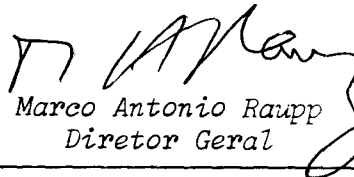


1. Publicação nº <i>INPE-3763-PPr/135</i>	2. Versão	3. Data <i>Janeiro, 1986</i>	5. Distribuição ☐ Interna ☐ Externa ☒ Restrita
4. Origem <i>Programa</i> <i>DIR/DSI/DAP</i>			
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>PNAE</i> <i>ATIVIDADES ESPACIAIS</i>			
7. C.D.U.:			
8. Título <i>INPE-3763-PPr/135</i> <i>PROPOSTA DE FINANCIAMENTO PARA O PROJETO</i> <i>"PLASMA"</i> <i>DO INPE</i>			10. Páginas: <i>85</i>
			11. Última página: <i>84</i>
			12. Revisada por
9. Autoria <i>Elaboração: Grupo de Pesquisa e Desenvolvimento Envolvido</i> <i>Assessoria: Departamento de Sistemas Gerenciais</i> <i>Coordenação: Diretor Geral</i> <i>Diretores Associados</i>			13. Autorizada por  <i>Marco Antonio Raupp</i> <i>Diretor Geral</i>
Assinatura responsável			
14. Resumo/Notas <i>Este documento constitui a proposta de financiamento apresentada à Financiadora de Estudos e Projetos - FINEP, para as atividades a serem desenvolvidas no período de janeiro a dezembro de 1986, no Projeto "Plasma" do INPE.</i>			
15. Observações <i>O projeto se enquadra no Programa Nacional de Atividades Espaciais - PNAE.</i>			

1. TÍTULO DO PROJETO

PLASMA

2. **ÁREA DE ATUAÇÃO DO PROJETO** - Indicar o campo de conhecimento ou setor econômico a que o projeto está vinculado.

ATIVIDADES ESPACIAIS

3. **POSICIONAMENTO DO PROJETO NO CONTEXTO CIENTÍFICO E TECNOLÓGICO** - Discutir a importância do projeto, sua motivação e a oportunidade de sua execução.

O Programa de Física dos Plasmas do INPE teve início em 1978 com a proposta de criação de um grupo de pesquisa e de um laboratório de plasma. Hoje o Instituto atua intensamente no desenvolvimento desta linha de pesquisa através da execução de diversas atividades de caráter fundamental e aplicado. De uma maneira geral são as seguintes as atividades da Divisão de Plasma do INPE (DPL-INPE):

- pesquisas experimentais e teóricas em Física dos Plasmas,
- simulação em laboratório de processos em plasmas espaciais (Ciências Espaciais),
- aplicações tecnológicas de plasmas (Tecnologias Espaciais, Fusão Termonuclear e Aplicações Avançadas).

As áreas específicas de pesquisa e desenvolvimento em plasmas no INPE estão listadas abaixo:

- Física básica de plasmas (teoria e experimento):
 - . ondas lineares e instabilidades,
 - . ondas não-lineares e instabilidades,
 - . teoria cinética,
 - . turbulência,
 - . transporte e difusão.
- Física do confinamento de plasmas (teoria e experimento):
 - . estrições:
 - . estrições toroidais a campo inverso.
- Aquecimento de plasmas com (teoria)
 - . radiação eletromagnética de alta frequência:
 - . frequências na faixa de ciclotron eletrônica,
 - . geração não-indutiva de corrente.
- Física e tecnologia de:
 - . geradores de radiação coerente:

continua...

1. TÍTULO DO PROJETO

PLASMA

2. **ÁREA DE ATUAÇÃO DO PROJETO** - Indicar o campo de conhecimento ou setor econômico a que o projeto está vinculado.

ATIVIDADES ESPACIAIS

3. **POSICIONAMENTO DO PROJETO NO CONTEXTO CIENTÍFICO E TECNOLÓGICO** - Discutir a importância do projeto, sua motivação e a oportunidade de sua execução.

...continuação

- . girotrons e masers de ciclotron (teoria e experimento),
 - . lasers de elétrons livres (teoria).
 - . fontes de íons e de plasma/desenvolvimento de micropropulsores iônicos e fontes de plasma para processos (experimento),
 - . aplicações avançadas/enriquecimento isotópico em centrífuga de plasma (teoria e experimento).
- Simulação e técnicas de computação.
- Instrumentação/analísadores de energia, espectrômetros de massa etc.

A execução destas atividades experimentais e teóricas está distribuída em seis projetos, os quais estão descritos resumidamente nas tabelas do Anexo 1 e no texto a seguir.

O projeto Plasma Quiescente (PQUI) visa, de uma maneira geral, o estudo da propagação de ondas lineares e não-lineares em plasmas e da evolução de instabilidades. Estes estudos, relevantes para o entendimento de fenômenos que ocorrem em vários tipos de plasmas no espaço, vêm sendo executados desde 1981 num dispositivo Multi-Dipolo-Magnético de descargas quiescentes. Este dispositivo foi totalmente construído no INPE e se presta, além da realização de pesquisas básicas, ao desenvolvimento da tecnologia de fontes de plasma para processos de corrosão e deposição de filmes finos.

O projeto Centrífuga de Plasma (PCEN) visa o estudo de plasmas em rotação, imersos em campos magnéticos e produzidos a partir de descargas em arco elétrico no vácuo, e sua aplicação na separação de isótopos. É importante lembrar que o estudo de plasmas em rotação é também de interesse para a Astrofísica. Além disso, jatos magnetoplasmadínânicos têm aplicação em sistemas de propulsão elétrica. A centrífuga de plasma desenvolvida no INPE entrou em operação, com a produção de plasmas metálicos, no final de 1984. Medidas preliminares realizadas com um espectrômetro de massa do tipo quadrupolo

...continua

1. TÍTULO DO PROJETO

PLASMA

2. **ÁREA DE ATUAÇÃO DO PROJETO** - Indicar o campo de conhecimento ou setor econômico a que o projeto está vinculado.

ATIVIDADES ESPACIAIS

3. **POSICIONAMENTO DO PROJETO NO CONTEXTO CIENTÍFICO E TECNOLÓGICO** - Discutir a importância do projeto, sua motivação e a oportunidade de sua execução.

...continuação

lo indicam um grau de enriquecimento bastante elevado para o carbono, consistentes com modelos teóricos simples. Destarte, a centrífuga de plasma poderá se tornar um dispositivo competitivo na separação de isótopos estáveis para aplicações em Física e Medicina Nuclear.

O projeto Plasma e Radiação (PRAD) trata essencialmente de estudos dos mecanismos de geração de radiação eletromagnética e da interação desta radiação com plasmas termonucleares. A primeira fase deste projeto consiste na construção de um girotron, que é uma fonte coerente de ondas milimétricas de alta potência. O projeto conceitual deste dispositivo vem sendo realizado a partir de modelos teóricos e computacionais desenvolvidos pela Divisão de Plasma. Para viabilizar a construção do girotron, estão sendo desenvolvidas várias tecnologias relevantes à confecção de dispositivos eletrônicos a vácuo em geral. Concomitantemente, estão sendo executados estudos teóricos e de simulação numérica visando a utilização do girotron no aquecimento do plasma e na geração não-indutiva de corrente no futuro tokamak TBR-2, conforme proposto no Programa Nacional de Física dos Plasmas e Fusão Termonuclear Controlada. Além das aplicações em máquinas de fusão, o girotron tem aplicações em sistemas avançados de telecomunicação e de radar.

O projeto Propulsão Iônica (PION) se insere no programa de desenvolvimento de plataformas espaciais e visa a construção de um micropropulsor eletrostático destinado ao controle de atitude e correção de órbita de satélites geoestacionários. A fonte de plasma do protótipo em construção deverá operar com argônio ou xenônio e utilizar um sistema de confinamento superficial, por múltiplos dipolos magnéticos, semelhante ao utilizado na câmara de pesquisas básicas em plasmas (projeto PQUI). Os testes em laboratório com o propulsor iônicos foram iniciados no final de 1985.

O projeto Teoria de Plasma (PTEO) engloba os estudos teóricos e computacionais de caráter fundamental, visando a aplicação da Física dos Plasmas em pesquisas espaciais e dando ênfase ao relacionamento entre os processos que ocorrem em plasmas de laboratório e espaciais. Atualmente, a atenção se dirige aos processos de gera

continua...

1. TÍTULO DO PROJETO

PLASMA

2. ÁREA DE ATUAÇÃO DO PROJETO - Indicar o campo de conhecimento ou setor econômico a que o projeto está vinculado.

ATIVIDADES ESPACIAIS

3. POSICIONAMENTO DO PROJETO NO CONTEXTO CIENTÍFICO E TECNOLÓGICO - Discutir a importância do projeto, sua motivação e a oportunidade de sua execução.

... continuação

ção de radiação coerente em plasmas de origem planetária, solar ou astrofísica. Paralelamente, utilizam-se alguns dos mesmos conceitos no estudo de geradores de radiação coerente, tais como lasers de elétrons livres.

O projeto Plasma Magnetizado (PMAG) visa, de um modo geral, o estudo da física de confinamento de plasmas por campos magnéticos. O projeto está sendo iniciado com a construção de uma pequena máquina toroidal de estrição a campo inverso. Este esquema de confinamento baseia-se numa configuração de campo magnético de mínima energia, para a qual o plasma evolui espontaneamente, que é mantida por um efeito dínamo semelhante ao que supostamente mantém o campo magnético terrestre. O efeito dínamo será investigado no estágio inicial do processo de inversão do campo magnético, estreitamente relacionado com os fenômenos de convecção e turbulência no plasma e de reconexão magnética. No campo da fusão termonuclear, a estrição a campo inverso é competidora viável da configuração tokamak no desenvolvimento de futuros reatores.

Os projetos PCEN, PRAD e PMAG, descritos acima, pertencem à área de Desenvolvimento Científico em Física dos Plasmas e já tiveram suas propostas de financiamento para 1986 apresentadas à FINEP.

Os projetos PQUI, PION e PTEO, por sua vez, pertencem à área de Atividades Espaciais e estão enquadrados no Programa Nacional de Atividades Espaciais (PNAE). Estes projetos são objeto da presente proposta, conforme detalhamento a seguir.

O programa descrito na presente proposta visa a realização de pesquisas fundamentais (Ciências Espaciais) e aplicadas (Aplicações Espaciais) no campo da Física dos Plasmas. Para a consecução deste objetivo geral, estão em andamento diversas atividades nas seguintes áreas específicas:

1.- PLASMA QUIESCENTE (PQUI)

Este projeto se insere na linha de pesquisa fundamental em plasmas e tem por objetivo o estudo de fenômenos básicos lineares e não-lineares, tais como propagação de ondas, evolução de sôlitons e cavitons, formação de camadas duplas, processos paramétricos, turbulência em plasmas etc. Os estudos são realizados em plasmas quiescentes, gerados por descargas termoiônicas, no interior de duas máquinas de confinamento magnético multipolar desenvolvidas pela Divisão de Plasma para este fim (veja Anexo 2). Estes plasmas quiescentes são apropriados à realização de diversos experimentos de pesquisa básica e à simulação em laboratório de processos em plasmas espaciais. Os estudos e técnicas desenvolvidos têm grande relevância para aplicações em propulsores iônicos e fontes de plasma para processos.

Pesquisas já realizadas ou em andamento concentram-se no estudo da propagação de ondas e sôlitons acústico-iônicos em plasmas com íons negativos, das relações de fase para ondas acústico-iônicas em plasmas de múltiplos componentes, do movimento da camada limite e seu papel na excitação de ondas acústico-iônicas, do equilíbrio de descargas em confinamento magnético multipolar e do processo de formação de camadas duplas acústico-iônicas.

Presentemente, estão sendo realizados experimentos que visam o estudo da resistividade anômala e do papel da ação de reforço na formação de camadas duplas acústico-iônicas. Estes estudos são feitos utilizando plasmas gerados pelo processo de difusão através de uma cerca magnética e têm relevância no entendimento do mecanismo de difusão propriamente dito. Espera-se utilizar os resultados do experimento no desenvolvimento de fontes mais eficientes de plasma em confinamento magnético superficial. Estas fontes têm aplicações em sistemas de propulsão iônica e na geração de plasmas ou feixes de íons para processos de corrosão, deposição, implantação de íons e aquecimento de plasmas termonucleares. Paralelamente, estão sendo finalizados alguns estudos de caráter básico sobre efeitos cinéticos (ação de partículas refletidas e aprisionadas; distorções na função de distribuição dos elétrons) na propagação de sôlitons negativos. No futuro, pretende-se iniciar uma série de experimentos sobre a excitação de instabilidades paramétricas em plasmas.

Dado o seu caráter, este projeto não tem fim previsto, tendo como resultado de sua execução a publicação de relatórios e artigos. Colaboração internacional

...continuação

nesta área tem sido realizada com o Institute of Space and Astronautical Science (ISAS) do Japão.

2.- PROPULSÃO IÔNICA (PION)

O objetivo deste projeto é o desenvolvimento de micropropulsores eletrostáticos, destinados ao controle de atitude e correção de órbita de satélites geostacionários. Empregando uma fonte de plasma do tipo bombardeamento eletrônico em gases nobres ou compostos, um feixe iônico pode ser extraído através da aplicação de potenciais apropriados em grades aceleradoras (veja Anexo 3). Para manter a neutralidade de carga de todo o satélite, este feixe de íons positivos deve ser neutralizado por um segundo feixe de cargas negativas (eletrônico ou iônico), com igual densidade de corrente, produzido por um pequeno acelerador de partículas denominado neutralizador. Com este arranjo, assegura-se que o empuxo aplicado no satélite é igual ao experimentado pelo feixe iônico ao ser acelerado. O confinamento magnético do plasma do propulsor é estabelecido por meio de uma distribuição multipolar de ímãs permanentes, devidamente arranjos de modo a maximizar a eficiência de ionização do gás propelente.

Em relação aos propulsores químicos, os eletrostáticos apresentam a principal vantagem de seu empuxo não ser limitado pela velocidade de combustão do propelente, mas somente pela relação dos potenciais aplicados nas grades aceleradoras. Entre outras qualidades, os propulsores eletrostáticos apresentam baixo consumo de propelente, peso reduzido e total controle sobre a intensidade e direção do jato propulsor.

3.- TEORIA DE PLASMA (PTEO)

Neste projeto são desenvolvidas pesquisas teóricas de caráter fundamental, visando a aplicação de conceitos da Física dos Plasmas na descrição de fenômenos de geração e propagação de radiação eletromagnética em plasmas espaciais, astrofísicos e de laboratório. Na área de plasmas espaciais e astrofísicos estão sendo estudados os processos físicos da radioemissão de pulsares e da radioemissão de origem solar e planetária. Em particular, são investigados os efeitos não-lineares, associados com instabilidades paramétricas e solitons, sobre a radiação coerente gerada pela interação de feixes de elétrons relativísticos com plasmas espaciais. Nestes trabalhos procura-se analisar a formação de microestruturas na radiação emitida por pulsares. Colaboração internacional nesta área de pesquisas tem sido mantida com a Universidade da Califórnia, em Los Angeles, nos Estados Unidos. Foi também iniciado um trabalho de colaboração com a Universidade de Brasília.

continua...

4. DESCRIÇÃO DOS OBJETIVOS DO PROJETO - Quantificar e/ou qualificar as metas pretendidas

...continuação

Além de resultarem na publicação de relatórios e artigos (veja Anexo 4), os conceitos teóricos desenvolvidos na área de plasmas espaciais e astrofísicos são importantes na descrição de fenômenos relacionados com plasmas de laboratório. Nesta área, estão sendo realizados estudos analíticos e computacionais sobre a dinâmica não-linear de lasers de elétrons livres. O funcionamento do laser de elétrons livres baseia-se na interação de um feixe de elétrons relativísticos com um campo magnético periódico (ondulador). Este tipo de laser sintonizável, que opera na faixa de ondas milimétricas até raios-X, tem várias aplicações, incluindo transmissão de energia no espaço e utilização em medicina. Os estudos em andamento concentram-se nos processos de saturação deste dispositivo a fim de otimizar sua eficiência. Está sendo iniciado, também, o projeto conceitual de um laser de elétrons livres com ênfase no projeto do ondulador magnético. O desenvolvimento de onduladores e lasers de elétrons livres é de grande interesse para o Projeto Radiação Sincrotron.

5. METODOLOGIA - Detalhar a metodologia adotada, discriminando as atividades necessárias e estabelecendo aquelas que possam constituir indicadores de acompanhamento da execução física do projeto.

1. PLASMA QUIESCENTE (PQUI)

A primeira máquina de plasma quiescente construída no INPE se encontra em funcionamento desde 1981. Desde então, esta máquina vem sendo utilizada no estudo de diversos fenômenos acústico-iônicos lineares e não-lineares em plasmas produzidos por descargas termo-iônicas em configurações com confinamento magnético superficial. Várias técnicas de diagnóstico, utilizando sondas e analisadores eletrostáticos, têm sido desenvolvidas em função das experiências realizadas. Uma segunda câmara de vácuo, de maior volume e com sistema de bombeamento mais adequado, foi recentemente adquirida e montada dentro do projeto para a realização de experiências mais elaboradas, envolvendo a excitação de ondas de Langmuir através de processos paramétricos induzidos por ondas de radiofrequência. Todavia, esta câmara está sendo utilizada, provisoriamente, na realização de testes do protótipo do motor iônico. Espera-se preparar a câmara a partir do final de 1986, para a realização, em 1987, das primeiras experiências relacionadas com o estudo de instabilidades paramétricas. Entrementes, a máquina pequena de plasma quiescente continuará sendo empregada, principalmente, na realização de estudos dos processos resistivos e de difusão anômala envolvendo turbulência acústico-iônica. Os primeiros testes utilizando ondas de RF poderão ser executados nesta máquina, após a aquisição de uma fonte de radiofrequência com recursos solicitados na presente proposta.

As pesquisas no projeto prosseguirão segundo a seguinte metodologia:

- Determinação experimental de possíveis depressões da função de distribuição eletrônica, em determinadas faixas de energia, num plasma contendo íons negativos. Estas medidas serão executadas utilizando um circuito eletrônico de detector de segunda harmônica ligado a uma sonda eletrostática. Será feita uma avaliação teórica dos efeitos destas distorções da função de distribuição na propagação de sôlitos negativos (rarefativos).
- Realização de estudos experimentais do mecanismo de reforço na geração de camadas duplas acústico-iônicas. Estas camadas duplas serão geradas, tentativamente, pelo contato de dois plasmas de diferentes temperaturas produzidos por fontes apropriadas de plasma numa configuração de plasma triplo.
- Realização de estudos teóricos sobre a turbulência fraca associada à instabilidade acústico-iônica num plasma com duas espécies de íons. Estes estudos serão realizados caso a experiência indicada no item anterior seja bem sucedida.
- Execução de testes preliminares de excitação paramétrica de ondas de Langmuir por meio de ondas de radiofrequência. Estes testes serão realizados na de

continua...

5. METODOLOGIA - Detalhar a metodologia adotada, discriminando as atividades necessárias e estabelecendo aquelas que possam constituir indicadores de acompanhamento da execução física do projeto.

...continuação

pendência da aquisição de uma fonte adequada de RF.

- Realização de estudos iniciais das condições de equilíbrio de descargas termiônicas multi-dipolo-magnéticas através da avaliação do papel da difusão anômala no confinamento superficial do plasma.
- Publicação de relatórios e artigos.

