

# Índice Xeral

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>6</b>
<b>2</b>	<b>Seccións eficaces</b>	<b>8</b>
2.1	Métodos experimentais para a determinación de seccións eficaces	8
2.2	Métodos indirectos para a determinación de seccións eficaces	10
<b>3</b>	<b>Ecuación de Holstein-Boltzmann</b>	<b>14</b>
3.1	Ecuación de Holstein-Boltzmann	14
3.1.1	Resolución da ecuación de Holstein-Boltzmann	19
3.1.1.1	Método de Mathieson-El Hakeem	19
3.1.1.2	Método Linear	20
3.2	Parámetros de deriva	23
<b>4</b>	<b>Resultado do Estudio de Gases de Deriva</b>	<b>25</b>
4.1	Estudio de Gases Atómicos	25
4.1.1	<i>He</i>	25
4.1.2	<i>Ar</i>	27
4.2	Gases Moleculares	33
4.2.1	<i>CH<sub>4</sub></i>	33
4.2.2	<i>CF<sub>4</sub></i>	34
<b>5</b>	<b>Resultado do Estudio de Mesturas</b>	<b>41</b>
5.1	Mesturas Binarias	41
5.1.1	<i>He + CH<sub>4</sub></i>	41
5.1.2	<i>Ar + CH<sub>4</sub></i>	42
5.1.3	<i>He + CF<sub>4</sub></i>	47
5.1.4	<i>Ar + CF<sub>4</sub></i>	47
5.1.5	<i>CF<sub>4</sub> + CH<sub>4</sub></i>	55

<i>ÍNDICE XERAL</i>	2
5.2 Mixturas Ternarias . . . . .	57
5.2.1 $Ar + CF_4 + CH_4$ . . . . .	57
<b>6 Conclusiones</b>	<b>64</b>
<b>APÉNDICES</b>	<b>66</b>
<b>A Seccións Eficaces Utilizadas</b>	<b>67</b>

# Índice de Figuras

4.1	Velocidade de deriva do helio. Os datos medidos son de J. M. Anderson [23], R. W Crompton et al. [30], H. N. Kücü karpaci et al. [28], H. B. Milloy et al. [24] e A. V. Phelps [21]. . . . .	28
4.2	Energía característica do helio. Os datos medidos son de J. S. Townsend et al. [26], R. W. Warren et al. [25], R. W Crompton et al. [30], C. S. Lakshminarasimha et al. [32]. . . . .	29
4.3	Velocidade de deriva do argon. Os valores calculados aparecen representados por unha liña sólida para o método Mathieson-El Hakeem e puntos para o método linear. Os medidos pertencen a: D. D. Erret. [31], Y. Nakamura e M. Kuraci [44], J. L. Pack e A. V. Phelps [21], L. G. Christophorou at al. [54]. . . . .	31
4.4	Energía característica do argon. Os valores calculados aparecen representados por unha liña sólida para o método Mathieson-El Hakeem e puntos para o método linear. Os medidos pertencen a: B. Stefanov e P. Pirgov [51], Townsend et al. [26] e Warren et al. [25]. . . . .	32
4.5	Velocidade de deriva do metano en función do campo reducido. Compáranse os resultados obtidos co programa a través dos dous métodos, cos datos experimentais de Jean-Marie et al. [45], I. Lehraus et al. [47], Kunst et al. [46] . . . . .	35
4.6	Energía característica do metano en función do campo reducido. Os datos experimentais presentados son de Lowell [42], Fulda-Quenzer et a. [40], Duncan e Walker [41], Skelding [39], Haddad [38], Hunter at al. [49]. . . . .	36

4.7	Velocidade de deriva do tetrafluoruro de carbono en función do campo reducido. Compáranse os resultados obtidos co programa a través dos dous métodos, cos datos experimentais de Naidu e Prasad [57], Bordage et al. [56], B. Schmidt et al. [50], L. G. Christophorou et al. [54], J. Va'vra [52]. . . . .	39
4.8	Enerxía característica do tetrafluoruro de carbono en función do campo reducido. Compáranse os resultados obtidos co programa a través dos dous métodos, cos datos experimentais de : Bordage et al. [56], B. Schmidt e S. Polenz [50] e M. G. Curtis [58]. . . . .	40
5.1	Velocidade de deriva das mesturas $He + CH_4$ . Os resultados calculados represéntanse por unha liña sólida, por $\star$ e por triángulos sólidos invertidos. Os medidos corresponden a: U. Becker et al. [35], e a P. Bernardini et al. [33] . . . . .	43
5.2	Enerxía característica das mesturas de $He + CH_4$ . Os resultados calculados represéntanse por unha liña sólida, por $\star$ e por triángulos sólidos invertidos. Os medidos corresponden a: B. Schmidt e K. Martens [43], e a U. von Hagel et al. [34] . . . .	44
5.3	Velocidade de deriva das mesturas $Ar + CH_4$ . Os valores calculados represéntanse por unha liña sólida e por $\star$ , $\times$ . Os datos experimentais son de B. Jean-Marie et al. [45] . . . . .	48
5.4	Velocidade de deriva das mesturas $Ar + CH_4$ . Os valores calculados represéntanse por unha liña sólida e por $\star$ , $\times$ . Os datos experimentais son de B. Jean-Marie et al. [45] e de L. Wong et al. [48]. . . . .	49
5.5	Enerxía característica das mesturas do $Ar + CH_4$ . Os valores calculados represéntanse por unha liña sólida e por $\star$ , $\times$ . Os datos experimentais son de F. Fulda Quenzer et al. [40] e de R. Skelding [39]. . . . .	50
5.6	Velocidade de deriva do $Ar + CH_4$ (99% - 0.1%). Os valores calculados para a mestura son de Bordage et al. [56], os obtidos a través do método linear represéntanse por: unha liña discontinua para a mestura e por unha liña contínua para o argon puro. . . . .	51

