com o laser e os efeitos da recombinação, respectivamente e dados por:

$$A_L = (2\pi^2 e^2 E_g / \epsilon_\infty c \omega_L^2 m_x) I_L \quad A_R = e^2 E_g / \epsilon_\infty \hbar c^3 m_x$$

Após separarmos as partes real e imaginária de $E(\vec{Q},\omega)$, fizemos cálculos numéricos usando parâmetros do GaAs, para baixas temperaturas, $(\beta^{-1} \ll KT_{F(e/h)})$.

Para cálculos numéricos foram usados valores (48) para GaAs conforme tabela abaixo em todo o trabalho.

TABELA I

massa efetiva do elétron	0,067 m_0
massa efetiva do buraco	0,500 m_0
Energia do "Gap"	1,529 eV
ϵ_0 (constante dielétrica estática)	12
ϵ_∞ (constante dielétrica altas freq.)	11

TAB - I Parâmetros característicos do GaAs.

A energia do laser incidente ($\hbar\omega_L$) foi considerada como sendo 2.4 eV e a sua intensidade igual a 4.5 KW/cm², correspondendo ao caso de uma concentração fotoinjectada de 10¹⁸ cm⁻³ (vide Fig.(IV.2)). Dois valores para o momento transferido foram utilizados: $Q = 10^4$ cm⁻¹ e 10² cm⁻¹.

Após calcularmos numericamente os valores para as partes real e imaginária da função dielétrica, em cada caso fixando Q , e variando ω , obtivemos a secção de espalhamento Raman para cada valor de Q utilizado.

As Fig.(IV.3), (IV.4) e (IV.5) apresentam esta secção de espalhamento em unidades arbitrárias versus a frequência, normalizada pela quantidade (QV_F°), onde V_F° é a velocidade de Fermi dos elétrons.

Na figura (IV.3), para $Q = 10^4$ cm⁻¹, observamos claramente três picos correspondendo a excitações do sistema dos quais dois estão localizados em torno de 0.2 QV_F° , e uma banda mais larga que está centrada em torno de 0.8 QV_F° .

Na Fig.(IV.4), $Q = 100$ cm⁻¹, observa-se o quase aglutinamento dos três picos, mostrando uma tendência para o

favorecimento das excitações associadas a terceira banda a medida que Q diminui.

Na Fig.(IV.6) $Q = 50 \text{ cm}^{-1}$, é notório que o espectro é completamente dominado por espalhamento típico das associadas à terceira banda larga, desaparecendo por completo os sinais da evidência das excitações de baixa frequência.

Nas três figuras anteriores existe uma banda centrada na frequência $\Omega_{PL} = (4\pi e^2 / \epsilon_0 m_x)^{1/2}$ na região de alta energia que não foi incluída nas figuras, e que identificamos como a oscilação de plasma dos pares de elétrons e buracos.

A Fig.(IV.6) mostra a posição dos picos das duas bandas de frequência mais baixa (representada por pontos) além da curva obtida via regressão linear (linha cheia), indicando uma boa concordância entre estas. As posições coincidem com as frequências que correspondem muito aproximadamente aos zeros da parte real da função dielétrica, que é apresentada na Fig.(IV.7) para $n = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ e $Q = 10^4$ e 10^2 cm^{-1} .

Por apresentarem uma relação de dispersão linear, pode-se identificar as excitações coletivas, que produzem as duas bandas de baixa frequência no espectro do espalhamento Raman como plasmons acústicos.

Podemos mostrar que escrevendo a relação de dispersão como $\omega_{Ah} = S_h Q$ e $\omega_{Ae} = S_e Q$, podemos determinar aproximadamente as velocidades de grupo. Considerando que no caso de uma sistema de partículas com interação via uma potencial $V(Q)$, na R.P.A. e no limite de pequenos números de onda, se pode mostrar (42) que existe uma excitação coletiva com frequência dada por:

$$\omega_{col}^2 = (n/m) Q^2 V(Q) \quad (IV.40)$$

sendo m a sua massa e n sua concentração.

No nosso caso, se consideramos o potencial coulombiano sem efeito de blindagem, ou seja $V(Q) = 4\pi e^2 / Q^2 \epsilon_0$, e fazendo

$m = m_x$, obtemos $\Omega_{PL}^2 = \frac{4\pi n e^2}{\epsilon_0 m_x}$, que corresponde a frequência de plasma

óptico esperada.

Por outro lado, se tomamos o potencial coulombiano blindado por um fator de Thomas-Fermi (Λ_{TF}), encontramos no limite $Q \rightarrow 0$.

$$V(Q) = \frac{4\pi e^2}{Q^2 + \Lambda_{TF}^{-2}} \cong 4\pi e^2 \Lambda_{TF}^2 \quad (IV.41)$$

sendo $\Lambda_{TF} = (\epsilon_0 (V_F^e)^2 / 12\pi n e^2)^{1/2} (m_e m_x / m_h)^{1/2}$.

Para $m = m_e$ (massa do elétron) temos:

$$\omega_{Ae}^2 = \frac{n}{m_e} Q^2 4\pi e^2 \Lambda_{TF}^2 = \frac{V_F^e{}^2}{3} \left(\frac{m_x}{m_h}\right) Q^2$$

$$\omega_{Ae} = \frac{V_F^e}{\sqrt{3}} \left(\frac{m_x}{m_h}\right)^{1/2} Q \quad (IV.42)$$

Para $m = m_h$ temos:

$$\omega_{Ah} = \frac{V_F^e}{\sqrt{3}} \left(\frac{m_x m_e}{m_h^2}\right)^{1/2} Q \quad (IV.43)$$

Substituindo em (IV.42) e (IV.43) os parâmetros característicos do GaAs obtemos que:

$$\omega_{Ae} = 0.2 Q V_F^e \quad \text{e} \quad \omega_{Ah} = 0.08 Q V_F^e.$$

Estes números coincidem com muito boa aproximação com os

resultados obtidos a partir da Fig.(IV.6).

Assim, as velocidades de grupo são:

$$S_e = V_F^e \left(\frac{m_x}{3 m_h} \right)^{1/2} \quad e \quad S_h = V_F^e \left(\frac{m_e m_x}{3 m_h^2} \right)^{1/2}$$

ou

$$S_e = \frac{\omega_{Ah}}{\sqrt{3} \Omega_{PL}} V_F^e = \Lambda_{TF} \omega_{Ae} V_F^e \quad (IV.44)$$

$$S_h = \frac{(\omega_{Ah})^2}{\sqrt{3} \Omega_{PL} \omega_{Ae}} V_F^e = \Lambda_{TF} \omega_{Ah} V_F^e \quad (IV.45)$$

Dessa maneira podemos afirmar que $S_h < V_F^h < S_e < V_F^e$. E os três picos podem então ser identificados.

i) Para altas frequências $V(Q)$ é tomado como o potencial coulombiano sem efeito de blindagem, com $m = m_x$, obtemos a usual frequência de plasma Ω_{PL} (óptico).

ii) Para baixas frequências (isto é, a região correspondente ao contínuo de excitações elementares de quasi-partículas) $V(Q)$ é considerado como potencial blindado,

$$V(Q) = 4\pi e^2 / (Q^2 + \Lambda_{TF}^{-2}) \cong 4\pi e^2 \Lambda_{TF}^2$$

(para $\Lambda_{TF}^2 Q^2 \ll 1$), e fazendo $m = m_e$ obtemos ω_{Ae} .

iii) Com um procedimento similar ao anterior, fazendo agora $m = m_h$, obtemos ω_{Ah} .

Podemos então determinar a existência de três movimentos coletivos num plasma duplo fotoinjettato, que são:

a) a usual onda de plasma (óptico) correspondendo ao movimento

relativo de elétrons e buracos interagindo através de uma interação coulombiana não blindada.

b) As duas excitações de baixa frequência correspondendo a oscilações do sistema de elétrons (ω_{Ah}) e oscilações do sistema de buracos (ω_{Ae}) com os portadores interagindo através da interação coulombiana blindada.

Observar que com $m_x \cong m_e$, o ramo acústico para frequência ω_{Ah} coincide com o valor sugerido por Pines e co-autores, que descreve o movimento de partículas pesadas interagindo através de um potencial blindado pelas partículas leves. Nossos resultados, diferem da conjectura de Pines no sentido de que achamos dois modos acústicos em lugar de um, cada um deles associado ao movimento coletivo, com relação de dispersão linear, referente a cada tipo de portador.

Outra característica desses plasmas acústicos pode ser notada quando Q (momento transferido) diminui. As duas bandas referentes aos plasmas acústicos no espectro Raman juntam-se (fundem-se) e desaparecem, formando uma terceira banda larga que situa-se entre os ramos de plasma óptico e acústico. Isto fica bem claro na Fig. (IV.6), para o caso de $Q = 10^2 \text{ cm}^{-1}$. Neste caso a parte real da função dielétrica tem apenas um zero para $\omega / Q V_f^*$ aproximadamente igual a 0.8, e o espectro Raman correspondente tem a forma e tamanho característico de contribuições oriundas das excitações elementares de quasi-partículas. Esta banda pode então ser caracterizada como correspondendo a um contínuo de excitações de quasi-partículas.

Analisamos também nas Fig. (IV.8) a (IV.10) os efeitos da

variação da concentração como também o efeito do aumento da temperatura do sistema para o espectro de excitações.

Concluir que com aumento da concentração a forma geral do espectro Raman permanece similar aquelas mostradas nas Fig.(IV.3) a (IV.5), pois as bandas de plasmas acústicos fundem-se em um contínuo de quasi-partículas, porém o valor de Q é menor que no caso anterior, conforme ilustra a comparação entre as figuras (IV.4) e (IV.9).

Com o aumento da temperatura o comportamento do espectro repete a mesma tendência para ser formado por um contínuo de excitações de quasi-partículas .

Finalmente, podemos notar que os efeitos da iluminação contínua do laser e de recombinação desempenham um papel crucial em nossas análises, os quais estão refletidos nos coeficientes

$B_{\vec{k},\vec{q}}^{*(h)}$ conforme a Eq.(IV.15).

Se fizermos estes $B_{\vec{k},\vec{q}}^{*(h)}$ iguais a zero, encontramos um

comportamento já esperado para modos coletivos, ou seja, um comportamento de um gás duplo descrito pela função dielétrica de Lindhard.

Existem estudos dos modos coletivos acústicos no plasma fotoexcitado em GaAs (49 a 53), onde destacamos o trabalho experimental de Pinczuk e outros (49). Estes autores observam (vide Fig. IV.14) um modo a ser caracterizado como plasmon acústico, e que o relacionam com aquele conjecturado por Pines (45). Tal detecção é particularmente difícil, já que as intensidades de espalhamento são fracas a temperaturas baixas e à

medida que a temperatura cresce a banda, devido a quasi-partículas, virá a cobrir as bandas devidas aos plasmons acústicos. O pico de menor energia não é observável nos espectros da ref (40)já que sua intensidade ,conforme foi mostrada na Fig.(IV.3) é muito menor do que aquela do pico de maior energia , que já é de difícil detecção no experimento.

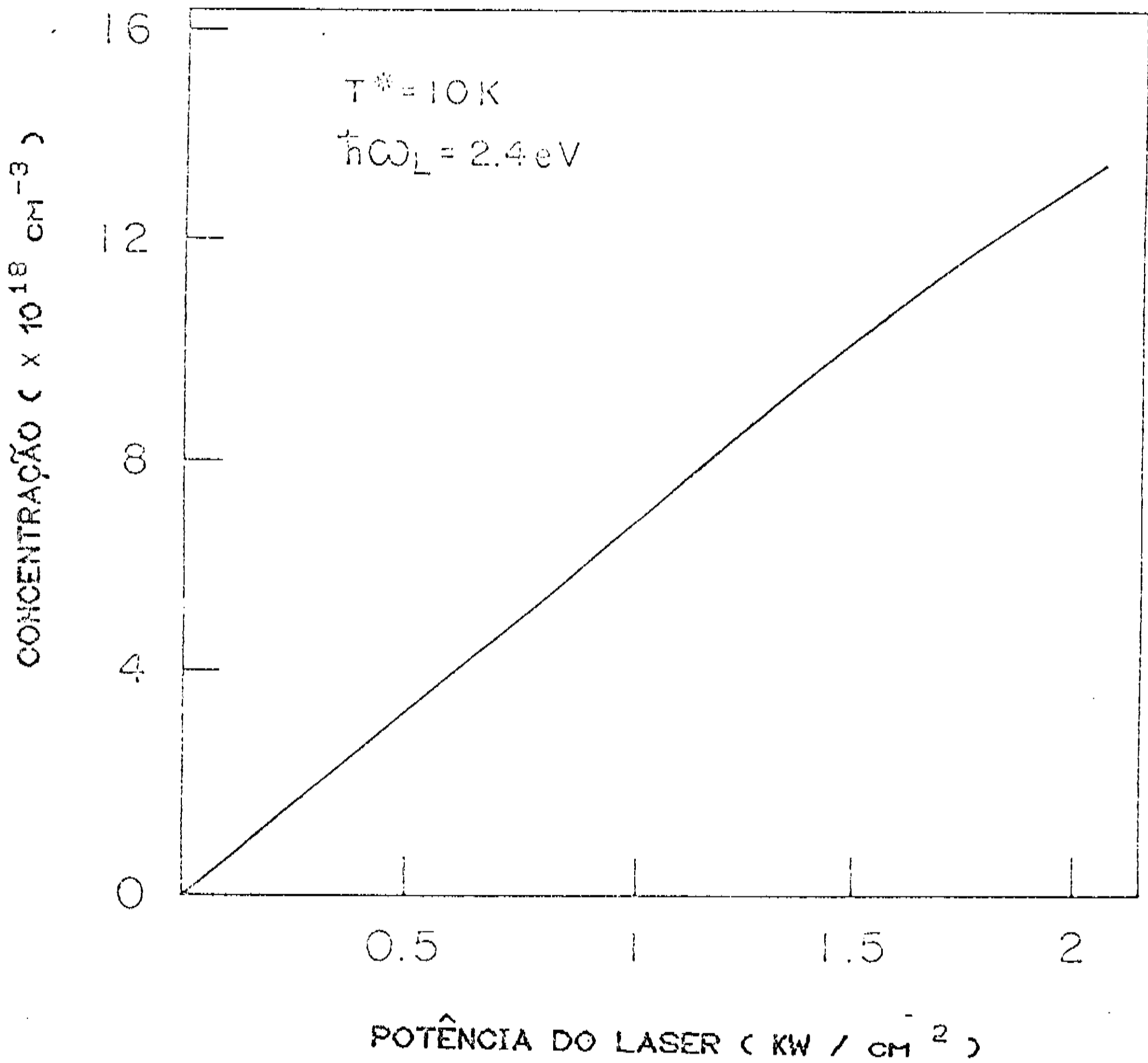


FIG. IV.2- Concentração de portadores fotoinjectados em função da potência do Laser incidente, com uma energia do fóton de 2.4 eV, para uma quasi-temperatura de 10 K.

SECÇÃO DE ESPALHAMENTO RAMAN (U.A.)

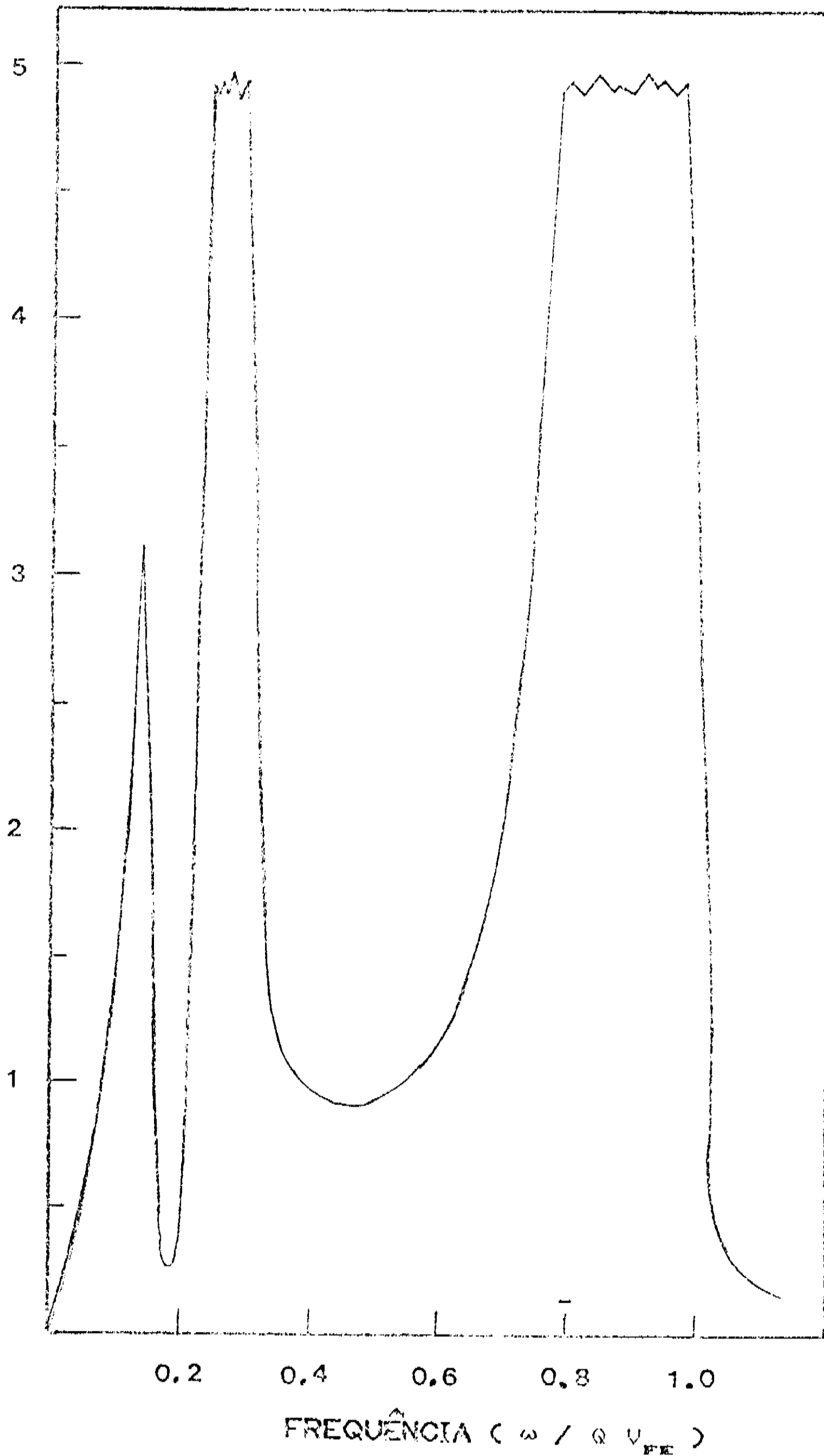


FIG. IV.3- Secção de espalhamento Raman ($\times 10^{-6}$), em função da frequência normalizada a QV_F^0 , para uma concentração fotoinjectada de 10^{16} cm^{-3} e $Q = 10^4 \text{ cm}^{-1}$.

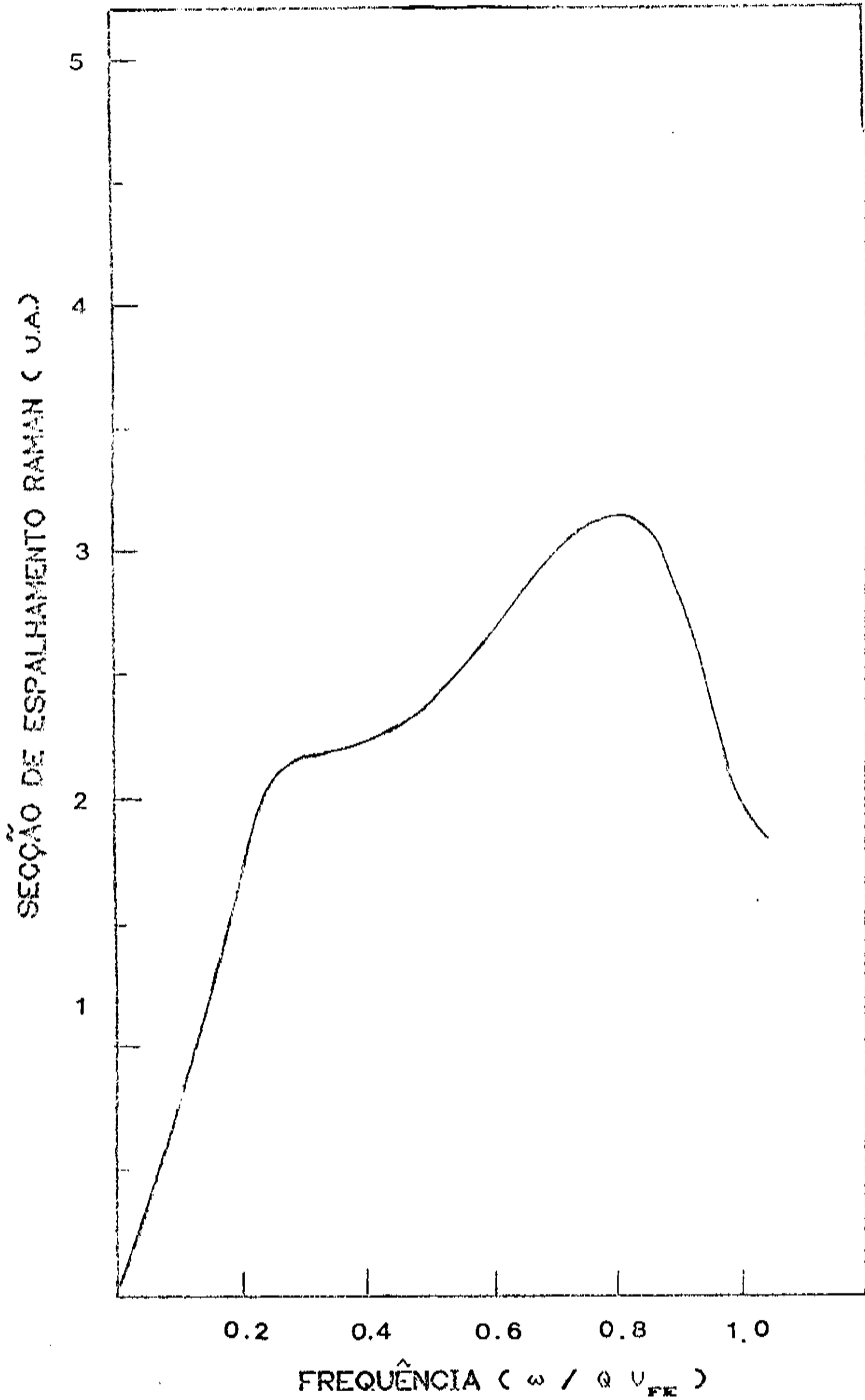


FIG. IV.4- Secção de espalhamento Raman ($\times 8 \cdot 10^{-29}$), em função da frequência normalizada a QV_F^* , para uma concentração fotoinjettata de 10^{16} cm^{-3} e $Q = 10^2 \text{ cm}^{-1}$.