2 - PROPULSÃO IÔNICA

A montagem da primeira versão do propulsor eletrostático foi completada e seus testes iniciados no final de 1985. Como o laboratório ainda não conta com uma câmara de vácuo apropriada para a realização dos testes, o propulsor foi montado no interior de uma das câmaras do projeto Plasma Quiescente (PQUI). Esta situação é provisória, ficando o desenvolvimento futuro do motor iônico na dependência de construir uma câmara de testes adequada. Os estudos iniciais que estão sendo realizados têm por objetivo a determinação dos parâmetros básicos do plasma na câmara de ionização e a avaliação do empuxo específico do propulsor. Com estes estudos experimentais será possível determinar a melhor configuração dos ímãs permanentes utilizados para o confinamento do plasma, visando, desta forma, maximizar a eficiência elétrica do propulsor. Será possível, também, examinar alternativas para detalhes construtivos do motor como, por exemplo, melhor posição para o cátodo neutralizador e geometria mais adequada das grades aceleradoras. Dentro do projeto, foram também iniciados trabalhos de simulação numérica da dinâmica das partículas no campo magnético multipolar, visando otimizar teoricamente a configuração do campo.

Para completar estes estudos preliminares e efetuar o desenvolvimento do propulsor iônico, será adotada a seguinte metodologia:

- Execução do projeto de engenharia, compra de equipamento e componentes de alto-vácuo e montagem de uma câmara apropriada para diagnósticos e testes de operação do propulsor.
- Realização de estudos de simulação numérica da dinâmica de partículas em confinamento magnético multipolar, visando maximizar a eficiência de ionização do propulsor.
- Realização de estudos de simulação numérica da dinâmica de partículas submetidas à distribuição de potencial eletrostático característica da configuração das grades de aceleração, visando otimizar os parâmetros de extração de íons.

5. METODOLOGIA - Detalhar a metodologia adotada, discriminando as atividades necessárias e estabelecendo aquelas que possam constituir indicadores de acompanhamento da execução física do projeto.

...continuação

- Determinação experimental dos parâmetros característicos do plasma para diferentes configurações de confinamento magnético e geometrias do catodo. Na medição destes parâmetros serão utilizadas sondas eletrostáticas de Langmuir e sondas emissivas.
- Medição da corrente iônica extraída em função dos parâmetros geométricos das grades e dos potenciais eletrostáticos nelas aplicados. A partir do valor da corrente será possível a determinação indireta do empuxo específico do propulsor.
- Efetuação de testes de neutralização do feixe iônico para diferentes tipos de neutralizadores.
- Avaliação do efeito de corrosão das partes internas do propulsor através da análise estequiométrica do feixe iônico extraído. Esta análise será realizada empregando um espectrômetro de massa.
- Determinação experimental da energia do feixe iônico. Na medição deste parâmetro será utilizado um analisador eletrostático de energia.
- Desenvolvimento de um sistema de determinação direta do empuxo a partir da medida, por interferometria laser, da deflexão de um pêndulo balístico.
- Publicação de relatórios e artigos.

3 - TEORIA DE PLASMA (PTEO)

As atividades desenvolvidas neste projeto empregam conceitos não-lineares, tais como instabilidades paramétricas e sôlitons, no estudo de processos de geração de radiação coerente em plasmas espaciais, astrofísicos e de laboratório.

As pesquisas em Teoria de Plasma prosseguirão segundo a seguinte metodologia:

- Realização de estudos teóricos sobre a dinâmica não-linear do espalhamento Raman estimulado.
- Realização de estudos teóricos sobre o processo de geração de radiação através da conversão do modo eletrostático.
- Realização de estudos sobre a evolução não-linear das instabilidades paramétricas de Langmuir.

continua...

5. METODOLOGIA - Detalhar a metodologia adotada, discriminando as atividades necessárias e estabelecendo aquelas que possam constituir indicadores de acompanhamento da execução física do projeto.

...continuação

- Execução do projeto conceitual de um laser de elétrons livres, com ênfase no projeto do ondulator magnético.
- Publicação de relatórios e artigos.

6. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA - Apresentar e analisar de forma resumida a bibliografia existente sobre o assunto bem como os estudos concluídos ou em andamento realizados pela unidade executora e/ou por outras entidades nacionais e estrangeiras, comentando a existência de alternativas para a abordagem do projeto.

1 - PLASMA QUIESCENTE (PQUI)

- FERREIRA, J.L.; LUDWIG, G.O. "Trabalhos Experimentais em Plasma Desenvolvidos no INPE", Revista Brasileira de Física, Volume Especial II, 493 (1982). Descrição da máquina de plasma duplo e relato dos primeiros estudos experimentais de ondas acústico-iônicas realizados no INPE.
- LUDWIG, G.O.; FERREIRA, J.L.; NAKAMURA, Y. "Observation of Ion Acoustic Rarefaction Solitons in a Multicomponent Plasma with Negative Ions", Phys. Rev. Lett. 52(4), 275 (1984). Primeira observação experimental de sôlitons acústico-iônicos negativos (rarefativos).
- BRAITHWAITE, N.S.; ALLEN, J.E.; FERREIRA, J.L. "Observations of an Ion Acoustic Oscillation Near a Pulsed Sheath", Proceedings of the International Conference on Plasma Physics, Vol. 1, p. 180, Lausanne, Switzerland, June 1984. Apresentação de resultados sobre estudos experimentais do mecanismo de geração de ondas acústico-iônicas.
- NAKAMURA, Y.; FERREIRA, J.L.; LUDWIG, G.O. "Experiments on Ion-Acoustic Rarefactive Solitons in a Multi-Component Plasma with Negative Ions", J. Plasma Phys., 33 (2), 237 (1985). Comprovação da propriedade de não-espalhamento para sôlitons negativos.
- NAKAMURA, Y.; TSUKABAYASHI, I.; LUDWIG, G.O.; FERREIRA, J.L. "Large Amplitude Solitary Waves in a Multicomponent Plasma with Negative Ions", aceito para publicação no Phys. Lett. A (1985). Comprovação experimental de resultados da teoria do pseudopotencial aplicada aos sôlitons negativos.
- SATO, T.; OKUDA, H. "Ion Acoustic Double Layers", Phys. Rev. Lett. 44, 740 (1980). Primeiros estudos de simulação numérica sobre a formação de camadas duplas acústico-iônicas.
- FERREIRA, J.L.; LUDWIG, G.O.; MONTES, A. "Ion Acoustic Double Layer in a Magnetic Picket Fence Configuration", Proceedings of the Spring College on Plasma Physics, Trieste, Italy, May-June 1985. Primeira observação experimental do mecanismo de reforço, associado à turbulência acústico-iônica, na formação de camadas duplas.
- WONG, A.Y.; CHEN, P.Y.; TANIKAWA, T. "Evolution from Coherence to Turbulence in Plasmas", from "Statistical Physics and Chaos in Fusion Plasmas", edited by C.W. Horton and L.E. Reish, John Wiley and Sons, Inc. (1984). Revisão dos experimentos de excitação de instabilidades paramétricas em plasmas.

continua...

6. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA - Apresentar e analisar de forma resumida a bibliografia existente sobre o assunto bem como os estudos concluídos ou em andamento realizados pela unidade executora e/ou por outras entidades nacionais e estrangeiras, comentando a existência de alternativas para a abordagem do projeto.

...continuação

2 - PROPULSÃO IÔNICA (PION)

- Lewis Research Center "8cm Mercury Thruster Subsystem Users Manual", July 1977. Descrição completa dos parâmetros de operação de um micropropulsor eletrostático, a mercúrio, disponível comercialmente.
- FINKE, R.C. (editor) "Electric Propulsion and its Applications to Space Missions" - Progress in Astronautics and Aeronautics - American Institute of Aeronautics and Astronautics, N.Y., vol. 79 (1979). Revisão de trabalhos relativamente recentes sobre desenvolvimento de propulsores elétricos.
- WILBUR, P.J. "Advanced Space Propulsion Thruster Research" - NASA CR165584 (1981). Coletânea de artigos que versam sobre os parâmetros de desempenho de propulsores elétricos.

3 - TEORIA DE PLASMA (PTEO)

- CHIAN, A.C.-L. "Nonlinear, Relativistic, Langmuir Waves in Astrophysical Magnetospheres", Radiation in Plasmas, vol 2, 639-654 (1984).
- CHIAN, A.C.-L. "Nonlinear Temporal Modulation of Pulsar Radioemission", Proceedings of the ICTP-Trieste Workshop on Twenty Years of Plasma Physics, 337-351 (1985).
- CHIAN, A.C.-L.; SERBETO, A.P.B. "Nonlinear Theory of the Free-Electron Laser", Proceedings of the IV Japan-Brazil Symposium on Science and Technology, vol. 3, 223-232 (1984).
- CORREA, R.A. "Teoria do Laser de Elétrons Livres", Tese de Mestrado, INPE (1984).
- MELROSE, D.B. "Plasma Astrophysics", Vols. I and II, Gordon and Breach (1980).

Grande parte do trabalho recentemente realizado no desenvolvimento do laser de elétrons livres é apresentado nos seguintes volumes de "Physics of Quantum Electronics", editado por S.F. Jacobs et al., Addison-Wesley Publishing Co.

- Vol. 5, "Novel Sources of Coherent Radiation" (1978).
- Vol. 7, "Free-Electron Generators of Coherent Radiation" (1980).
- Vol. 8, "Free-Electron Generators of Coherent Radiation" (1982).
- Vol. 9, "Free-Electron Generators of Coherent Radiation" (1982).

Os trabalhos realizados no projeto, além do interesse científico, são relevantes em vista do desenvolvimento tecnológico gerado, tendo aplicações diretas nas futuras missões espaciais brasileiras. As máquinas de plasma quiescente podem vir a se tornar úteis no teste de antenas e sondas de diversos tipos a serem levadas a bordo de satélites. Os experimentos em plasmas espaciais a serem efetuados pelos satélites também poderão ser simulados nestas máquinas. Além disso, estes dispositivos são relativamente simples e ideais para o estudo de processos fundamentais da Física dos Plasmas. A técnica de montagem e operação destas máquinas poderá ser transferida para outros grupos de plasma nas universidades brasileiras, que poderiam utilizá-las em experiências de ensino. O desenvolvimento completo do micropropulsor iônico possibilitará sua aplicação em sistemas de controle de atitude e de órbita de satélites geoestacionários. Outrossim, processos tais como implantação iônica e ataque de superfícies por bombardeamento iônico, amplamente utilizados pela indústria de microeletrônica, empregam fontes de íons semelhantes à utilizada no propulsor. Por outro lado, os resultados dos estudos teóricos de plasma servem para sugerir e orientar experimentos de plasma tanto no laboratório quanto no espaço, e contribuem para fortalecer os trabalhos ora sendo realizados pelos grupos de observação solar e astrofísica do País. Finalmente, o laser de elétrons livres é de interesse por suas possíveis aplicações em medicina e transmissão de energia no espaço. O desenvolvimento deste dispositivo e, em particular, de onduladores magnéticos é de interesse para o Projeto Radiação Sincrotron.

8. RECURSOS HUMANOS DO PROJETO

RECURSOS HUMANOS DO PROJETO (EXISTENTES E A CONTRATAR)																
8.1 - PESSOAL CIENTÍFICO																
NOME	REGIME DE TRABALHO				GRAU ACADEMICO	CLASSIFICAÇÃO CNPq	FUNÇÃO NO PROJETO	PERÍODO PARTICIPAÇÃO NO PROJETO (MESES)	SALÁRIO EQUIVALENTE A DEDICAÇÃO (Cr\$ 1.000)	ATIVIDADES NO PROJETO						
	INSTITUIÇÃO		PROJETO													
	TI	TP	TI	TP												
Abraham Chiang-Long Chian	x		x		D	P.Assoc.	Pesq.	12	28.080	Teórico (PTEO)						
Antonio Montes Filho	x			08	D	P.Assoc.	Pesq.	12	4.710	Teórico, Experimental (PQUI)						
Gerson Otto Ludwig	x			20	D	Pesq.	Pesq.	12	14.880	Teórico, Exper. (PQUI, PION)						
José Augusto Bittencourt	x			20	D	Pesq.	Pesq.	12	14.880	Teórico, (PTEO)						
Gilberto Marrega Sandomato	x		x		M	Assist.P	Pesq.	12	13.950	Experimental (PION)						
José Leonardo Ferreira	x		x		M	P.Assist	Pesq.	12	16.620	Experimental (PQUI, PION)						
Maria Virginia Alves Jardim	x		x		M	P.Assist	Pesq.	12	14.790	Teórica (PTEO)						
Rafael Alves Correa	x		x		M	Assist.P	Pesq.	12	13.950	Teórico (PTEO)						
Julio Guimarães Ferreira	x		x		G	Assist.P	Pesq.	12	11.720	Experimental (PQUI, PION)						
Antonio de P. Brito Serbeto	x		x		M	Bolsista	Pesq.	12	-	Teórico (PTEO)						
Marisa Roberto	x		x		G	Bolsista	Pesq.	12	-	Teórica (PQUI)						
TOTAL									133.580							

8.2 – PESSOAL TÉCNICO

TOTAL

EQUIPAMENTOS EXISTENTES PARA UTILIZAÇÃO NO PROJETO

DESCRIÇÃO	AQUISIÇÃO			ESTADO OPERACIONAL ATUAL
	ANO	ORIGEM DOS RECURSOS	CUSTOS	
<u>PLASMA QUIESCENTE (PQUI)</u>				Em operação normal
<u>PROPULSAO IÔNICA (PION)</u>				
- Sistema de vácuo com bomba difusora Edwards (280ℓ/s)	1978			
- Câmara de vácuo (diâm = 30cm; comp = 75cm)	1979			
- Fontes de alimentação Tectrol	1979			
- Registrador X-Y HP 7047A	1979			
- Integrador síncrono EGG PARC 162.	1979			
- Gerador de pulsos Tektronix PG 505	1980			
- Gerador de funções Tektronix FG504	1980			
- Osciloscópio de feixe duplo Tektronix 7844 (400MHz)	1981			
- Analisador de espectro Tektronix 7L13 (1kHz ~ 1,8GHz)	1981			
- Amplificador síncrono EGG PARC 124A	1981			
- Sistema de vácuo com bomba difusora (2000ℓ/s) e controlador 2002 Edwards	1983			
- Câmara de vácuo (diâm = 65cm; comp = 120cm)	1983			
- Osciloscópio Tektronix R7603 com módulo digitalizador programável Tektronix 7D20 e acessórios	1984			
- Gerador de funções Tektronix FG5010	1984			
- Gerador de pulsos Tektronix PG505	1984			
- Registrador X-Y HP 7090A	1984			
<u>TEORIA DE PLASMA (PTEO)</u>				
- Terminal gráfico Tektronix 4052A	1983			
- Copiadora de vídeo Tektronix 4611	1983			
- Impressora matricial Expansão M340K	1984			
				continua...

EQUIPAMENTOS EXISTENTES PARA UTILIZAÇÃO NO PROJETO

DESCRIÇÃO	AQUISIÇÃO			ESTADO OPERACIONAL ATUAL
	ANO	ORIGEM DOS RECURSOS	CUSTOS	
...continuação - Linha Transdata EMBRATEL (ligação entre terminal gráfico e computador CDC CYBER 1707/750 do IEAv/CTA)	1984			Em operação normal
A Divisão de Plasma do INPE conta com um Laboratório de Apoio em Eletrônica (osciloscópios de bancada, multímetros, gaussímetro etc.) e um Laboratório de Técnicas para Dispositivos a Vácuo (forno elétrico 1400C, equipamento para eletroformação etc.)				

CONSIDERAÇÕES SOBRE O ORÇAMENTO APRESENTADO

Os quadros que se seguem apresentam o orçamento do projeto e os recursos que são solicitados ao FNDCT. Porém, para melhor entender o orçamento apresentado, são feitas, a seguir, algumas considerações a respeito:

- Alterações foram feitas nos formulários originais visando a simplificar a apresentação sem, no entanto, acarretar prejuízo nas informações solicitadas. No formulário "Recursos Humanos do Projeto", adicionou-se uma coluna em que consta o salário mensal equivalente ao tempo dedicado ao projeto durante o período considerado.
- O formulário "Composição de Salários" foi preenchido de maneira simplificada, uma vez que as informações foram fornecidas anteriormente no formulário "Recursos Humanos do Projeto". Os cálculos, divididos em duas partes, apresentam as despesas no período, com base nos salários previstos para janeiro de 1986 e um adicional proporcional ao período que contempla a transformação de 14 salários em 12 mensalidades e um reajuste (dissídio) estimado de 60% em julho de 1986.
- A *contrapartida explícita* oferecida pelo INPE refere-se, basicamente, ao pagamento das despesas (salários e obrigações patronais) com pessoal contratado pela CLT.
- A *contrapartida implícita*, que também deve ser levada em conta, representa de 40% a 60% das despesas com pessoal e é constituída das facilidades de apoio técnico e administrativo do INPE utilizadas na execução do projeto.
- Finalmente, vale mencionar que os orçamentos apresentados estão a preços médios previstos para 1986.

ORÇAMENTO POR FONTES DE FINANCIAMENTO

Período do Projeto de Jan/1986 a Dez/1986

(Em Cr\$ mil)

PRÓJETO: PLASMA						
CATEGORIA ECONÔMICA		FONTES ESPECIFICAÇÃO DA DESPESA	CONTRAPARTIDA		FNDCT	TOTAL GERAL DO PROJETO
			PROPONENTE	OUTROS *		
DESPESAS CORRENTES	3100	DESPESA DE CUSTEIO	3.543.300		2.546.170	6.089.470
	3110	PESSOAL	3.543.300		175.540	3.718.840
		a) Científico	2.580.720			2.580.720
		b) Técnico	209.280			209.280
		c) Administrativo				
		d) Diárias			175.540	175.540
	3113	e) Obrigações Patronais	753.300			753.300
	3120	MATERIAL DE CONSUMO			1.831.240	1.831.240
	3130	SERVIÇOS DE TERC. E ENCARGOS			539.390	539.390
	3131	REMUNERAÇÃO DE SERV. PESSOAIS			199.370	199.370
	3132	OUTROS SERV. E ENCARGOS			340.020	340.020
DESPESAS DE CAPITAL	4100	INVESTIMENTOS			5.017.620	5.017.620
	4110	OBRAS E INSTALAÇÕES			26.800	26.800
		a) Obras				
		b) Instalações			26.800	26.800
	4120	EQUIPAMENTOS E MAT. PERMANENTE			4.990.820	4.990.820
		a) Equipamentos			4.503.870	4.503.870
		Nacional			954.610	954.610
		Importado			3.549.260	3.549.260
		b) Material Permanente			486.950	486.950
		Nacional			486.950	486.950
		Importado				
	T O T A L S		3.543.300		7.563.790	11.107.090

* Discriminar por Fonte Financiadora - Preencher um formulário por subprojeto quando for o caso, além do consolidado.

Mês de Referência:

3110 - PESSOAL

Cr\$ 1.000

INSTRUÇÕES NO VERSO

EXERCÍCIO 1986

12

Cr\$ 1.000

CLP 1.000

N O M E S	P O S I Ç Ã O N O P R O J E T O	MENSAL BRUTO	V A L O R E S M E N S A I S					T O T A I S A N U A I S			
			PROPOONENTE	me- ses	OUTROS	me- ses	FNDCT	me- ses	PROPOONENTE	OUTROS*	FNDCT
		SAL.		X		X					
		ENC.									
• Total dos salários do pessoal relacionado no Quadro de Recursos Hu- manos.		SAL.	10.830	12					129.960		
		ENC.									
		SAL.									
		ENG.									
		SAL.									
		ENC.									
• Adicional correspon- dente aos 13º e 14º sa- lários, dissídio e abono pecuniário		SAL.	6.610	12					79.320		
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									
		ENC.									
		SAL.									