5.7	Velocidade de deriva do $Ar + CH_4$ (90% – 10%). Os valores calculados represéntanse por $\cdot$ e por unha liña sólida. As medidas proceden de B. Jean–Marie et al. [45], L. Wong et al. [48], T. Kunst et al. [46], e Christophorou et al. [54]. . . . .	52
5.8	Enerxía característica do $Ar + CH_4$ (90% – 10%). Os valores calculados represéntanse por $\cdot$ e por unha liña sólida. As medidas proceden de R. Skelding [39], B. Schmidt e K. Martens [43], B. Schmidt e S. Polenz[50]. . . . .	53
5.9	Velocidade de deriva da mestura $He + CF_4$ (90% – 10%) en función do campo reducido. Os valores calculados represéntanse por $\star$ e por unha liña sólida. As medidas proceden de L. G. Christophorou et al. [54], B. Schmidt e K. Martens [43].	54
5.10	Velocidades de deriva das mesturas $Ar + CF_4$ . Os valores calculados represéntanse por $\star$ , $\times$ , $\cdot$ e por unha liña sólida. As medidas proceden de S. R. Hunter et al. [49], L. G. Christophorou et al. [54], B. Schmidt e S. Polenz [50]. . . . .	56
5.11	Velocidades de deriva das mesturas $CF_4 + CH_4$ . Os valores calculados represéntanse por $\star$ , $\times$ e por unha liña sólida. As medidas proceden de J. Va’vra et al. [52], T. Yamashita et al. [59] . . . . .	58
5.12	Velocidades de deriva das mesturas $CF_4 + CH_4$ . Os valores calculados represéntanse por $\star$ , $\times$ e por unha liña sólida. As medidas proceden de T. Yamashita et al. [59]. . . . .	59
5.13	Velocidades de deriva das mesturas $CF_4 + CH_4$ . Os valores calculados represéntanse por $\cdot$ e por unha liña sólida. As medidas proceden de U. Becker et al. [35] e T. Yamashita et al. [59]. . . . .	60
5.14	Velocidades de deriva das mesturas $Ar + CF_4 + CH_4$ . Os valores calculados represéntanse por unha liña sólida e outra discontinua. As medidas proceden de T. Yamashita et al. [59].	62
5.15	Velocidades de deriva das mesturas $Ar + CF_4 + CH_4$ . Os valores calculados represéntanse por unha liña sólida e outra discontinua. As medidas proceden de T. Yamashita et al. [59].	63
A.1	Seccións eficaces do helio. . . . .	68
A.2	Seccións eficaces do argon. . . . .	69
A.3	Seccións eficaces do metano. . . . .	70
A.4	Seccións eficaces do tetrafluoruro de carbono. . . . .	71

# Capítulo 1

## Introducción

Os métodos utilizados na investigación da dispersión de electróns dependen amplamente da clase de enerxías a estudar. No intervalo a que nos referiremos neste traballo, decenas de  $eV$ , resulta difícil obter información directa sobre as colisións a tais enerxías. Isto fai necesario estudar o movemento a través do gas, de unha nube de electróns cunha distribución en enerxías ao redor dun valor medio. Cando os electróns derivan no gas en presenza dun campo eléctrico  $E$ , a enerxía gañada do campo, invírtese nas colisións cos átomos ou moléculas do gas. Atínxese, portanto, un estado estacionario caracterizado por uns parámetros de deriva. A relación existente entre estas cantidades e as seccións eficaces dos electróns coas partículas do gas é fundamental. O concepto de sección eficaz ten unha enorme importancia na Física. O interese en investigar esta magnitude encóntrase no feito de posuír información vital sobre as interaccións que teñen lugar entre a partícula incidente e a partícula alvo.

O contido deste traballo é o estudio do paso previo, é dicir, o estudio dos coeficientes de difusión dos electróns en gases, o cal nos levaría a unha análise do concepto máis básico, as seccións eficaces.