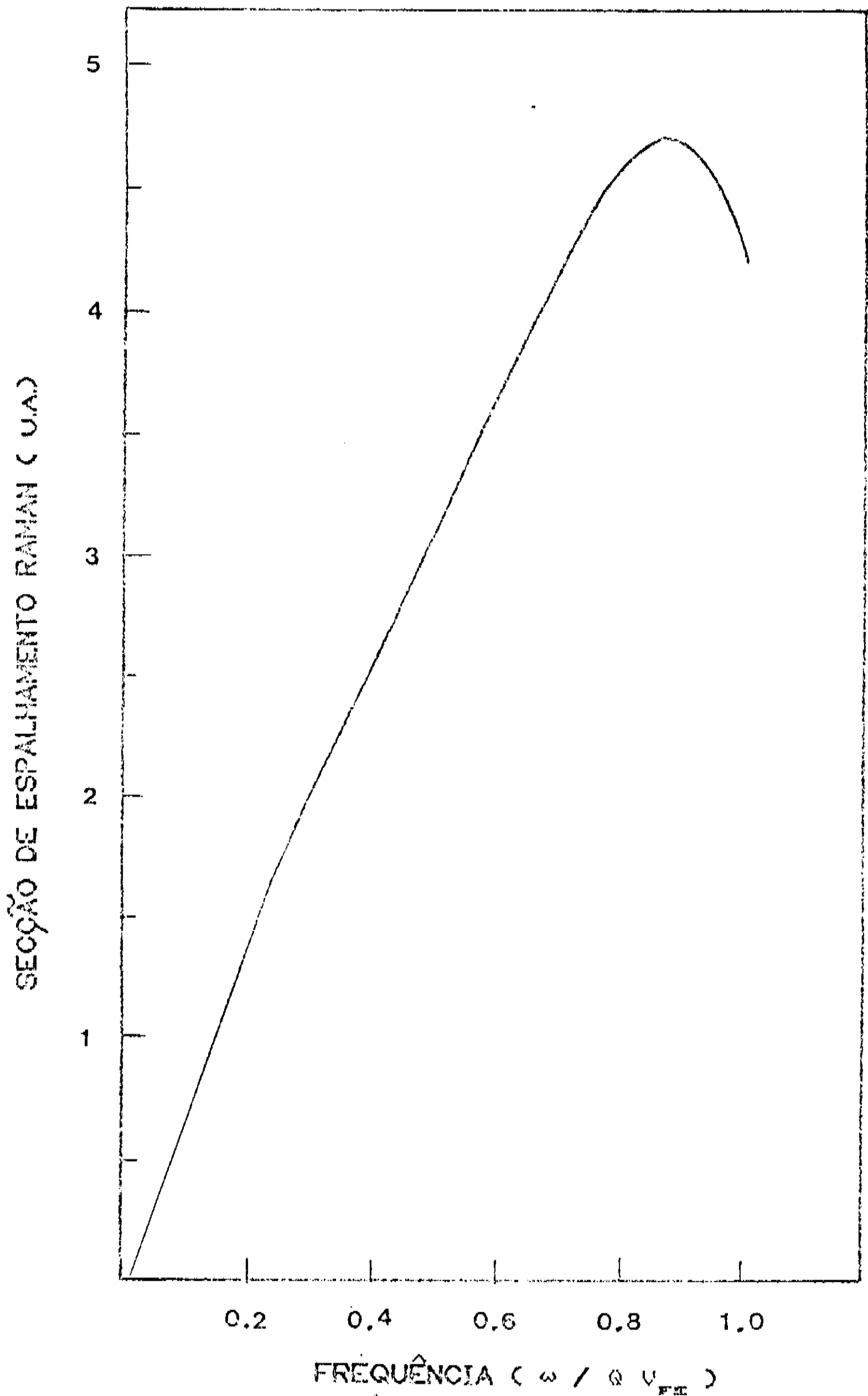


FIG. IV.5- Secção de espalhamento Raman ($\times 1,6 \cdot 10^{-9}$) em função da frequência normalizada a QV_F^e , para uma concentração fotoinjjetada de 10^{16} cm^{-3} e $Q = 50 \text{ cm}^{-1}$.

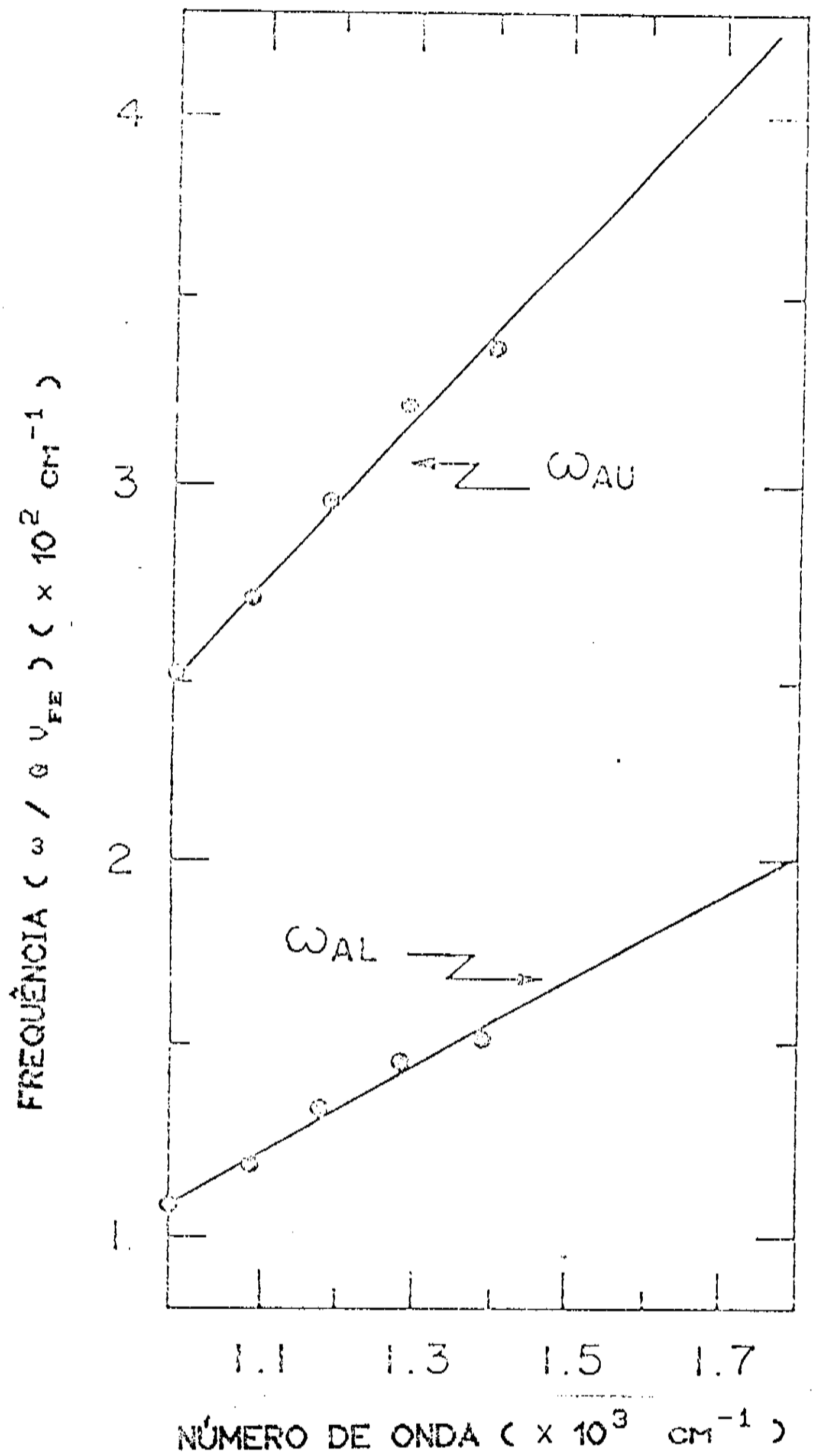


FIG. IV.6- Relação de dispersão dos plasmons acústicos. Os pontos se referem as posições dos picos no espectro Raman. A linha cheia foi obtida por regressão linear.

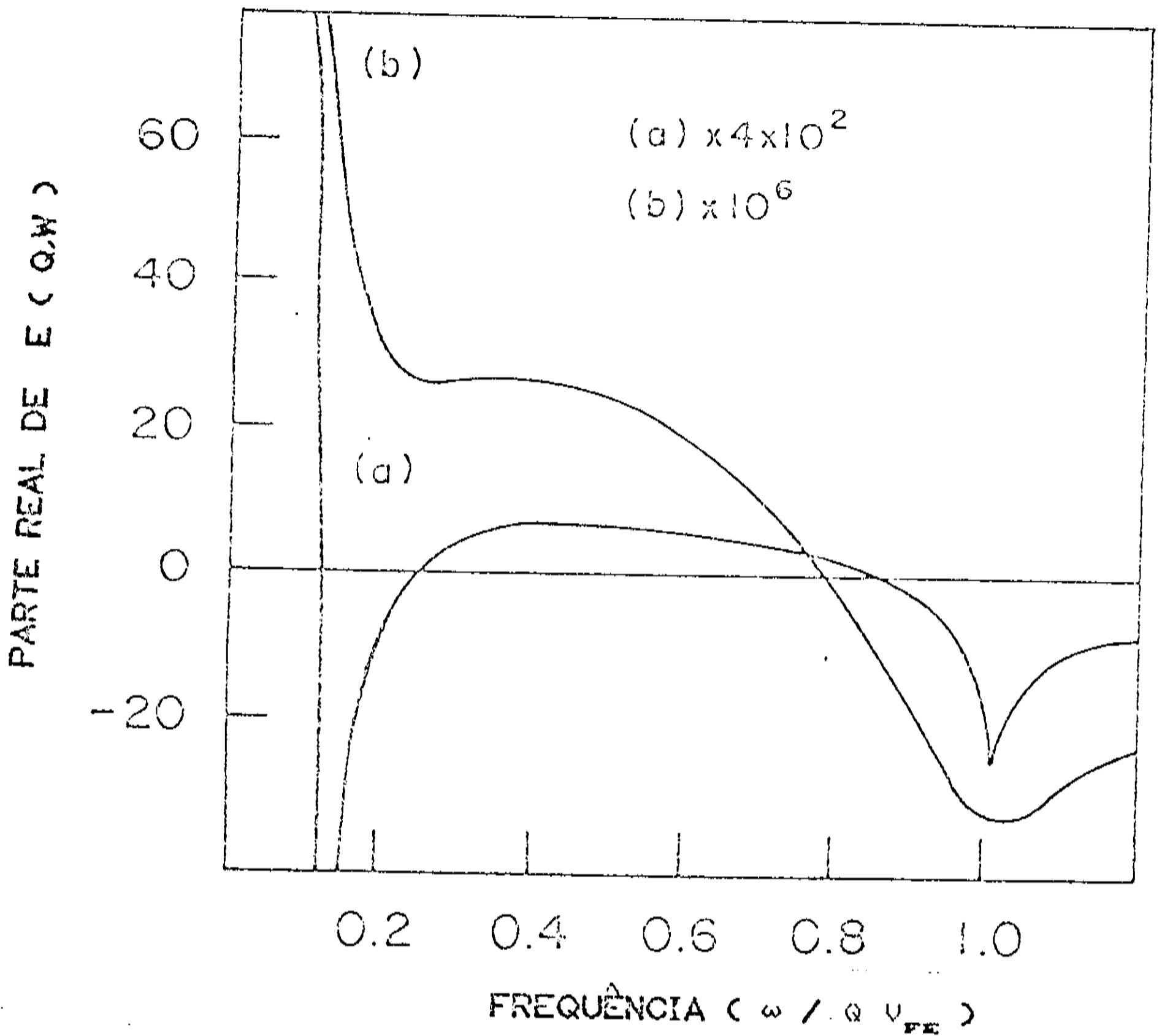


FIG. IV.7- Parte real da função dielétrica em função da frequência. (a) $Q = 10^4 \text{ cm}^{-1}$ e (b) $Q = 10^2 \text{ cm}^{-1}$, para uma concentração de 10^{16} cm^{-3} .

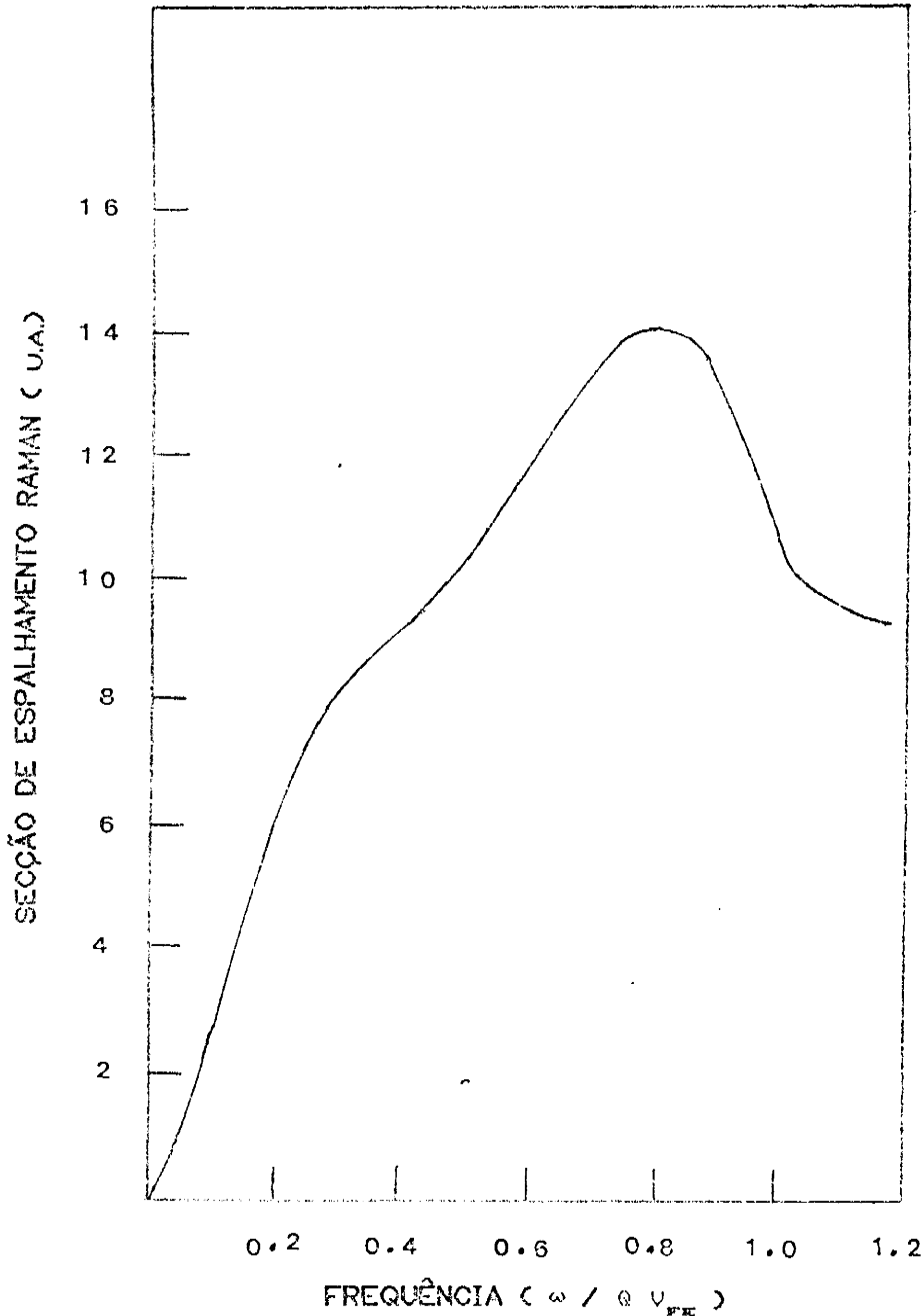


FIG. IV.8 -Secção de espalhamento Raman em função da frequência normalizada a QV_F^* , para uma concentração fotoinjjetada de 10^{19} cm^{-3} e $Q = 50 \text{ cm}^{-1}$.

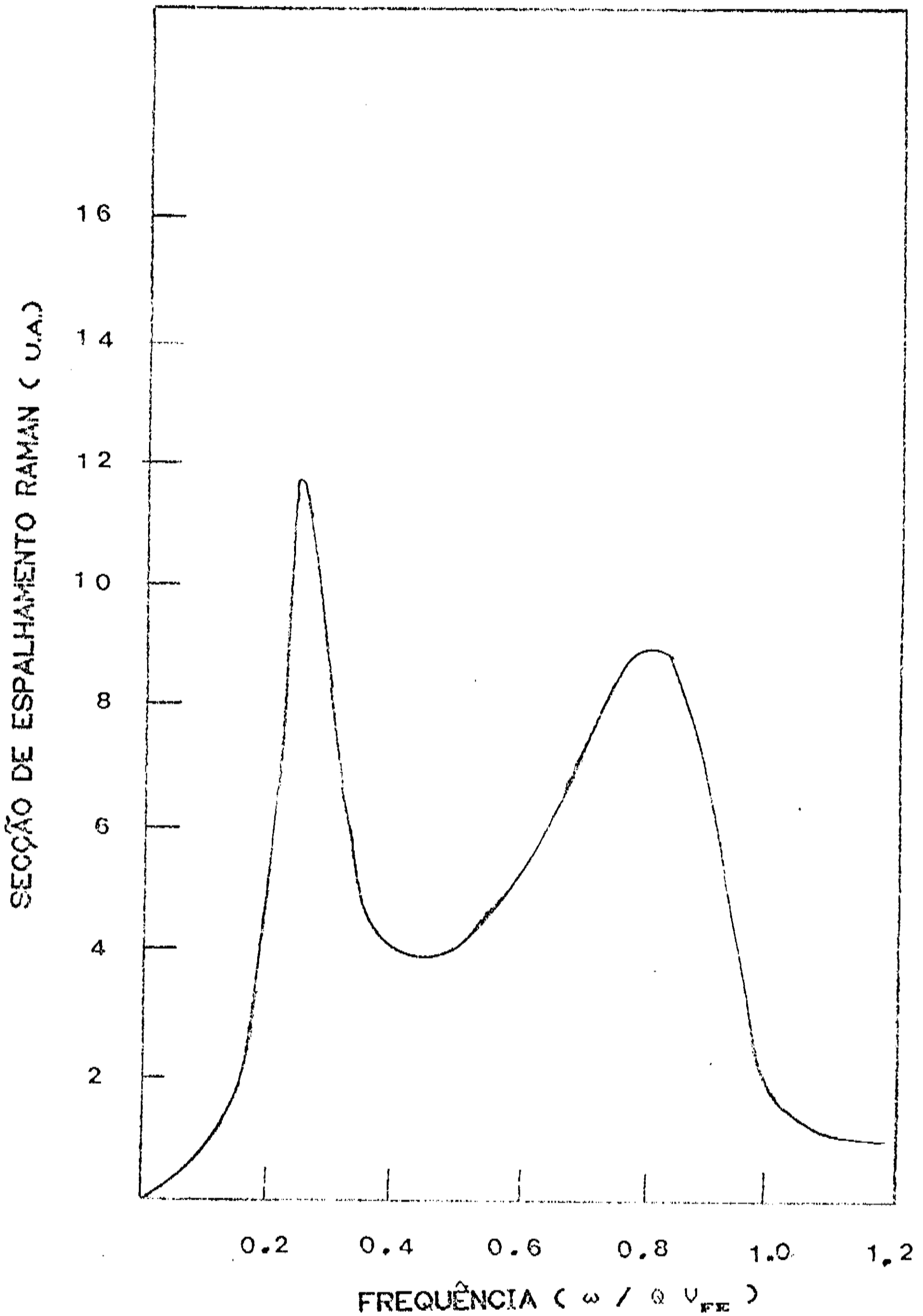


FIG. IV.9 -Secção de espalhamento Raman em função da frequência normalizada a QV_F^* , para uma concentração fotoinjectada de 10^{19} cm^{-3} e $Q = 100\text{cm}^{-1}$.