INSTRUÇÕES NO VERSO

3.110 d) DIÁRIAS

EXERCÍCIO 1986

NOME E FINALIDADE	LOCAL	QUANT.	CUSTO UNITÁRIO	CUSTO TOTAL	FONTE DE RECURSOS		
					PROPRIO	OUTROS	FNDCT
PLASMA QUIESCENTE (PQUI)							
- Participação em congressos (SBPC)	Curitiba	28	670	18.760			
- Participação em congressos (SBV)	SCarlos	14	670	9.380			
- Contatos técnicos e científicos	Diversos	10	670	6.700			
SUB-TOTAL				34.840			
PROPULSAO IÔNICA (PION)							
- Participação em congressos (SBPC)	Curitiba	16	670	10.720			
- Participação em congressos (SBV)	SCarlos	16	670	10.720			
- Contatos técnicos e científicos	Diversos	10	670	6.700			
SUB-TOTAL				28.140			
TEORIA DE PLASMA (PTEO)							
- Participação em congressos (SBPC)	Curitiba	28	670	18.760			
- Participação em congressos	Diversos	20	670	13.400			
- Contatos técnicos e científicos	Diversos	10	670	6.700			
SUB-TOTAL				38.860			
TOTAL				101.840			101.840

Cr\$ 1.000

3120. - MATERIAL DE CONSUMO

ESPÉCIE E FINALIDADE	QUANT.	CUSTO UNITÁRIO	CUSTO TOTAL	FONTE DE RECURSOS	
				PROPRONERIE	CUSTOS FNDCT
CL\$ 1.000					
PLASMA QUIESCENTE (PQUI)					
- Componentes elétricos e eletrônicos (N)	vários		255.940		
- Materiais refratários e cerâmicos (I)	vários		174.870		
- Materiais mecânicos (N)	vários		88.440		
- Gases (N)	vários		29.480		
- Filme polaroide (D)	vários		13.400		
SUB-TOTAL			562.130		
PROPULSÃO IÔNICA (PION)					
- Componentes eletrônicos para montagem de circuitos de sistemas de diagnóstico (N)	vários		255.540		
- Materiais mecânicos para confecção de protótipos e componentes (N, I).	vários		145.930		
- Materiais cerâmicos e isolantes para eletrodos, gases e outros componentes (I)	vários		139.090		
- Gases (Xenônio, Argônio, Hélio) para testes de propedentes (D, N)	vários		68.070		
- Reagentes químicos para aplicações gerais (N)	vários		28.140		
- Adesivos e selantes para aplicações gerais (N, I)	vários		40.600		
- Material elétrico (N)	vários		20.900		
- Material e componentes de vácuo para implementação da câmara de testes (D)	vários		436.840		
SUB-TOTAL			1.135.110		
TEORIA DE PLASMA (PTEO)					
- Materiais diversos para sistema de processamento de dados	vários		134.000		
SUB-TOTAL			134.000		
OBS.: N - Nacional, I - Importado, D - Importado mas disponível no mercado nacional					
TOTAL			1.831.240		1.831.240

UTILIZAR UM FORMULÁRIO PARA CADA EXERCÍCIO

1986

EXERCÍCIO

3.131 - REMUNERAÇÃO DE SERVIÇOS PESSOAIS

Cr\$ 1.000

PESSOAS / EMPRESAS	ESPECIFICAÇÃO DO SERVIÇO	PERÍODO	CUSTO TOTAL	FONTE DE RECURSOS		FNDCT
				PROPRONENTE	OUTROS	
PLASMA QUIESCENTE (PQUI)						
- Cristina Maria Quintella	- Desenvolvimento de técnicas de selagem para construção de dispositivos de diagnóstico de plasma.	Jan/Dez	43.420			
- Gilberto Alves dos Santos	- Construção de uma fonte de plasma com confinamento multipolar.	Jan/Dez	30.550			
- Estagiário de 5º ano do ITA (16 horas semanais)	- Desenvolvimento de circuitos eletrônicos de controle.	Abr/Nov	12.860			
	SUB-TOTAL		86.830			
PROPULSÃO IÔNICA (PION)						
- José Carlos Rossi	- Construção de analisadores de energia de íons	Jan/Dez	30.550			
- Richard Mc Donnell Cotrim	- Desenvolvimento de um sistema de medida de empuxo por pêndulo	Jan/Dez	30.550			
- Estagiário de 5º ano do ITA (16 horas semanais)	- Desenvolvimento de circuitos eletrônicos	Abr/Nov	12.860			
- Estagiário de 5º ano do ITA (16 horas semanais)	- Simulação numérica da dinâmica de íons no potencial de grades aceleradoras	Abr/Nov	12.860			
	SUB-TOTAL		86.820			
TEORIA DE PLASMA (PTEO)						
- Estagiário de 5º ano do ITA (16 horas semanais)	- Cálculo numérico do campo magnético num ondulator	Abr/Nov	12.860			
- Estagiário de 5º ano do ITA (16 horas semanais)	- Simulação numérica da dinâmica de elétrons num campo magnético ondulado	Abr/Nov	12.860			
	SUB-TOTAL		25.720			
	TOTAL		199.370			199.370

UTILIZAR UM FÓRMULARIO PARA CADA EXERCÍCIO

UTILIZAR UM FORMULÁRIO PARA CADA EXERCÍCIO

3.132 - PASSAGENS

EXERCÍCIO 1986

Cr\$ 1.000

TRECHO	OBJETIVO	Nº DE VIAGENS	VALOR UNITÁRIO	VALOR TOTAL	FONTE DE RECURSOS	
					PROPRIO	OUTROS
PLASMA QUIESCENTE (PQUI)						
-SPaulo/Curitiba/SPaulo	- Congresso SBPC	04	1.710	6.840		
-SJC Campos/SCarlos/SJC Campos	- Congresso SBV	03	270	810		
-SPaulo/PAlegre/SPaulo	- Contatos téc. e cient.	03	3.500	10.500		
-A especificar	- Contatos téc. e cient.	04	1.408	5.630		
	SUB-TOTAL			23.780		
PROPULSAO IÔNICA (PION)						
-SPaulo/Curitiba/SPaulo	- Congresso SBPC	04	1.710	6.840		
-SJC Campos/SCarlos/SJC Campos	- Congresso SBV	04	270	1.080		
-SJC Campos/RJaneiro/SJC Campos	- Contatos téc. e cient.	04	1.700	6.800		
-A especificar	- Contatos téc. e cient.	04	1.410	5.640		
	SUB-TOTAL			20.360		
TEORIA DE PLASMA (PTEO)						
-SPaulo/Curitiba/SPaulo	- Congresso SBPC	04	1.710	6.840		
-SPaulo/PAlegre/SPaulo	- Contatos téc. e cient.	04	3.500	14.000		
-SPaulo/Brasília/SPaulo	- Contatos téc. e cient.	03	3.550	10.650		
-SJC Campos/RJaneiro/SJC Campos	- Contatos téc. e cient.	03	1.700	5.100		
	SUB-TOTAL			36.590		
T O T A L					80.730	80.730

UTILIZAR UM FORMULÁRIO PARA CADA EXERCÍCIO

EXERCÍCIO 1986

b) - INSTALAÇÕES

Crs 1000%

ESPECIFICAÇÃO	FIRMA*	JUSTIFICATIVA	VALOR TOTAL	FONTE DE RECURSOS	
				PROPRIO	OUTROS
PROPULSAO IONICA (PION) - Sistema aereo de distribuicao de fios, cabos eletricos e mangueiras	- A ser designada	- Instalação geral do laboratório de propulsão iônica	26.800		
TOTAL			26.800		26.800

UTILIZAR UM FORMULÁRIO PARA CADA EXERCÍCIO

* SE JÁ REALIZADA CONCORRÊNCIA PÚBLICA, ANEXAR A DOCUMENTAÇÃO CORRESPONDENTE.

4120 - EQUIPAMENTOS E MATERIAL PERMANENTE
a - Equipamentos

ESPECIFICAÇÃO E APLICAÇÃO NO PROJETO	MODELO	FABRI- CANTE	CUSTO UNITÁRIO	QUANT.	CUSTO TOTAL	Cris. 1.000		
						PROFONIE	OUTROS	ENDCT
PLASMA QUIESCENTE (PQUI)								
- Microcomputador com interface IEEE 488 para processamento de dados		Unitron		01	83.210			
- Capacímetro digital para medidas elétricas	CD820	Engro		01	12.730			
- Osciloscópio de traço duplo com armazenamento para observações de sinais (D)	466/464	Tektronix		01	29.210			
SUB-TOTAL					125.150			
PROPULSÃO IÔNICA (PION)								
- Fonte de tensão para alimentação do propulsor	120-20	Tectrol		01	58.560			
- Fonte de tensão para alimentação do propulsor	25-20	Tectrol		01	67.540			
- Fontes de alta tensão para polarização de grades (D)		Kepco	36.720	02	73.440			
- Microcomputador com interface IEEE 488 para processamento de dados e controle		Unitron		01	96.610			
- Interferômetro laser para medida de pequenos deslocamentos		Funbec		01	63.380			
- Termômetro digital para controle térmico	MTD2000	ECB		01	29.610			
- Microvolímetros para medidas de corrente e tensão em geral	MTD4500	ECB	20.770	07	145.390			
- Indicador digital de posição para deslocamento axial das grades de aceitação	26C	Digicom		01	99.290			
- Medidor de vazão para controle da admissão de propelentes	FT-10N	Flowtec		01	162.140			
- Registrador potenciométrico para testes de longa duração	RB-103	ECB		01	33.500			
SUB-TOTAL					829.460			
TOTAL					954.610			954.610

* SÃO CONSIDERADOS EQUIPAMENTOS NACIONAIS OS ADQUIRIDOS EM MOEDA NACIONAL, NO PAÍS, UTILIZAR UM FORMULÁRIO PARA CADA EXERCÍCIO

ESPECIFICAÇÃO E APLICAÇÃO NO PROJETO	PAÍS DE ORIGEM	MODELO	FABRICANTE	CUSTO UNITÁRIO	QUANT.	CUSTO TOTAL	FONTE DE RECURSOS		Cr\$ 1.000
							PROPONENTE	OUTROS	
PLASMA QUIESCENTE (PQUI)									
- Fonte de radiofrequência (1MHz~1GHz), com acessórios, para estudo da interação de radiação eletromagnética com o plasma	EUA	50W100	Amplifier Research		01	999.910 999.910			
SUB-TOTAL									
PROPULSAO IÔNICA (PION)									
- Registrador X-Y para traçado de curvas características	EUA	7090A	Hewlett-Packard		01	213.190			
- Eletrômetro para medida de pico-correntes	EUA	602	Keithley	123.550	02	247.100			
- Multímetro digital para medidas elétricas em geral	EUA	195A	Keithley		01	49.980			
- Espectrômetro de massa para análise estequiométrica do feixe iônico	Suíça	311	Balzers		01	1.254.910			
- Bomba de vácuo de palhetas rotativas para câmara de testes	Inglaterra	E2M40	Edwards		01	118.460			
- Bomba de vácuo difusora para câmara de testes	Inglaterra	CR250/2000	Edwards		01	192.690			
- Controlador para sistema de vácuo	Inglaterra	2002	Edwards		01	138.820			
- Medidor de fluxo de massa para controle estequiométrico do propelente	EUA	2700	MKS		01	126.630			
- Osciloscópio de traço duplo e armazenamento digital para observação de sinais em geral	EUA	468	Tektronix		01	207.570 2.549.350			
SUB-TOTAL									
TOTAL						3.549.260			3.549.260

UTILIZAR UM FOMULÁRIO PARA CADA EXERCÍCIO

EXERCÍCIO 1986

MATERIAL PERMANENTE
NACIONAL*

Cr\$ 1.000

ESPECIFICAÇÃO	FINALIDADE	CUSTO UNITÁRIO	QUANT.	CUSTO TOTAL	FONTE DE RECURSOS	
					PROPRIO	FNDC
PROPULSÃO IÔNICA (PION)						
- Câmara de vácuo	- Testes do propulsor iônico		01	449.970		
- Cilindros para gases	- Armazenamento de gases pro- pelentes	4.020	04	16.080		
- Válvulas reguladoras de pressão	- Controle do fluxo de gases propelentes	3.885	04	15.540		
- Gabinete para equipa- mentos eletrônicos	- Acondicionamento de equipa- mento		01	5.360		
T O T A L				486.950		486.950

É CONSIDERADO MATERIAL PERMANENTE NACIONAL O ADQUIRIDO EM MOEDA NACIONAL NO PAÍS

CRONOGRAMA DE DESEMBOLSO - FNDCT

(Cr\$ 1.000)

ITENS DE DISPÊNDIO		EXERCÍCIO 1986				TOTAL GERAL
		1º TRIM	2º TRIM	3º TRIM	4º TRIM	
DESPESAS CORRENTES	3100 DESPESAS DE CUSTEIO (1)					
	3110 PESSOAL	482.800 17.420	534.170 15.410	1.011.830 54.940	517.370 14.070	2.546.170 101.840
	a) Científico					
	b) Técnico					
	c) Administrativo					
	d) Diárias	17.420	15.410	54.940	14.070	101.840
	3113 OBRIGAÇÕES PATRONAIS					
DESPESAS DE CAPITAL	3120 MATERIAL DE CONSUMO	342.770	342.900	779.750	365.820	1.831.240
	3130 SERV. DE TERCEIROS E ENCARGOS	122.610	175.860	177.140	137.480	613.090
	3131 REMUNERAÇÃO DE SERV. PESSOAIS	33.770	57.880	57.880	49.840	199.370
	3132 OUTROS SERVIÇOS E ENCARGOS	88.840	118.980	119.260	87.640	413.720
	4100 INVESTIMENTOS (2)	181.700	528.230	1.863.130	2.444.560	5.017.620
DESPESAS DE CAPITAL	4110 OBRAS E INSTALAÇÕES		26.800			26.800
	a) Obras					
	b) Instalações		26.800			26.800
	4120 EQUIPAMENTOS E MAT. PERMANENTE	181.700	501.430	1.863.130	2.444.560	4.990.820
	a) Equipamentos	144.720	501.430	1.413.160	2.444.560	4.503.870
	. Nacional	144.720	501.430	245.350	63.110	954.610
	. Importado			1.167.810	2.381.450	3.549.260
DESPESAS DE CAPITAL	b) Material Permanente	36.980		449.970		486.950
	. Nacional	36.980		449.970		486.950
	. Importado					
T O T A L (1 + 2)		664.500	1.062.400	2.874.960	2.961.930	7.563.790

ITEM	ATIVIDADES	INDICADORES DE PROGRESSO	ANO												TOTAL	
			TRIM.	1º			2º			3º			4º			
			MÊS	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11		12
01	Estudo da dinâmica não-linear do laser de elétrons livres.	Publicação de relatórios e artigos.	FINAN.												95.140	
			FÍSICO	///	///	///	///	///	///	///	///	///	///	///		///
02	Estudo dos processos de geração de radiação atra vês da conversão de modos eletrostáticos.	Publicação de relatórios e artigos.	FINAN.												95.140	
			FÍSICO	///	///	///	///	///	///	///	///	///	///	///		///
03	Estudo da evolução não-linear de instabilidades pa ramétricas de Langmuir.	Publicação de relatórios e artigos.	FINAN.												95.140	
			FÍSICO	///	///	///	///	///	///	///	///	///	///	///		///
04	Realização do projeto conceitual de um laser de elé trons livres.	Publicação de relatórios.	FINAN.												78.150	
			FÍSICO	///	///	///	///	///	///	///	///	///	///	///		///
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
TOTAL				78.400			88.040			112.300			84.830			363.570

ITEM	ATIVIDADES	INDICADORES DE PROGRESSO	ANO												TOTAL	
			TRIM.	1º			2º			3º			4º			
			MÊS	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11		12
01	Caracterização do plasma na câmara de ionização e otimização da configuração de campo magnético confi nante.	Valores dos parâmetros do plasma (densidade e tem peratura) e da eficiência de ionização.	FINAN.												611.580	
			FÍSICO													
02	Desenvolvimento e testes de sistemas neutralizado res.	Neutralização completa do feixe iônico e aumento da corrente de íons.	FINAN.												782.960	
			FÍSICO													
03	Estudo da óptica iônica no potencial eletrostático das grades.	Diminuição da divergência do feixe iônico e aumen to da corrente de íons. Valor do empuxo por medida indireta.	FINAN.												796.490	
			FÍSICO													
04	Construção e montagem do pêndulo balístico.	Valor do empuxo por medida direta.	FINAN.												340.630	
			FÍSICO													
05	Montagem e calibração do espectrômetro de massa.	Resultados da análise estequiometria do feixe iô nico e avaliação dos efeitos de corrosão.	FINAN.	-			-			-					1.381.540	
			FÍSICO													
06	Projeto e construção da câmara de testes de propul sores iônicos.	Montagem da câmara e testes do sistema de vácuo.	FINAN.	-											1.389.850	
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
TOTAL				390.070			758.310			2.009.600			2.145.070			5.303.050

ITEM	ATIVIDADES	INDICADORES DE PROGRESSO	ANO												TOTAL	
			TRIM.	1º			2º			3º			4º			
			MÊS	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11		12
01	Estudo de efeitos cinéticos em sôlitos negativos (aprisionamento e reflexão de partículas; distorções na distribuição).	Publicação de relatório.	FINAN.												238.380	
			FÍSICO	////	////	////	////	////	////							
02	Modificação da máquina de plasma quiescente para operação numa configuração de plasma triplo.	Geração de camadas duplas.	FINAN.												180.230	
			FÍSICO				////	////	////							
03	Estudo de camadas duplas e turbulência acústico - iônica em plasmas com duas espécies de íons.	Publicação de relatório.	FINAN.												319.590	
			FÍSICO							////	////	////	////	////		////
04	Projeto e montagem do sistema de excitação de ondas de RF no plasma.	Testes do sistema de RF.	FINAN.												1.158.970	
			FÍSICO				////	////	////	////	////	////	////	////		////
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
			FINAN.													
			FÍSICO													
TOTAL				196.030			216.050			753.060			732.030			1.897.170

ANEXO 1

TABELAS DAS ATIVIDADES EXPERIMENTAIS E TEÓRICAS DA DIVISÃO DE PLASMA

DO INSTITUTO DE PESQUISAS ESPACIAIS (DPL - INPE)

ATIVIDADES EXPERIMENTAIS DA DIVISÃO DE PLASMA DO INPE (DPL-INPE)

PROJETO/ LABORATÓRIO	DISPOSITIVO	EQUIPE	PARÂMETROS E DESCRIÇÃO SUSCINTA DO DISPOSITIVO	OBJETIVOS	INÍCIO DE OPERAÇÃO	RESULTADOS OBTIDOS
Plasma Quiescente (PQUI/DPL-INPE)	Descargas Multi-Dipo lo - Magnéti cas	Ferreira, J.G. Ferreira, J.L. Ludwig, G.O. Montes, A.	- Plasmas produzidos por descargas termoiônicas e confinados superficialmente por múltiplos dipolos magnéticos. - Duas câmaras experimentais: - diâmetro = 30cm - comprimento = 75cm - diâmetro = 65cm - comprimento = 120cm - Densidade eletrônica : $n_e = 10^{14} \sim 10^{15} \text{ m}^{-3}$ - Temperatura eletrônica : $T_e \approx 2 \text{ eV}$ - Temperatura iônica : $T_i \approx T_e / 15$	- Experimentos básicos em Física dos Plasmas. - Simulação em laboratório de fenômenos em plasmas espaciais. - Desenvolvimento de fontes de plasmas para processos.	- Disposição do pequeno, operacional de 1981. - Disposição do grande em testes.	- Ondas e sólitons acústico-iónicos. - Camadas duplas. - Turbulência acústica-iónica.
Centrífuga de Plasma (PCEN/DPL-INPE)	Centrífuga de Plasma	del Bosco, E Dallaqua, R.S. Ludwig, G.O.	- Plasma produzido em arco elétrico disparado por laser, no vácuo magnetizado, e descarregado entre um cátodo metálico e um anodo ajustável constituído por grade metálica. - Câmara experimental: - raio = 20cm - comprimento = 100cm - Indução: $B = 1,4 \text{ T (máx.)}$.	- Estudo de descargas magnetoplasmadinâmicas e de plasmas (metálicos) em rotação. - Aplicações em enriquecimento isotópico.	- Operacional de 1984	- Velocidade angular de rotação $\approx 2 \times 10^5 \text{ rad/s}$ ($r = 8 \text{ cm}$; $B = 0,25 \text{ T}$) - Temperatura $\approx 1,3 \text{ eV}$ (estimada). - Densidade $\approx (3 \sim 5) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. - Grau de enriquecimento para carbono ($^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$) $\approx 168\%$. (resultados preliminares)

ATIVIDADES EXPERIMENTAIS DA DIVISÃO DE PLASMA DO INPE (DPL-INPE)

PROJETO/ LABORATÓRIO	DISPOSITIVO	EQUIPE	PARÂMETROS E DESCRIÇÃO SUSCINTA DO DISPOSITIVO	OBJETIVOS	INÍCIO DE OPERAÇÃO	RESULTADOS OBTIDOS
Plasma e Radiação (PRAD/DPL-INPE)	Girotron	Barroso, J.J. Chiarelllo, M.G. Galvão, G.P. Ludwig, G.O. Montes, A. Rossi, J.O.	- Maser de ressonância de ciclotron eletrônica. - Frequência: 35GHz. - Modo: TE₀₂₁ - Ressonância: fundamen- tal. - Potência: ~80kW (previs- ta). - Duração do pulso: 10ms (máx.).	- Pesquisas em aquecimen- to de plasmas por resso- nância de ciclotron ele- trônica. - Aplicações em radar e te- lecomunicações.	- Em cons- trução.	- Projeto conceitual de gi- rotrons. - Tecnologia de dispositi- vos a vácuo.
Propulsão Iônica (PION/DPL-INPE)	Micropropul- sor eletros- tático	Ferreira, J.L. Ludwig, G.O. Sandonato, G.M.	- Feixe de íons extraídos eletrostaticamente de um plasma produzido por bombardeamento eletrôni- co e neutralizados por elétrons termoiónicos. - Empuxo ~ 5mN (previsto)	Desenvolvimento de pro- pulsores elétricos para controle de atitude e órbita de satélites.	- Testes iniciados em 1985	- Parâmetros preliminares do plasma: - Temperatura $\approx 3 \sim 4\text{eV}$ - Densidade $\approx (1 \sim 3) \times 10^{16}\text{m}^{-3}$
Plasma Magnetizado (PMAG/DPL-INPE)	Estrição to- roidal a cam- po inverso.	Aso, Y. Balloni, A.J.	- Máquina toroidal com plasma confinado pelo campo inverso auto-indu- zido. - Câmara toroidal: { raio maior = 12cm - raio menor = 4,2cm - Indução toroidal: B = 0,1T (máx.). - Corrente toroidal: I $\approx$ 50kA (prevista). - Densidade: $n_e \sim 10^{19}\text{m}^{-3}$. - Temperatura: T = 10 ~ 50 eV.	Estudo do efeito dínamo no estágio inicial de inversão do campo magné- tico (turbulência e con- vecção no plasma; reco- nexão magnética).	- Em cons- trução.	- Projeto conceitual e de engenharia do dispositivo.