No ano 1946, T. Holstein introduce certas modificacións á ecuación de Boltzmann estendendo a aplicabilidade da citada ecuación a situacións máis reais, que se dan na deriva dos electróns en gases. Posteriormente, en 1979 Mathieson-El Hakeem desenvolveron un método que permitiría a resolución da ecuación de Holstein-Boltzmann para a súa programación. Facendo uso das técnicas de análise numérica, executan un algoritmo que lles permite calcular a función de distribución que caracteriza á nube de electróns.

O obxectivo deste traballo é a implementación dun método orixinal para

a resolución da ecuación de Holstein-Boltzmann, alternativo ao desenvolvido por Mathieson-El Hakeem. Realizáse tamén unha análise sobre as aplicacións deste novo método en diversos gases habituais nos detectores de Física de Partículas, ademais dunha comprobación do intervalo de validez.

Nos capítulos 4 e 5 realizaremos unha análise sistemática dos procesos fundamentais implicados na deriva e difusión dos electróns en campos eléctricos, presentaranse os valores dos parâmetros de transporte que os caracterizan calculados por ambos métodos.

# Capítulo 2

## Seccións eficaces

### 2.1 Métodos experimentais para a determinación de seccións eficaces

Restringirémonos a aquelas técnicas que achegan medidas das seccións eficaces integradas, por seren estas as que interveñen na ecuación de Holstein-Boltzmann e por tanto as que constitúen información interesante para o traballo que se vai desenvolver nestas páxinas.

#### 1. Medidas directas de feixe simple. Método de Ramsauer

O método ideado por Ramsauer en 1921 proporcionou as primeiras medidas cuantitativas para a determinación de seccións eficaces.

O procedemento consiste en estudar o número de electróns que perden enerxía ao atravesar unha distancia  $x$  nun gas a unha determinada presión  $p$ . Se disparamos un feixe monocromático sobre un gas, o número de electróns que sufren colisións coas moléculas do gas deixarán de pertencer ao feixe e o número deles que sobreviven por unidade de tempo mídese a través da corrente eléctrica no circuito, a ecuación que relaciona a corrente inicial do feixe coa corrente medida ao cabo dunha certa distancia percorrida no gas é:

$$I = I_0 e^{-\alpha p x} \quad (2.1)$$

Onde  $\alpha$  se expresa en función da sección eficaz e da densidade numérica de átomos no gas  $N_0$  a temperatura e presión normais.



$$\alpha = \frac{N_0 p}{p_0} Q \quad (2.2)$$

en 2.2  $p$  representa a presión durante as condicións experimentais, e  $p_0$  a presión en condicións normais.

## 2. Técnicas de tempo de voo (*TOF*).

Baseanse nas técnicas de tempo de voo para realizar a selección na enerxía dos electróns incidentes. Estas técnicas ofrecen a vantaxe de seren moito máis rápidas e teren unha longa estabilidade temporal e unha elevada resolución en enerxía. Ademais as fontes de erro son relativamente obvias e sinxelas de analizar. Información máis detallada sobre o método encontrámola nas referencias [1], [2].

Aplicando a fórmula anterior 2.1, coñecido o fluxo incidente e o dispersado, para un determinado tempo de voo obtemos a sección eficaz total,  $Q_t$  como unha función do tempo de voo e polo tanto da enerxía de impacto dos electróns.

## 3. Método de feixes cruzados.

Utilízanse fundamentalmente para o caso de especies químicas inestábeis, as cales presentan problemas cando son medidas con técnicas de feixes directos.

Consiste en producir un feixe mixto, formado polos átomos e polas moléculas que se queren estudar, este feixe é cruzado con outro constituído por electróns, a sección eficaz obtense medindo o decrecemento na intensidade no feixe atómico na dirección cara adiante, debida á transferencia de momento durante o proceso de dispersión. Unha boa combinación de longa xeometría, colimación adecuada, e selección na velocidade do feixe atómico é necesaria para atinxir unha boa resolución angular.

Esta técnica pode usarse tanto para o estudio da dispersión elástica, como da inelástica así como para as medidas de seccións eficaces diferenciais e integradas.

O método de feixes cruzados foi aplicado ao estudio da dependencia angular da dispersión a enerxías fixas, requiríronse seccións eficaces integradas a baixas enerxías e se encontraron multitude de erros sistemáticos

## 2.2 Métodos indirectos para a determinación de seccións eficaces

Na última metade de século comezaron a desenvolverse outro tipo de técnicas para o estudo das seccións eficaces. A imposibilidade experimental para fornecer información sobre un rango de enerxías desde  $10 \text{ meV}$  ata varios  $\text{eV}$ , fai dos experimentos de nube unha ferramenta moi importante para a investigación dos procesos microscópicos.