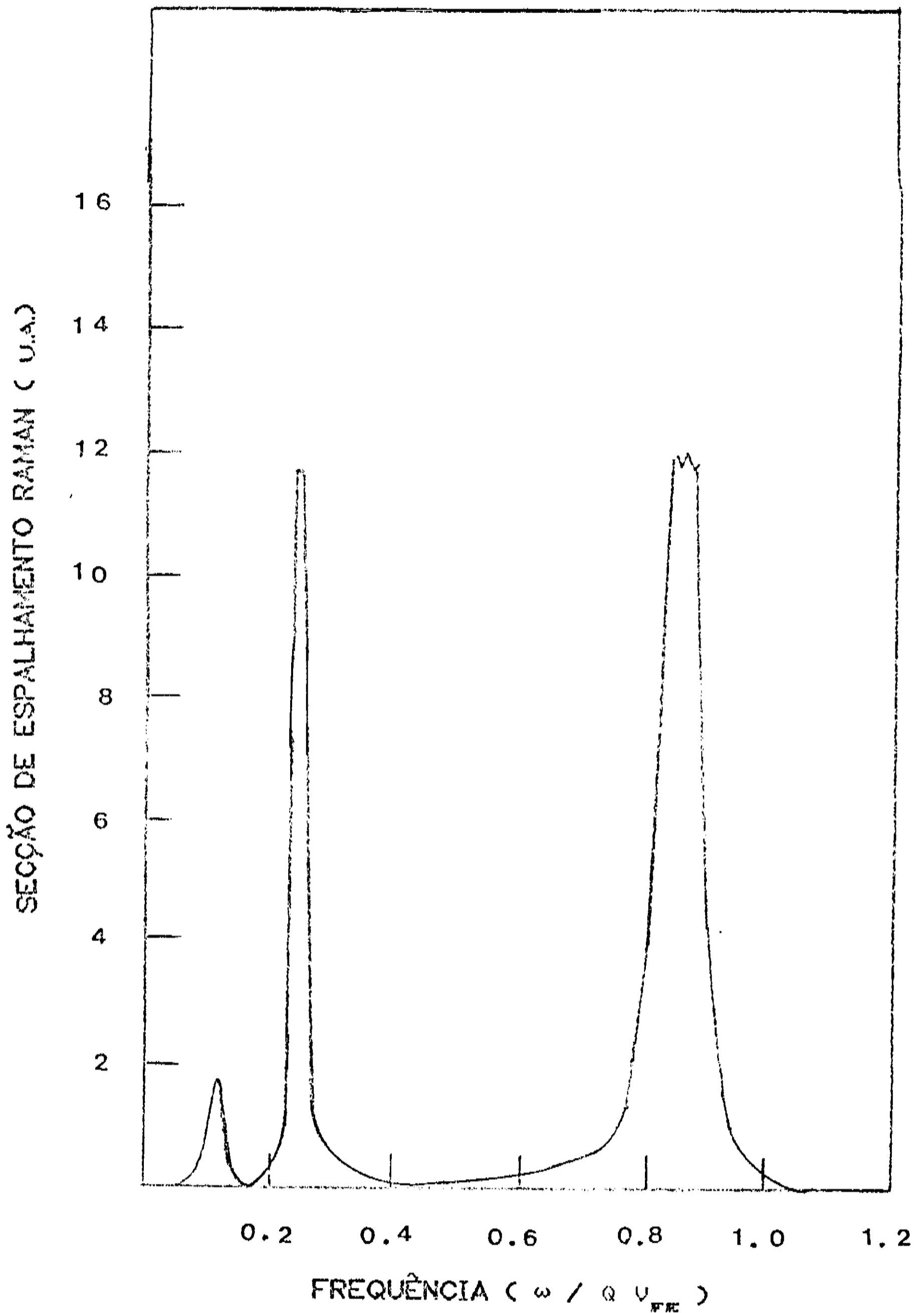


FIG. IV.10 -Secção de espalhamento Raman em função da frequência normalizada a QV_F^* , para uma concentração fotoinjectada de 10^{19} cm^{-3} e $Q = 10000 \text{ cm}^{-1}$.

SEÇÃO DE ESPALHAMENTO RAMAN (U.A.)

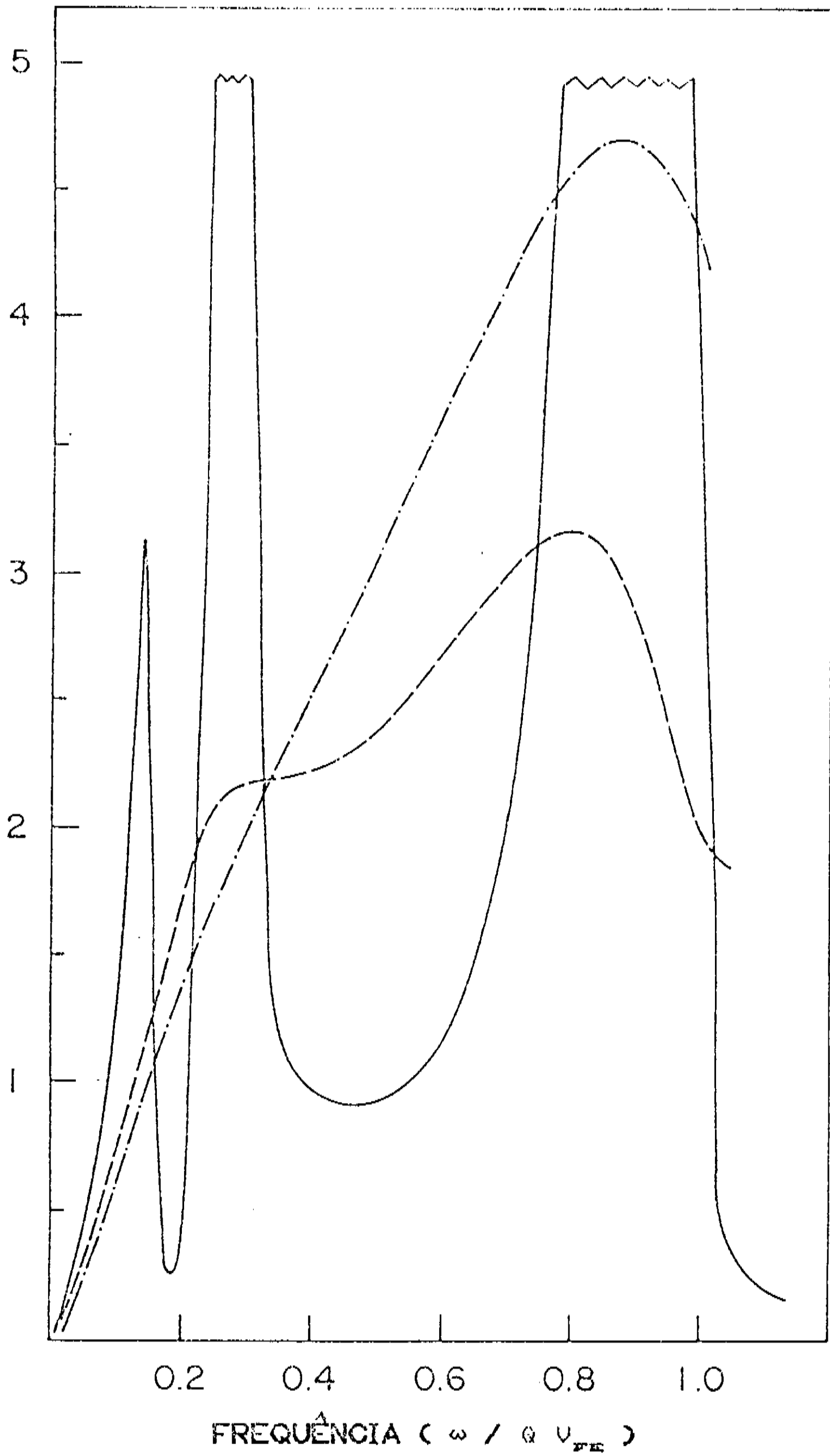


FIG. IV.11 - Apresentamos os gráficos IV.3,4 e 5 superpostos , para $n=10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

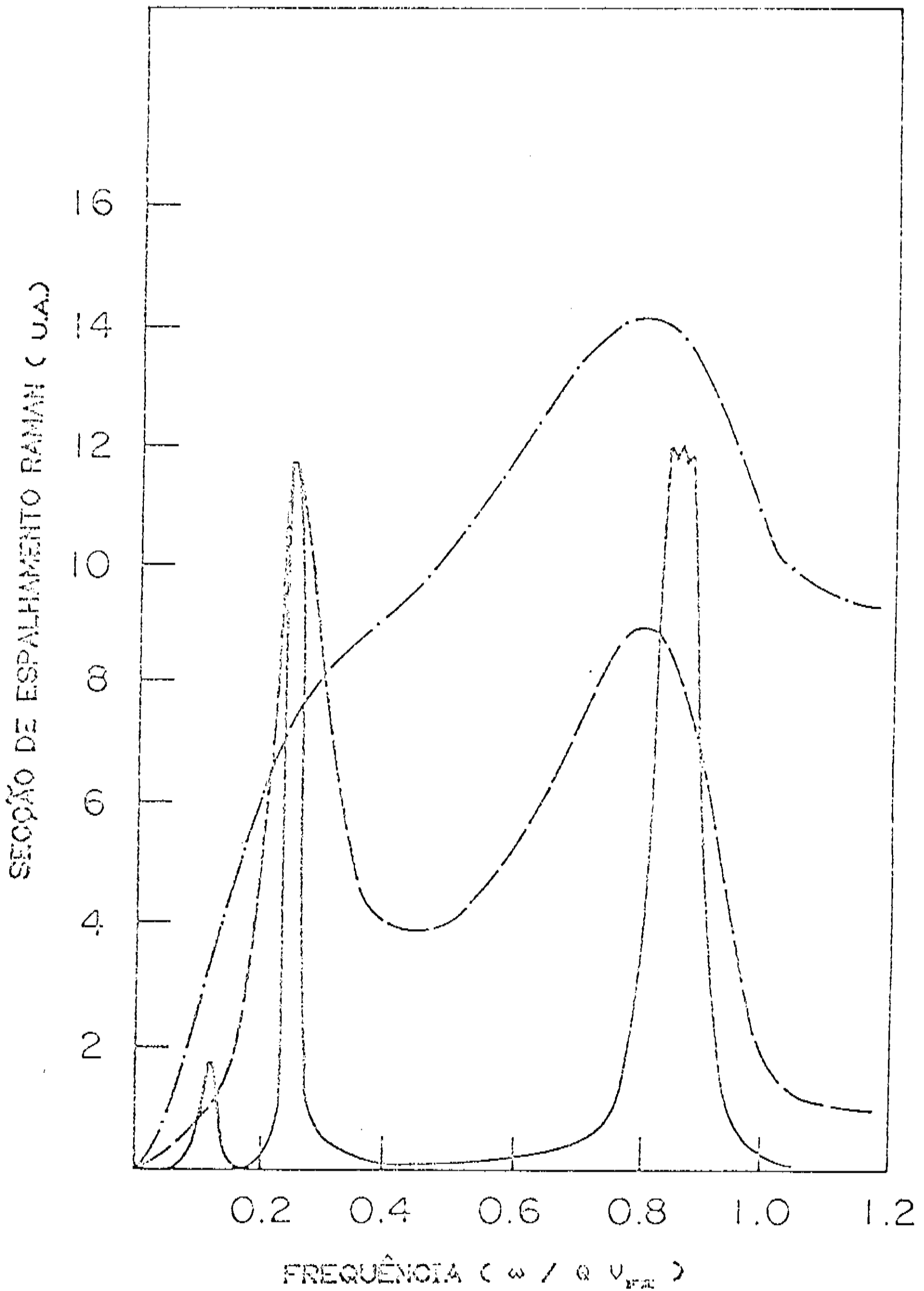


FIG. IV.12- Apresentamos os gráficos IV.8,9 e 10 superpostos , $n=10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

SEÇÃO DE ESPALHAMENTO RAMAN (U.A.)

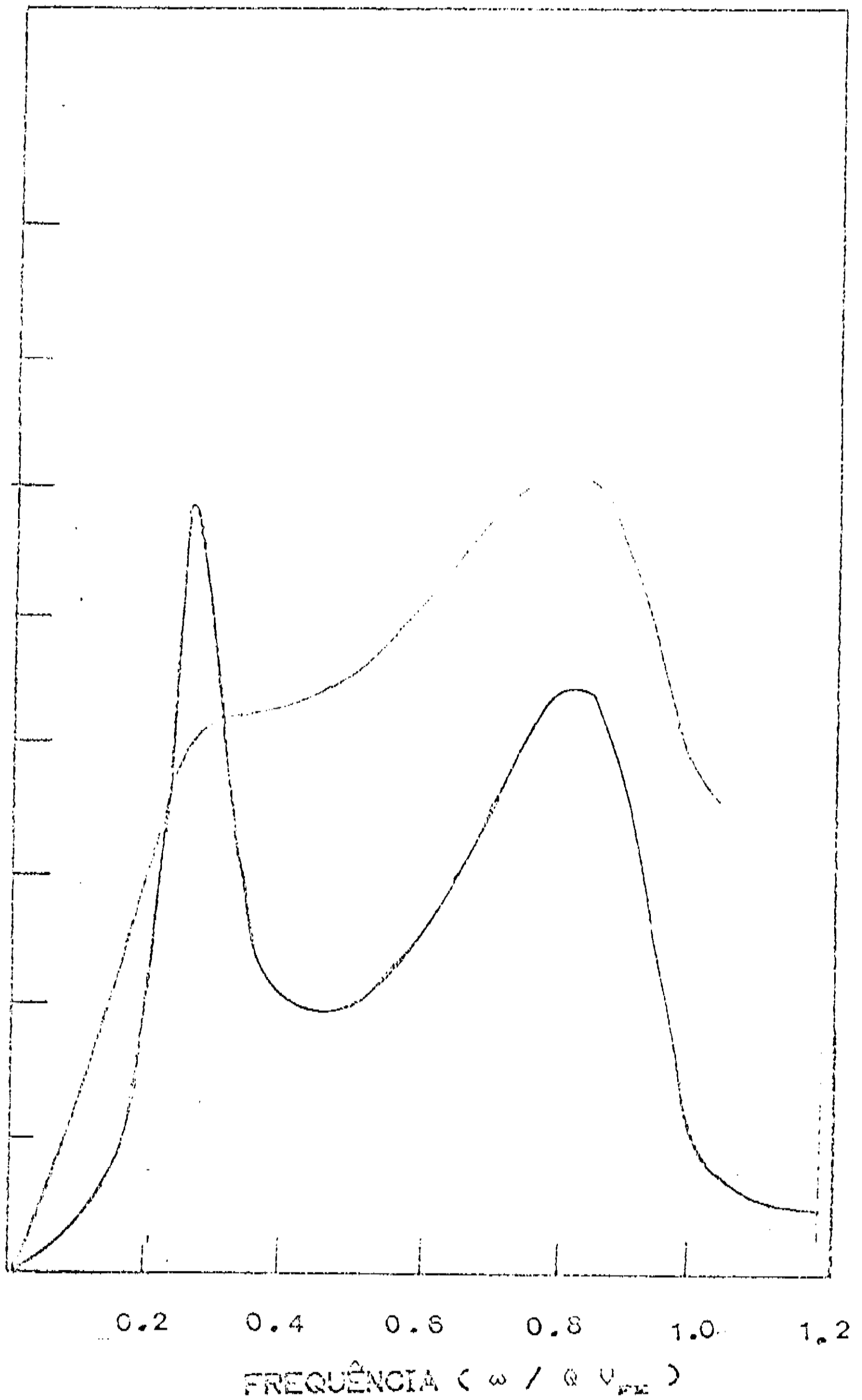


Fig. IV.13- Apresentamos os gráficos IV.4 e 8 superpostos.

SECÇÃO DE ESPALHAMENTO RAMAN (U. A.)

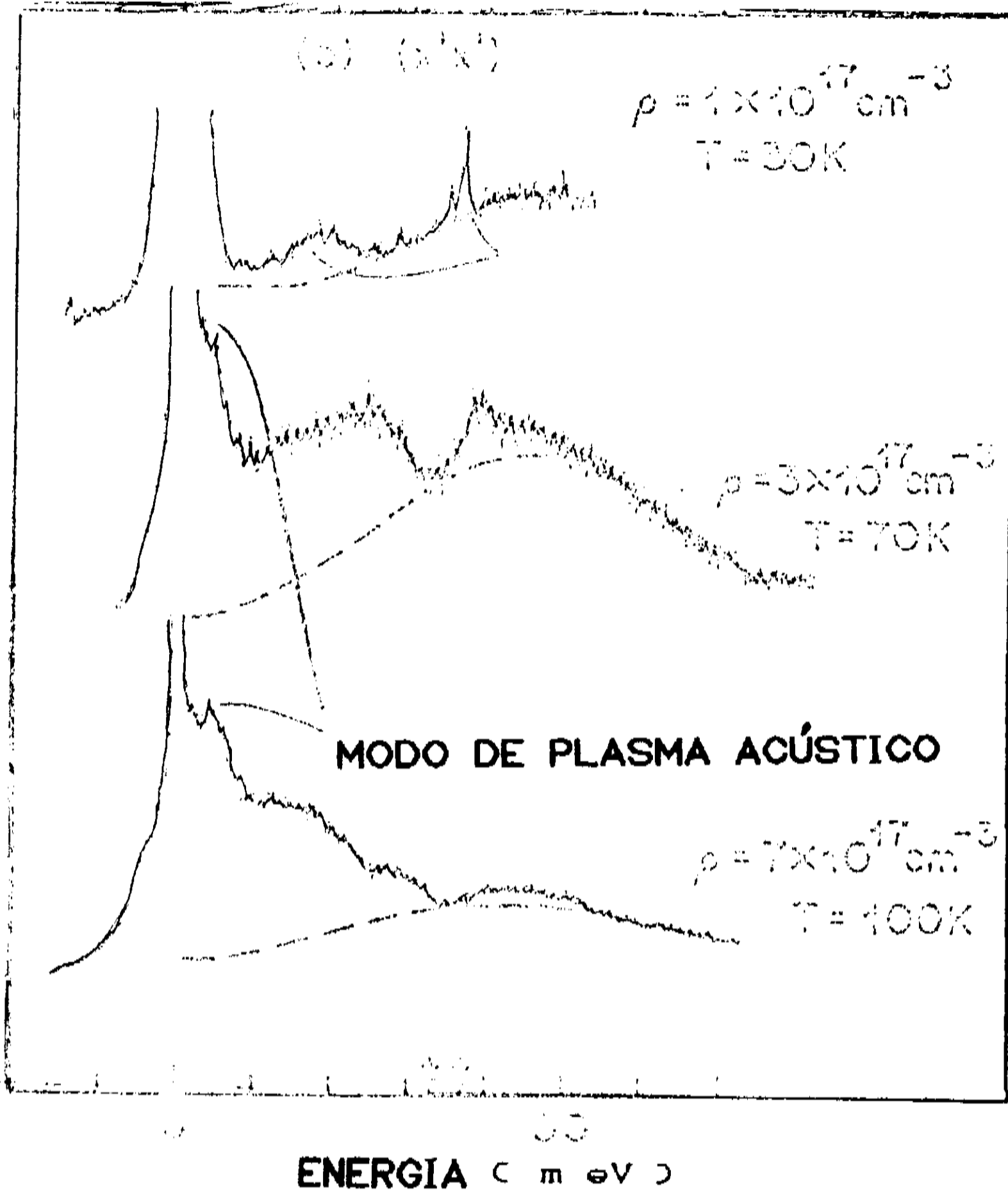


FIG. IV.14 -Secção de espalhamento Raman em função da energia, para diversas concentrações e temperaturas, evidenciando o modo de plasma acústico, conforme ref. 49

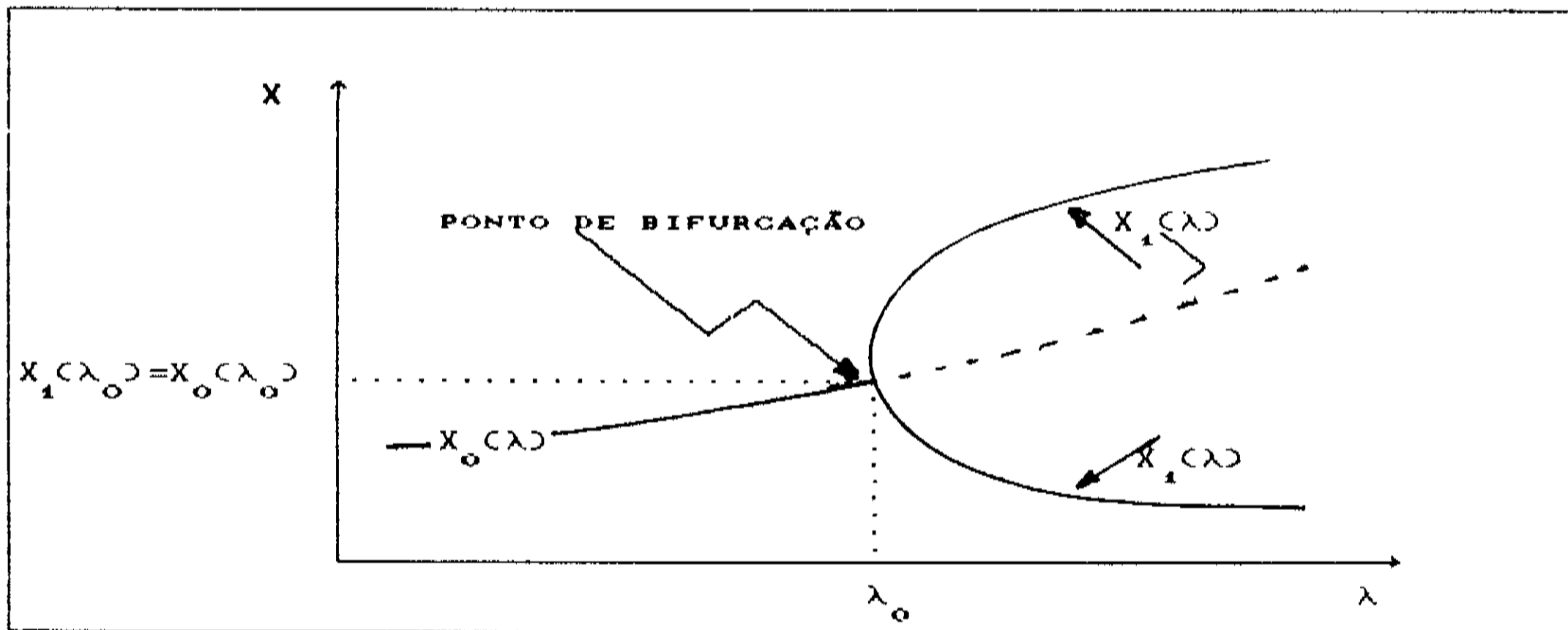
V - ANÁLISE DE ESTABILIDADE- FORMAÇÃO DE UM ESTADO ORDENADO

Durante as últimas décadas tem crescido bastante o interesse na área da Física não-linear , particularmente pelos fenômenos associados com aparecimento de oscilações regulares ou ordenamento espacial em sistemas inicialmente homogêneos sem a presença de um agente externo organizador, capaz de estabelecer o tipo de ordenação.