ATIVIDADES TEÓRICAS DA DIVISÃO DE PLASMA DO INPE (DPL-INPE)

PROJETO/ LABORATÓRIO	EQUIPE	TÓPICOS DE PESQUISA	METODOLOGIA	PRINCIPAIS RESULTADOS
Teoria de Plasma (PTEO/DPL-INPE)	Chian, A.C.-L. Correa, R.A. Jardim, M.V.A. Serbeto, A.P.B.	- Ondas não-lineares. - Instabilidades paramétricas.	- Modelo relativístico de fluidos. (tratamento analítico e numérico).	- Formação de microestruturas da radiação de pulsares. - Dinâmica não-linear das instabilidades paramétricas de Langmuir.
Teoria de Plasma (PTEO/DPL-INPE)	Chian, A.C.-L. Correa, R.A. Serbeto, A.P.B.	- Laser de elétrons livres.	- Modelo de fluidos. (tratamento analítico e numérico).	- Modos de alta e baixa frequência do laser de elétrons livres. - Processo de saturação do laser de elétrons livres.
Plasma Quiescente (PQUI/DPL-INPE)	Ludwig, G.O. Roberto, M.	- Sólitons acústico - iônicos.	- Modelo cinético.	- Efeitos cinéticos na propagação de sólitons negativos.
Plasma e Radiação (PRAD/DPL-INPE)	Barroso, J.J. Ludwig, G.O. Montes, A. Silva, C.A.B.	- Maser de ciclotron eletrônico. - Instabilidade de ciclotron.	- Óptica eletrônica. - Eletrodinâmica. - Interação partículas-onda. (tratamento analítico e numérico).	- Síntese de canhões injetores para girotrons. - Síntese de ressoadores abertos para girotrons. - Otimização do processo de interação ressonante de ciclotron.
Plasma e Radiação (PRAD/DPL-INPE)	Ferreira, A.C.A. Leite, J.P. Ludwig, G.O. Montes, A. Shibata, C.S.	- Aquecimento e transporte. - Geração não-indutiva de corrente.	- Modelo cinético. - Equação de Fokker-Planck. - Traçado de raios. (tratamento analítico e numérico).	- Estudos de aquecimento de ciclotron eletrônico em tokamaks (efeito de elétrons supertermostáticos). - Efeitos neoclássicos na geração de corrente por ressonância de ciclotron eletrônica. - Geração de corrente por ondas de Bernstein.
Centrífuga de Plasma (PCEN/DPL-INPE)	Bittencourt, J.A. Ludwig, G.O.	- Plasma em rotação. - Equilíbrio difusivo.	- Modelo de múltiplos fluidos. - Termodinâmica do não-equilíbrio. (tratamento analítico e numérico).	- Estudo paramétrico do equilíbrio. - Princípio variacional para cálculo do equilíbrio.
Plasma Magnetizado (PMAG/DPL-INPE)	Ferreira, A.C.A.	- Equilíbrio MHD. - Ondas e instabilidades MHD.	- Modelo MHD ideal (tratamento analítico).	- Limites de estabilidade MHD. - Espectro de modos MHD.

ANEXO 2

BREVE REVISÃO DA SITUAÇÃO ATUAL DO PROJETO PLASMA QUIESCENTE (PQUI)

Dentre os projetos em andamento da Divisão de Plasma do INPE o mais antigo, projeto Plasma Quiescente, já está bem estabelecido. Assim, a Figura 1 mostra uma vista geral do laboratório de plasma quiescente, enquanto a Figura 2 mostra em destaque a primeira máquina de plasma duplo construída pela Divisão e, em primeiro plano, seus sistemas de energização, controle e diagnóstico. Vários resultados de pesquisas sobre fenômenos de caráter fundamental da Física dos Plasmas, obtidos nesta máquina, foram publicados em revistas internacionais. Uma série de experimentos sobre as propriedades de propagação de sôlitos negativos, observados pela primeira vez no INPE, vem sendo realizada desde 1983. Presentemente, está sendo dada ênfase ao estudo de processos resistivos e de difusão anômala associados à turbulência acústico-iônica. Em particular, foi feita, recentemente, a primeira constatação experimental do papel do mecanismo de reforço, estreitamente relacionado com a instabilidade acústico-iônica, na formação de camadas duplas. Os primeiros resultados destes estudos são apresentados no trabalho em anexo.

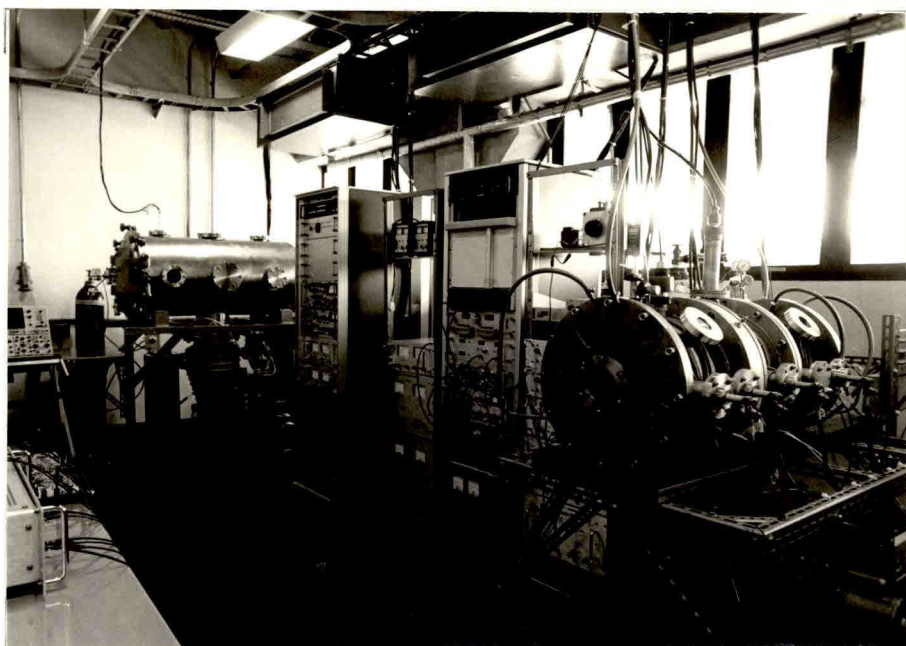


Fig. 1 - Vista geral do laboratório de plasma quiescente.

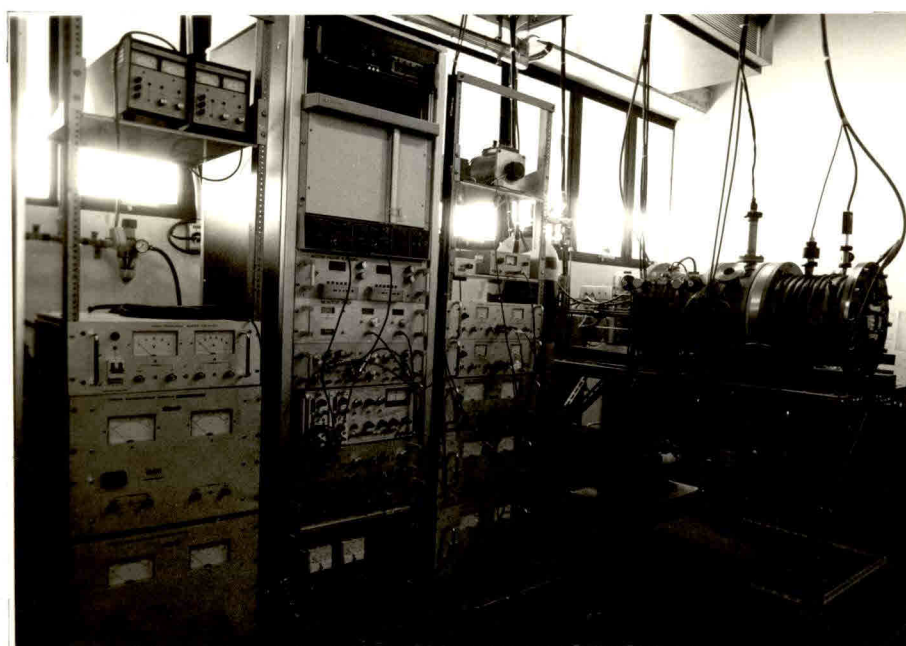


Fig. 2 - Primeira máquina de plasma duplo construída no INPE.

ION-ACOUSTIC DOUBLE LAYER IN A MAGNETIC PICKET FENCE CONFIGURATION

J.L. Ferreira, G.O. Ludwig, and A. Montes

Instituto de Pesquisas Espaciais - INPE
Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq
12200 São José dos Campos, S.P., Brasil

ABSTRACT

A small amplitude double layer formed across the magnetic sheath of a picket fence configuration has been experimentally observed in a multi-magnetic-dipole discharge plasma. The double layer is shown to be associated with the anomalous resistivity caused by an ion-acoustic instability driven by cold electrons diffusing through the confining surface field.

Recently, there has been an increasing interest in the study of double layers associated with the anomalous resistivity generated by an ion-acoustic instability¹⁻³. Computer simulations¹ have shown that small amplitude ($\Delta\phi \leq kT_e/e$) double layers can be formed over a large length scale ($L \gtrsim 250\lambda_D$) by electrons with drift velocity less than the thermal velocity ($v_d < v_e$). The evolution of such double layers from long wavelength ion-acoustic waves in the presence of drifting electrons has been observed in the laboratory². A series of these small amplitude double layers may be responsible for the acceleration of auroral particles³.

In this paper we wish to report the formation of a double layer in a magnetic picket fence configuration inserted in a quiescent plasma. The experiment was performed in a multi-magnetic-dipole device, at the Institute for Space Research (Instituto de Pesquisas Espaciais), as shown schematically in Fig. 1. This device contains two independent plasmas separated by a magnetic picket fence. The plasma density at each side can be varied by adjustment of the discharge currents (by manual control of the heating current in the filaments) in the two independent systems of filament cathodes. Discharges are made in argon gas at a pressure $p \approx 5 \times 10^{-4}$ mbar. Typical plasma parameters are $n_e \sim 10^{15} \text{m}^{-3}$, $T_e \sim 3 \text{eV}$ and $T_e/T_i \sim 15$. Under these conditions the mean free path for electron-neutral collisions is much longer than the length scales of interest. A plane Langmuir probe is used to measure the electron density and temperature. The plasma potential is measured with an emitting probe and the results checked with the Langmuir probe. The electron drift velocity is estimated from the shift of the electron energy distribution function as detected by back and forward facing disk Langmuir probes (a second harmonic detector circuit is used to obtain the energy distribution function from the probe characteristic curve). The ion temperature is estimated using a grid energy analyzer. Ion-acoustic turbulent density fluctuations are measured by a spectrum analyzer connected to the disk Langmuir probe.

The magnetic picket fence is created by rows of permanent magnets spaced 3cm apart in such a way that the north pole of one row faces the south pole of the adjacent row, as shown in Fig. 2. This figure also shows the profile of the magnetic induction measured along the z axis with a Hall probe. By turning on the filaments in the source chamber only (refer to Fig. 1), a plasma is generated with $n_e \approx 2.4 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$ and $T_e \approx 2.8 \text{eV}$. In this situation the plasma diffuses through the confining surface field of the magnetic picket fence into the target chamber, where the plasma density becomes $n_e \approx 1.7 \times 10^{14} \text{m}^{-3}$ and the electron temperature $T_e \approx 0.5 \text{eV}$. The electrons that diffuse across the magnetic field are predominantly of low energy (0.3eV) as a result of a selective collisional process⁴ (electron-ion collisions give rise to a diffusion process which is faster for colder electrons). Figure 3 shows the electron temperature profile (the negative part of the z axis corresponds to the source chamber) as obtained from the characteristic curve of the plane Langmuir probe. We verify that the low energy electrons are slightly heated while diffusing through the surface magnetic field. This is the result of scattering due to ion-acoustic turbulence in the magnetic sheath region. This turbulence extends in space roughly from $z \approx -3 \text{cm}$ to $z \approx +3 \text{cm}$ and its effect should be important in the diffusion process of the electrons. It may be pointed out that this ion-acoustic instability can explain the trapping of primary electrons in multipolar discharges by a violation of the invariants of the motion⁵. The accumulation of primary electrons gives rise to an increase of the ionization rate and results in a concentration of density gradients near the walls of the discharge⁶. In addition to the cold electron flow generated by diffusion along the z axis, a net current of reflected hot electrons is detected along the y axis. The peak of the current profile is located in the position $z \approx -2.3 \text{cm}$, between the peak of the temperature profile in the source chamber, as shown in Fig. 3, and the maximum gradient of the magnetic field. In this region of increasing magnetic field it is possible to identify two electron temperatures. The current along the y axis is mainly due to the grad-B drift of electrons with energies above $\sim 2.8 \text{eV}$ (with a smaller contribution of the $\vec{E} \times \vec{B}$ drift, which opposes the grad-B drift).

Now consider a situation where both systems of filaments are turned on and the value of the plasma density in the target chamber is less than but close to the value of the plasma density in the source chamber (the electron density in the source chamber can be adjusted in the range $10^{14} \sim 2 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$ and the electron temperature in the range $2.0 \sim 3.0 \text{eV}$). In this case there is a net flow of cold electrons directed from the source chamber to the target chamber. Figures 4a-c show the measured profiles of the plasma potential, of the drift velocity of the cold electrons, normalized to the local ion-acoustic speed, and of the electron temperature, respectively. The corresponding plasma density in the source chamber is $n_e \approx 2.4 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$ and in the target chamber is $n_e \approx 1.6 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$. The plasma potential shows a wide protuberance associated with the ion rich magnetic sheath. The diffusing electrons are initially accelerated by the rise in plasma potential and afterwards decelerated as the potential in the target chamber returns to approximately the same level as in the source chamber. The drift velocity of the cold electrons inside the magnetic sheath is much larger than the ion-acoustic speed such as to drive an ion-acoustic instability. From the temperature profile we verify that the diffusing cold electrons are heated up to about 1.7eV by the turbulent fields produced by the ion-acoustic instability inside the magnetic sheath. In the target chamber a two electron temperature plasma is formed where the temperature of the hot population is $T_e \approx 3.6 \text{eV}$, the density ratio of the cold population to the hot population is about 0.12, and the cold electrons drift with a velocity close to the ion-acoustic speed (but below the threshold of the ion-acoustic instability).

Finally, consider a situation where the plasma density in the target chamber is lowered to $n_e \approx 7.1 \times 10^{14} \text{m}^{-3}$ (the conditions in the source chamber are kept fixed). Figures 5a-c show the measured profiles of the plasma potential, of the normalized drift velocity of the cold electrons and of the electron temperature. In this case the density of drifting cold electrons relative to the density of plasma electrons is increased (density ratio ≈ 0.31) and strong turbulence can

be detected well beyond the magnetic sheath. Figures 6a,b show the spectrum of turbulent density fluctuations as detected at the position $z = 5\text{cm}$. Figure 6a shows a very low level of fluctuations corresponding to the situation depicted in Figs. 4a-c. Otherwise, Fig. 6b shows the high level of turbulence (notice the change in scale) that is attained in the situation illustrated in Figs. 5a-c. In this case the dc potential buildup associated with the anomalous resistivity accelerates the electrons sufficiently to enhance the original instability (bootstrap action)¹. In the final stage of the instability a double layer is formed which extends over a long length scale. From Fig. 5a we verify that the double layer extends from the source chamber and across the magnetic sheath to the target chamber, over a distance of the order of $500\lambda_D$. The existence of a negative potential structure in front of the double layer, as predicted by theory⁷, can also be observed. In the target chamber the diffusing electrons, after leaving the magnetic sheath region, drift at a velocity about 15 times larger than the ion-acoustic speed and above the threshold for the ion-acoustic instability. The electron temperature profile in Fig. 5c shows that the diffusing electrons are rapidly heated to the plasma temperature $T_e \approx 2.4\text{eV}$. This profile shows that the thermal contact between the two plasmas is greatly reduced by the presence of the magnetic field.

From the experimental data it is possible to estimate the average values of the electric field and of the drift velocity in the interval $z = 3 \sim 6\text{cm}$ (magnetic field free region), when the double layer is formed. We have: $E_z \approx 6\text{V/m}$, $v_d \approx 3.4 \times 10^4\text{m/s}$. Using Ohm's law, the effective collision frequency is given by $\nu^* = eE_z / (m_e v_d) = 3.1 \times 10^7\text{s}^{-1}$. For a plasma density $n_e \approx 7.1 \times 10^{14}\text{m}^{-3}$, we obtain $\nu^* / \omega_e \approx 0.021$. The effective collision frequency can also be calculated according to the spectrum derived from renormalized plasma turbulence theory^{8,9}. For an electron temperature $T_e \approx 2.4\text{eV}$ ($v_d / v_e \approx 0.052$) and a temperature ratio $T_e / T_i \approx 15$ (this gives $T_i \approx 0.16\text{eV}$, which roughly agrees with the experimental value $T_i \approx 0.2 \pm 0.1\text{eV}$), the theoretical result is $\nu^* / \omega_e \approx 0.017$. This result indicates that the observed anomalous resistivity associated with the formation of the double layer

is caused by ion-acoustic turbulence, in reasonable agreement with the value predicted by the renormalized turbulence theory. Lastly, Fig. 7 shows what happens when a conducting grounded mesh is introduced in the target plasma and approaches the magnetic picket fence (the discharge conditions are the same as for the case illustrated by Figs. 5a-c). The system length has been shortened from $500\lambda_D$ to about $370\lambda_D$ and the potential profile is similar (up to the position where the mesh is located) to the profile shown in Fig. 4a, that is, when no double layer is observed. This indicates that the system length is too short and the acceleration of the diffusing electrons associated with the anomalous resistivity is not sufficient for the formation of a double layer¹.