### 1. Método baseado en técnicas de microondas

Cando os electróns dentro dun gas, a presión uniforme, son sometidos á influencia dun campo eléctrico de intensidade  $E = E_0 e^{i\omega t}$  adquiren un movemento oscilatorio, caracterizado pola velocidade angular  $\omega$ . A causa das colisións, as moléculas do gas exercen unha forza amortecedora que é directamente proporcional á velocidade media dos electróns. O movemento medio descríbese na ecuación seguinte:

$$F = -cv_d - eE_0 e^{i\omega t} = \frac{d(mv_d)}{dt} \quad (2.3)$$

Onde  $F$  denota a forza total sobre os electróns,  $c$  é a constante amortecedora,  $v_d$  representa á velocidade media e  $m$  é a masa dos electróns. Unha elección física para a constante amortecedora é  $m\nu_m$  onde  $\nu_m$  é a frecuencia de colisión para a transferencia de momento. Supoñemos aquí que  $\nu_m$  é independente de  $v_d$ , así unha solución de 2.3 para  $v_d$  é:

$$v_d = \frac{-e/m}{i\omega + \nu_m} E \quad (2.4)$$

A densidade de corrente electrónica vén dada por:

$$J_e = -nev_d \quad (2.5)$$

onde  $n$  é a densidade de electróns.

De aí obtense a relación para a conductividade complexa:

$$\sigma_e = \sigma_r + i\sigma_i = \frac{J_e}{E} = \frac{ne^2/m}{i\omega + \nu_m} \quad (2.6)$$

As respectivas componentes,  $\sigma_r$  e  $\sigma_i$ , da conductividade complexa son:  
Parte real,

$$\sigma_r = \frac{ne^2}{mw} \frac{\nu_m/w}{(\nu_m/w)^2 + 1} \quad (2.7)$$

e imaxinaria:

$$\sigma_i = \frac{-ne^2}{mw} \frac{1}{(\nu_m/w)^2 + 1} \quad (2.8)$$

O cociente entre as componentes é:

$$\frac{|\sigma_r|}{|\sigma_i|} = \frac{\nu_m}{w} \quad (2.9)$$

De onde se deriva a frecuencia de colisión. Entón a sección eficaz de transferencia de momento pode ser determinada medindo a condutividade complexa nunha descarga de microondas, se a presión e a velocidade angular son coñecidas. Experimentos con técnicas de microondas son útiles xa que poden cubrir un rango de enerxías que vai desde valores térmicos ata varios  $eV$ . Este método foi usado por Phelps, Fundingsland e Brown [6], no ano 1951, para medir o cociente  $|\sigma_r|/|\sigma_i|$  en gases debilmente ionizados, contidos dentro dunha cavidade resonante nunha guía de ondas. A análise presentada aquí é unha simplificación da situación real. Dúas fontes de erro importantes que deben terse en conta son: a dependencia existente na  $\nu_m$  coa  $v_d$  e a distribución de velocidades dos electróns. Aínda que este método supuxo un avance, o espectro de problemas a que poden ser aplicados está restrinxido ben como o límite de exactitude dos resultados obtidos.

## 2. Método baseado na resolución da ecuación de Boltzmann

O método consiste precisamente en medir os coeficientes de transporte para un determinado valor do  $E$  externo e da  $p$  do gas. A posibilidade de extraer información sobre as seccións eficaces baséase no feito de que para un campo reducido dado  $E/p$ , o estado estacionario na deriva dos electróns alcánzase como consecuencia dun balance entre as aceleracións e deceleracións que na dirección do campo ocorren debidas a colisións dos  $e^-$  coas moléculas do gas.

O punto de partida do método consiste en tomar un conxunto de seccións eficaces aproximadas baseadas en información fiábel, introducilas

na ecuación de transporte de Boltzmann co fin de obter a distribución en enerxías da nube,  $f$ , a cal serve como fío conector entre os coeficientes de transporte macroscópicos que caracterizan a deriva e difusión dos electróns coas seccións eficaces.

Cando Holstein [13], Frost e Phelps [8] entre outros introducen as novas aproximacións analíticas á ecuación que goberna o movemento da nube de electróns, simplifícase de forma considerábel os cálculos para a obtención da función de distribución . Se a isto engadimos, ademais o avance estrepitoso da velocidade atinxida polas computadoras a complexidade do problema vaise reducindo. A característica fundamental destes métodos é a aplicación das técnicas da análise numérica á resolución da ecuación de Boltzmann co fin de obter unha densidade electrónica que cubrise un amplo rango de  $E/N$

Comparando os resultados dos coeficientes de transporte calculados cos medidos experimentalmente, as seccións eficaces poden ser modificadas ata obter un bon acordo entre os valores extraídos a través do método e os medidos. Con este novo conxunto de seccións eficaces a función de distribución en enerxía dos electróns calcúlase outra vez, ben como os coeficientes de transporte, para volver a comparar os valores. Este procedemento é repetido ata obter un acordo entre o calculado e o experimental o máis fino posíbel dentro da exactitude dos datos experimentais. O porqué de realizar a comparación cos parámetros de transporte atópase no feito de seren moito máis sinxelos de medir, ademais de estar suxeitos a erros que proveñen de fontes coñecidas. A exactitude no cálculo teórico dos parámetros de transporte dependerá da fiabilidade das seccións eficaces de entrada.