A criação de ordem ocorre longe do equilíbrio ,sendo que esses sistemas obedecem a leis de evolução não-lineares. Nesses casos, o surgimento espontâneo da ordem é acompanhado por uma instabilidade dos estados desordenados. Esta por sua vez, origina-se nas flutuações do sistema. Assim, uma flutuação que normalmente é seguida por uma resposta que leva o sistema de volta ao estado não perturbado pode, ao contrário, ser amplificada a ponto de formar uma nova estrutura. A nova estrutura criada sob condições de não-equilíbrio, é assim mantida através de um efeito de troca de energia e matéria com o meio exterior. Prigogine (54,55) denominou-a de estrutura dissipativa.

Essa estrutura é o resultado da instabilidade do sistema, ou seja, é uma nova solução do sistema que emerge da solução anterior. Esse processo de ramificações de soluções é denominado de bifurcação, sendo usado para descrever qualquer situação na qual características físicas ou qualitativas de um objeto em estudo variam de acordo com os parâmetros que regulam a evolução do objeto em questão.

A Figura seguinte exemplifica esse comportamento, onde consideramos um ramo de solução $X(\lambda)$, onde λ é um parâmetro para o qual o ponto $(\lambda_0, X(\lambda_0))$ é um ponto de bifurcação. Deste emerge uma nova solução $X_1(\lambda)$.



Em outras palavras, a formação de estruturas dissipativas ocorre após o ramo de soluções sofrer uma bifurcação,

levando então o sistema a apresentar uma nova solução que se mostra, nestes casos, auto-organizada com relação a solução anterior.

Neste capítulo consideraremos a possibilidade de ocorrência de organização a nível macroscópico em um plasma semiconductor polar e sob contínua iluminação de um laser. Trataremos ainda da possibilidade dos estados estacionários homogêneos (descritos no Cap III) tornarem-se instáveis, à medida que a intensidade do laser I_L , for variada. Para tal fim, consideraremos uma pequena flutuação estacionária na densidade de carga dos portadores $n(\vec{Q})$ e verificaremos sob quais condições esta flutuação pode se amplificar. Em consequência dar-se-á a formação de estrutura dissipativa, à qual nos referimos como uma transição morfológica, onde a fonte externa (laser), agindo sobre os portadores, força o afastamento das distribuições de excitações elementares de seus valores de equilíbrio para novos valores compatíveis com os vínculos impostos.

Provaremos então as condições pelas quais exista uma solução $n(\vec{Q}) \neq 0$, onde

$$n(\vec{Q}) = \sum_{\vec{k}} [n_{\vec{k}, \vec{Q}}^e + n_{\vec{k}, \vec{Q}}^h] \quad (V.1)$$

com $n_{\vec{k}, \vec{Q}}^{e(h)}$ dados pelas Eqs. (IV.4) e (IV.5). Em consequência incorporamos tais quantidades como variáveis de base, e o OENE auxiliar fica dado pela Eq. (IV.6). A solução homogênea estacionária corresponde a $n(\vec{Q}) = 0$, (isto é, $n_{\vec{k}, \vec{Q}}^{e(h)} = 0$) cuja

estabilidade estudamos pelo método da análise linear (2,53).

Escrevemos primeiro as equações de evolução completa para estas quantidades com base no método (MOENE), o que leva para as Eqs. (IV.17) e (IV.18) já obtidas, onde temos $r_0 = 0$, isto é:

Para os elétrons, obtivemos :

$$\frac{\partial n_{\vec{k}, \vec{a}}^e(t)}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} \left\{ \Delta E_{\vec{k}, \vec{a}}^e n_{\vec{k}, \vec{a}}^e - 2 V(\vec{Q}) \Delta f_{\vec{k}, \vec{a}}^e n(\vec{Q}) \right\} + B_{\vec{k}, \vec{a}}^h n_{\vec{k}, \vec{a}}^h - B_{\vec{k}, \vec{a}}^e n_{\vec{k}, \vec{a}}^e + N_L \quad (V.2a)$$

e, para os buracos.

$$\frac{\partial n_{\vec{k}, \vec{a}}^h(t)}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} \left\{ \Delta E_{\vec{k}, \vec{a}}^h n_{\vec{k}, \vec{a}}^h - 2 V(\vec{Q}) \Delta f_{\vec{k}, \vec{a}}^h n(\vec{Q}) \right\} + B_{\vec{k}, \vec{a}}^e n_{\vec{k}, \vec{a}}^e - B_{\vec{k}, \vec{a}}^h n_{\vec{k}, \vec{a}}^h + N_L \quad (V.2b)$$

onde N_L envolve todos os termos não-lineares dados nas Eqs. (IV.21) e (IV.22).

Chamamos mais uma vez a atenção para o fato de que os termos $B^{e(h)}$ incorporam efeitos da recombinação radioativa, efeitos oriundos da fonte excitadora (laser) e a interação portadores-fônons. Esta última produz efeitos de relaxação muito menores que os outros, sendo portanto negligenciáveis, como já discutimos no capítulo anterior. Os termos $B^{e(h)}$ estão dados pela Eq. (IV.39).

A solução estacionária (pontos fixos) para o conjunto de Eq(V.2), corresponde a $n_{\vec{k}, \vec{a}}^{e(h)} = 0$ (ou $n(\vec{Q})=0$), que representam o

estado homogêneo. As equações linearizadas em torno do estado estacionário, conforme requer a análise linear (56), são as Eqs. (V.2), com os termos $N_L = 0$ e os $f_{\vec{k}}^{e(h)}$ resultam distribuições de Fermi-Dirac.

Consideramos uma solução do tipo :

$$n_{\vec{k}, \vec{Q}}^{e(h)}(t) = n_{\vec{k}, \vec{Q}}^{e(h)} \exp(\lambda t) \quad (V.3)$$

com $\lambda = (\alpha + i\omega)$, com o qual obtemos

$$n_{\vec{k}, \vec{Q}}^h = \frac{\begin{vmatrix} \varphi_{\vec{k}, \vec{Q}}^h & (\xi_{\vec{k}, \vec{Q}}^h - \lambda) \\ -\varphi_{\vec{k}, \vec{Q}}^e & B_{\vec{k}, \vec{Q}}^h \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} B_{\vec{k}, \vec{Q}}^e & (\xi_{\vec{k}, \vec{Q}}^h - \lambda) \\ (\xi_{\vec{k}, \vec{Q}}^e - \lambda) & B_{\vec{k}, \vec{Q}}^h \end{vmatrix}} n(Q) \quad (V.4)$$

$$n_{\vec{k}, \vec{Q}}^e = \frac{\begin{vmatrix} B_{\vec{k}, \vec{Q}}^e & \varphi_{\vec{k}, \vec{Q}}^h \\ (\xi_{\vec{k}, \vec{Q}}^e - \lambda) & -\varphi_{\vec{k}, \vec{Q}}^e \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} B_{\vec{k}, \vec{Q}}^e & (\xi_{\vec{k}, \vec{Q}}^h - \lambda) \\ (\xi_{\vec{k}, \vec{Q}}^e - \lambda) & B_{\vec{k}, \vec{Q}}^h \end{vmatrix}} n(Q) \quad (V.5)$$

(observamos que como no ponto fixo $n_{\vec{k}, \vec{Q}}^{e(h)} = 0$, a variação em torno deste ponto é o próprio $n_{\vec{k}, \vec{Q}}^{e(h)}$). As quantidades $\xi_{\vec{k}, \vec{Q}}^{e(h)}$ e $\varphi_{\vec{k}, \vec{Q}}^{h(e)}$ estão apresentadas nas Eqs. (IV.26a) a (IV.26c)

Somando as duas soluções e, em continuação, somando sobre \vec{k} , obtemos as equações para os autovalores.

$$n(\vec{Q}, \lambda) \left[1 - \sum_{\vec{k}} \left(\frac{N^{\circ}_{\vec{k}, \vec{Q}}(\lambda) + N^h_{\vec{k}, \vec{Q}}(\lambda)}{D_{\vec{k}, \vec{Q}}(\lambda)} \right) \right] = 0 \quad (\text{V. 6})$$

onde $N^{\circ(h)}_{\vec{k}, \vec{Q}}(\lambda)$ e $D_{\vec{k}, \vec{Q}}(\lambda)$ são dados nas Eqs (IV. 31)

substituindo ω por λ .

Consideraremos a possibilidade da existência de uma instabilidade frente a uma inhomogeneidade estática, e assim precisaremos analisar a existência de autovalor nulo do conjunto de equações linearizadas, isto é, olharemos para uma solução estática, correspondendo a $\omega = 0$, e um ponto de instabilidade, correspondente a $\alpha = 0$.

A Eq. (V. 6) com $\lambda = 0$ é:

$$n(\vec{Q}) \left\{ 1 - \sum_{\vec{k}} M(\vec{k}, \vec{Q}) D^{-1}(\vec{k}, \vec{Q}) \right\} = 0 \quad (\text{V. 7})$$

onde :

$$\begin{aligned} M(\vec{k}, \vec{Q}) = & i \frac{\Delta f^h}{\vec{k}, \vec{Q}} B^h_{\vec{k}, \vec{Q}} + i \frac{\Delta f^{\circ}}{\vec{k}, \vec{Q}} \left(i \frac{\Delta E^{\circ}}{\vec{k}, \vec{Q}} - B^h_{\vec{k}, \vec{Q}} \right) + \\ & - i \frac{\Delta f^{\circ}}{\vec{k}, \vec{Q}} B^{\circ}_{\vec{k}, \vec{Q}} + i \frac{\Delta f^h}{\vec{k}, \vec{Q}} \left(-i \frac{\Delta E^{\circ}}{\vec{k}, \vec{Q}} - B^{\circ}_{\vec{k}, \vec{Q}} \right) \end{aligned} \quad (\text{V. 8})$$

$$D(\vec{k}, \vec{Q}) = B^{\circ}_{\vec{k}, \vec{Q}} B^h_{\vec{k}, \vec{Q}} + \left(i \frac{\Delta E^{\circ}}{\vec{k}, \vec{Q}} - B^{\circ}_{\vec{k}, \vec{Q}} \right) \left(i \frac{\Delta E^h}{\vec{k}, \vec{Q}} - B^h_{\vec{k}, \vec{Q}} \right) \quad (\text{V. 9})$$

Comparando com os resultados do Cap IV observamos que o termo

entre chaves da Eq.(V.7) representa a função dielétrica $\epsilon(\vec{Q})$ do sistema de portadores na situação fora do equilíbrio para o regime estático. Como vimos esta função depende do vetor de onda \vec{Q} . Podemos assim reescrever a equação secular (V.7) da seguinte forma.

$$n(\vec{Q}) \epsilon(\vec{Q}) = 0 \quad (V.10)$$

Observamos, mais uma vez, que nesta equação, se a fonte externa é retirada, o que significa fazer $B^e = B^h = 0$, obtemos a constante dielétrica de Lindhart, calculada na aproximação de fase aleatória (RPA) para o gás de elétrons e buracos. Fazendo $n(\vec{Q}) = 0$, tem-se a solução trivial que corresponde ao estado uniforme. Por outro lado, se $n(\vec{Q}) \neq 0$ (ordenamento espacial), a solução será possível se $\epsilon(\vec{Q})$ for igual a zero. Neste caso sendo $\epsilon(\vec{Q})$ um numero complexo, a parte real e a parte imaginária são dadas por:

$$\text{Re } \epsilon(\vec{Q}) = 1 - \sum_{\vec{k}} A(\vec{k}, \vec{Q}) \cdot \epsilon^{-1}(\vec{k}, \vec{Q}) \quad (V.11)$$

$$\text{Im } \epsilon(\vec{Q}) = - \sum_{\vec{k}} G(\vec{k}, \vec{Q}) \cdot \epsilon^{-1}(\vec{k}, \vec{Q}) \quad (V.12)$$

onde

$$\begin{aligned} \mathbb{A}(\vec{k}, \vec{Q}) = & \left(\Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\circ} \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h + \Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^h + \Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^h \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\circ} \right) \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\circ} \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h + \\ & + \left(\Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^h - \Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\circ} \right) \left(B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\circ} + B_{\vec{k}, \vec{Q}}^h \right) \left(\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\circ} - \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\circ} B_{\vec{k}, \vec{Q}}^h \right) \end{aligned} \quad (\text{V.13})$$

$$\begin{aligned} \mathbb{G}(\vec{k}, \vec{Q}) = & - \left(\Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^h - \Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\circ} \right) \left(B_{\vec{k}, \vec{Q}}^h + B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\circ} \right) \left(\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\circ} + \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h \right) - \\ & - \left(\Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\circ} \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h + \Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^h \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\circ} \right) \left(\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\circ} - \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\circ} B_{\vec{k}, \vec{Q}}^h \right) \end{aligned} \quad (\text{V.14})$$

$$\mathbb{C}(\vec{k}, \vec{Q}) = \left(\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\circ} \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h \right)^2 + \left[\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h B_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\circ} - \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\circ} B_{\vec{k}, \vec{Q}}^h \right]^2 \quad (\text{V.15})$$

A parte imaginária de $\mathbb{E}(\vec{Q})$ é zero, pois esta é uma função ímpar em ω , (conforme mostramos no apêndice C). Assim, vamos analisar sobre que condições a parte real de $\mathbb{E}(\vec{Q})$ pode ser igual a zero.

Transformando o somatório em K na Eq V.11 em uma forma integral, e procedendo aos cálculos no limite de pequenos valores de Q , ou seja, fazendo

$$\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\circ(h)} = E_{\vec{k}, \vec{Q}}^{\circ(h)} - E_{\vec{k}}^{\circ(h)} = \vec{k} \cdot \vec{Q} / m_{e(h)}, \quad (\text{V.16})$$

obtemos:

$$\operatorname{Re} \{E(\vec{Q})\} = 1 - \frac{2 \frac{e}{\hbar}^2}{\epsilon_0 Q^2} \left[2^{1/2} \left(\frac{m^x}{\hbar^2} \right)^{3/2} I_1(Q) + \frac{m^x}{\hbar^2 Q} I_2(Q) \right] \quad (\text{V.17})$$

onde

$$I_1(Q) = \int_0^\infty dE E^{1/2} [f'_h(E) + f'_e(E)] [1 - C(E, Q)^{-1} \operatorname{arctg} C(E, Q)] \quad (\text{V.18})$$

e

$$I_2(Q) = \int_0^\infty dE [B_{\vec{k}, \vec{Q}}^e(E) + B_{\vec{k}, \vec{Q}}^h(E)] [m_e f'_h(E) - m_n f'_e(E)] \cdot \operatorname{arctg} C(E, Q) \quad (\text{V.19})$$

com

$$C(E, Q) = Q (2m_x E)^{1/2} / [m_e B_{\vec{k}, \vec{Q}}^e(E) - m_h B_{\vec{k}, \vec{Q}}^e(E)] \quad (\text{V.20})$$

$$f'_{e(h)}(E) = \partial f_{e(h)} / \partial E \quad (\text{V.21})$$

$$f_{e(h)}(E) = [1 + \exp \beta \left(\frac{m_x}{m_{e(h)}} E - \mu^{-1} \right)]^{-1} \quad (\text{V.22})$$

Estamos, agora, em condições de proceder à análise que nos interessa, identificando três regiões. Na primeira é possível se usar como função de distribuição a função de MAXWELL-BOLTZMANN, o que corresponde a baixas concentrações de portadores fotoinjjetados ou altas temperaturas (limite clássico) e que permite uma solução

analítica; em outra região onde a função de distribuição usada é a função de FERMI-DIRAC, regime degenerado, que corresponde a baixas temperaturas ou altas concentrações (limite quântico) ; e por último, uma região intermediária entre esses dois limites que será analisada numericamente.

No limite de altas temperaturas ($T \gg T_F$), i.e., temperaturas maiores que a temperatura de FERMI do sistema, ou de baixas concentrações de portadores fotoexcitados, podemos usar como função de distribuição a função de MAXWELL-BOLTZMANN:

$$f_{\vec{k}}^{e(h)} = \frac{(2\pi)^3 n \hbar^3}{(m_{e(h)} k_B T)^{3/2}} \exp\left(-\beta \frac{\hbar^2 k^2}{2 m_{e(h)}}\right) \quad (V.23)$$

sendo $\beta = (1/k_B T)$, onde k_B é a constante de Boltzmann, T é a quasi-Temperatura dos portadores, n a concentração fotoinjjetada.

Substituindo a Eq. (V.23) na Eq. (V.17) e, levando em conta que as derivadas da função de distribuição podem ser escritas como $f'_{e(h)} = \partial f_{e(h)} / \partial E = -\beta f_{e(h)} (1 - f_{e(h)})$, que neste limite é simplesmente igual a $-\beta f_{e(h)}$, pois $f_{e(h)} \ll 1$. Vamos nos restringir ao caso onde $Q \ll K_{th}$ (vetor de onda térmico). Após expandirmos a função arco tangente encontramos:

$$\text{Re } \epsilon(\vec{Q}) = 1 + \Lambda^2 / Q^2 \quad (V.24)$$

sendo $\Lambda^2 = 2 \frac{4\pi e^2 n}{\epsilon_0 k_B T}$, o parametro de DEBYE-HUCKEL(34.b), onde n é a concentração fotoinjjetada, ϵ_0 é a constante dielétrica estática de fundo. O fator dois é devido ao gás duplo de elétrons e

buracos.

Observa-se desta solução que não há possibilidade de obtermos zero da parte real da função dielétrica, evidenciando assim que nenhuma instabilidade pode ocorrer nesse limite para qualquer que seja a intensidade do laser incidente, pois, conforme a Eq. (IV.30) essa grandeza determina a concentração fotoinjetada.

Além disso, esse resultado apresentado na Eq. (V.24) indica que os efeitos da recombinação e do laser, introduzidos via os termos $B_{\vec{k}, \vec{a}}^{h(\bullet)}$, não desempenham nenhum papel importante nesta situação. Estes efeitos não contribuem devido às altas temperaturas, predominando a agitação térmica.

Não obtendo sucesso no limite clássico, vamos analisar então o comportamento da função dielétrica no limite quântico, ou seja, para baixas temperaturas e, ou altas concentrações dos portadores fotoexcitados. Vamos usar para a função de distribuição de FERMI-DIRAC a aproximação por uma função degrau no nível de Fermi.

Neste caso a derivada da função de distribuição pode ser

escrita com:

$$f'_{e(h)}(K) = \frac{m_{e(h)}}{\hbar^2 K_F^{e(h)}} \delta(K - K_F^{e(h)}) \quad (V.25)$$

onde $K_F^{e(h)} = (6 \pi^2 n)^{1/3}$ é o raio da esfera de Fermi.

A parte real da função dielétrica pode ser escrita

nesse limite como:

$$\begin{aligned}
\text{Re } \epsilon(\vec{Q}) = & 1 + \frac{e^2}{\epsilon_0 \pi \hbar^2 Q^2} \int_0^\infty \left[\frac{m_e}{K_F^e} \delta(K - K_F^e) + \frac{m_h}{K_F^h} \delta(K - K_F^h) \right] \\
& \cdot \left[1 - \epsilon(K, Q) \text{Arc. Tg} \left(\epsilon(K, Q)^{-1} \right) \right] K^2 dK + \\
& + \frac{e^2}{\epsilon_0 \pi \hbar^2 Q^2} \int_0^\infty \left[\frac{m_h m_e}{K_F^h} \delta(K - K_F^h) - \frac{m_e m_h}{K_F^e} \delta(K - K_F^e) \right] \\
& \cdot \left(B_{\vec{k}, \vec{a}}^e + B_{\vec{k}, \vec{a}}^h \right) \cdot \text{Arc. Tg} \left(\epsilon^{-1}(K, Q) \right) K dK \quad (\text{V. 26})
\end{aligned}$$

onde os termos $\delta(K - K_F^{e(h)})$ são deltas de Dirac centradas no nível de Fermi, $K_F^{e(h)}$ é raio da esfera de Fermi para os elétrons (e) e os buracos (h) e os outros termos conforme já definimos.

Como estamos tratando com um semiconductor intrínseco, temos que $K_F^e = K_F^h$. Dessa maneira a segunda integral da Eq. (V. 26) torna-se identicamente nula. Procedendo então à integração da Eq. (V. 26), considerando $Q \ll K_F$, obtemos:

$$\text{Re}E(Q,0) = 1 + \frac{2e^2}{\epsilon_0 \pi} (m_e + m_h) \frac{K_F^2}{3S^2 (E_g + E_x^{K_F})^2 (m_e - m_h)^2} - \frac{Q^2 \hbar^2 K_F^2}{5S^4 (E_g + E_x^{K_F})^4 (m_e - m_h)^4} \quad (\text{V.27})$$

onde

$$S = 2e^2 E_g / c^3 \hbar^2 \epsilon_0 m_x$$

$$E_x = \hbar^2 k^2 / 2m_x$$

Observamos que o terceiro termo da equação acima Eq.(V.27) é sempre menor que o segundo, e assim concluímos que também neste caso a parte real da função dielétrica não pode ser nula. O mesmo ocorrendo para o regime intermediário. Conseqüentemente para um semiconductor intrínseco fotoexcitado esse resultado, nos permite concluir que os estados estacionários são estáveis diante de flutuações espaciais não-uniformes.