In conclusion, we observed a small amplitude double layer localized in the region of contact between two plasmas with different densities and temperatures. The double layer extends across the magnetic sheath of the picket fence, which separates the plasmas, and results from an ion-acoustic instability driven by cold electrons diffusing through the confining surface field. The double layer is not formed if the system length is reduced by the placement of a conducting mesh near the picket fence in the target plasma. The results of this experiment are significant for the study of the equilibrium of multipolar discharges (ion and plasma sources), of thermal barriers between different plasmas, of the physics of auroral-particle acceleration and of the mechanism of inhibition of electron thermal transport by ion-acoustic instability.

REFERENCES

1. T. Sato and H. Okuda, Phys. Rev. Lett. 44, 740 (1980).
2. C. Chan, M.H. Cho, N. Hershkowitz, and T. Intrator, Phys. Rev. Lett. 52, 1782 (1984).
3. M. Temerin, K. Cerny, W. Lotko, and F.S. Mozer, Phys. Rev. Lett. 48, 1175 (1982).
4. A.Y. Wong, D.L. Mamas, and D. Arnush, Phys. Fluids 18, 1489 (1975).
5. C. Gauthereau, G. Matthieussent, Proc. Int. Conf. on Plasma Phys., Lausanne, 1984, vol. II, 257.
6. C. Gauthereau, G. Matthieussent, Phys. Lett. 102A, 231 (1984).
7. A. Hasegawa and T. Sato, Phys. Fluids 25, 632 (1982).
8. D.-I. Choi and W. Horton, Jr., Phys. Fluids 17, 2048 (1974).
9. W. Horton, D.-I. Choi, and R.A. Koch, Phys. Rev. A, 14, 424 (1976).

FIGURE CAPTIONS

Fig. 1 - Schematic of the multi-magnetic-dipole device.

Fig. 2 - Magnetic induction profile across the picket fence.

Fig. 3 - Electron temperature profile when the discharge in the target chamber is off.

Figs. 4a-c - Profiles of the plasma potential, of the normalized drift velocity of the diffusing electrons, and of the electron temperature. In this situation the plasma density in the target chamber is 67% of the density in the source chamber.

Figs. 5a-c - Profiles of the plasma potential, of the normalized drift velocity of the diffusing electrons, and of the electron temperature. In this situation the plasma density in the target chamber is 30% of the density in the source chamber.

Figs. 6a-b - Spectrum of turbulent density fluctuations at the position $z = 5\text{cm}$. The low and high levels of turbulence correspond to the situations in Figs. 4a-c and 5a-c, respectively.

Fig. 7 - Plasma potential profile when a conducting grounded mesh is introduced in the target plasma close to the picket fence. In this situation the formation of the double layer is inhibited.