### 3. Método de Monte-Carlo

O método de Monte-Carlo simula o movemento dos electróns na nube. A traxectoria dun electrón no espacio de fases está determinada por un longo número de colisións. En función do gas e do valor do campo reducido, a simulación está programada para xerar aleatoriamente un número determinado de colisións sufridas para diferentes tipos de procesos (elásticas, inelásticas, excitación ...). Tomando unha mostra de traxectorias obtemos a magnitude dos parámetros da nube. A simulación Monte-Carlo utilízase principalmente para investigar o comportamento da nube a altos valores de  $E/p$ , onde os procesos de ionización,

excitación, e captura electrónica son importantes. Este método ten unha vantaxe sobre o anterior xa que simula directamente as técnicas experimentais usadas na determinación dos coeficientes de transporte, sen necesidade de introducir termos de corrección.

Unha das vantaxes dos métodos indirectos é a súa capacidade de proporcionar resultados, para valores baixos da enerxía, máis fiábeis que os obtidos por métodos experimentais, non obstante a resolución na enerxía é inferior á obtida nos experimentos con feixe, xa que a enerxía dos electróns nunha nube non está confinada a unha banda estreita como ocorre cos feixes utilizados nos métodos experimentais.

# Capítulo 3

## Ecuación de Holstein-Boltzmann

### 3.1 Ecuación de Holstein-Boltzmann

A teoría que rexe o movemento dos electróns en gases, para o caso que nos ocupa agora, deriva e difusión dunha nube en presenza dun campo eléctrico, introduce unha función de distribución da densidade, no espazo hexadimensional de posicións e velocidades  $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ , que o seu significado desta función é tal que  $f(\vec{r}, \vec{v}, t)d\vec{r}d\vec{v}$  representa o número de electróns que no elemento de volume  $d\vec{r}$ , centrado en  $\vec{r}$  teñen velocidades comprendidas entre  $\vec{v}$  e  $\vec{v} + d\vec{v}$ . A función de distribución debe satisfacer unha ecuación de continuidade no espazo de posicións e velocidades, esta vén determinada pola conservación do fluxo de partículas dentro do elemento de volume  $d\vec{r}d\vec{v}$ .

A variación con respecto ao tempo do número medio de partículas contidas nun elemento de volume  $\Lambda$  é debida ao fluxo de partículas que se produce a través da superficie  $\Pi$  que fecha o volume.

$$\left(\frac{d}{dt}\right) \int_{\Lambda} d^3r d^3v f(\vec{r}, \vec{v}; t) = - \int_{\Pi} j d\Pi \quad (3.1)$$

O elemento  $d\Pi$  é sempre normal á superficie en todo punto.

A primeira formulación da ecuación diferencial é a ecuación de Boltzman. O estado dinámico de cada unha das partículas que constitúen o sistema vén representado en cada instante por un punto nese espazo. O estado dinámico de todo o sistema está definido por unha nube de puntos. Ao transcorrer o tempo cada un destes puntos describe unha traxectoria, variando, ademais das súas coordenadas  $(x, y, z)$ , as velocidades  $(v_x, v_y, v_z)$ , a consecuencia das

interaccións con outras partículas, ben como ao campo eléctrico externo. O fluxo no espacio de posicións é o resultado da velocidade dos  $e^-$  mentres que no espacio de velocidades é unha consecuencia da aceleración debida ás colisións cos átomos ou moléculas do gas e ao campo eléctrico.

A teoría cinética dos gases está baseada no coñecemento da  $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ . A ecuación de transporte de Boltzmann inclúe o efecto das forzas externas aplicadas e das colisións dos electróns coas partículas do gas sobre a función de distribución. A ecuación de Boltzmann ten a forma seguinte:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f + \vec{a} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} f = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \quad (3.2)$$

O terceiro sumando da esquerda representa a variación co campo eléctrico, maniféstase explicitamente an  $\vec{a} = \frac{-e\vec{E}}{m}$ . A variación debida ás colisións coas moléculas do gas aglutínase na expresión da dereita da ecuación.

Supoñendo un campo eléctrico orientado segundo a dirección do eixo das  $x$ , a función  $f(x, y, z, v_x, v_y, v_z, t)$  resulta independente das coordenadas  $y$  e  $z$ .

Para o cálculo do termo debido ás colisións, imporemos unha serie de restriccións sobre o sistema sometido a estudio:

- Para campos baixos, as enerxías dos electróns non atinxen valores suficientes como para producir a ionización das moléculas.
- A cantidade de moléculas nun estado excitado ou ionizado é despreciábel respecto ás que se encontran no seu estado fundamental.
- A densidade electrónica será o suficientemente baixa como para desprezar as colisións que se puden producir entre os electróns.

Limitarémonos ao estudio das colisións elásticas e de excitación inelásticas. A continuación esquematizaremos os pasos para a obtención da ecuación final utilizada neste traballo. Unha análise rigorosa lévase a cabo nas referencias [13] e [17].