V.3 - TRANSIÇÃO ENTRE ESTADOS CONDUTOR E NÃO-CONDUTOR

A Eq.(V.27), quando analisada de outro ponto de vista nos permite interpretá-la de outra forma, evidenciando um outro fenômeno de extrema relevância que ocorre nesse limite.

Como sabemos a fase metálica dos portadores fotoinjectados num semiconductor pode ser caracterizada por apresentar um valor infinito na constante dielétrica estática para o valor de $Q = 0$ (infinito comprimento de onda, ou melhor, o caso uniforme).

Ao analisar a Eq.(V.27) observamos que no limite quando Q tende a zero a função dielétrica é finita. Neste limite podemos escrever.

$$\text{Re } \epsilon(Q) = 1 + \epsilon(n) \tag{V.28}$$

onde

$$\epsilon(n) = Q_{TF}^{2(e+h)} \frac{K_F}{3 S^2 (E_g + E_{\mu}^{K_F})^2 (m_e - m_h)^2}$$

sendo

$$Q_{TF}^{2(e+h)} = \frac{2 e^2 (m_e + m_h) K_F}{\epsilon_0 \pi \hbar^2}, \quad \text{o parametro de THOMAS-FERMI,}$$

para o gás duplo de elétrons e buracos.

Este fato surpreendente caracteriza um outro tipo de transição entre estados homogêneos, evidenciando uma fase

não-metálica nessas condições. Quando nos afastamos desse limite (regime extremamente degenerado), as integrais que antes davam contribuições nulas para $\epsilon(Q)$ agora passam a contribuir, e novamente $\epsilon(Q=0)$ resulta infinita, estando então o sistema de portadores num estado metálico.

A situação intermediária entre os limites clássico e quântico é ilustrada através da Fig.(V.1) onde a função dielétrica dada pela Eq.(V.17) (linha cheia), é comparada com a função dielétrica de LINDHART (linha tracejada). Os valores foram obtidos para as temperaturas de 2K e 10K, em uma amostra de GaAs quando iluminada por um laser de intensidade 4 W/cm^2 , sendo a energia do fóton 2.4 eV, produzindo uma concentração de portadores fotoexcitados de 10^{18} cm^{-3} .

As curvas da Fig.(V.1), mostram que com o aumento das quasi-temperaturas dos portadores, $\epsilon(Q)$ tende a coincidir com $\epsilon_L(Q)$, que é a constante dielétrica de LINDHART. Este fato sugere que entre o estado não-metálico obtido no regime extremamente degenerado e o estado metálico do regime clássico, o sistema de portadores encontra-se numa fase termodinâmica fora do equilíbrio, onde coexistem portadores em ambos os estados metálico e não-metálico.

Se usarmos um modelo simples de dois fluidos independentes para ambos os estados, podemos fazer uma estimativa da fração de portadores no estado condensado (não-metálico).

Vamos considerar, para Q pequeno, inicialmente o sistema completamente no estado condensado, $T=0 \text{ K}$, o que nos permite escrever:

$$\mathbb{E}^*(Q, T=0) = 1 + 4\pi \chi^*(Q) \quad (V. 29)$$

onde a densidade de portadores condensados é $n^*(T=0) = n$

Para o sistema livre (itinerante) temos:

$$\mathbb{E}_L(Q, T) = 1 + Q_{oL}^2 / Q^2 = 1 + 4\pi \chi_{it}(Q, T) \quad (V. 30)$$

Considerando então a densidade total como a soma da parcela condensada $n^*(T)$ com a parcela itinerante $n_{it}(T)$, ou seja:

$$n(T) = n^*(T) + n_{it}(T)$$

podemos então escrever para o modelo dos dois fluidos a função dielétrica como:

$$\mathbb{E}(Q, T) = 1 + 4\pi f^*(T) \chi^*(Q) + 4\pi f(T) Q_{oL}^2 / Q^2 \quad (V. 31)$$

onde $f^*(T) = n^* / n$ e $f(T) = n_{it} / n$.

Escrevemos então esta fração de portadores no estado condensado como.

$$\Delta(\beta, n) = \lim_{Q \rightarrow 0} \left\{ \frac{\mathbb{E}_L(Q) - \mathbb{E}^*(Q)}{\mathbb{E}_L(Q)} \right\} \quad (V. 32)$$

o que equivale a termos:

$$\begin{aligned} \Delta(\beta, n) &= \frac{[1 - f_{it}(T)] Q_{oL}^2 / Q^2 - 4\pi f^*(T) \chi^*(Q)}{1 + Q_{oL}^2 / Q^2} \\ &= \frac{[1 - f_{it}(T)] Q_{oL}^2 - 4\pi f^*(T) \chi^*(Q) Q^2}{Q^2 + Q_{oL}^2} \end{aligned}$$

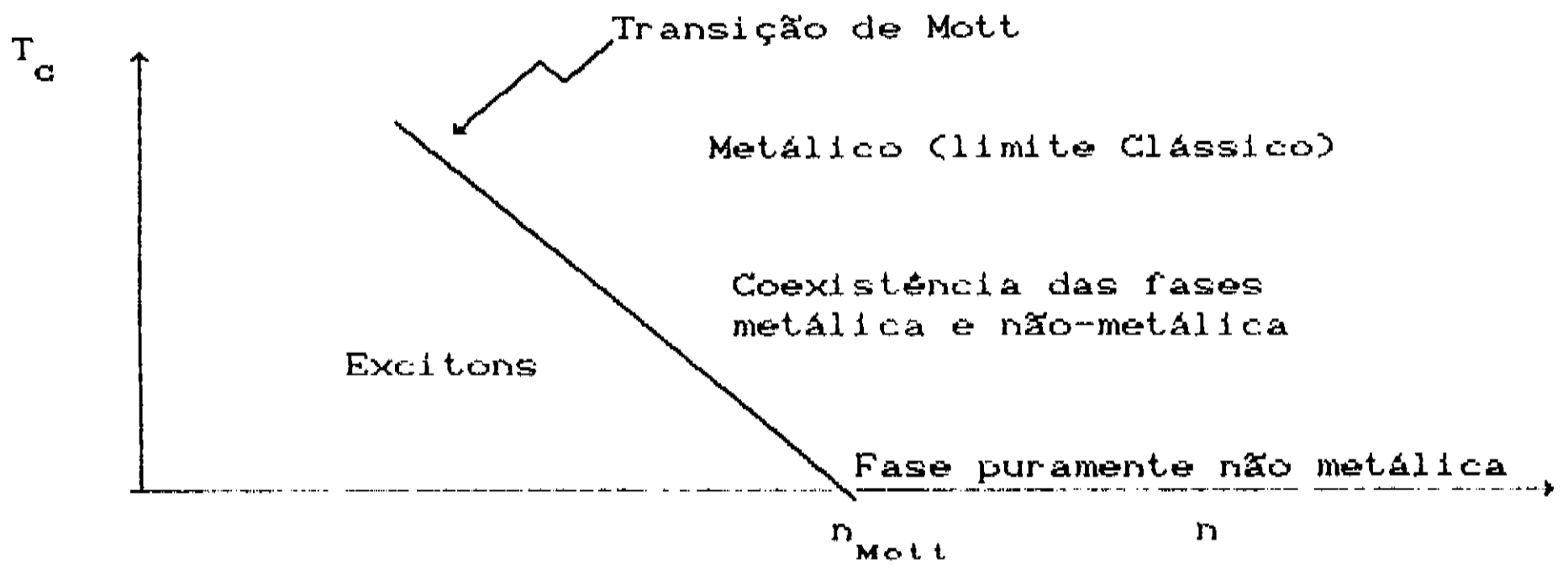
que no limite de $Q \rightarrow 0$, temos

$$\Delta(\beta, n) \cong 1 - f_{it}(T)$$

$$\begin{aligned} \Delta(\beta, n) &= 1 - (n_{it}(T) / n(T)) = \frac{n - n_{it}(T)}{n(T)} \\ &= n^*(T) / n(T) = f^*(T) \end{aligned} \quad (V.33)$$

A Fig. (V.2) mostra um gráfico $\Delta(\beta, n)$ versus T a quasi-temperatura dos portadores para a amostra de GaAs, mantendo-se as mesmas condições para obtenção da figura anterior. A curva obtida pode ser aproximada por uma expressão do tipo $\Delta \cong \exp(-T/T_c(n))$, onde encontramos, pelo método de ajustagem de curva $T_c \cong 3,6$ K, quando $n \cong 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ e para valores de T maiores que T_c os portadores encontram-se em grande proporção numa forma itinerante. Para $T=0$ eles se encontram na forma completamente condensada.

Os resultados até agora obtidos permitem afirmar que em um semiconductor intrínseco, quando submetido a uma radiação laser, não se manifesta nenhuma transição morfológica. É identificada, porém, uma transição fora do equilíbrio de um estado metálico para um estado não-metálico à medida que a quasi-temperatura aproxima-se do zero. O diagrama abaixo ilustra tal situação.



Observamos, finalmente, que, no limite extremamente degenerado na Eq. (V.26), a segunda integral tornava-se nula, pois estávamos considerando um semicondutor intrínseco. Porém, se considerarmos um semicondutor extrínseco (dopado), esta integral não se anula e pode ser negativa, podendo eventualmente levar a uma concentração crítica tal que $\text{Re } \epsilon(\vec{Q})$ torne-se nula como indicado pela condição para instabilidade do estado homogêneo contra a formação da ordem espacial. A partir de agora investigaremos esta possibilidade.

Vamos analisar primeiro o caso de um semiconductor dopado tipo n, com as mesmas características e condições do semiconductor intrínseco.

Consideramos o caso de impurezas doadoras em quantidade tal que a concentração n_0 de elétrons fornecidos seja suficiente para que os mesmos possam ser considerados itinerantes na banda de condução. (Tipicamente para GaAs $n_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)

Integrando a Eq.(V.26) no limite altamente degenerado, onde a concentração de buracos é a fotoinjjetada n , porém a concentração dos elétrons é agora $n+n_0$, obtemos:

$$\epsilon(Q) = 1 + \epsilon(n) + \alpha / Q^2 \quad (\text{V. 34})$$

onde

$$\epsilon(n) = \frac{2e^2}{3\epsilon_0 \pi} \left[\frac{m_h(K)^3}{(m_e B_h(K) - m_h B_e(K))^2} + \frac{m_e m_h (B_e(K) + B_h(K)) K^9}{(m_e B_h(K) - m_h B_e(K))^9} \right]_{K=K_F^h} \quad (\text{V. 35})$$

e

$$\alpha = \frac{2e}{\pi \epsilon_0} m_e^2 \left(K_F^e - \frac{2m_h}{m_h - m_e} K_F^h \right) \quad (\text{V. 36})$$

onde $K_F^{e(h)}$ são os números de onda de Fermi para elétrons (e) e buracos (h). Evidentemente na Eq.(V.36) o termo entre parênteses pode ser suficientemente negativo, de maneira que, para um dado valor de Q , a parte real de função dielétrica estática torna-se nula.

Para satisfazer esta condição é suficiente que para cada Q dado tenhamos.

$$Q^2 = \frac{z e^2 m_e}{\pi \epsilon_0 \epsilon(n)} K_F^e \left(1 - \frac{z m_h}{(m_h - m_e)} \frac{K_F^h}{K_F^e} \right) \quad (V.37)$$

Podemos então calcular uma concentração crítica para a primeira instabilidade, que ocorre quando Q tende a zero, o que significa um comprimento de onda infinito. Assim temos:

$$n_c = n_0 / \left(\frac{z m_h}{(m_h - m_e)} \right)^2 - 1 \quad (V.38)$$

A Eq. (V.37) mostra, que a condição para que ocorra a formação da estrutura é assegurada pelo excesso de partículas leves no limite degenerado. Com o aumento da quasi-Temperatura esse ordenamento é destruído devido à agitação térmica, ou seja, $n(Q)$ é formada no regime degenerado e tende a zero com o aumento da quasi-temperatura dos portadores. Cálculos análogos para o caso de material dopado tipo p, impurezas aceitadoras, mostram a impossibilidade tanto no regime degenerado como em temperaturas altas, da ocorrência da transição.

Conforme mostramos na Eq.(V.36) existe uma concentração crítica, associada ao excesso de portadores leves e aos valores

das massas efetivas dos portadores leves e pesados. Esta concentração crítica fotoinjettata esta relacionada através da Eq.(IV.36) com a intensidade do laser incidente sobre a amostra.

Portanto a primeira instabilidade para $Q=0$, esta associada à intensidade critica I_L^* , do laser incidente, e para valores subsequentes de Q , a uma intensidade I_L acima de I_L^* .

Concluimos, assim que para esses valores de I_L^* está definido então um ponto de bifurcação de soluções com o surgimento de uma onda de densidade de carga no estado estacionario. Chamamos a atenção neste ponto que esta característica implica em que o sistema de portadores segue um comportamento termodinamico tal que afastado do equilibrio vai do caos termico (para valores da intensidade do laser abaixo de I_L^*), para um ordenamento espacial quando a intensidade passa por I_L^* .

A Fig.(V.3) mostra a dependência da densidade critica em função de n_0 para a primeira instabilidade.

Para o caso realístico de um sistema finito com as condições de contorno definidas, devemos impor que onda formada tenha um vetor de onda (Q) igual a $K\pi/L$ ($K = 1, 2, \dots$) onde L é a dimensão da amostra na direção \vec{Q} .

Uma tentativa de evidenciar a formação desta estrutura foi feita usando como ponto de partida a existência dos plasmons acusticos demonstrado na primeira parte deste trabalho. Dessa forma vamos observar o que acontece com os plasmons acusticos perto da transição.

Como na seção anterior, os cálculos numéricos foram efetuados para uma amostra de GaAs nas mesmas condições ja descritas na

tabela I.

Semelhante ao realizado no capítulo anterior, calculamos o espectro de espalhamento Raman devido as excitações eletrônicas elementares; a expressão usada é dada pela Eq.(IV.35).

A Fig.(V.4) mostra o espectro para uma dopagem igual $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ com $Q = 0.5 \text{ cm}^{-1}$ para vários valores da concentração fotoinjettata n . Notamos que, como no caso de um semiconductor intrínseco (Fig.(IV.2), tratado no capítulo IV), observa-se a presença de quatro bandas. Uma delas é devida ao espalhamento por plasmons (óptico), e não está mostrado na figura, situada na região de altas energias. A outra é um contínuo de quasi-partículas, também não mostrado, e outras duas bandas para valores baixos de energia, conforme já dissemos, devido a espalhamento por plasmons acústicos.

Salientamos mais uma vez que os ramos acústicos são devidos ao movimento coletivo de elétrons e buracos interagindo via uma interação coulombiana parcialmente blindada. Analisando as figuras (V.4) observamos que o modo acústico de mais baixa energia (buracos), desloca-se com o aumento da concentração fotoinjettata e funde-se com o modo acústico de maior energia (elétrons).

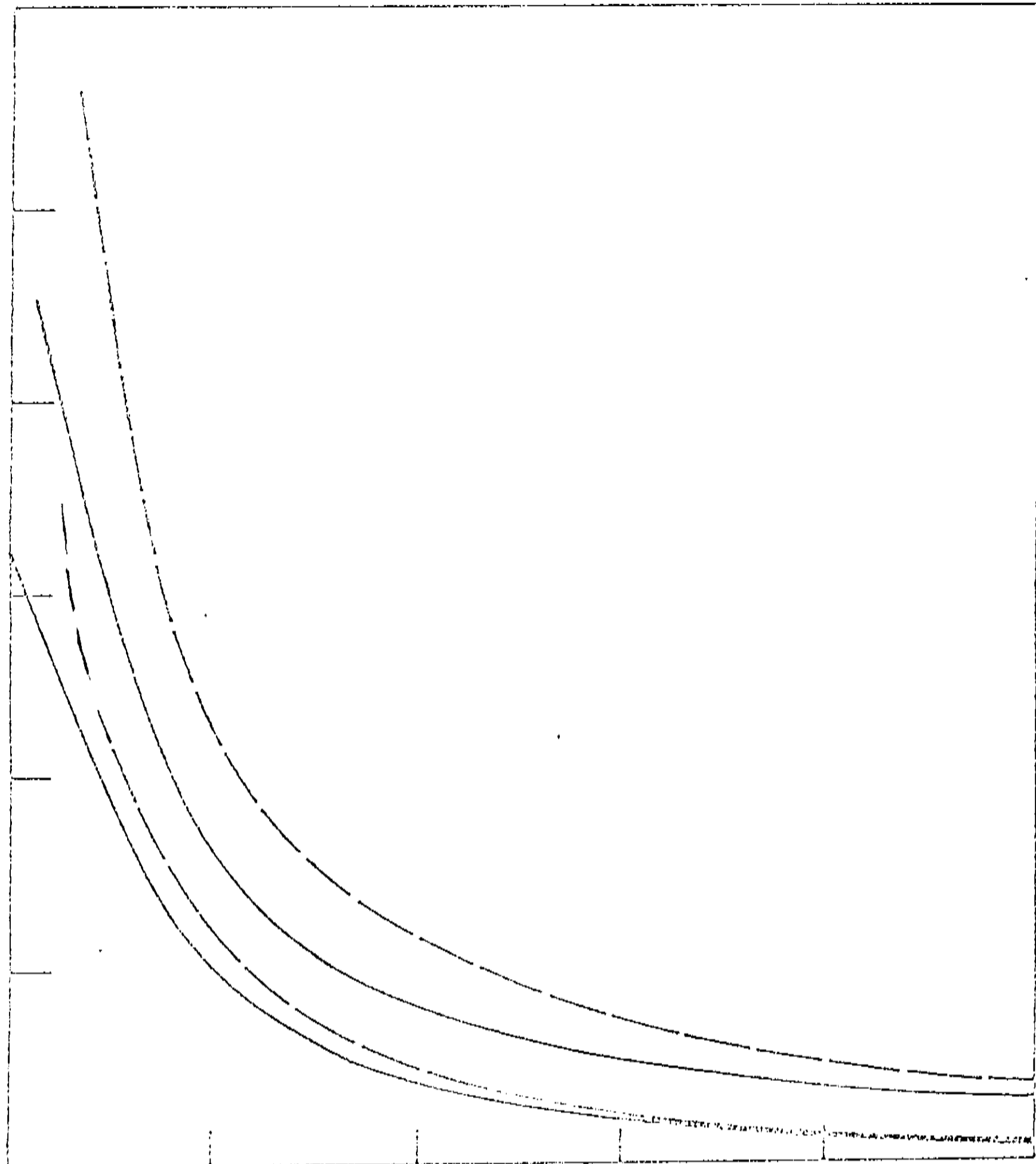
Isto nos sugere que a estrutura ordenada, que é representada pela nova solução, está composta por duas ondas de densidade de carga, uma devida aos elétrons e a outra devida aos buracos juntamente "grampeados", isto é, formação de uma onda de polarização. Nesta situação, ambos os sistemas oscilam coletivamente com uma única frequência.

Tentativas experimentais no sentido de evidenciar esta

estrutura são devidas a A.R.B. de Castro et al (57). Neste caso, foi utilizada excitação por corrente, e não por iluminação, em diodos de GaAs, e foi medida a intensidade de luminescência ao longo da amostra. Os resultados são inconclusivos, porém há uma certa indicação de que acima de uma intensidade crítica da corrente evidencia-se uma onda de carga como previsto, com comprimento de onda limitado pelas condições da contorno impostas pelo tamanho finito da amostra.

FUNÇÃO DIELÉTRICA $\epsilon \times 10^{13}$

25
20
15
10
5



0.2 0.3 0.4 0.5

NÚMERO DE ONDA (cm^{-1})

FIG. V.1 -Função dielétrica obtida por nós em linha cheia, e a de Lindhart em linha pontilhada. As duas curvas mais abaixo foram obtidas para uma quasi-temperatura de 10 K e as outras duas mais acima para 2 K, em todas foram usadas um laser de potência 4 W/cm^2 e energia do fóton de 2.4 eV

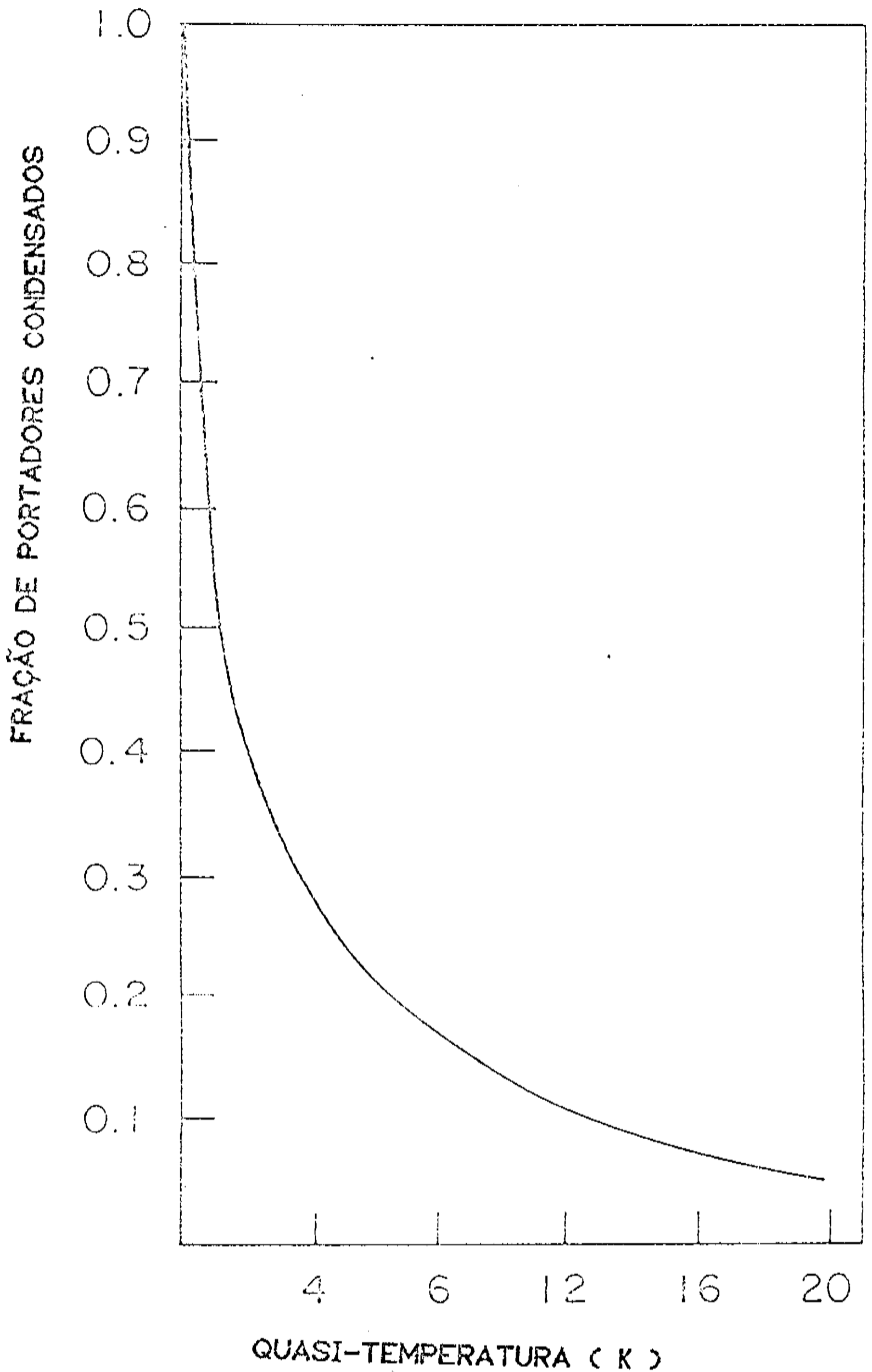


FIG. V.2 - Fração de portadores fotoinjetados no estado condensado em função da quasi-temperatura para uma concentração fotoinjetada de 10^{16} cm^{-3} .