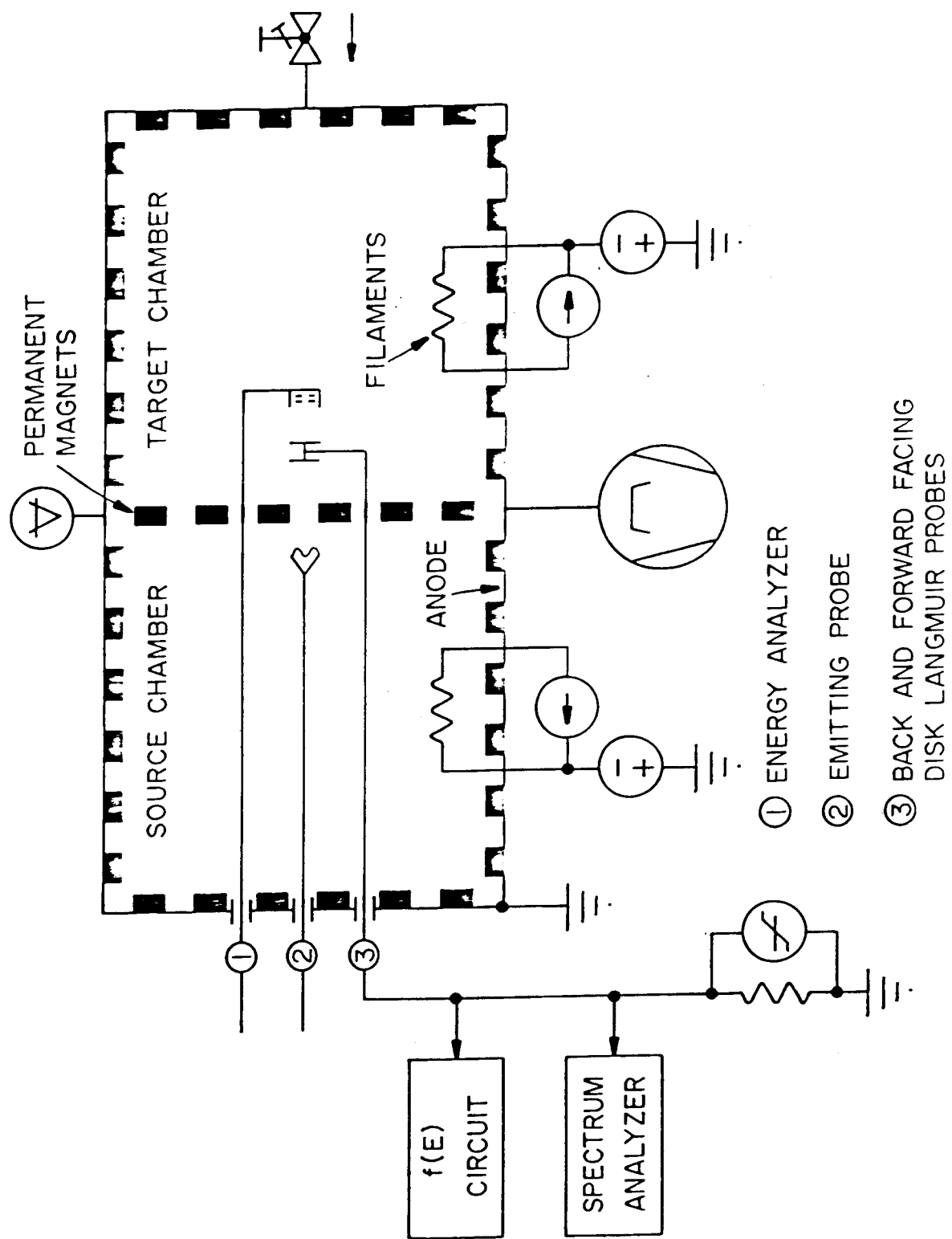


Figure 1

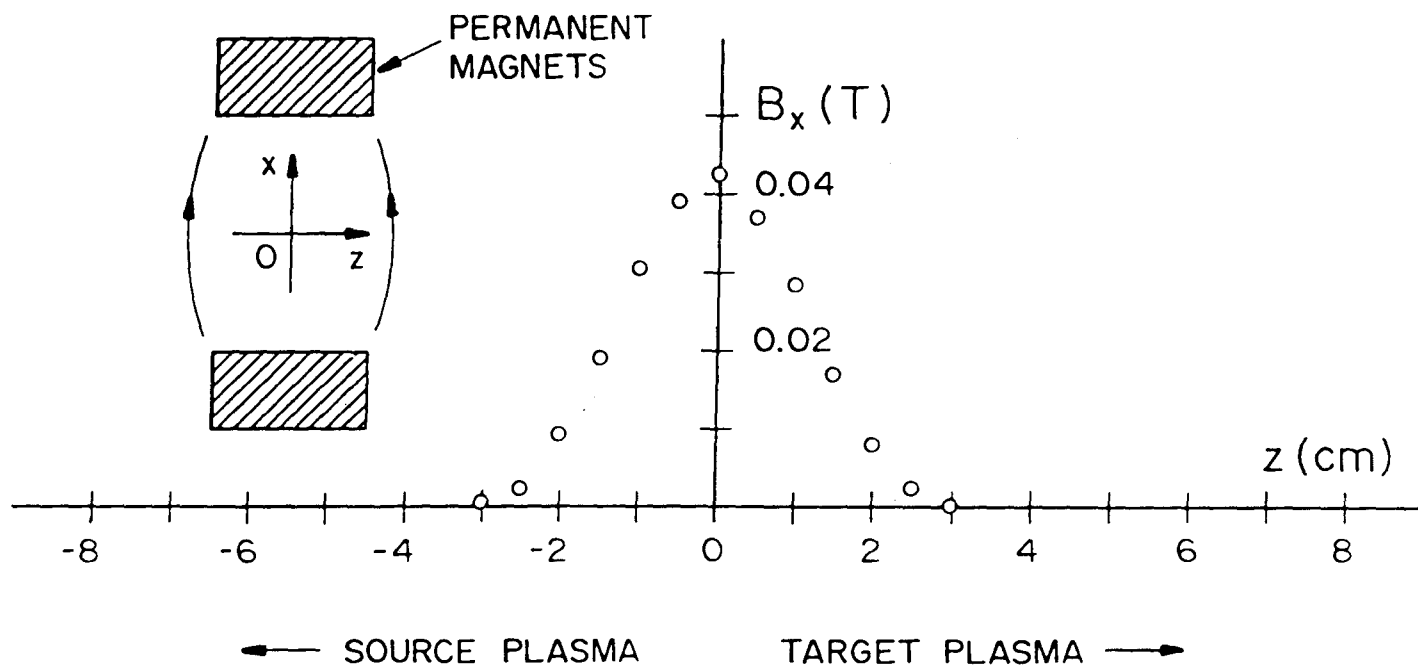


Figure 2

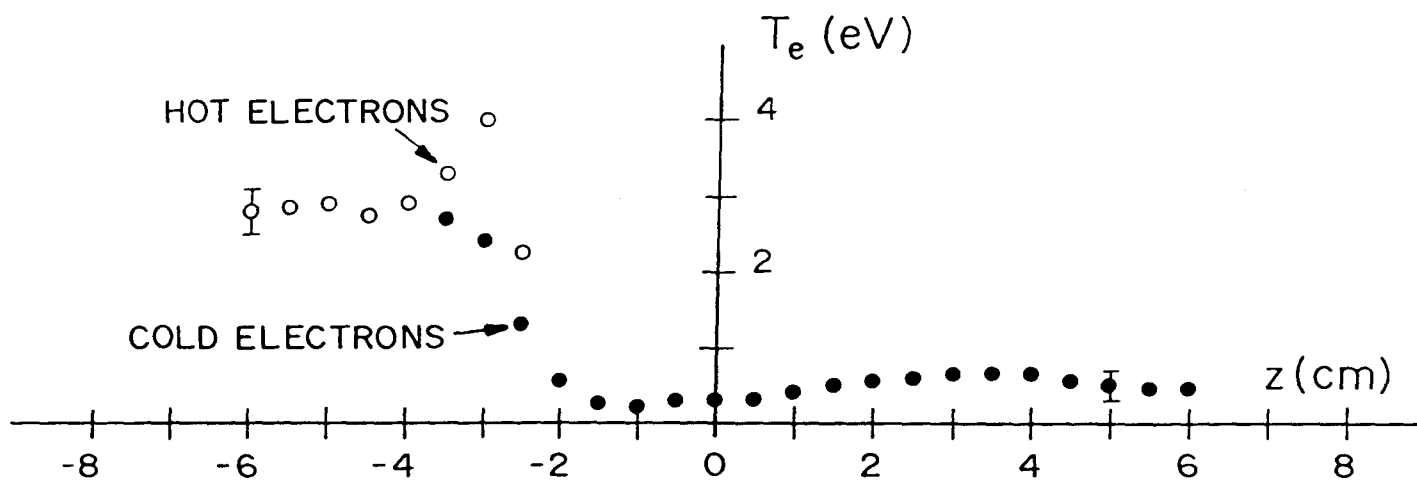


Figure 3

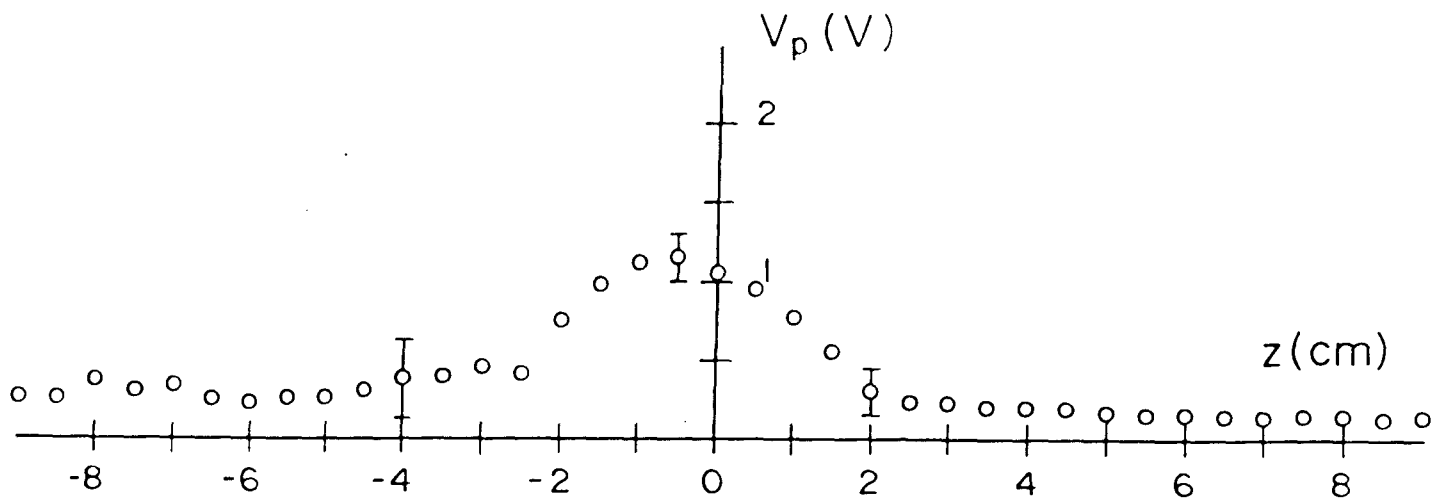


Figure 4a

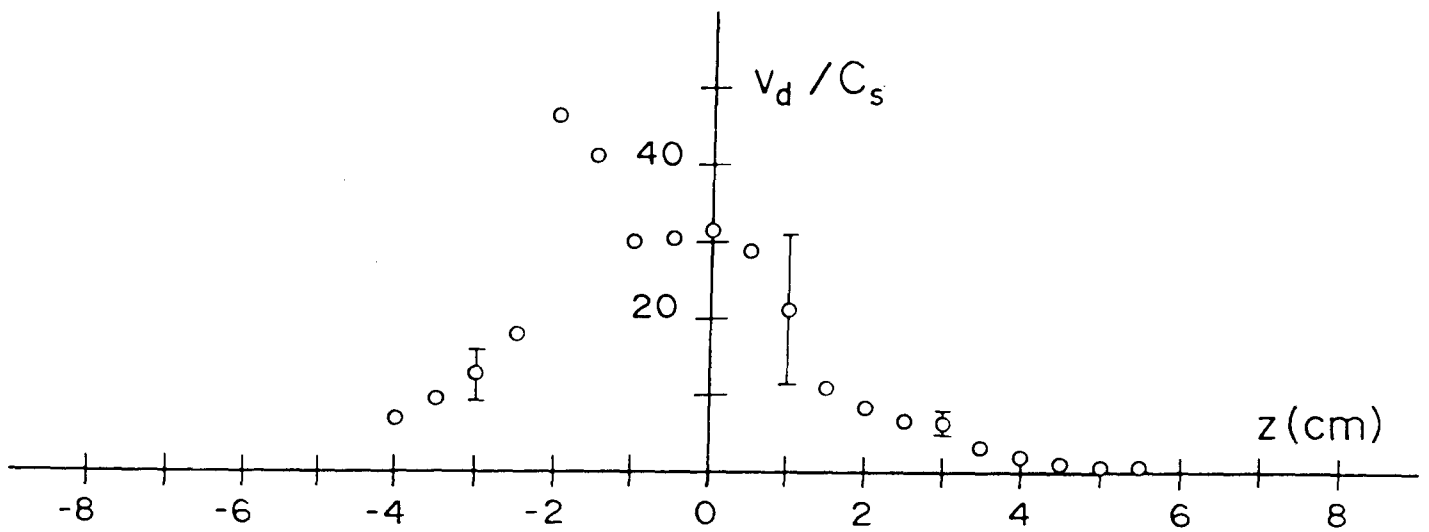


Figure 4b

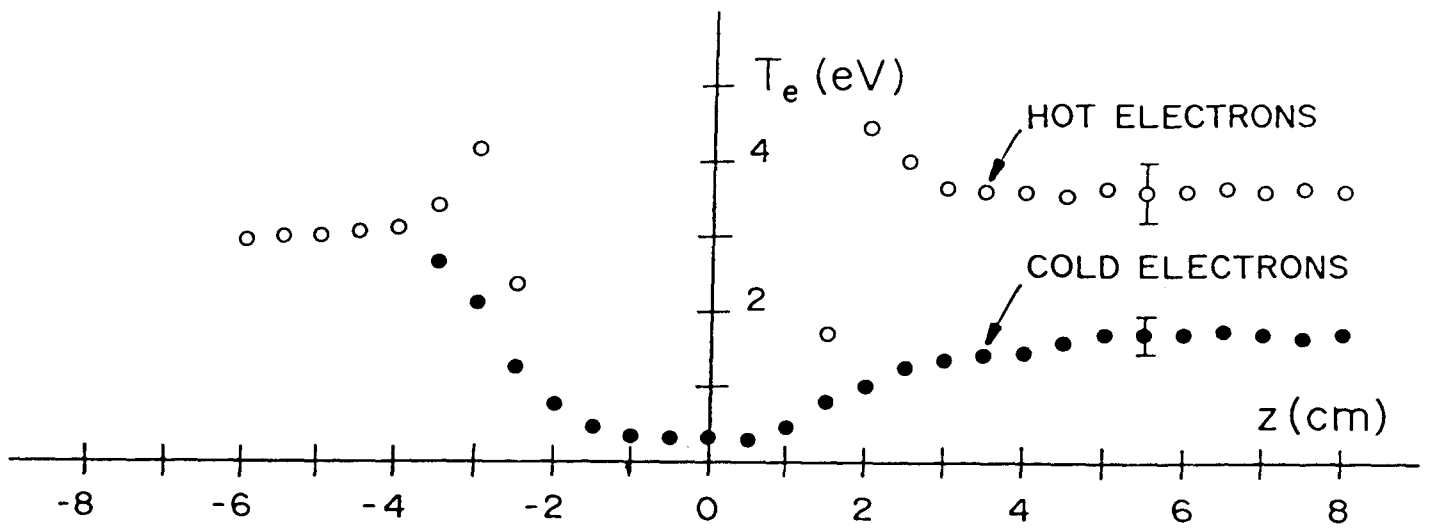


Figure 4c

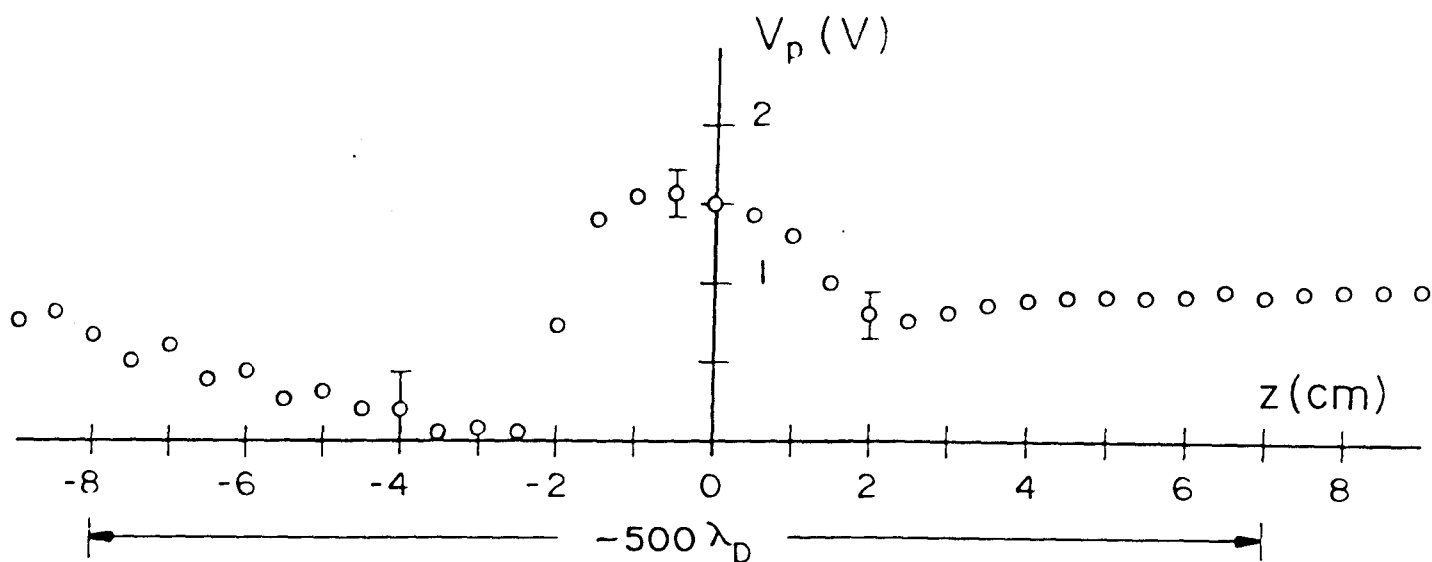


Figure 5a

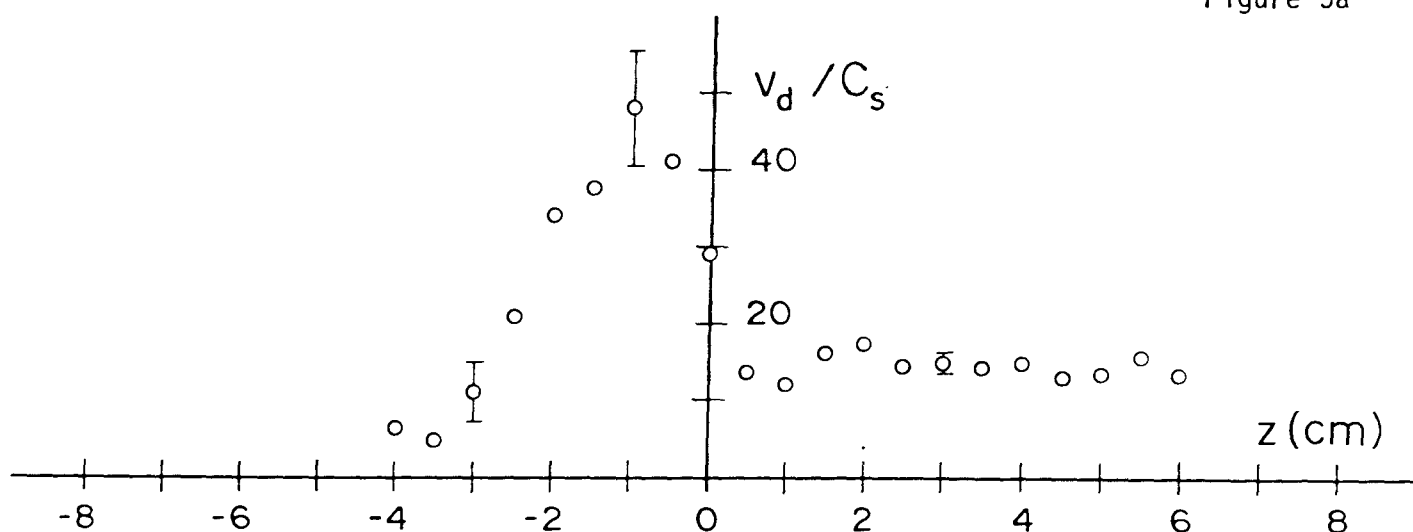


Figure 5b

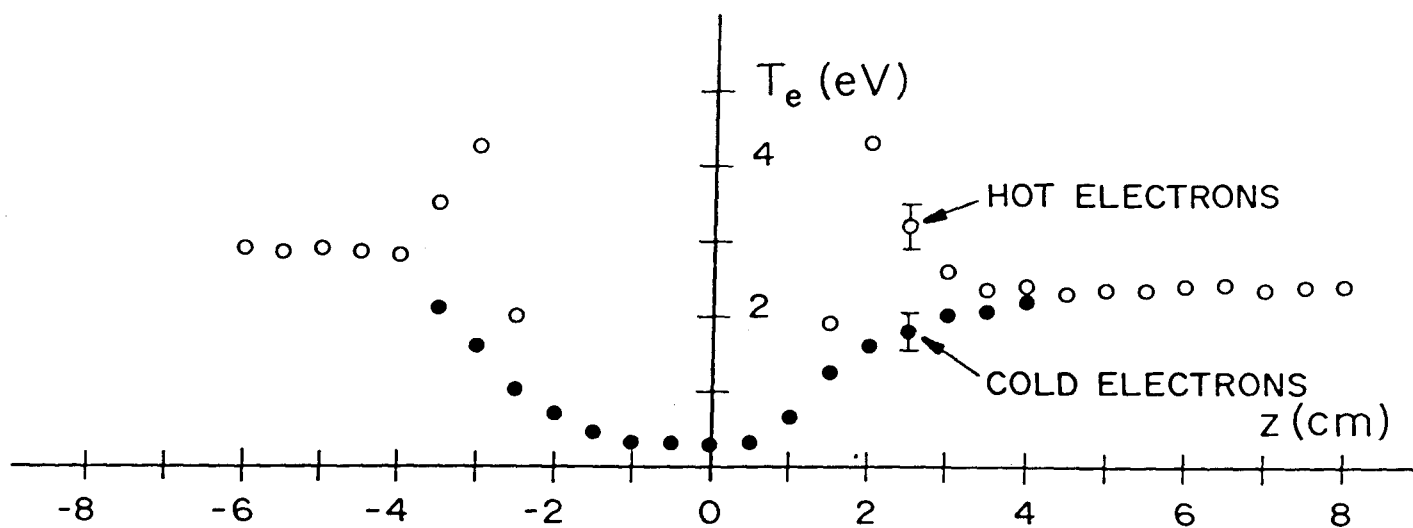


Figure 5c

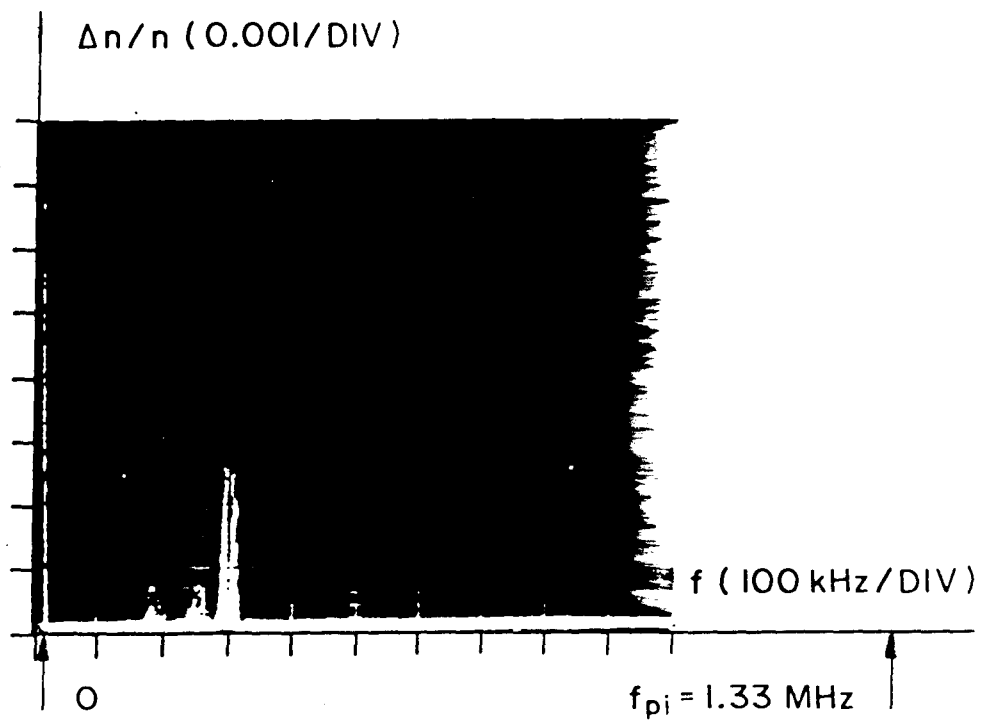


Figure 6a

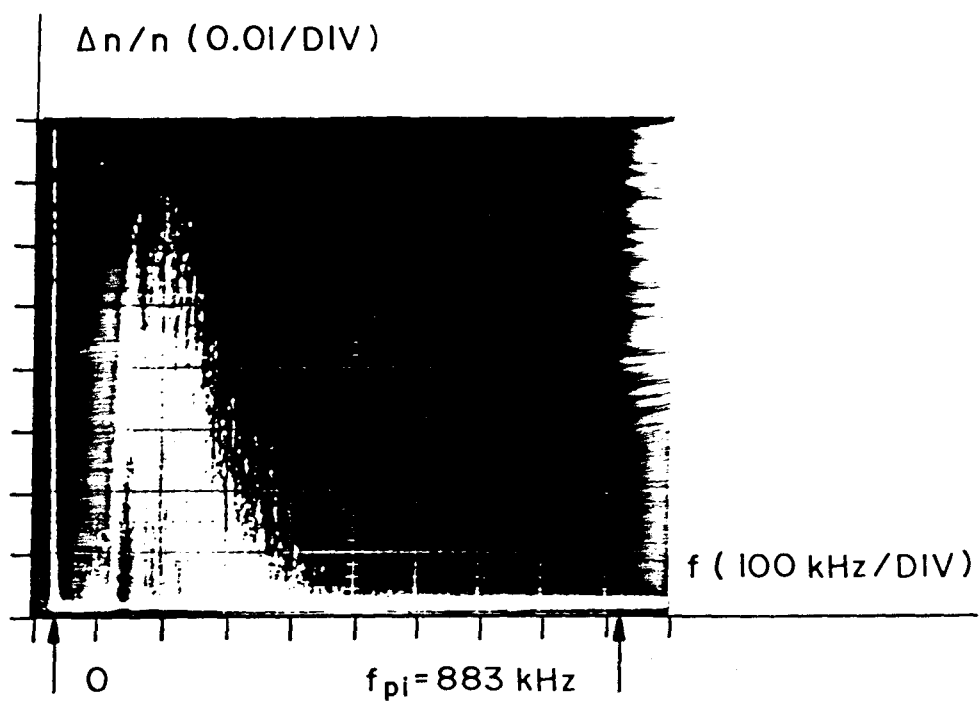


Figure 6b

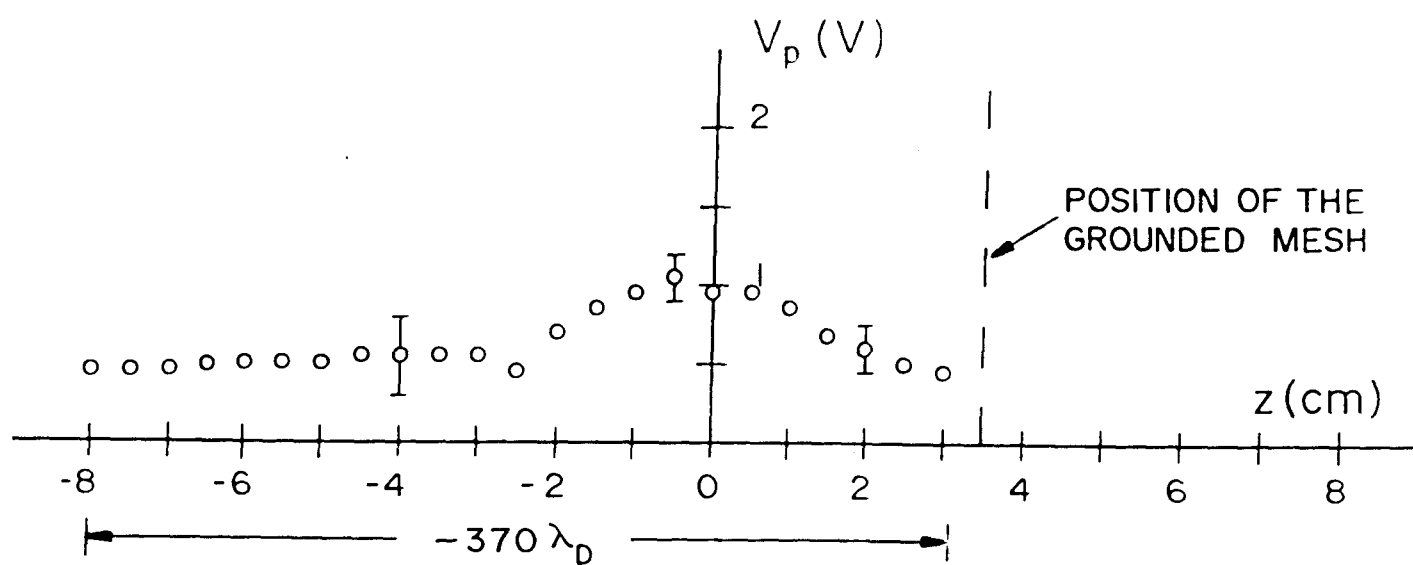


Figure 7

ANEXO 3

BREVE REVISÃO DA SITUAÇÃO ATUAL DO PROJETO PROPULSÃO IÔNICA (PION)

Os testes do protótipo do propulsor iônico, que aparece na Figura 3 montado em sua flange de suporte, foram iniciados no final de 1985. Como o projeto não dispõe de uma câmara de testes própria, o propulsor foi colocado no interior de uma das câmaras de vácuo do projeto Plasma Quiescente. A Figura 4 mostra uma fotografia desta câmara e seu sistema de bombeamento por difusão. As experiências iniciais tiveram por objetivo determinar os parâmetros básicos do plasma no interior da câmara de ionização do propulsor. Constatou-se que a variação da densidade do plasma e da temperatura eletrônica segue o comportamento típico das descargas termoiônicas com confinamento magnético multipolar. A temperatura eletrônica situa-se entre 3 e 4eV e o valor medido da densidade de plasma varia entre 1×10^{16} e $3 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$. Utilizou-se o argônio na produção destas descargas. Presentemente, estão sendo realizados os primeiros testes de extração de íons através da aplicação de tensões de polarização apropriadas nas grades aceleradoras.



Fig. 3 - Protótipo do propulsor iônico e conjunto de grades aceleradoras.

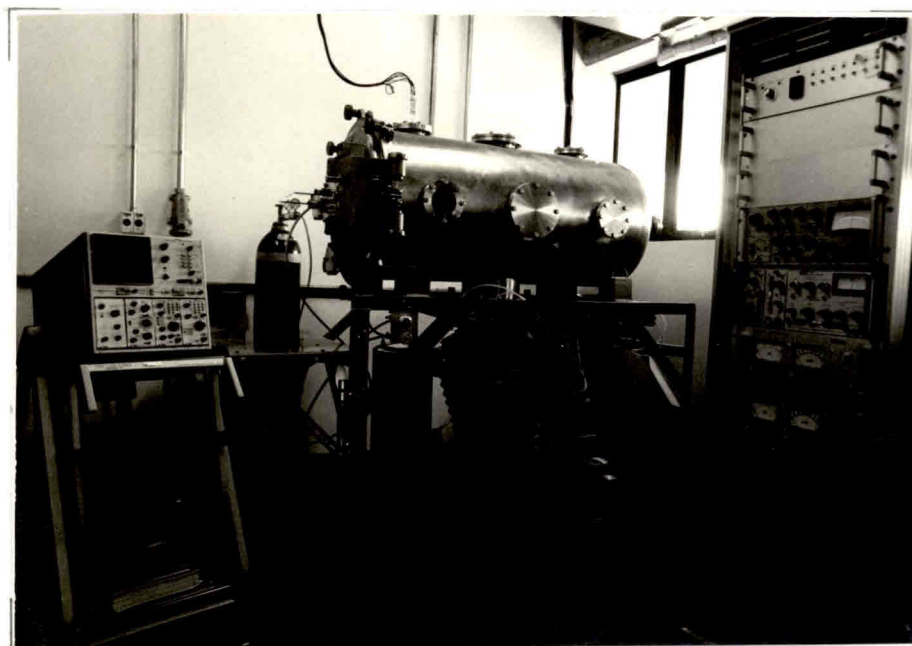


Fig. 4 - Câmara de vácuo utilizada para testes do propulsor iônico.

ANEXO 4

RESULTADOS RECENTES DO PROJETO

TEORIA DE PLASMA (PTEO)

NONLINEAR TEMPORAL MODULATION OF PULSAR RADIOEMISSION

A.C.-L. CHIAN

Instituto de Pesquisas Espaciais - INPE/CNPq

12200 - São José dos Campos, SP

Brazil

ABSTRACT. A nonlinear theory is discussed for self-modulation of pulsar radio pulses. A nonlinear Schrödinger equation is derived for strong electromagnetic waves propagating in an electron-positron plasma. The nonlinearities arising from wave intensity induced relativistic particle mass variation may excite the modulational instability of circularly and linearly polarized pulsar radiation. The resulting wave envelopes can take the form of periodic wave trains or solitons. These nonlinear stationary waveforms may account for the formation of pulsar microstructures.

1. INTRODUCTION

Pulsar radio emissions exhibit ultrashort intensity variations within individual pulses on time scales ranging approximately from 1 μ s to 1 ms [1]. Since these microstructures (or micropulses) are the most fundamental features of pulsar pulses, they undoubtedly provide important clues concerning the physics of pulsar radio emission and propagation.

Models for pulsar microstructure formation can be divided into two general classes: beaming models and temporal models. In beaming models, the rapid intensity fluctuation is considered to be a geometrical phenomenon caused by the angular sweeping of a nonuniform pulsar pencil beam across the observer's line of sight. For example, Benford [2] views pulsar microstructures as the sweep of the observer's line of sight across a series of radiating plasma filaments directed along the pulsar magnetic field lines. Ferguson [3] proposes that quasi-periodic microstructure emission is due to bunches of particles located in many periodically spaced emission regions, perhaps occupying excited locations in a standing plasma wave of very long wavelength. In temporal models, the intensity fluctuation is treated as the result of an actual modulation

of the pulsar radiation beam. For example, Cheng [4] suggests that small oscillations in pulsar polar cap temperature can lead to strong modulation of the outflowing ions and electron-positron fluxes. Harding and Tademaru [5] consider the temporal modulation of pulsar pulses as they propagate through magnetospheric regions of relativistic velocity shear.

In this paper we discuss a nonlinear plasma theory [6] which may account for temporal modulation of coherent pulsar radio pulses. We demonstrate that the nonlinearities arising from relativistic particle mass variation may excite the self-modulational instability of strong electromagnetic waves in an electron-positron plasma. The case of a circularly polarized wave is first studied in detail, then the treatment is extended to a linearly polarized wave. In general pulsar radio emissions contain both linear and circular polarization components [1]. The linear polarization originates from intrinsic emission processes such as the two-stream instability [7, 8], whereas the circular polarization may be converted from the linear polarization via the Faraday rotation effect [9] or the nonuniform magnetic field effect [10] as the wave propagates through the pulsar magnetosphere.