Tal como apuntabamos no parágrafo anterior, no termo de colisións da ecuación 3.2 introdúcense as interaccións elásticas e as inelásticas que supoñen unha perda de enerxía, É xustamente nestas últimas onde a contribución de

Holstein-Boltzmann é fundamental para a nova formulación da ecuación de Boltzman. O procedemento a seguir sinálase nos seguintes puntos:

- O resultado de introducir a contribución dos diferentes procesos de colisión é unha ecuación integro-diferencial en cinco variábeis independentes  $(\theta, \varphi, v, x, t)$ . A aproximación considerada inicialmente no traballo de Lorentz e usada posteriormente por Morse, Allis e Lamar [11], supón que para campos de intensidade baixa e de gradiente de difusión  $\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)$  pequeno, a función de distribución  $f(\theta, \varphi, v, x, t)$  é practicamente simétrica no espacio de velocidades. Isto permítenos facer un desenvolvemento en harmónicos esféricos, eliminando a dependencia da función co angulo azimutal  $\varphi$ .

$$f(\theta, v, x, t) = \sum_n f_n(v, x, t) P_n(\cos\theta) \quad (3.3)$$

Nunha primeira aproximación mantemos só os dous primeiros termos:

$$f(\theta, v, x, t) = f_0(v, x, t) + \cos\theta f_1(v, x, t) \quad (3.4)$$

Introducindo esta expresión en 3.2 podemos extraer dous ecuacións acopladas, unha para  $f_0$  e outra para  $f_1$ . O fundamento físico desta “aproximación de dous termos” deriva do seguinte argumento intuitivo, explicado no artigo de Lin, Robson e Mason [12]. Posto que a proporción  $m/M$  é pequena, onde  $m$  é a masa dos electróns e  $M$  a masa das partículas que compoñen o gas, a distribución nas velocidades dos electróns debe ser isotrópica no espacio das velocidades. Isto ocorre alomenos nas colisións elásticas, os electróns poden sufrir un gran cambio na dirección do seu momento mais relativamente pequeno na enerxía <sup>1</sup>. As colisións elásticas posúen o efecto de aleatorizar rapidamente a dirección do movemento dos electróns. É por isto que esperamos un comportamento isótropo para a función de distribución no espacio de velocidades, incluso se un campo eléctrico intenso estiver actuando. Como toda aproximación, a tradicional “aproximación de dous termos” tamén ten o seu rango de validez, e cando as colisións inelásticas son importantes a propiedade de isotropía da función  $f$  non

---

<sup>1</sup>A perda fraccional de enerxía é da orde de  $2m/M$



se verifica. Nos casos en que se cumpra:

$$\int_{\omega} (1 - \cos\varphi) q_m(\varphi, v) d\omega \ll \sum_i \int_{\omega} q_i(\varphi, v) d\omega \quad (3.5)$$

onde  $q_m(\varphi, v)$  é a sección eficaz diferencial elástica e  $q_i(\varphi, v)$  a sección eficaz diferencial inelástica que excita o nivel  $i$ , a función  $f$  terá pronunciadas propiedades direccionais no espazo de velocidades.

- Supondo ademais, unha situación estacionaria, as derivadas parciais con respecto ao tempo anúlense.

$$\frac{\partial f}{\partial t} = 0 \quad (3.6)$$

- No caso de homoxeneidade espacial, a función de distribución é considerada uniforme, independente de  $x$ , por tanto, anúlense as derivadas parciais respecto á variábel posición.

$$\frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad (3.7)$$

Isto non será totalmente certo nalgúns casos en que se poden crear novas correntes de difusión. Estas correntes son xeralmente desprezábais tal como o demostran Parker e Lowke no artigo da referencia [9], os cales fixeron o cálculo para unha función de distribución non uniforme, é dicir cando  $\frac{\partial f}{\partial t} \neq 0$ .

Os dous pasos previos posibilitan o desacoplamento das dúas ecuacións. Despexando  $f_1$  dunha delas, obtemos unha soa en función de  $f_0$ .

- Se a enerxía dos electróns de deriva é da mesma orde de magnitude que a enerxía térmica dos átomos ou moléculas no gas<sup>2</sup>, é necesario ter en conta o movemento das moléculas e engadirlle a  $f_0$  un novo termo:

$$f_0(v) + \frac{\kappa T}{mv} \frac{df_0}{dv} \quad (3.8)$$

onde  $T$  é a temperatura do gas e  $\kappa$  a constante de Boltzmann.