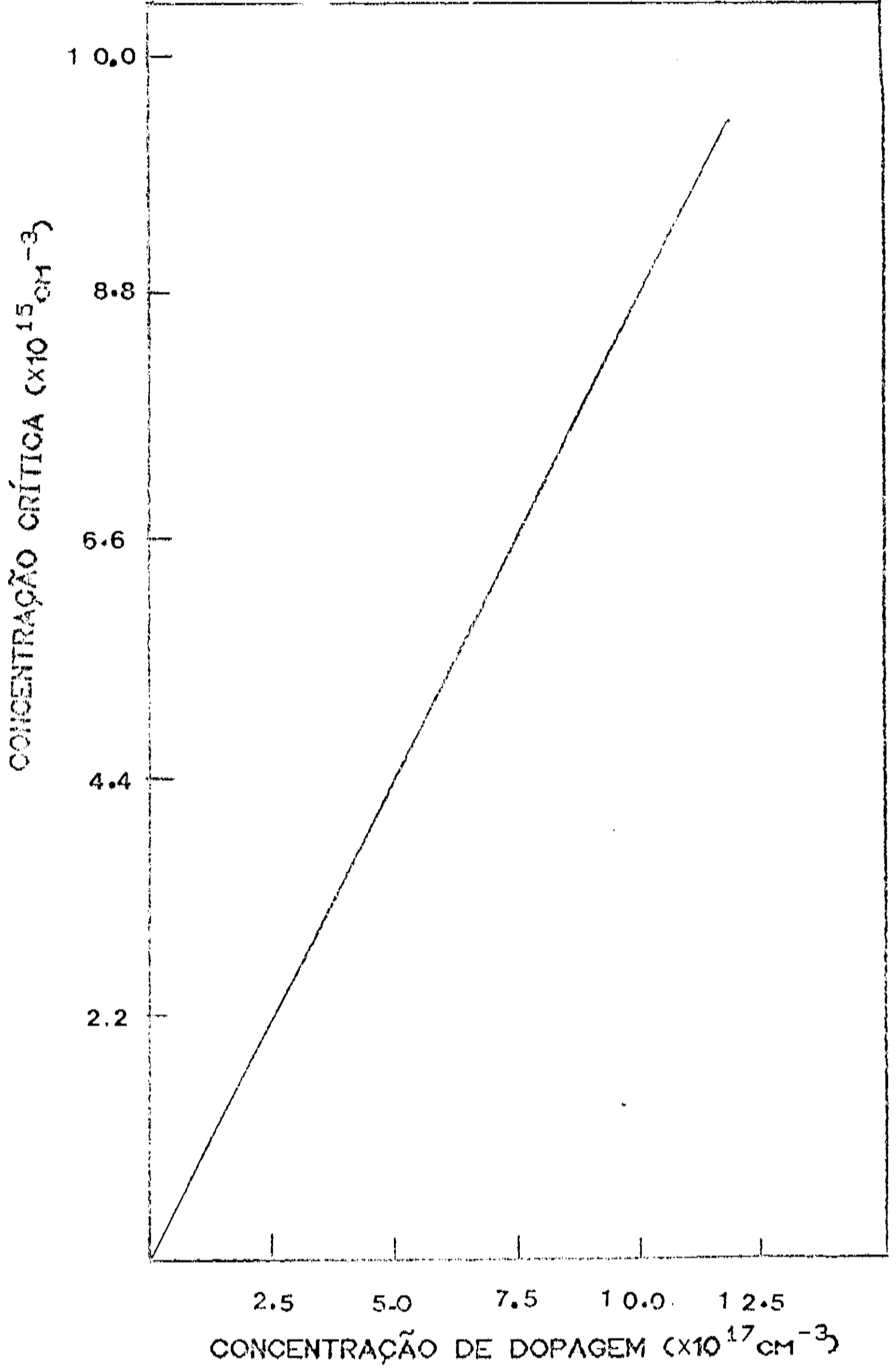


FIG. V. 3 -Concentração crítica fotoinjjetada em função da concentração dopante da amostra de GaAs.

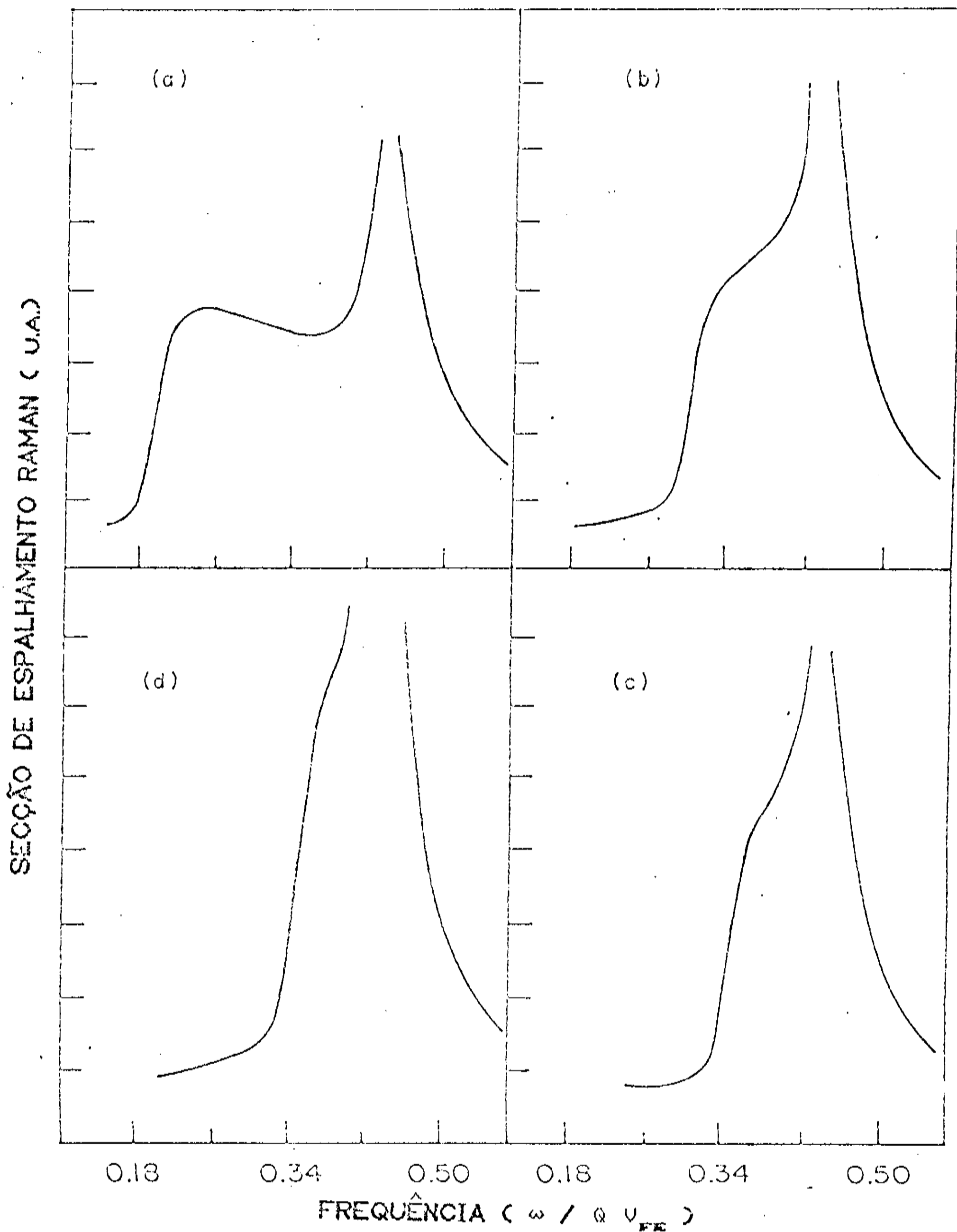


FIG. V. 4 -Secção de espalhamento Raman, para uma amostra de GaAs, dopada com $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Para vários valores da concentração fotoinjectada .(a) 10^{16} cm^{-3} , (b) $5 \cdot 10^{16}$ (c) $8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ e (d) 10^{17} cm^{-3} . Foi usado em todas $Q=0.5 \text{ cm}^{-1}$. A concentração cresce de (a) para (d). A concentração crítica neste caso é $7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

CONCLUSÕES

E

DISCUSSÕES

VI.1 CONCLUSÕES E DISCUSSÕES

Nesta tese apresentamos uma análise dos estados eletrônicos de um plasma duplo, formado por elétrons e buracos, gerados em um semicondutor polar de gap direto, criado sob contínua iluminação de um laser. Estudamos esse sistema baseados no método do operador estatístico de não-equilíbrio proposto por Zubarev.

Do ponto de vista mais geral, este estudo é fundamentado nas ideias de Prigogine de que sistemas dinâmicos dissipativos sob contínua excitação externa podem tornar-se instáveis quando suficientemente afastados do equilíbrio, permitindo que um novo ramo de soluções das equações de transporte possa ocorrer.

Essa nova solução implicaria em uma transição morfológica (entre estados uniformes e um estado organizado espacialmente) a qual é classificada como uma estrutura dissipativa ainda segundo Prigogine. Esses tipos de estruturas foram chamadas de dissipativas porque elas são mantidas através de um influxo de energia no sistema. O termo foi introduzido para enfatizar a forte associação, a princípio paradoxal, entre "estrutura ou ordem", de um lado, e "dissipação ou perda", por outro.

Para tratar o caso exposto acima, o conjunto de variáveis de

base deve ser ampliado incluindo, agora, além daquelas usadas ao descrever o caso homogêneo, a amplitude Fourier da densidade de carga dos portadores como novas variáveis.

Como mostramos no capítulo IV, obtivemos equações de transporte para estas densidades, as quais foram tratadas convenientemente, permitindo escrever a função dielétrica dinâmica para o sistema de portadores em torno do estado estacionário. Obtivemos separadamente as partes real e imaginária da função dielétrica ϵ , fazendo uso da Eq. (IV.35), calculamos o espectro de espalhamento Raman para o sistema, o qual é apresentado nas figs. (IV.2 a IV.4) e (IV.7 a IV.9). Foram usados vários valores para o momento transferido \vec{Q} , e em cada caso fixava-se \vec{Q} e variávamos a frequência (ω). A secção de espalhamento Raman foi plotada em unidades arbitrárias versus a frequência normalizada com o valor QV_F^e , onde V_F^e é a velocidade de Fermi dos elétrons, para uma concentração fixa de portadores fotoinjectados da ordem de 10^{18} cm^{-3} .

A análise da Fig. (IV.2) nos mostra a presença de três picos correspondendo a excitações do sistema, dos quais dois estão localizados em torno de $0.2 QV_F^e$ representando as excitações referentes aos plasmons com baixa frequência e apresentando-se então como uma contribuição nova nessa área. O terceiro que está centrado em torno de $0.8 QV_F^e$, representa as excitações devido as partículas individuais. Essa curva foi obtida para $Q=10^4 \text{ cm}^{-1}$ e uma concentração de 10^{18} cm^{-3} .

Para podermos, investigar o que aconteceria com esses picos quando o momento transferido fosse diminuído, calculamos então o

espectro para $Q=100 \text{ cm}^{-1}$ e $Q=50 \text{ cm}^{-1}$, que são apresentados nas Figs. (IV.3) e (IV.4) respectivamente. Observamos nessa sequência o quase desaparecimento dos picos, mostrando claramente uma tendência para o favorecimento das excitações por partículas individuais à medida que Q diminui, sendo completamente dominado por essas excitações já para $Q=50 \text{ cm}^{-1}$, fazendo com que desapareça por completo a evidência dos plamons de baixa frequência.

Este fato fica evidenciado e reforçado quando analisamos a Fig. (IV.6), que mostra a parte real da função dielétrica versus a frequência normalizada. Constatamos que para um valor de $Q=10^4 \text{ cm}^{-1}$, por exemplo, esta função apresenta três zeros nessa região, indicando claramente que no espectro de espalhamento devemos esperar pela presença de três picos centrados nesses zeros. Para $Q=10^2 \text{ cm}^{-1}$, por exemplo, essa mesma função apresenta um único zero, fazendo com que no espectro Raman apareça uma única banda larga.

Verificamos também a relação entre a frequência associada a cada pico com o momento transferido. Indicamos por pontos na Fig. (IV.5), e, através de linha cheia, um resultado obtido via regressão linear. As posições dos picos coincidem com as frequências que correspondem muito aproximadamente aos zeros da parte real da função dielétrica a qual é apresentada na Fig. (IV.6).

Devido ao fato dessas excitações apresentarem uma relação de dispersão linear, nós as identificamos como sendo plasmons acústicos. Consideramos então uma relação de dispersão do tipo

$\omega = S Q$, e determinamos as velocidades de grupo desses modos encontrando $S_e = \Lambda_{TF} \omega_{PL}^e V_F^e$ e $S_h = \Lambda_{TF} \omega_{PL}^h V_F^e$, onde $S_{e/h}$ é a velocidade de grupo, $\omega_{PL}^{e/h}$ a frequência de plasma do elétrons/buracos, V_F^e é a velocidade de Fermi dos elétrons e Λ_{TF} é fator de blindagem de Thomas-Fermi. Assim podemos comparar essas velocidades e concluir que $S_h < V_F^h < S_e < V_F^e$.

Existe a mais um pico em alta frequência, com $\omega^2 = 4\pi n e^2 / m_x$, correspondendo à usual frequência de plasma, e uma banda larga devida às partículas individuais a frequências um pouco maiores que as dos plasmons acústicos já mencionados.

Dessa forma determinamos a existência de três movimentos coletivos num plasma duplo fotoinjettato, que são:

a) a usual onda de plasma que passamos a chamar de plasma óptico, correspondendo, como mostramos no capítulo IV, ao movimento relativo de elétrons e buracos interagindo através de uma interação coulombiana não blindada.

b) as duas excitações de baixa frequência, correspondendo, como mostramos no capítulo IV, às oscilações do sistema de elétrons (ω_{Ae}) e oscilações do sistema de buracos (ω_{Ah}) com os portadores interagindo através da interação coulombiana blindada. E a devida às partículas individuais.

Observamos que o ramo acústico de mais baixa frequência coincide com a frequência do plasmon acústico sugerido por Pines e co-autores, que argumentam que o modo acústico descreve o movimento de partículas pesadas interagindo através de um potencial blindado pelas partículas leves. Nossa interpretação é diferente nesse aspecto e além disso dois ramos acústicos estão

presentes e não um, como eles esperavam .

Variamos também a concentração conforme apresentamos nas Figs.(IV.7) a (IV.9) ,como também a quasi-temperatura dos portadores. Podemos concluir que, com o aumento da concentração fotoinjettata a forma geral do espectro Raman permanece similar, a áquelas observadas nas Figs.(IV.2) a (IV.4), com os plasmons acústicos desaparecendo no contínuo de quasi-partículas à medida que Q diminui, efeito que acontece para valores decrescentes de Q à medida que aumenta a concentração fotoinjettata.

Notamos que a presença da iluminação por laser é fundamental para podermos ter o plasma duplo, isto é, dois tipos de portadores, o que não pode acontecer em condições de equilíbrio.

Em seguida passamos a analisar a estabilidade do sistema em torno dos estados estacionários em relação à formação de ordem espacial estacionária. Para esse fim recorreremos ao método da análise linear de estabilidade. Mostramos, em particular, que o determinante secular que tal método produz é a expressão da função dielétrica estática dependente do vetor de onda, $\epsilon(\vec{Q})$.

A parte real da função dielétrica torna-se zero (a parte imaginária é identicamente nula). Isto implica na possibilidade do sistema se tornar instável, permitindo a formação de uma nova estrutura no sistema.

Escrevemos através da Eq.(V.17) a parte real da função dielétrica e procedemos ao estudo da procura das condições em que ela se anula. Identificamos três regiões para serem investigadas: Baixas concentrações de portadores fotoinjettados e/ou altas temperaturas (limite clássico) e que permite uma solução

analítica; outra região onde usamos altas concentrações ou baixas temperaturas, correspondendo ao regime degenerado (limite quântico); e por último uma região intermediária entre as duas anteriores.

No limite clássico, onde a temperatura considerada é muito maior que a temperatura de Fermi, usamos como função de distribuição dos portadores a função de Maxwell-Boltzmann encontrando para parte real um valor sempre maior que zero, igual à unidade somada ao parâmetro de Debye-Huckel dividido pelo quadrado do número de onda, Q^2 , conforme revela a Eq.(V.24). Assim, torna-se evidente a impossibilidade da função dielétrica ser nula. Além disso, esse resultado demonstra que os efeitos da recombinação e do laser introduzidos através dos termos $B_{k, \vec{q}}^{e(h)}$ pouco contribuem neste regime, sendo abafados pelos efeitos devido à agitação térmica.

No limite quântico, baixas temperaturas ou altas concentrações de portadores fotoinjetados, usamos como função de distribuição a função de Fermi-Dirac, aproximando-a a um degrau centrado no nível de Fermi. Assim, obtivemos a Eq.(V.26) para a parte real da função dielétrica. Nesta equação chamamos a atenção para o fato de estarmos tratando com um semiconductor intrínseco, o que torna a segunda integral nula. Esse fato faz com que a equação após integrada conduza-nos a Eq.(V.27), onde aproximamos o arco tangente pela sua série até o terceiro termo. A última nos revela que também nesse limite a parte real da função dielétrica estática não pode ser zero.

Na região intermediária entre os dois limites considerados,

os resultados obtidos até agora são confirmados.

A Eq. (V.27) analisada sob outro ângulo nos revela um fenômeno bastante interessante nesse limite. Quando Q tende a zero a função dielétrica é finita 1 . Sabemos que uma fase metálica em um semicondutor é caracterizada por apresentar um valor infinito para função dielétrica estática quando Q tende a zero (infinito comprimento de onda). Assim, esse fato caracteriza um outro tipo de transição entre estados homogêneos, evidenciando uma fase não-metálica nessas condições. Quando nos afastamos desse limite, os termos da Eq. V.(26), que não contribuíam passam a contribuir fazendo com que recuperemos o resultado obtido no limite clássico, onde os portadores encontram-se num estado completamente metálico.

Esse resultado está ilustrado na Fig. (V.1), onde desenhamos a função dielétrica dada pela Eq. (V.17), com linha cheia, e a função de Lindhard, linha tracejada, para duas temperaturas 2K e 10K, sob as mesmas condições anteriores para a mesma amostra de GaAs. Com o aumento da quasi-temperatura dos portadores, a nossa função dielétrica tende a coincidir com a função de Lindhard, sugerindo que entre o estado não-metálico (regime estritamente degenerado) e o estado metálico (regime clássico), o sistema de portadores encontra-se numa fase termodinâmica fora do equilíbrio, onde coexistem portadores em ambos os estados, metálico e não-metálico.

No limite quântico o resultado indica que o potencial coulombiano não é blindado e então os elétrons e os buracos interagem através da intensa interação coulombiana pura (de longo alcance). Nesta situação o estado não-metálico de portadores

assemelha-se a uma fase fora de equilíbrio com elétrons e buracos ligados em um estado polarizado não-condutor.

Usamos um modelo simples de dois fluidos independentes para ambos os estados para fazer uma estimativa da fração de portadores no estado condensado (não-metálico), conforme mostra a Eq.(V.29). Construímos um gráfico representado pela Fig.(V.2), onde apresentamos a variação dessa fração com a temperatura. Fizemos um ajuste dos pontos, encontrando uma lei do tipo exponencial $\Delta \cong \exp(-T/T^*(n))$, para essa fração em função da quasi-temperatura, com a constante característica de aproximadamente igual a 3,6K, para uma concentração de 10^{16} cm^{-3} . Consideramos então que, para valores de T maiores que T^* , os portadores encontram-se em um estado itinerante. Para T menor que T^* , encontra-se além da forma citada acima também na forma condensada. Para T=0 eles encontram-se exclusivamente na forma condensada (não-metálica).