Strong electromagnetic waves capable of driving plasma particles to relativistic energies have received much attention in connection with the low-frequency pulsar magnetic dipole radiation [11, 13]. Recently Bodo et al [14] used the dispersion relation of a strong linearly polarized wave to study the propagation of coherent pulsar radio emissions in the polar cap region. The high radio brightness temperature (10^{24} to 10^{31} K) [1], inferred from pulsar observations implies that high-frequency pulsar radio waves can certainly drive the magnetospheric charged particles to relativistic velocities. The intensity of pulsar radio emission in the source region can be measured by a dimensionless, Lorentz-invariant, parameter

$$\nu = \frac{eE}{m_e \omega c} \approx 5.585 \left(\frac{S \Delta f}{n} \right)^{1/2} \frac{D}{\delta f}, \quad (1)$$

where S = flux density in Jy, f = pulsar emission frequency in MHz, Δf = emission bandwidth in MHz, D = pulsar distance in Kpc, δ = size of emission region in 10^8 cm, and n = index of refraction. Numerical examples of the wave strength parameter are given in Table 1 for two pulsars, PSR 0950 + 08 [15] and PSR 1133 + 16 [16] whose microstructure properties have been well analyzed. In Table 1 the index of refraction is taken to be unity, the observed peak flux densities are used, and the size of emission region δ is determined by the product $c\tau$, where c = speed of light and τ = pulsewidth. We expect that, with the exception of the pulsar distance, there may be several order of magnitude variations in most of the parameters in Table 1. Hence it is reasonable to expect that the intensity of pulsar radio emission in the source region lies in the range $10^{-2} \leq \nu \leq 10^3$. For such wave intensities, plasma particles may acquire weakly relativistic to moderately relativistic velocities. This is in contrast to the case of low-frequency pulsar magnetic dipole radiation, for which the particles can reach ultrarelativistic velocities with $\nu \geq 10^{11}$ [17].

TABLE 1
Numerical examples of the wave strength parameter

Pulsar	S (Jy)	f (MHz)	Δf (MHz)	D (Kpc)	$\delta(10^8 \text{cm})$	ν
PSR0950 + 08	850	430	200	0.1	6×10^{-3}	89
PSR1133 + 16	300	1720	10	0.2	7.5×10^{-4}	47

The modulational instability of electromagnetic waves has been extensively studied in connection with laser-plasma interaction for an electron plasma [18, 19] and an electron-ion plasma [20]. While these studies are surely of interest to laser fusion applications, they might not be appropriate for pulsar applications. According to current polar-cap pulsar models [7, 21] the pulsar magnetosphere is composed of secondary electrons and positrons resulting from pair production induced by high energy curvature radiation photons emitted by primary positron or electron beams coming from the pulsar surface. In such a magnetosphere, positrons and electrons contribute equally toward the wave characteristics [22, 24], hence the inclusion of positron dynamics is essential for pulsar radio emission theories. Moreover, the ion acoustic mode is absent in an electron-positron plasma [25], therefore the modulational coupling between the high-frequency electromagnetic wave and the low-frequency ion acoustic wave, heretofore considered for an electron-ion plasma, may not be applicable to the pulsar environment.

Astrophysical applications of the modulational instability of electromagnetic waves in a hot plasma have been studied for the situation where the relativistic effect is caused by high plasma temperatures [26, 27]. In the present paper we adopt the model of a cold, unmagnetized plasma in order to single out the effect of relativistic particle mass variation originating from the interaction of electrons and positrons with high intensity waves. Although the magnetic field is certainly not negligible in the pulsar magnetosphere, we postpone the analysis of its effects to another paper in order to investigate the simplest case in detail.

2. THEORY

Consider the propagation of a circularly polarized electromagnetic wave along the z direction in the rest frame of an electron-positron plasma with its vector potential given by

$$\underline{A}(z,t) = \underline{a}(z,t)(\hat{x} \cos \omega t + \hat{y} \sin \omega t) . \quad (2)$$

In the linear regime the wave is governed by the dispersion relation

$$\omega^2 = c^2 k^2 + \omega_p^2 , \quad \omega_p^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{pp}^2 , \quad (3)$$

where $\omega_p = \sqrt{2} \omega_{pe}$ is the electron-positron plasma frequency, $\omega_{pe} = \omega_{pp} = (4\pi N_0 e^2 / m_e)^{1/2}$.

The nonlinear wave propagation is described by the following wave equation

$$\frac{\partial^2 \underline{A}}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \underline{A} = 4\pi c e (N_p \underline{v}_p - N_e \underline{v}_e) , \quad (4)$$

where only purely transverse fields are considered, since we may neglect the longitudinal electric field in an electron-positron plasma [23]. The relativistic equations of motion for electrons and positrons are

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \underline{v}_\alpha \cdot \nabla \right) (\gamma_\alpha \underline{v}_\alpha) = \frac{q_\alpha}{m_e} \left(\underline{E} + \frac{\underline{v}_\alpha \times \underline{B}}{c} \right) , \quad (5)$$

where $\alpha = (e, p)$ and $\gamma_\alpha = (1 - v_\alpha^2/c^2)^{-1/2}$. From (2) and (5) we have

$$\underline{v}_e = \frac{e \underline{A}}{m_e c (1 + \lambda A^2)^{1/2}} , \quad \underline{v}_p = - \frac{e \underline{A}}{m_e c (1 + \lambda A^2)^{1/2}} , \quad (6)$$

where $\lambda = e^2 / m_e^2 c^4$. Making use of the quasi-neutrality condition,

$N_e \cong N_p \equiv N_0$, appropriate for a circularly polarized wave, the nonlinear wave equation becomes

$$\frac{\partial^2 \underline{A}}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \underline{A}}{\partial z^2} + \omega_p^2 \frac{\underline{A}}{(1 + \lambda A^2)^{1/2}} = 0 . \quad (7)$$

Introducing a complex modulational representation

$$\underline{A}(z,t) = \frac{1}{2} [\underline{a}(z,t)e^{-i\omega t} + \text{c.c.}] , \quad (8)$$

(7) can be rewritten in terms of the slowly time-varying modulation $\underline{a}$ (with $\underline{a}^{-1} \partial \underline{a} / \partial t \ll \omega$)

$$i \frac{\partial \underline{a}}{\partial t} + \frac{c^2}{2\omega} \frac{\partial^2 \underline{a}}{\partial z^2} + \frac{\omega}{2} \underline{a} - \frac{\omega_p^2}{2\omega} \frac{\underline{a}}{(1 + \lambda |\underline{a}|^2)^{1/2}} = 0 , \quad (9)$$

where a term proportional to $\partial^2 \underline{a} / \partial t^2$ has been dropped. It can be shown [19] that (9) admits localized stationary solutions for arbitrary wave amplitudes, however, for the sake of illustration we shall henceforth treat the small amplitude limit of (9).

In the limit $\lambda |\underline{a}|^2 \ll 1$, (9) yields a nonlinear Schrödinger equation

$$i \frac{\partial \underline{a}}{\partial t} + P \frac{\partial^2 \underline{a}}{\partial z^2} + Q |\underline{a}|^2 \underline{a} = 0 , \quad (10)$$

with

$$P = \frac{c^2}{2\omega} , \quad Q = \frac{e^2 \omega_p^2}{4\omega m_e^2 c^4} . \quad (11)$$

An additional term, $R\underline{a}$ (where $R = (\omega^2 - \omega_p^2)/2\omega$), was removed from (10) by the transformation $\underline{a} \rightarrow \underline{a} \exp(iRt)$. Equation (10) is the desired wave equation for the modulational instability. Alternatively, (10) can be

derived by a method introduced by Karpman and Krushkal [28], by which the coefficients of the nonlinear Schrödinger equation (10) are determined from a weakly nonlinear dispersion relation

$$\omega = \omega(k, |\underline{a}|^2) , \quad (12)$$

with

$$P = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2} , \quad Q = - \frac{\partial \omega}{\partial |\underline{a}|^2} . \quad (13)$$

The exact nonlinear dispersion relation for a circularly polarized electromagnetic wave in an electron-positron plasma is [24]

$$\omega^2 = c^2 k^2 + \frac{\omega_{pe}^2}{(1 + v^2)^{1/2}} + \frac{\omega_{pp}^2}{(1 + v^2)^{1/2}} = c^2 k^2 + \frac{\omega_p^2}{(1 + v^2)^{1/2}} , \quad (14)$$

where $v^2 = e^2 E^2 / m_e^2 \omega^2 c^2 = \lambda A^2$. Note from (14) that the positron contribution to the wave dispersion is equal to the electron contribution. In the weakly nonlinear limit $v^2 \ll 1$, (14) reduces to

$$\omega(k, |\underline{a}|^2) = (c^2 k^2 + \omega_p^2 - \frac{\omega_p^2 \lambda}{2} |\underline{a}|^2)^{1/2} . \quad (15)$$

Applying (15) to (13) we obtain precisely the same coefficients as those in (11). It is important to observe that the Karpman-Krushkal method is only valid for the weakly nonlinear regime; it should not be applied directly to a strongly nonlinear dispersion relation such as (14) (see e.g., Durrani et al., [29]). The appropriate modulational wave equation for large wave amplitudes is (9).

Having derived the nonlinear Schrödinger equation, (10), we can now determine whether or not the plane carrier wave (2) is unstable to a low-frequency modulation. It has been established [30] that the modulational instability can be excited in a medium provided the group dispersion P

and the nonlinear frequency shift Q are of the same sign, namely $PQ > 0$. From (11) we see that this condition is indeed satisfied.

Consider next the dynamics of the modulated wave described by (10) moving with a group speed $V = \partial\omega/\partial k$. In this case we may assume a finite value $\underline{a}_0$ for the modulation as $z-Vt \rightarrow \pm \infty$, thus in (10) $|\underline{a}|^2$ is replaced by $|\underline{a}|^2 - |\underline{a}_0|^2$

$$i \frac{\partial \underline{a}}{\partial t} + P \frac{\partial^2 \underline{a}}{\partial z^2} + Q(|\underline{a}|^2 - |\underline{a}_0|^2)\underline{a} = 0 \quad . \quad (16)$$

The stability of the modulation can be studied by separating $\underline{a}$ into two real variables, ρ and σ , representing the real and the imaginary parts of $\underline{a}$

$$\underline{a} = \sqrt{\rho(z,t)} e^{i\sigma(z,t)} \quad . \quad (17)$$

Substitution of this expression into (16) gives for the real and imaginary parts, respectively,

$$Q(\rho - \rho_0) + \frac{P}{2\rho} \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} - \frac{P}{4\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial z}\right)^2 - P\left(\frac{\partial \sigma}{\partial z}\right)^2 - \frac{\partial \sigma}{\partial t} = 0 \quad , \quad (18)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + 2P \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \frac{\partial \sigma}{\partial z}\right) = 0 \quad . \quad (19)$$

Linearizing (18) and (19) in order to determine the instability threshold and growth rate

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 e^{i(k_L z - \omega_L t)} \quad , \quad (20)$$

$$\sigma = \sigma_1 e^{i(k_L z - \omega_L t)} \quad , \quad (21)$$

we obtain the following dispersion relation for the low-frequency modulation

$$\omega_L^2 = P^2 k_L^4 - 2PQ \rho_0 k_L^2 . \quad (22)$$

It follows from (22) that the threshold for the modulational instability is $\rho_0 > P k_L^2 / 2Q$, namely

$$v_0 > c k_L / \omega_p \quad (23)$$

for the circular polarization case, and the corresponding maximum growth rate is $\gamma = Q \rho_0$, namely

$$\gamma = \omega_p^2 v_0^2 / 4\omega \quad (24)$$

The instability is purely growing, and therefore nonconvective in the rest frame.

As the modulation grows, the instability can evolve to a nonlinear stationary state that results from the balance between nonlinearity and dispersion. The possible stationary solutions are the periodic wave trains [31]

$$\rho = \rho_0 \operatorname{cn}^2 \left[\left| \frac{Q}{2P} \right|^{1/2} \rho_0 (z - Vt) \right] , \quad (25)$$

or the solitary waves

$$\rho = \rho_0 \operatorname{sech}^2 \left[\left| \frac{Q}{2P} \right|^{1/2} \rho_0 (z - Vt) \right] . \quad (26)$$

The solution, (26), is called an envelope soliton since it is the envelope of the wave packet that has the form of a solitary wave. These envelope solitons can be shown to be stable against longitudinal perturbations and mutual collisions.

We now apply the Karpman-Krushkal method to discuss the self-modulational instability of nonlinear linearly polarized electromagnetic

waves in an electron-positron plasma. Although the dispersion relation in the strongly nonlinear limit has been derived by Kennel and Pellat [23] and Bodo et al. [14] it cannot be used here, since the Karpman-Krushkal method is restricted to the weakly nonlinear regime. The nonlinear dispersion relation for a linearly polarized wave in an electron plasma, in the limit $v^2 \ll 1$, is given by [32]

$$n^2 = 1 - \left(1 - \frac{3}{8} v^2\right) \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} . \quad (27)$$

Now, (9) suggests that the dispersion relation for an electron-positron plasma can be obtained from the dispersion relation for an electron plasma by replacing ω_{pe} for $\sqrt{2} \omega_{pe}$ (i.e., the electron-positron plasma frequency ω_p). Hence the appropriate dispersion relation can be obtained from (27) by replacing ω_{pe} for ω_p , namely

$$\omega(k, |\underline{a}|^2) = (c^2 k^2 + \omega_p^2 - \frac{3\omega_p^2 \lambda}{8} |\underline{a}|^2)^{1/2} . \quad (28)$$

A comparison of (28) with (15) shows that, apart from a slight difference in the numerical coefficient, the dispersion relations for linearly and circularly polarized waves are essentially the same. Applying (28) to (13) then gives a nonlinear Schrödinger equation (10) for a linearly polarized wave with

$$P = \frac{c^2}{2\omega} , \quad Q = \frac{3 e^2 \omega_p^2}{16 \omega m_e^2 c^2} . \quad (29)$$

Evidently, $PQ > 0$, thus the self-modulational instability of linearly polarized waves in an electron-positron plasma can be excited. The equations describing the evolution of the modulational instability for this case are similar to the circular polarization case with P and Q given by (29).

3. DISCUSSION

In the previous section we demonstrated that the self-modulational instability of circularly and linearly polarized electromagnetic waves can be excited in an electron-positron plasma. The theory presented in this paper is compatible with the statistical model for the pulsar signal proposed by Rickett [33]. In Rickett's model the pulsar signal is depicted as an amplitude-modulation $a(t)$ of a noise-like random process $n(t)$:

$$p(t) = a(t) n(t) \quad , \quad (30)$$

where $p(t)$ is the electric field of the received pulsar signal, $n(t)$ describes the coherent fast time-varying emission by particle bunches, and $a(t)$ describes micropulses that vary much more slowly than $n(t)$. This amplitude-modulated noise model has been found to be consistent with the observed pulsar spectra. According to our theory, as evidenced by (8), the high-frequency coherent pulsar emission with a fast-time scale $2\pi/\omega$ can be modulated by a slowly time-varying envelope $a(z,t)$ due to nonlinearities arising from relativistic particle mass variation. Hence, the resulting modulation envelopes may account for the formation of pulsar microstructures.

We have seen that the end products of the relativistic self-modulational instability may be nonlinear stationary waves of either periodic wave-train type or envelope soliton type. This is consistent with the observed features of pulsar microstructures. Hankins and Boriakoff [34] showed that the observed pulsar microstructures can be put into two categories, intermittent type or quasi-periodic type, according to their intensity structures. Most micropulses are of the intermittent type, which have bursts of strong emission interspersed with

sections of longitude where the signal returns abruptly to the system noise level. Occasionally, quasi-periodic string of micropulses are detected. The intermittent micropulses can be explained by our theory as a collection of envelope solitons with randomly fluctuating amplitudes, whereas the quasi-periodic micropulses can be explained as periodic wave-trains or a sequence of envelope solitons with little variation in their peak amplitudes.

We now make use of the nonlinear envelope solutions

$$A(z,t) = \begin{cases} A_0 \operatorname{cn}^2\left[\left|\frac{Q}{2P}\right|^{1/2} A_0(z - Vt)\right] \\ A_0 \operatorname{sech}^2\left[\left|\frac{Q}{2P}\right|^{1/2} A_0(z - Vt)\right] \end{cases} \quad (31)$$

to estimate the features of microstructures produced by the relativistic self-modulational instability. First we calculate the Lorentz-invariant number N denoting the number of wave crests in a given modulation. From the observed temporal pulsewidths of pulsar micropulses ($\sim 1 \mu\text{s}$ to 1 ms) and the frequency range of pulsar radio emission ($\sim 100 \text{ MHz}$ to 1 GHz) we see that N varies roughly from 10^2 to 10^6 . Equation (31) shows that the envelope spatial pulsewidth for the circular polarization case is

$$\delta = \left|\frac{2P}{Q}\right|^{1/2} \frac{1}{A_0} = \frac{2c}{\omega_p v_0} \quad (32)$$

Thus, in the rest frame,

$$N = \frac{2c}{\omega_p v_0} \frac{k}{2\pi} = \frac{1}{\pi v_0} \left(\frac{kc}{\omega_p}\right) \quad (33)$$

where k is the wavenumber of high-frequency pulsar radio waves. Equation (33) shows that in order for N to be within the observed range it is required that $kc/\omega_p \gg 1$. The weakly nonlinear dispersion relations (15) and (28) indicate that this is possible only if $\omega \gg \omega_p$. For example, if $v = 10^{-2}$ and $\omega_p/\omega = 10$, $N \approx 10^3$. Therefore, our theory suggests that self-modulational formation of microstructures takes place in regions of pulsar magnetosphere where the pulsar radio wave frequency is considerably greater than the local plasma frequency. Next we use our theory to calculate the temporal pulsewidth of micropulses. Since (32) is given in the rest frame of secondary particles it is necessary to transform (32) to the observer's frame. Because of time dilation and Doppler shift [7] in the observer's frame, $\omega_{pe} \rightarrow 2\gamma_s \omega_{pe}$, where γ_s is the relativistic factor associated with the stream velocity of secondary electrons and positrons. Hence, in the observer's frame, the temporal pulsewidth is

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{2} \gamma_s \omega_{pe} v_o}, \quad (34)$$

where the relation $\delta = c\tau$ is used, since for $\gamma_s \gg 1$, the soliton moves with relativistic speeds in the observer's frame. If $\gamma_s = 10^2$, $\omega_{pe} = 10^6 \text{s}^{-1}$ (in the rest frame) and $v = 10^{-2}$, then $\tau \approx 1 \mu\text{s}$ which is within the observed range. The above calculation suggests again that relativistic self-modulational instability is excited in the region of magnetosphere with relatively low plasma densities. Now (34) shows that micropulses of higher intensity have narrower pulsewidths. Such behavior was shown by Bartel et al. [35] to hold true for pulsar subpulses and was suggested by Ferguson [3] to be true also for micropulses. It would be interesting for pulsar observers to check this property across the entire range of microstructure time scales.

In conclusion, we point out that the physical mechanism for formation of pulsar microstructures discussed in this paper is expected to take place in most pulsar magnetospheres since the wave intensity induced relativistic effect responsible for driving the self-modulational instability is general. However, a quantitative test of a modulational instability theory requires the extension of the simple model adopted in this paper to include other effects, such as large wave amplitude, ambient magnetic field, plasma temperature, plasma inhomogeneity and variable plasma stream velocity [36, 37]. In the meantime, our simplified analysis indicates that the modulational instability is a promising direction for further investigation.

ACKNOWLEDGEMENTS. The author wishes to thank Prof. C.F. Kennel of UCLA for stimulated discussions and gracious hospitality.

REFERENCES

- [1] CORDES, J.M., Space Sci. Rev. 24 (1979) 567.
- [2] BENFORD, G., Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 179 (1977) 311.
- [3] FERGUSON, D.C., Pulsars, edited by Sieber, W. and Wielebinski, R. Reidel, Dordrecht (1981) 141.
- [4] CHENG, A.F., Pulsars, edited by Sieber, W. and Wielebinski, R. Reidel, Dordrecht (1981) 99.
- [5] HARDING, A.K., TADEMARU, E., Astrophys. J. 243 (1981) 597.
- [6] CHIAN, A.C.-L., KENNEL, C.F., Astrophys. Space Sci. 97 (1983) 9.
- [7] RUDERMAN, M.A., SUTHERLAND, P.G., Astrophys. J. 196 (1975) 51.
- [8] ASSED, E. et al., Astrophys. J. 266 (1983) 201.
- [9] COCKE, W.J., PACHOLCZYK, A.G., Astrophys. J. 235 (1980) 196.
- [10] HODGE, P.E., Astrophys. J. 263 (1982) 595.
- [11] MAX, C.E., Phys. Fluids 16 (1973) 1277.
- [12] KENNEL, C.F. et al., Space Sci. Rev. 24 (1979) 407.