---

<sup>2</sup>A temperatura ambiente  $\epsilon \simeq \kappa T \simeq 0.025 \text{ eV}$

Realizando unha mudanza, da variábel velocidade á variábel enerxía, chamandolle  $F_0(\epsilon) = 4\pi\sqrt{\frac{2}{m^3}}f_0(v)$  e integrando a ecuación nesa última variábel, obtemos a seguinte ecuación integro-diferencial:

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{(\epsilon E)^2}{3} \frac{\epsilon}{NQ_m} + 2m\kappa T \epsilon^2 \frac{NQ_m}{M} \right] \frac{dF_0(\epsilon)}{d\epsilon} + 2m\epsilon^2 \frac{NQ_m}{M} F_0(\epsilon) \\ & + \sum_i \int_{\epsilon}^{\epsilon+\epsilon_i} \epsilon' F_0(\epsilon') NQ_i(\epsilon') d\epsilon' = 0 \end{aligned} \quad (3.9)$$

O primeiro termo representa o efecto da enerxía de entrada dos electróns, sendo  $Q_m$  a sección eficaz de transferencia de momento<sup>3</sup>. É proporcional ao cuadrado do cociente entre a intensidade do campo e a densidade do gas, en esencia, unha difusión no espacio da enerxía. O segundo termo dá o efecto neto da enerxía perdida polo retroceso da molécula en colisións elásticas entre electróns e moléculas. Este termo é proporcional ao cociente entre a masa dos electróns e a masa molecular, resulta ser desprezábel comparado cos termos debidos ás colisións elásticas, na maioría de gases moleculares. O terceiro termo proporciona o efecto neto das colisións inelásticas nas cales os electróns perden enerxía, quer dicir electróns de enerxía  $\epsilon$  colisionan cunha molécula e perden unha enerxía  $\epsilon_i$ . A sección eficaz para este proceso é a sección eficaz total de colisións inelásticas  $Q_i$ <sup>4</sup>.

Seguindo o traballo de Frost e Phelps en [8], expresaremos a ecuación anterior nunhas novas variábeis que se definen a continuación:

$$\begin{aligned} \alpha &= \left(\frac{E}{p}\right)^2 \frac{M_0 e^2}{6mQ_0^2} & \theta &= \frac{Q_m/Q_0}{M/M_0} \\ \eta_i &= \frac{M_0 Q_i}{2mQ_0} & \theta' &= \frac{Q_m}{Q_0} \\ z &= \frac{\epsilon}{\kappa T} & F &= (\kappa T)^{\frac{3}{2}} F_0(\epsilon) \end{aligned} \quad (3.10)$$

onde  $Q_0 = 10^{-19} m^2$  e  $M_0$  é a masa molecular do átomo de hidróxeno. A ecuación de Holstein-Boltzmann resultante, adopta a forma seguinte:

$$z \left[ \frac{\alpha}{\theta'} + z\theta \right] \left( \frac{dF(z)}{dz} \right) + z^2 \theta F(z) + \sum_i \int_z^{z+z_i} z' F(z') \eta_i(z') dz' = 0 \quad (3.11)$$

---

<sup>3</sup> $Q_m = 2\pi \int_0^\pi (1 - \cos\psi) q_m(v, \psi) \sin\psi d\psi$

<sup>4</sup> $Q_i = 2\pi \int_0^\pi q_i(v, \psi) \sin\psi d\psi$

A expresión anterior necesita ser modificada no caso de utilizarse mesturas de gases, é preciso ter en conta as presións parciais da cada componente.

$$\begin{aligned}\alpha &= \left(\frac{E}{p}\right)^2 \frac{M_0 e^2}{6mQ_0^2} & \theta &= \sum_k f_k \frac{Q_{mk}/Q_0}{M_k/M_0} \\ \eta_{ik} &= f_k \frac{M_0 Q_i}{2mQ_0} & \theta' &= \sum_k f_k \frac{Q_{mk}}{Q_0}\end{aligned}\quad (3.12)$$

onde o subíndice  $k$  refírese a cada componente da mestura e  $f_k$  representa a fracción molar de cada un dos gases integrantes. Con estas variábeis a función de distribución en enxías dos electróns en gases compostos calcúlase da seguinte ecuación de Holstein-Boltzmann adaptada ás mesturas resulta:

$$z \left[ \frac{\alpha}{\theta'} + z\theta \right] \left( \frac{dF(z)}{dz} \right) + z^2 \theta F(z) + \sum_k \sum_i \int_z^{z+z_{ik}} z' F(z') \eta_{ik}(z') dz' = 0 \quad (3.13)$$

Por último hai que engadir que a condición expresada na ecuación 3.5, fai que a aproximación de dous termos sexa un tanto grosera en determinados gases moleculares. Este feito levou a moitos autores a desenvolver a “aproximacións multitermo” as cales permiten obter resultados máis precisos. A pesar disto, a simplicidade do método de dous termos fai que continue a ser utilizada nunha ampla variedade de problemas de transporte de electróns. Unha explicación máis detallada sobre o método multitermo contéplase na referencia [15].

### 3.1.1 Resolución da ecuación de Holstein-Boltzmann

Nas seguintes subseccións descríbense dous métodos para resolver a ecuación integro-diferencial de Holstein-Boltzmann que relaciona de forma non linear as seccións eficaces de colisión e a función de distribución .