Até agora, com os resultados obtidos podemos afirmar que para um semicondutor intrínseco, quando submetido a uma radiação laser, não se manifesta nenhuma transição morfológica. Exibem sim, uma transição, fora do equilíbrio, gradual entre um estado metálico para um estado não-metálico, à medida que a quasi-temperatura aproxima-se do zero.

Diante desses resultados nos resta uma outra tentativa, pois nos cálculos realizados até aqui consideramos o semicondutor intrínseco e foi esse fato que tornou nula a segunda integral da Eq.(V.26). Assim, passamos a analisar um semicondutor extrínseco (dopado).

Para esse caso , no limite degenerado obtivemos a Eq.(V.34) para a parte real da função dielétrica e, nesta , é evidenciada a possibilidade de que ela se anula. Para evidenciar o ponto de instabilidade da solução homogênea, salientamos, entretanto, que nos limites clássico e intermediário a dopagem não altera o quadro obtido para o semiconductor intrínseco, sendo assim um fenomeno de carater essencialmente quântico. No limite altamente degenerado, a condição para obtermos um zero é dada pela Eq.(V.37), a qual nos permite calcular o valor da concentração crítica referente à primeira instabilidade, que ocorre quando Q tende a zero, significando infinito comprimento de onda. Sabemos, no entanto, que para o caso realístico de um sistema finito com as condições de contorno definidas, devemos impor que a onda formada tenha um vetor de onda (Q) igual a $K\pi/L$ ($K = 1, 2, \dots$) onde L é a dimensão da amostra na direção \vec{Q} .

Verificamos que a formação da nova estrutura está assegurada pelo excesso de partículas leves , condição necessária para que a parte real da função dielétrica seja nula. Além disso, essa nova estrutura é destruída com o aumento da quasi-temperatura devido à agitação térmica.

Associada à concentração crítica capaz de conduzir o sistema à formação da nova estrutura , obtemos uma intensidade crítica do laser incidente. Assim, a primeira instabilidade fica caracterizada por essa intensidade crítica. Concluimos, então, que para esse valor da intensidade crítica está definido um ponto de bifurcação das equações de transporte, e como consequência surge uma onda de densidade de carga no estado estacionário.

Então o sistema segue uma rota termodinâmica afastando-se do equilíbrio, indo do caos térmico para um ordenamento espacial quando a intensidade da fonte externa for igual à intensidade crítica. Assim, esse sistema tem um comportamento dentro da classe de estrutura dissipativa previsto por Prigogine, caracterizando então a transição morfológica procurada.

Para uma dopagem de 10^{17} cm^{-3} encontramos uma concentração crítica de $9.10^{15} \text{ cm}^{-3}$ e para uma dopagem de $5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ uma concentração crítica de $4.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Para evidenciar essa transição, recorreremos à realização de um experimento simulado de espalhamento Raman.

Como no caso anterior verificamos a presença das duas bandas para baixa frequência, constatamos que o modo acústico de mais baixa energia (buracos) desloca-se na direção do modo referente ao elétron, quando a concentração fotoinjetada é aumentada e funde-se com este último ao passar do ponto da transição morfológica.

Isto nos sugere que a estrutura ordenada, originária da nova solução das equações de transporte seja composta por duas ondas de densidades de carga, uma devida aos elétrons e a outra, aos buracos. De acordo com a Fig.(V.4) acreditamos estarem juntas formando uma onda de polarização, onde os portadores oscilam coletivamente com uma única frequência.

Para finalizar, faremos uma síntese dos resultados obtidos, concluindo que:

- A-1) A partir do espectro de espalhamento Raman, além do modo coletivo referente à oscilação do plasma, duas excitações de partículas individuais, aparecem dois novos modos de oscilação para o sistema constituídos por elétrons e buracos fotoinjectados.
- ii) Devido à relação de dispersão para as frequências desses novos modos seguir uma lei linear, identificamos esses modos como modos de oscilação coletiva acústica, os quais consistem de oscilações dos portadores interagindo através de uma interação coulombiana blindada.
- B-1) Para o semiconductor intrínseco não existe a possibilidade da formação de uma estrutura dissipativa, ou melhor, não existe uma instabilidade frente a uma inhomogeneidade estática.
- ii) No limite clássico recupera-se o resultado conhecido de Debye-Huckel, para a função dielétrica estática, evidenciando que os efeitos da agitação térmica predomina nessa situação.
- iii) No limite quântico encontramos uma fase fora do equilíbrio, não-condutora no regime altamente degenerado. Entre 0.K e uma temperatura característica o sistema apresenta uma fase com coexistência de uma metálica e outra não-metálica. Acima dessa temperatura característica o sistema encontra-se quase completamente na fase metálica e para $T=0$ completamente na fase não-metálica (condensada).
- C 1) Para um semiconductor extrínseco é possível a formação de uma nova estrutura dissipativa, a partir, de um ponto

crítico caracterizado por uma concentração fotoinjettata e uma intensidade do laser incidente.

ii) A formação da nova estrutura ordenada espacialmente é assegurada pelo excesso de partículas leves e é formada no regime degenerado. Com o aumento da quasi-temperatura esse ordenamento é destruído pela agitação térmica.

iii) A estrutura ordenada é composta por duas ondas de densidades de carga, uma devida aos elétrons e outra aos buracos. Ambas, quando excitadas, oscilam coletivamente em fase e com uma mesma frequência, formando então uma onda de polarização quando o sistema passa da fase desordenada para a fase ordenada espacialmente.

APÊNDICES

APÊNDICE A

Para calcularmos o operador de colisão $J^{(0)}$, dado pela Eq. (II.21a), devemos inicialmente calcular os comutadores entre os P_j e H_0 . Vamos exemplificar calculando o comutador entre o termo do hamiltoniano referente à parte cinética com o operador $c_{\vec{k}+\vec{q}}^+ c_{\vec{k}}$ associado aos elétrons.

Conforme a Eq. (III.2), temos

$$H_0 = H_P + H_{LO} + H_{TO} + H_A + H_F \quad (\text{A.1})$$

onde os termos são explicitados no capítulo III em particular, destacamos para o nosso propósito:

$$H_P = H_P^L + H_C \quad (\text{A.2})$$

onde H_P^L refere-se aos portadores livres e H_C é o termo que descreve a interação Coulombiana entre os portadores. Mas explicitamente temos:

$$H_P^L = H_e + H_h \quad (\text{A.3})$$

sendo

$$H_e = \sum_{\vec{k}} (E_{\vec{k}}^e + E_q) c_{\vec{k}}^+ c_{\vec{k}} \quad (\text{A.4})$$

$$H_h = \sum_{\vec{k}} E_{\vec{k}}^h h_{\vec{k}}^+ h_{\vec{k}} \quad (\text{A.5})$$

Nas Eqs. (A.4) e (A.5), $E^\alpha = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_\alpha}$ é a relação de dispersão dos

portadores, onde $\alpha = e$ refere-se aos elétrons e $\alpha = h$ aos buracos, e m_α a respectiva massa efetiva dos portadores. A aproximação de banda parabólica usada se justifica, já que os estados eletrônicos relevantes serão aqueles de \vec{k} pequeno. Finalmente $c_{\vec{k}}^+$ ($h_{\vec{k}}^+$) e $c_{\vec{k}}$ ($h_{\vec{k}}$) são operadores de criação e aniquilação de elétrons (buracos) no estado \vec{k} .

Então, calculamos o comutador entre H_e e $(c_{\vec{k}+\vec{q}}^+ c_{\vec{k}})$ como segue:

$$\begin{aligned}
 [H_e, c_{\vec{k}+\vec{q}}^+ c_{\vec{k}}] &= \left[\sum_{\vec{k}} (E_{\vec{k}}^e + E_g) c_{\vec{k}}^+ c_{\vec{k}}, c_{\vec{k}+\vec{q}}^+ c_{\vec{k}} \right] \\
 &= \sum_{\vec{k}} (E_{\vec{k}}^e + E_g) \left(\underbrace{c_{\vec{k}}^+ c_{\vec{k}} c_{\vec{k}+\vec{q}}^+ c_{\vec{k}}}_{\text{A}} - \underbrace{c_{\vec{k}+\vec{q}}^+ c_{\vec{k}} c_{\vec{k}}^+ c_{\vec{k}}}_{\text{B}} \right) \quad (\text{A.6})
 \end{aligned}$$

Resolvendo o termo A, aplicando a regra de comutação entre fermios temos

$$\begin{aligned}
 \text{A} &= c_{\vec{k}}^+ (c_{\vec{k}} c_{\vec{k}+\vec{q}}^+) c_{\vec{k}} = c_{\vec{k}}^+ c_{\vec{k}} \delta_{\vec{k}, \vec{k}+\vec{q}} - c_{\vec{k}}^+ c_{\vec{k}+\vec{q}}^+ c_{\vec{k}} c_{\vec{k}} \\
 &= c_{\vec{k}}^+ c_{\vec{k}} \delta_{\vec{k}, \vec{k}+\vec{q}} - c_{\vec{k}+\vec{q}}^+ c_{\vec{k}} \delta_{\vec{k}, \vec{k}} - \underbrace{c_{\vec{k}+\vec{q}}^+ c_{\vec{k}} c_{\vec{k}}^+ c_{\vec{k}}}_{\text{B}'} \quad (\text{A.7})
 \end{aligned}$$

os termos B e B' são iguais, logo se cancelam, restando:

$$[H_0, c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}}] = \sum_{\vec{k}} (E_{\vec{k}}^e + E_{\vec{k}}^g) \{ c_{\vec{k}}^+ c_{\vec{k}} \delta_{\vec{k}, \vec{k}+\vec{Q}} - c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}} \delta_{\vec{k}, \vec{k}} \} \quad (\text{A.8})$$

realizando a soma sobre todos os \vec{k} , finalmente encontramos:

$$[H_0, c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}}] = (E_{\vec{k}+\vec{Q}}^e - E_{\vec{k}}^e) c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}} \quad (\text{A.9})$$

$$(1/i\hbar) \text{Tr} \langle [H_0, c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}}] \bar{\rho}(t,0) \rangle = \Delta E^e \langle c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}} | t \rangle \quad (\text{A.10})$$

Com um procedimento semelhante calculamos para os buracos, e levando em conta a definição dada pelas Eqs. (IV.4) e (IV.5) encontramos o primeiro termo do segundo membro das Eqs. (IV.21) e (IV.22). Os outros termos de H_0 dão contribuição nula ao cálculo dos comutadores.

Passaremos agora a tratar o termo referente a interação coulombiana. Agora deveremos calcular o seguinte comutador :

$$[H_c, c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}}] \text{ onde:}$$

$$H_c = \sum_{\vec{Q}_1} V(Q_1) \left\{ \underbrace{\left(c_{\vec{k}_1+\vec{Q}_1}^+ c_{\vec{k}_2-\vec{Q}_1}^+ c_{\vec{k}_1} c_{\vec{k}_2} \right)}_A + \underbrace{\left(h_{\vec{k}_1+\vec{Q}_1}^+ h_{\vec{k}_2-\vec{Q}_1}^+ h_{\vec{k}_1} h_{\vec{k}_2} \right)}_B - \underbrace{\left(c_{\vec{k}_1+\vec{Q}_1}^+ c_{\vec{k}_1} h_{\vec{k}_2}^+ h_{\vec{k}_2-\vec{Q}_1} \right)}_C + C. C. \right\} \quad (\text{A.11})$$

sendo $V(Q_1) = 4\pi e^2 / Q_1 \epsilon_0$ a transformada Fourier do potencial de interação Coulombiana, onde e refere-se carga do elétron e ϵ_0 é a constante dielétrica estática e os índices 1 e 2 referem-se aos pares de quasi-partículas (elétrons e buracos).

Vamos, inicialmente, calcular o comutador com cada parcela da Eq. (A.11) separadamente.

$$\begin{aligned}
 [A, c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}}] &= \\
 &= \left[\sum_{\substack{\vec{Q}_1 \\ \vec{k}_1, \vec{k}_2}} V(Q_1) \left(c_{\vec{k}_1+\vec{Q}_1}^+ c_{\vec{k}_2-\vec{Q}_1}^+ c_{\vec{k}_1} c_{\vec{k}_2} \right), c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}} \right] = \\
 &= \sum_{\substack{\vec{Q}_1 \\ \vec{k}_1, \vec{k}_2}} V(Q_1) \left\{ \left(c_{\vec{k}_1+\vec{Q}_1}^+ c_{\vec{k}_2-\vec{Q}_1}^+ c_{\vec{k}_1} c_{\vec{k}_2} - c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}} c_{\vec{k}_1} + c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}} c_{\vec{k}_2} - c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}} c_{\vec{k}_1} \right) \right. \\
 &= \sum_{\substack{\vec{Q}_1 \\ \vec{k}_1, \vec{k}_2}} V(Q_1) \left\{ \left(c_{\vec{k}_2-\vec{Q}_1}^+ c_{\vec{k}_1+\vec{Q}_1}^+ c_{\vec{k}_1} c_{\vec{k}} \delta_{\vec{k}_2, \vec{k}+\vec{Q}} \right) - \right. \\
 &\quad - \left(c_{\vec{k}_2-\vec{Q}_1}^+ c_{\vec{k}_1+\vec{Q}_1}^+ c_{\vec{k}_2} c_{\vec{k}} \delta_{\vec{k}_1, \vec{k}+\vec{Q}} \right) - \\
 &\quad - \left(c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}_2-\vec{Q}_1}^+ c_{\vec{k}_1} c_{\vec{k}_2} \delta_{\vec{k}_1+\vec{Q}_1, \vec{k}} \right) - \\
 &\quad - \left(c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}_1+\vec{Q}_1}^+ c_{\vec{k}_1} c_{\vec{k}_2} \delta_{\vec{k}_2-\vec{Q}_1, \vec{k}} \right) - \\
 &\quad \left. + \left(c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}} c_{\vec{k}_1} + c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}} c_{\vec{k}_2} - c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}} c_{\vec{k}_1} \right) \right\}. \quad (A.12)
 \end{aligned}$$

$$[B, c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}}] = 0$$

$$\begin{aligned}
 [C, c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}}] &= \sum_{\substack{\vec{Q}_1 \\ \vec{k}_1 \quad \vec{k}_2}} V(Q_1) [c_{\vec{k}_1+\vec{Q}_1}^+ c_{\vec{k}_1} c_{\vec{k}_2}^+ c_{\vec{k}_2-\vec{Q}_1} - c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}} \delta_{\vec{k},\vec{k}_1+\vec{Q}_1} + \\
 &= \sum_{\substack{\vec{Q}_1 \\ \vec{k}_1 \quad \vec{k}_2}} V(Q_1) \{ c_{\vec{k}_1+\vec{Q}_1}^+ c_{\vec{k}} \delta_{\vec{k},\vec{k}_1+\vec{Q}_1} - c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}_1} \delta_{\vec{k},\vec{k}_1+\vec{Q}_1} + \\
 &+ c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}} c_{\vec{k}_1+\vec{Q}_1}^+ c_{\vec{k}_1} \} h_{\vec{k}_2}^+ h_{\vec{k}_2-\vec{Q}_1} \quad (A.13)
 \end{aligned}$$

Efetuada então a soma sobre o índice de cada delta, continuando os cálculos segundo a aproximação de fases aleatórias (R.P.A.) e considerando as definições de médias conforme as Eqs. (IV.3), (IV.4) e (IV.5), temos:

$$\begin{aligned}
 (1/i\hbar) \text{Tr} \langle [H_c, c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}}] \bar{\rho}(t,0) \rangle &= \\
 = (1/i\hbar) \{ 2V(\vec{Q}) \Delta f^{\circ} n(\vec{Q}) - 2 \sum_{\substack{\vec{Q}_1 \\ \vec{Q}_1 \neq \vec{Q}}} V(Q_1) (n_{\vec{k},(\vec{Q}-\vec{Q}_1)}^{\circ} - n_{\vec{k}+\vec{Q}_1,(\vec{Q}_1-\vec{Q})}^{\circ}) n(Q_1^{\vec{Q}}) \} & \quad (A.14)
 \end{aligned}$$

Com um procedimento análogo encontra-se o termo referente aos buracos e então temos calculado o operador $J^{(0)}$.

Para o cálculo do operador $J^{(2)}$, segundo a Eq. (II.21c), deveremos calcular inicialmente o duplo comutador entre os operadores, uma vez que o operador $J^{(1)}$ para este caso é nulo, ficando então $J^{(2)}$ reduzido a

$$J_j^{(2)}(t) = (1/i\hbar)^2 \int_{-\infty}^0 dt' e^{i\omega t'} \text{Tr} \left([H_1(t'), [H_1, P_j]] \bar{\rho}(t, 0) \right) \quad (\text{A.15})$$

onde

H_1 deve ser escrito na representação de HEISENBERG com H_0 .

Agora vamos apresentar os termos que compõem o Hamiltoniano de interação H_1 .

$$H_1 = H_{P-L} + H_{P-R} \quad (\text{A.16})$$

onde

H_{P-L} representa o Hamiltoniano de interação dos portadores com a fonte laser de excitação :

$$\begin{aligned} H_{P-L} = & \sum_{\vec{k}} G_L f_{\vec{q}_L} c_{\vec{k}}^+ + \vec{q}_L h_{-\vec{k}}^+ \\ & - \sum_{\vec{k}} G_L^{*-} f_{\vec{q}_L}^+ c_{\vec{k}} h_{-\vec{k}} + \vec{q}_L \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

$f_{\vec{q}_L}^+$ e $f_{\vec{q}_L}$ são operadores de criação e aniquilação de fótons no estado de vetor de onda \vec{q}_L , tal que $\hbar \omega_L = \hbar c q_L / \sqrt{\epsilon_\infty}$. O elemento de matriz de interação entre o laser e os portadores é representado por G_L .

O Hamiltoniano associado à recombinação dos portadores é:

$$\begin{aligned} H_{P-R} = & \sum_{\substack{\vec{k}, \vec{q} \\ \beta}} \left(G_R(\vec{q}) f_{\vec{q}, \beta} c_{\vec{k}+\vec{q}}^+ h_{-\vec{k}}^+ \right) - \\ & \left(G_R^*(\vec{q}) f_{\vec{q}, \beta}^+ c_{\vec{k}} h_{\vec{k}-\vec{q}} \right). \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

sendo \vec{q} o momento do fóton envolvido no processo, β a polarização e $G_{\mathbf{R}}(\vec{q})$ o elemento de matriz da interação dos portadores com os fótons entre as bandas de condução e valência.

Inicialmente calculamos o comutador mais interno, obtendo

$$[H_{P-L}, c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}}] = \left(\sum_{\vec{k}} G_{\mathbf{L}} f_{\vec{q}_{\mathbf{L}}}^+ c_{\vec{k}}^+ + \sum_{\vec{k}} G_{\mathbf{L}}^{*-} f_{\vec{q}_{\mathbf{L}}}^+ c_{\vec{k}} h_{-\vec{k}+\vec{q}}^+ \right), c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}} \quad (\text{A.19})$$

e considerando

$$H_{P-L}(t) = \sum_{\vec{k}'} \exp(i\Omega(t)) G_{\mathbf{L}} f_{\vec{q}_{\mathbf{L}}}^+ c_{\vec{k}'+\vec{q}_{\mathbf{L}}}^+ h_{-\vec{k}'}^+ - \sum_{\vec{k}} \exp(-i\Omega(t)) G_{\mathbf{L}}^{*-} f_{\vec{q}_{\mathbf{L}}}^+ c_{\vec{k}'} h_{-\vec{k}'+\vec{q}_{\mathbf{L}}}^+ \quad (\text{A.20})$$

onde $\Omega(t) = E_{\mathbf{g}} + E_{\vec{q}}^{\circ} + E_{\vec{q}}^{\mathbf{h}} - \hbar\omega_{\mathbf{L}}$

podemos calcular o duplo comutador, encontrando

$$\begin{aligned} [H_{P-L}(t), [H_{P-L}, c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}}]] &= \left[\sum_{\vec{k}'} \exp(i\Omega(t)) G_{\mathbf{L}} f_{\vec{q}_{\mathbf{L}}}^+ c_{\vec{k}'+\vec{q}_{\mathbf{L}}}^+ h_{-\vec{k}'}^+, \right. \\ &\sum_{\vec{k}} G_{\mathbf{L}} f_{\vec{q}_{\mathbf{L}}}^+ [c_{\vec{k}}^+ + \sum_{\vec{q}_{\mathbf{L}}} h_{-\vec{k}}^+, c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}}] - \sum_{\vec{k}} G_{\mathbf{L}}^{*-} f_{\vec{q}_{\mathbf{L}}}^+ [c_{\vec{k}} h_{-\vec{k}+\vec{q}_{\mathbf{L}}}^+, c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}}] \left. \right] - \\ &- \left[\sum_{\vec{k}} \exp(-i\Omega(t)) G_{\mathbf{L}}^{*-} f_{\vec{q}_{\mathbf{L}}}^+ c_{\vec{k}'} h_{-\vec{k}'+\vec{q}_{\mathbf{L}}}^+, \sum_{\vec{k}} G_{\mathbf{L}} f_{\vec{q}_{\mathbf{L}}}^+ [c_{\vec{k}}^+ + \sum_{\vec{q}_{\mathbf{L}}} h_{-\vec{k}}^+, c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}}] \right] \\ &+ \sum_{\vec{k}} G_{\mathbf{L}}^{*-} f_{\vec{q}_{\mathbf{L}}}^+ [c_{\vec{k}} h_{-\vec{k}+\vec{q}_{\mathbf{L}}}^+, c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}}] \quad (\text{A.21}) \end{aligned}$$