- [13] CHIAN, A.C.-L., *Astron. Astrophys.* 112 (1982) 391.
- [14] BODO, G. et al., *Astrophys. Space Sci.* 80 (1981) 261.
- [15] CORDES, J.M., HANKINS, T.H., *Astrophys. J.* 233 (1979) 981.
- [16] BARTEL, N., HANKINS, T., *Astrophys. J.* 254 (1982) L35.
- [17] GUNN, J.E., OSTRIKER, J.P., *Astrophys. J.* 165 (1971) 523.
- [18] MAX, C.E. et al., *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974) 209.
- [19] SHUKLA, P.K. et al., *Phys. Lett.* 62A (1977) 332.
- [20] BEREZHIANI, V.I. et al., *J. Plasma Phys.* 24 (1980) 15.
- [21] ARONS, J., SCHARLEMANN, E.T., *Astrophys. J.* 231 (1979) 854.
- [22] CLEMMOW, P.C., *J. Plasma Phys.* 12 (1974) 297.
- [23] KENNEL, C.F., PELLAT, R., *J. Plasma Phys.* 15 (1976) 335.
- [24] CHIAN, A.C.-L., *Lett. Nuovo Cimento* 29 (1980) 393.
- [25] TSYTOVICH, V., WHARTON, C.B., *Comments on Plasma Phys. and Controlled Fusion* 4 (1978) 91.
- [26] PATARAYA, A., MELIKIDZE, G., *Astrophys. Space Sci.* 68 (1980) 61.
- [27] LAKHINA, G.S., BUTI, B., *Astrophys. Space Sci.* 79 (1981) 25.
- [28] KARPMAN, V.I., KRUSHKAL, E.M., *Sov. Phys. JETP* 28 (1969) 277.
- [29] DURRANI, I.R., et al., *Plasma Phys.* 22 (1980) 719.
- [30] HASEGAWA, A., *Plasma Instabilities and Nonlinear Effects*, Springer-Verlag, Berlin (1975) 194.
- [31] NISHIKAWA, K., Liu, C.S., *Advances in Plasma Phys.* 6 (1976) 1.
- [32] CHIAN, A.C.-L., CLEMMOW, P.C., *J. Plasma Phys.* 14 (1975) 505.
- [33] RICKETT, B.J., *Astrophys. J.* 197 (1975) 185.
- [34] HANKINS, T.H., BORIAKOFF, V., *Nature* 276 (1978) 45.
- [35] BARTEL, N. et al., *Astron. Astrophys.* 87 (1980) 282.
- [36] MOFIZ, U.A. et al., submitted to *Plasma Phys.* (1984).
- [37] MOFIZ, U.A. et al., submitted to *Phys. Review A* (1984).

NONLINEAR THEORY OF THE FREE-ELECTRON LASER

A.C.-L. CHIAN and A.P.B. SERBETO

Instituto de Pesquisas Espaciais - INPE/CNPq

12200 - São José dos Campos - SP, Brazil

ABSTRACT

A theory of Raman free-electron laser using a circularly polarized electromagnetic pump is investigated. Coupled wave equations that describe both linear and nonlinear evolution of stimulated Raman scattering are derived. The dispersion relation and the growth rate for the parametric instability are obtained. Nonlinear processes that may lead to saturation of the free-electron laser are discussed.

The generation of high-power coherent radiation using stimulated emission of backscattered radiation from intense relativistic electron beams has received considerable interest lately. This new radiation device called Free-Electron Laser (FEL) has a great advantage of being readily tunable over a wide frequency range, from submillimeter to optical regions, by varying the pump frequency or the electron beam energy. Many applications¹ can be found for FEL, for example, plasma heating, diagnostics, laser pellet fusion, isotope separation and radar.

The operative mechanism of FEL is based on the double Doppler effect. Consider a pump wave $(\omega_0, \vec{k}_0)$ propagating with a wavevector antiparallel to the velocity $(\vec{v}_b)$ of a relativistic electron beam in the laboratory frame. In the beam frame, in which the quantities are primed, the frequency and wavenumber of the pump are first Doppler-shifted to

$$\omega'_0 = \gamma_b (\omega_0 + v_b k_0), \quad k'_0 = \gamma_b (k_0 + v_b \omega_0 / c^2), \quad (1), (2)$$

where $\gamma_b = (1 - v_b^2 / c^2)^{-1/2}$. For a given backscattered wave, with $\vec{k}'_s$ antiparallel to $\vec{k}'_0$, the frequency and wavenumber in the laboratory frame are double Doppler-shifted to

$$\omega_s = \gamma_b (\omega'_s + v_b k'_s): \quad (3)$$

Since typically in the beam frame $\omega'_0 \approx \omega'_s$ and $k'_s \approx k'_0$, moreover in the laboratory frame $\omega_0 \approx ck_0$ for pump frequency much larger than the characteristic frequencies of the system, combining (1)-(3) then gives

$$\omega_s \approx 4 \gamma_b^2 \omega_0 \quad (4)$$

in the limit $v_b / c \rightarrow 1$. For a relativistic electron beam the factor γ_b^2 can be much greater than unity, thus the scattered frequency can be much larger than the pump frequency. According to the Manley-Rowe relation, the ratio of the scattered wave energy W_s to the incident wave energy W_0 can be as large as $W_s / W_0 = \omega_s / \omega_0$. As a result, intense radiation with frequency upconversion and power gain is achieved.

FEL can operate in two distinct regimes², namely, the Compton regime in which the pump wavelength is smaller than or

comparable to the Debye wavelength of the electrons and the interaction is dominated by wave-particle resonance, and the Raman regime in which the pump wavelength is much greater than the Debye wavelength and the interaction is dominated by wave-wave coupling.

Most research on FEL has dealt with a zero-frequency pump wave³, namely, a magnetostatic undulator since the electromagnetic source with power density high enough to excite the stimulated backscattering is not readily available. It has been suggested⁴ that the radiation generated by an undulator FEL can be reflected to act as a finite-frequency pump to interact with the same relativistic electron beam. In addition, rapidly developing high-power gyrotrons and relativistic magnetrons⁵ can also provide suitable radio-frequency sources to operate an electromagnetic-pump FEL.

In this paper a theory of Raman FEL using a circularly polarized electromagnetic pump is investigated. The physical mechanism of stimulated Raman scattering can be described as follows. The introduction of a large-amplitude electromagnetic pump wave excites a transverse oscillation of the beam electrons. This transverse electron velocity coupled to electron density oscillations (space-charge waves) produces a current, which then generates a backscattered electromagnetic wave. The beating between the pump and scattered electromagnetic waves produces a density modulation and a grouping of the electrons into bunches along the beam axis. The growth of the space-charge waves gives increasing coherence to the scattering process, resulting in a growing scattered wave which in turn increases the density modulation still further. Hence there is a feedback mechanism in

this process which may give rise to a parametric instability and exponential growth of both the space-charge wave and the scattered radiation. The instability is terminated when nonlinear saturation mechanisms such as pump depletion or particle trapping set in.

Consider the interaction of an intense electromagnetic pump wave ($\vec{k}_0 = -k_0 \hat{z}$) with a cold counterstreaming relativistic electron beam ($\vec{v}_b = v_b \hat{z}$, $n_e = n_0$). Plane wave solutions are treated ($\nabla = \hat{z} \partial/\partial z$), thus the transverse canonical momentum of electrons is constant, i.e., $\vec{p}_{e\perp} \equiv m\gamma \vec{v}_{e\perp} = e \vec{A}_\perp / c$. Assume immobile ions to serve as the neutralizing background, and neglect self-fields associated with the electron beam.

The wave equation describing the transverse component of the vector potential ($\vec{A} = \vec{A}_\perp$, $A_z = 0$) is

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 \right) \vec{A} = 4\pi c \vec{J}. \quad (5)$$

Separating the electron density n_e into homogeneous and inhomogeneous parts, i.e., $n_e = n_0 + n(z, t)$, (5) becomes

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 + \frac{\omega_p^2}{\gamma} \right) \vec{A} = - \frac{\omega_p^2}{n_0 \gamma} n \vec{A}, \quad (6)$$

where $\gamma = (1 + \vec{p}_e \cdot \vec{p}_e)^{1/2}$ and $\omega_p^2 = 4\pi n_0 e^2 / m$.

In order to cast the governing equations into the form of coupled wave equations, one needs a corresponding wave equation for the perturbed electron density n , which can be obtained from the following equations:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_e \cdot \nabla \right) \vec{p}_e = e \nabla \phi - \frac{e}{c} \vec{v}_e \times (\nabla \times \vec{A}), \quad (7)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \vec{v}_e) = 0, \quad (8)$$

$$\nabla^2 \phi = -4\pi\rho. \quad (9)$$

For the sake of simplicity all nonlinearities in (7)-(9), with the exception of the ponderomotive term in the RHS of (7), are neglected. This implies that nonlinear steepening terms that may lead to wavebreaking of space-charge waves are ignored ($n/n_0 \ll 1$); in addition all waves are assumed to have finite, but nonrelativistic ($v_{0\perp}^2/c^2$, $v^2/c^2 \ll 1$) amplitudes, so that

$$p_{ez} = p_{oz} + p_z, \quad p_z = m\gamma_0^3 v_z, \quad (10)$$

where $\gamma_0 = (1 - \vec{v}_0 \cdot \vec{v}_0 / c^2)^{-1/2} \approx (1 + p_{0z}^2 / m^2 c^2)^{1/2}$. Under these assumptions (7)-(9) become

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_0 \cdot \nabla \right) \vec{p} = e\nabla\phi - \frac{e}{c} \vec{v}_e \times (\nabla \times \vec{A}), \quad (11)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_0 \cdot \nabla \right) n + \frac{n_0}{m\gamma_0^3} \nabla \cdot \vec{p} = 0, \quad (12)$$

$$\nabla^2 \phi = 4\pi en. \quad (13)$$

Substituting (12) and (13) into the equation resulting from taking the divergence of (11), then yields a wave equation for the space-charge wave

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_0 \cdot \nabla \right)^2 + \frac{\omega_p^2}{\gamma_0^3} \right] n = \frac{n_0 e^2}{2m^2 c^2 \gamma_0^4} \nabla^2 (\vec{A} \cdot \vec{A}), \quad (14)$$

where $\gamma = \gamma_0$ is assumed in the RHS. (6) and (14) form a set of coupled wave equations that describes the stimulated Raman

scattering and demonstrates clearly the feedback mechanism for the excitation of parametric instability.

The pump is taken to be a circularly polarized electromagnetic wave

$$\vec{A}_0 = A_0 [\hat{x} \cos(k_0 z - \omega_0 t) + \hat{y} \sin(k_0 z - \omega_0 t)] . \quad (15)$$

An integration of the zero-order equation of motion

$$\frac{d\vec{p}_0}{dt} = - \frac{e}{mc\gamma_0} \vec{p}_0 \times (\nabla \times \vec{A}_0) . \quad (16)$$

gives

$$\vec{p}_0 = p_{0\perp} [\hat{x} \cos(k_0 z - \omega_0 t) + \hat{y} \sin(k_0 z - \omega_0 t)] + p_{0z} \hat{z} , \quad (17)$$

which shows that $\gamma_0 = (1 + p_{0\perp}^2 + p_{0z}^2)^{1/2}$ is constant.

To the zero-order, the ponderomotive coupling terms in the RHS of (6) and (14) vanish ($n, \nabla^2 (\vec{A}_0 \cdot \vec{A}_0) \rightarrow 0$). Hence the two wave equations are decoupled, yielding the dispersion relations⁶ for electromagnetic waves and space-charge waves, respectively,

$$\omega_0^2 - c^2 k_0^2 - \omega_p^2 / \gamma_0 = 0 , \quad (18)$$

$$(\omega_\ell - k_\ell v_b)^2 - \omega_p^2 / \gamma_0^3 = 0 . \quad (19)$$

A corresponding dispersion relation for the scattered electromagnetic wave can be obtained from (18) by substituting (ω_0, k_0) for (ω_s, k_s) . Note that the slow branch of space-charge waves (19) is a negative-energy mode and plays a crucial role in the operation of FEL.

In linear theory the amplitude of the pump electromagnetic wave A_0 is assumed to be constant with dispersion relation given

by (18), the backscattered electromagnetic wave is coupled to the space-charge wave, thus (6) and (14) become

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 + \frac{\omega_p^2}{\gamma_0} \right) \vec{A}_S = - \frac{\omega_p^2}{n_0 \gamma_0} n \vec{A}_0, \quad (20)$$

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_0 \cdot \nabla \right)^2 + \frac{\omega_p^2}{\gamma_0^3} \right] n = \frac{n_0 e^2}{2m^2 c^2 \gamma_0^4} \nabla^2 (\vec{A}_0^* \cdot \vec{A}_S). \quad (21)$$

Fourier - analyzing (20) and (21) gives the coupled-wave dispersion relation for the Raman backward scattering

$$\left(\omega^2 - c^2 k^2 - \frac{\omega_p^2}{\gamma_0} \right) \left\{ [(\omega - \omega_0) - (k + k_0) v_b]^2 - \frac{\omega_p^2}{\gamma_0^3} \right\} = \frac{e^2 \omega_p^2 (k + k_0)^2}{2m^2 c^2 \gamma_0^5} |A_0|^2, \quad (22)$$

where the following matching conditions are imposed

$$\omega_0 = \omega_S - \omega_\ell, \quad k_0 = k_\ell - k_S. \quad (23)$$

Note that in the beam frame $\omega'_0 = \omega'_S + \omega'_\ell$ (i.e., $\omega'_S / \omega'_0 < 1$) since the energy of both scattered electromagnetic wave and positive-energy space-charge wave is provided by the pump wave; however, in the laboratory frame $\omega_S / \omega_0 > 1$ as evidenced in (23) since now the scattered wave energy is provided by both the pump wave and the negative-energy space-charge wave. In addition (23) shows that $\vec{k}_0$ is parallel to $\vec{k}_\ell$, but antiparallel to $\vec{k}_S$; thus the electron density perturbation propagates in the direction opposite to the beam direction.

The dispersion relation (22) shows that the backscattered electromagnetic wave is coupled to the space-charge wave through the pump electromagnetic wave. Since the slow mode of space-

charge waves is a negative-energy wave, its interaction with the fast mode of electromagnetic waves may lead to instability, which develops in the regions near the intersection $(\bar{\omega}_0, \bar{k}_0)$ of the dispersion curves of the two interacting modes. An approximate solution of (22) can be obtained by expanding the dispersion relation about $(\bar{\omega}_0, \bar{k}_0)$, assuming weak interaction,

$$\omega = (c^2 k^2 + \frac{\omega_p^2}{\gamma_0})^{1/2} + i \frac{e(k_0 + k) A_0}{2 \sqrt{2} \gamma_0^{7/4} m c (c^2 k^2 / \omega_p^2 + \gamma_0^{-1})^{1/4}} . \quad (24)$$

The real part of ω gives the double Doppler-shifted frequency (4) of the backscattered wave, whereas the imaginary part of ω gives the growth rate describing the exponential growth of unstable waves.

The efficiency of an electromagnetic-pump FEL is defined as the ratio of the scattered electromagnetic energy to the sum of the pump electromagnetic energy and the relativistic electron beam energy, which is determined by the nonlinear saturation mechanisms. Saturation of the backscattered electromagnetic wave may be due to either particle trapping or pump depletion, depending whether the pump field is strong or weak, respectively⁷.

Particle trapping occurs when the density fluctuation of the space-charge wave becomes greater than or comparable to the equilibrium electron density ($n/n_0 \geq 1$). When this takes place, the electron dynamics becomes nonlinear and electrons are trapped in the potential well formed by the combined space-charge and ponderomotive potentials (vide the RHS of (7)). In this regime the assumptions used to derive (14) break down; a fully nonlinear and kinetic treatment then becomes necessary.

Pump depletion occurs when the amplitude of the pump wave is

depleted to a level below the threshold required to sustain the parametric instability. Saturation by pump depletion can be studied by adding the pump evolution equation, determined from (6),

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 + \frac{\omega_p^2}{\gamma_0}\right) \vec{A}_0 = - \frac{\omega_p^2}{n_0 \gamma_0} n^* \vec{A}_S, \quad (25)$$

to (20) and (21). The nonlinear evolution of the pump, scattered and space-charge waves, as well as the saturation time for the instability, can be obtained either numerically or analytically in terms of Jacobi's elliptic functions by reducing (25), (20) and (21) to a set of coupled-mode equations^{4, 8-10}.

The three-wave Raman backward scattering discussed in this paper is valid only for relatively low pump intensity. When the pump intensity is large, the space-charge wave loses its linear property and the wave coupling may excite the Raman oscillating two-stream instability (or modified Raman scattering). If the pump intensity is further increased, forward scattered electromagnetic waves ($\omega_S = \omega_0 - \omega_\ell$, $k_S = k_0 + k_\ell$) can also be induced, leading to the Raman forward scattering (or Raman modulational instability). Generation of these four-wave parametric processes^{2, 7} may modify the characteristics of a FEL.

To conclude, it is worth mentioning that recent experiments on undulator FEL performed at MIT¹¹, Columbia University¹² and NRL¹³ have produced encouraging results. Further FEL experiments using electromagnetic pump should be carried out in order to determine the best scheme for generating stimulated backscattered radiation.

REFERENCES

- ¹P. Sprangle and T. Coffey, *Physics Today*, 37(3), 44 (1984).
- ²A. Hasegawa, *Bell System Technical Journal* 57, 3069 (1983).
- ³R.A. Correa, *Theory of Free-Electron Laser*, M.Sc. Thesis, INPE/CNPq (1983).
- ⁴A.T. Lin and J.M. Dawson, *Phys. Fluids* 23, 1224 (1980).
- ⁵V.L. Granatstein, *Physics of Quantum Physics* 5, 273 (1978).
- ⁶A.C.-L. Chian and C.F. Kennel, *Laser Interaction and Related Plasma Phenomena* 6, 1129 (1984).
- ⁷P. Sprangle, *Physics of Quantum Physics* 5, 241 (1978).
- ⁸D.W. Forslund, J.M. Kindel and E.L. Lindman, *Phys. Fluids* 18, 1002 (1975).
- ⁹A.A. Galeev and R.S. Sagdeev, *Review of Plasma Physics - Volume 7*, Consultants Bureau (1979).
- ¹⁰J. Weiland and H. Wilhelmsson, *Coherent Non-Linear Interaction of Waves in Plasmas*, Pergamon Press (1977).
- ¹¹J. Fajans, G. Bekefi, Y.Z. Yin and B. Lax, M.I.T. Preprint PFC/JA-84-8 (1984).
- ¹²A.A. Grossman and T.C. Marshall, *IEEE Quantum Electronics* QE-19, 334 (1983).
- ¹³S.H. Gold, W.M. Black, H.P. Freund, V.L. Granatstein and A.K. Kinkead, *Phys. Fluids* 27, 746 (1984).

8 - ASSINATURAS

O presente Projeto conta com a aprovação dos abaixo assina-
dos, que se co-responsabilizam pela sua execução.

São José dos Campos, 06 de janeiro de 1985
Local e Data

Gerson Otto Ludwig

GERSON OTTO LUDWIG
Coordenador do Projeto
Gerson Otto Ludwig

Marco Antônio Raupp

MARCO ANTÔNIO RAUPP
Diretor da Unidade Executora
Marco Antonio Raupp

MEMBROS DO CONSELHO DIRETOR DA UNIDADE
EXECUTORA