Observamos que a primeira e a quarta parcelas do lado direito da Eq.(A.21) dão contribuições nulas quando formos calcular o traço assim, resta calcularmos os outros termos da referida equação. Após alguns cálculos temos, para os elétrons:

$$J_j^{(2)}(t) = (1/i\hbar)^2 \int_{-\infty}^0 dt' e^{\epsilon t'} \text{Tr} \langle [H_1(t'), [H_1, c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}}^-]] \bar{\rho}(t,0) \rangle$$

$$= (1/i\hbar)^2 |G_L|^2 \int_{-\infty}^0 dt' e^{\epsilon t'} \langle e^{i\Omega(k_1)t'} f_{\vec{q}_L}^+ f_{\vec{q}_L} h_{-(\vec{k}-\vec{q}_L)}^+ h_{-(\vec{k}+\vec{Q}-\vec{q}_L)}^- \rangle$$

$$- e^{i\Omega(k_2)t'} f_{\vec{q}_L}^+ f_{\vec{q}_L} c_{\vec{k}} c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ + \sum_{\vec{k}} e^{i\Omega(\vec{k})t'} c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}} h_{-\vec{k}}^+ h_{-(\vec{k}+\vec{Q}-\vec{q}_L)}^- |t\rangle +$$

$$\langle e^{-i\Omega(k_2)t'} f_{\vec{q}_L}^+ f_{\vec{q}_L} h_{-(\vec{k}-\vec{q}_L)}^+ h_{-(\vec{k}+\vec{Q}-\vec{q}_L)}^- e^{-i\Omega(k_1)t'} f_{\vec{q}_L}^+ f_{\vec{q}_L} c_{\vec{k}} c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ +$$

$$+ \sum_{\vec{k}} e^{-i\Omega(\vec{k})t'} c_{\vec{k}+\vec{Q}}^+ c_{\vec{k}+\vec{q}_L} h_{-\vec{k}+\vec{q}_L}^+ h_{\vec{k}}^- |t\rangle \quad (\text{A. 22})$$

onde $k_1 = \vec{k} + \vec{q}_L$ e $k_2 = \vec{k} + \vec{Q} - \vec{q}_L$.

observando que

$$\text{Lim}_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{-\infty}^0 dt e^{(\epsilon \pm i\Omega)t} = \mp i \text{Pv} (1/\Omega) + \pi \delta(\Omega), \text{ temos:}$$

$$J_j^{(2)}(t) = \frac{|G_L|^2}{\hbar^2} \pi \{ \nu_{\vec{q}_L} (\delta(E_g + E_{\vec{k}}^o + E_{\vec{k}}^h - \hbar\omega_L) + \delta(E_g + E_{\vec{k}+\vec{Q}}^o + E_{\vec{k}+\vec{Q}}^h - \hbar\omega_L)) +$$

$$+ (\delta(E_g + E_{\vec{k}}^o + E_{\vec{k}}^h - \hbar\omega_L) f_{\vec{k}}^o + \delta(E_g + E_{\vec{k}+\vec{Q}}^o + E_{\vec{k}+\vec{Q}}^h - \hbar\omega_L) f_{\vec{k}+\vec{Q}}^o) +$$

$$+ \sum_{\vec{q}, \beta} \frac{|G_R(\vec{q})|^2}{\hbar^2} \pi \{ \nu_{\vec{q}, \beta} (\delta(E_g + E_{\vec{k}}^o + E_{\vec{k}}^h - \hbar\omega_L) + \delta(E_g + E_{\vec{k}+\vec{Q}}^o + E_{\vec{k}+\vec{Q}}^h - \hbar\omega_L)) +$$

$$\begin{aligned}
& + \left(\delta(E_g + E_{\vec{k}}^e + E_{\vec{k}}^h - \hbar\omega_L) f_{\vec{k}}^e + \delta(E_g + E_{\vec{k}+\vec{Q}}^e + E_{\vec{k}+\vec{Q}}^h - \hbar\omega_L) f_{\vec{k}+\vec{Q}}^e \right) n_{\vec{k},\vec{Q}}^h - \\
& + \frac{|G_L|^2}{\hbar^2} \pi \left\{ \nu_{\vec{q}_L} \left(\delta(E_g + E_{\vec{k}}^e + E_{\vec{k}}^h - \hbar\omega_L) + \delta(E_g + E_{\vec{k}+\vec{Q}}^e + E_{\vec{k}+\vec{Q}}^h - \hbar\omega_L) \right) + \right. \\
& \left. + \left(\delta(E_g + E_{\vec{k}}^e + E_{\vec{k}}^h - \hbar\omega_L) f_{\vec{k}}^h + \delta(E_g + E_{\vec{k}+\vec{Q}}^e + E_{\vec{k}+\vec{Q}}^h - \hbar\omega_L) f_{\vec{k}+\vec{Q}}^h \right) + \right. \\
& \left. + \sum_{\vec{q},\beta} \frac{|G_R(q)|^2}{\hbar^2} \pi \left\{ (\nu_{\vec{q},\beta} \left(\delta(E_g + E_{\vec{k}}^e + E_{\vec{k}}^h - \hbar\omega_L) + \delta(E_g + E_{\vec{k}+\vec{Q}}^e + E_{\vec{k}+\vec{Q}}^h - \hbar\omega_L) \right) + \right. \right. \\
& \left. \left. + \left(\delta(E_g + E_{\vec{k}}^e + E_{\vec{k}}^h - \hbar\omega_L) f_{\vec{k}}^h + \delta(E_g + E_{\vec{k}+\vec{Q}}^e + E_{\vec{k}+\vec{Q}}^h - \hbar\omega_L) f_{\vec{k}+\vec{Q}}^h \right) \right\} n_{\vec{k},\vec{Q}}^e + \right. \\
& \left. + \sum_{\vec{Q}_1 \neq \vec{Q}} \left\{ \frac{|G_L|^2}{\hbar^2} \pi \left(\delta(E_g + E_{\vec{k}+\vec{Q}_1}^e + E_{\vec{k}+\vec{Q}_1}^h - \hbar\omega_L) + \right. \right. \\
& \left. \left. + \sum_{\vec{q},\beta} \frac{|G_R(q)|^2}{\hbar^2} \pi \delta(E_g + E_{\vec{k}+\vec{Q}_1}^e + E_{\vec{k}+\vec{Q}_1}^h - \hbar\omega_q) \right) \right. \\
& \left. \cdot \left(n_{\vec{k},\vec{Q}_1}^e n_{(-\vec{k}-\vec{Q}_1)}^h, (\alpha_1 - \alpha) n_{\vec{k},\vec{Q}_1}^e, (\vec{Q}-\vec{Q}_1) n_{\vec{k},-\vec{Q}}^h \right) \right. \tag{A.24}
\end{aligned}$$

Onde já incluímos o termo oriundo da recombinação, o qual é obtido por um processo semelhante ao realizado para a interação portador-laser.

De forma semelhante pode-se calcular o operador $J^{(2)}$, para os buracos.

APÊNDICE B

Vamos agora mostrar que a parte imaginária da função dielétrica é nula.

$$\text{Im} \epsilon(Q, \omega) = - \sum_{\vec{k}} \left[\left(\frac{\Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^h - \Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^e}{\vec{k}, \vec{Q}} \right) \left(B_{\vec{k}, \vec{Q}}^h + B_{\vec{k}, \vec{Q}}^e \right) \left(\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^e + \omega \right) \left(\omega - \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h \right) - \left(\Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^e - \Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^h \right) \omega \right] \frac{\omega}{\left[\left(\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^e + \omega \right)^2 \left(\omega - \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h \right)^2 + \left(\left(\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h - \omega \right) B_{\vec{k}, \vec{Q}}^e - \left(\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^e + \omega \right) B_{\vec{k}, \vec{Q}}^h \right)^2 \right]} \quad (\text{B.1})$$

Olharemos para o numerador da Eq.(B.1), o qual pode ser escrito como

$$\sum_{\vec{k}} \left[\left(\frac{f_{\vec{k}, \vec{Q}}^e B_{\vec{k}, \vec{Q}}^e \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h}{\vec{k}, \vec{Q}} \right) \left(\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h + \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^e \right) - \left(\frac{\Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^h B_{\vec{k}, \vec{Q}}^h \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^e}{\vec{k}, \vec{Q}} \right) \left(\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^h + \Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^e \right) \right] \quad (\text{B.2})$$

Transformando o somatório em uma integral, através da seguinte relação, temos:

$$\sum_{\vec{k}} \longrightarrow \frac{V}{(2\pi)^3} \int_0^\infty K^2 dK \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin(\theta) d\theta. \quad (\text{B.3})$$

e, além disso, considerando $Q \ll K$, obtemos:

$$\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^{e(h)} = E_{\vec{k}+\vec{Q}}^{e(h)} - E_{\vec{k}}^{e(h)} \cong \vec{Q} \cdot \nabla_{\vec{k}} E(\vec{k})$$

$$\Delta E_{\vec{k}, \vec{Q}}^{e(h)} \cong \left(\hbar^2 Q / m_{e(h)} \right) K \cos(\theta) \quad (\text{B.4})$$

$$\Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^{e(h)} = f_{\vec{k}+\vec{Q}}^{e(h)} - f_{\vec{k}}^{e(h)} \cong \vec{Q} \cdot \frac{\partial f^{e(h)}}{\partial \mathbf{E}} \nabla_{\vec{k}} E(\vec{k})$$

$$\Delta f_{\vec{k}, \vec{Q}}^{e(h)} \cong \left(\hbar^2 Q / m_{e(h)} \right) K \cos(\theta) \frac{\partial f^{e(h)}}{\partial E} \quad (\text{B.5})$$

Substituindo (B.3) , (B.4) e (B.5) em (B.2), chamamos a atenção para a integral em θ , que resulta nula.

$$\int_0^{\pi} \text{sen}(\theta) \cos(\theta) d\theta = 0$$

Dessa forma, a integração da Eq.(B.1) fornece uma contribuição nula

APÊNDICE C

Para relacionar a intensidade da fonte excitadora externa, o laser, com a concentração fotoinjettata vamos analisar a parte homogênea, isto é, no limite $\vec{Q} = 0$.

Nesse limite a equação de evolução dos portadores fotoinjettados pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} = & \sum_{\vec{k}} (2\pi/\hbar) |G_L|^2 \nu_{q_L} (-1 + f_{\vec{k}}^e + f_{\vec{k}}^h) \delta(E_{\mu} + E_{\sigma} - \hbar\omega_L) + \\ & + \sum_{\vec{q}, \beta} |G_R(\vec{q})|^2 f_{\vec{k}}^e f_{\vec{k}}^h \delta(E_{\mu} + E_{\sigma} - \hbar\omega_q). \end{aligned} \quad (C.1)$$

No regime estacionário a Eq.(C.1) é nula, logo temos:

$$-\sum_{\vec{k}} (2\pi/\hbar) |G_L|^2 \nu_{q_L} (-1 + f_{\vec{k}}^e + f_{\vec{k}}^h) \delta(E_{\mu} + E_{\sigma} - \hbar\omega_L) = \sum_{\vec{q}, \beta} |G_R(\vec{q})|^2 f_{\vec{k}}^e f_{\vec{k}}^h \delta(E_{\mu} + E_{\sigma} - \hbar\omega_q) \quad (C.2)$$

Observando que a quantidade ν_{q_L} esta relacionada com o número de fótons, podemos expressar o produto $|G_L|^2 \nu_{q_L}$ como

$$|G_L|^2 \nu_{q_L} = \frac{\pi e^2 E_{\sigma} I}{\epsilon_{\infty} \mu c \omega_L^2} \quad (C.3)$$

onde:

e é a carga do elétron, E_{σ} é a energia do Gap., I é a intensidade

do laser, ϵ_ω é a constante dielétrica para altas freq., $\mu^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$
 c é a velocidade da luz e ω_L a frequência do laser incidente.

Transformando as somas em integrais, e após algumas manipulações algébricas, obtemos.

$$I = \frac{\hbar^2 \omega_L^2}{4\pi^2 (\hbar\omega_L - E_g)^{1/2} c^2 \hbar^3} \int_0^\infty (E_\mu + E_g) f_K^e f_K^h E_\mu^{1/2} dE_\mu \quad (C.4)$$

REFERÊNCIAS

REFERÊNCIAS

- 1- G. Nicolis and I. Prigogine, *Self-Organization in Nonequilibrium Systems* (Wiley, New York, 1977)
- 2- P. Glansdorff and I. Prigogine, *Thermodynamics Theory of Structures, Stability and Fluctuations* (Wiley, London, 1971)
- 3-(a) A. J. Sampaio, *Tese de Doutorado* (Unicamp, 1983, não publicada)
- (b) A. C. Algarte, *Tese de Doutorado* (Unicamp, 1983, não publicada)
- (c) T. Tomé, *Tese de Doutorado* (Unicamp, 1987, não publicada)
- (d) V. N. Freire, *Tese de Doutorado* (Unicamp, 1988, não publicada)
- (e) L. Lauck, *Tese de Doutorado* (Unicamp, em desenvolvimento)
- 4-(a) A. S. C. Esperidião, A. R. Vasconcellos and R. Luzzi, *Photoinjected Carrier's Acoustic Plasma Oscillations*, *Solid-State Electronics*, 32, 12 (1989)
- (b) A. S. C. Esperidião, A. R. Vasconcellos and R. Luzzi, *Acoustic-Plasmon Branches in Photoexcited Semiconductors*, *Solid State Communications*, 73, 4 (1990)
- (c) A. S. C. Esperidião, A. R. Vasconcellos and R. Luzzi,

Nonequilibrium Phase Transition in Photoinjected Plasma in semiconductors, Solid State Communications, 73, 10 (1990)

- (d) A. S. C. Esperidião, A. R. Vasconcellos and R. Luzzi, *Steady-State Polarization Waves In Photoexcited n-Doped Semiconductors*, Solid State Communications, 74, 9 (1990)
- (e) V. N. Freire, A. R. Vasconcellos and R. Luzzi, Rev. Brasil. Fis., 9, 3 (1989)
- (f) V. N. Freire, A. R. Vasconcellos and R. Luzzi, Phys. Rev. B39, 13264 (1989)
- (g) T. Tomé, A. R. Vasconcellos and R. Luzzi, Physica, 144B, 376 (1987)

5- Uma descrição unificada dos diferentes enfoques, baseadas num princípio variacional, é dada em:

- (a) R. Luzzi and A. R. Vasconcellos, Fortsch. Phys. (Submetido);
- (b) R. Luzzi, A. R. Vasconcellos and A. C. Algarte, Rev. Brasil. Fis. 16, 4 (1986).

6- D. N. Zubarev, *Neravnovesnaia Statisticheskaiia termodinamika* (Izd. Nauka, Moskwa, 1971) [Em inglês: *Nonequilibrium Statistical Thermodynamics* (Consultants Bureau, New York, 1974)]

7- A. R. Vasconcellos , R. Luzzi and L. Garcia-Colin, Phys. Rev. A (Submetido)

8-(a) J. M. Ziman, *Electrons and Phonons: The Theory of Transport Phenomena in Solids* (Clarendon, Oxford, 1960);

(b) D. Pines, *Elementary Excitations in Solids* (Benjamin, New York, 1964)

9-(a) L. D. Landau, Sov. Phys. - JETP 3, 920 (1965)

(b) D. Pines and P. Nozières, *The Thory of Quantum Liquids*,

(Benjamin, New York, 1966)

- 10- M. H. Cohen, *Proceeding International School of Physics Emico Fermi*, Course 37, ed. por W. Marshall (Academic, New York, 1967)
- 11- P. Glansdorff and I. Prigogine, *Physica*, 20, 773 (1954)
- 12-(a)I. Prigogine, G. Nicolis and A. Babloyantz, *Physics Today*, 25, 23 (1972)
- (b)H. Haken, *Synergetics*. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 1978
- (c)A. M. Turing, *Phil. Trans. Roy. Soc. (London)*, B237, 37 (1982)
- 13- R. J. Field, *American Scientist*, 73, 142 (1985)
- 14-(a)S. R. de Groot, *Thermodynamic of Irreversible Processes*, North-Holland, Amsterdam, 1952
- (b)S. R. de Groot and P. Mazur, *Thermodynamic of Irreversible Processes*, North-Holland, Amsterdam, 1962
- 15-(a)H. J. Kreuzer, *Nonequilibrium Thermodynamics and its Statistical Foundations*, (Clarendon, Oxford, 1981)
- (b)S. Chandrasikhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetics Stability*, (Clarendon, Oxford, 1961)
- 16- N. N. Bogoliubov, *Studies in Statistical Mechanics*, Vol. I, editado por I. de Boer and G. E. Uhlenb ek, North Holland (Amsterdam, 1962)
- 17- G. E. Uhlenbeck, *Lectures in Statistical Mechanics*, editado por M. Kac (AMS, Providence, 1963)
- 18- S. V. Peletminskii and Yatsenko, *Eksp. Teor. Fiz.* 53, 1327 (1967) [*Soviet Phys. JEPT* 26, 773 (1968)]

- 19- D. N. Zubarev and V. P. Kalashnikov, *Physica* 56, 345 (1971)
- 20- B. Robertson, *Phys. Rev.* 144, 151 (1966)
- 21-(a)R. Luzzi and A. R. Vasconcellos, *Fortschritte der Physik*,
Progress of Physics No. 1, Band 39 (no prelo)
- (b)R. Luzzi and A. R. Vasconcellos, *Rev. Brasil. Fis.* 15, 106
(1985)
- (c)R. Luzzi and A. R. Vasconcellos, *Rev. Brasil. Fis.* 16, 495
(1986)
- 22-(a)E. T. Jaymes, *Phys. Rev.* 106, 620 (1957)
- (b)E. T. Jaymes, *Phys. Rev.* 108, 171 (1957)
- 23- I. Prigogine, *Nature (London)* 246, 67 (1973)
- 24- L. Lauck, *tese de doutoramento*, UNICAMP ,1991
L. Lauck, A. R. Vasconcellos and R. Luzzi
Physica 168A, 789 (1990)
- 25- P. M. Platzman and P. A. Wolff, *Solid State Phys. Suppl.* 13,
1 (1973)
- 26- T. Daly and H. Mahr, *Solid State Commun.* 25, 323 (1978)
- 27- C. V. Shank, D. H. Auston, E. P. Ippen and O. Teschke, *Solid
State Commun.* 31, 809 (1979)
- 28- R. F. Leheny, J. Shah, R. L. Fork, C. V. Shank and A. Migus
Solid State Commun. 31, 809 (1979)
- 29- D. Von der Linde and R. Lambrich, *Phys. Rev. Lett.* 42, 1090
(1979)
- 30- *Semiconductor Processes Probed by Ultrafast Laser
Spectroscopy*, ed. R. R. Alfano, Vol. I e II (Academic, New
York, 1984)
- 31-(a)P. Nozières, *Interacting Fermi System*, (Benjamin, Reading,

MA., 1964)

(b)D. Pines and P. Nozières, *The Theory of Quantum Liquids*,
(Benjamin, Reading, MA., 1966), Vol. I

32- E. M. Conwell, *Solid State Physics*, Suppl. 9 (Academic, New
York, 1967)

33- F. Stern, *Solid State Physics*, 15, p.300-394 ed. F.Seitz and
D. Turnbull (Academic, New York, 1963)

34-(a)ref. 26

(b)J. M. Ziman, *Electrons and Phonons*, (Clarendon, Oxford,
1960)

35- H. M. Van Driel, *Phys. Rev. B*19, 5928 (1979)

36-(a)A. J. C. Sampaio and R. Luzzi, *J. Phys. Chem. Solids*, 44,
479 (1984)

(b)ref. 3-(a)

37-(a)A. C. Algarte and R. Luzzi, *Phys. Rev. B*27, 7563 (1983)

(b)ref. 3-(b)

38- T. Tomé, A. R. Vasconcellos and R. Luzzi, *Physica*, 144B, 376
(1987)

39- A. Moradian and G. B. Wright, *Phys. Rev. Lett.* 16, 999
(1966)

40- P. A. Wolff, *Light Scattering Spectra of Solid I*, ed. G. B.
Wright. p.273 (New York, 1969)

41- P. A. Wolff, *Phys. Rev.* 171, 436 (1968)

42- A. Moradian, *Light Scattering Spectra of Solid I*, ed. G. B.
Wright. p.285 (New York, 1969)

43- A. Moradian and A. L. Mcwhorter, *Proc. Tenth Int. Conf. on
the Phys. of Semiconductors*, ed. Keller S. P., Hencel J. C.

and Stern F. (USA A. E. C. , 1970) p.380

- 44- R. S. Turtelli ,A. R. B. de Castro and R. C. C. Leite. *Solid State Commun.* **6**, 960 (1975)
- 45- D. Pines, *Can. J. Phys.* **34**, 1379 (1956)
- 46-(a)P. Nozières and D. Pines, *Phys. Rev.* **109**, 741 (1958)
(b)P. Nozières and D. Pines, *Phys. Rev.* **109**, 762 (1958)
(c)P. Nozières and D. Pines, *Phys. Rev.* **109**, 1062 (1958)
- 47- D. Pines and J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **124**, 1387 (1961)
- 48- *Semiconductor Processes Probed by Ultrafast Laser Spectroscopy*, ed. R. R. Alfano, Vol. I, p.149(Academic, New York, 1984)
- 49- A. Pinczuk, Jagdeep Shah and P. A. Wolff, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 20 (1981)
- 50- G. Vignale and K. S. Singwi, *Phys. Rev.* **B31**, 245 (1985)
- 51- G. Vignale and K. S. Singwi, *Solid State Commun.* **44**, 259 (1982)
- 52- A. W. Overhauser and J. Appel, *Phys. Rev.* **B26**, 507 (1982)
- 53- A. W. Overhauser and J. Appel, *Phys. Rev.* **B29**, 1069 (1984)
- 54- ref. 2
- 55- ref. 1
- 56-(a)ref. 1, parte II, Seção 6
(b)H. T. Davies, *Nonlinear Differential and Integral Equations* (Dover, New York, 1962)
- 57- G. L. Borba, F. C. Prince, N. Patel and A. R. B. de Castro, *Solid State Commun.* **55**, 321 (1985)