#### 3.1.1.1 Método de Mathieson-El Hakeem

O método exposto nos traballos levados a cabo dentro do *Grupo de Desenvolvemento de Detectores*, do Departamento de Física de Partículas da Universidade de Santiago de Compostela, toma como referencia o procedemento proposto por E. Mathieson e N. El Hakeem [14] no ano 1979. O proceso para a resolución da ecuación de Holstein-Boltzmann está exposto amplamente nas tesinas de M. J. Tobar Vidal [19], H. Álvarez Pol [17] e F. Varela Rodríguez [18] e será brevemente descrito neste traballo.

Primeiramente dividimos a ec. 3.11 entre  $F(z)$ , o que implica supor que, para ningún valor da enerxía, a función de distribución dos electróns é nula. Despois reordenando termos, obtemos:

$$-\frac{1}{F} \frac{dF}{dz} = G(z) \quad (3.14)$$

Sendo a función  $G(z)$  unha función auxiliar definida na seguinte relación :

$$G(z) = \frac{z^2 \theta \theta' + \frac{\theta' S(z, F)}{F}}{z^2 \theta \theta' + z \alpha} \quad (3.15)$$

Onde en  $S(z, F)$  se incluíron os termos de colisión inelástica.

$$S(z, F) = \sum_i \sum_k \int_z^{z+z_{ik}} z' \eta_{ik}(z') F(z') dz' \quad (3.16)$$

Unha vez que temos a ecuación escrita como en 3.14, a función distribución dos electróns é o resultado de integrar a relación obtendo :

$$F(z) = A \exp^{-\int_0^z G(z') dz'} \quad (3.17)$$

onde  $A$  é a constante de normalización e fica determinada pola condición:

$$\int_0^\infty \sqrt{z} F(z) dz = 1 \quad (3.18)$$

A inicialización da función 3.15 lévase a cabo tomando como función inicial unha función proba, que chamaremos  $F^{(0)}$ , a cal se introduce na ecuación 3.14 obtendo desta forma o primeiro valor de  $F$ . A repetición continuada deste proceso dá lugar a unha serie de funcións  $\{F^n\}$  que se é converxente se aproxima a unha solución da ecuación de Holstein-Boltzman.

### 3.1.1.2 Método Linear

Se ao método anterior engadímoslle un cuarto termo, introducido por Margenau na referencia [16], que representa o efecto das colisións superelásticas ou colisións inelásticas de segundo tipo, a ecuación de Holstein-Boltzmann toma a forma seguinte:

$$z \left[ \frac{\alpha}{\theta'} + z\theta \right] \left( \frac{dF(z)}{dz} \right) + z^2 \theta F(z)$$

$$+ \sum_i \sum_k \int_z^{z+z_{ik}} z' \eta_{ik}(z') \left[ F(z') - e^{(-z_{ik})} F(z' - z_{ik}) \right] dz' = 0 \quad (3.19)$$

O termo 3.16 que aparece na exponencial tamén resulta modificado ao engadir as colisións superelásticas.

$$S(z, F) = \sum_i \sum_k \int_z^{z+z_{ik}} z' \eta_{ik}(z') \left[ F_{0(z')} - e^{(-z_{ik})} F(z' - z_{ik}) \right] dz' \quad (3.20)$$

O método de Mathieson-El Hakeem presenta un problema de converxencia nalgúns gases cando a contribución das superelásticas é importante. Este feito xustifica a introducción dun novo método para a resolución da ecuación de Holstein-Boltzmann. A proposta dun método linear ten como obxectivo evitar este problema de converxencia que restrinxe a utilización do método anterior a circunstancias moi específicas.

A variación que se presenta neste traballo é xustamente o algoritmo de resolución da ecuación de Holstein-Boltzmann. O novo método proposto por Rosalino Lorenzo colaborador do *Grupo de Desenvolvemento de Detectores* toma como punto de partida a ecuación 3.19. Interésannos solucións da ecuación anterior que cumpran estas condicións. A función distribución é sempre positiva, e verifica a ecuación de normalización 3.18.

Reordenando os termos da ecuación 3.19 temos:

$$\begin{aligned} & \frac{dF(z)}{dz} + \frac{z\theta\theta'}{\alpha+z\theta\theta'} F(z) = \\ & = -\frac{\theta'}{z\alpha+z\theta\theta'} \sum_i \sum_k \int_z^{z+z_{ik}} z' \eta_{ik}(z') \left[ F(z') - e^{(-z_{ik})} F(z' - z_{ik}) \right] dz' \quad (3.21) \end{aligned}$$

A ecuación 3.21, pódese reescribir dunha forma mais simple como,

$$F'(z) + a(z)F = -B(z, F) \quad (3.22)$$

onde:

$$a(z) = \frac{z\theta\theta'}{\alpha+z\theta\theta'} \quad b(z) = \frac{\theta'}{z\alpha+z\theta\theta'}$$

$$B(z, F) = b(z) \sum_k \sum_i \int_z^{z+z_{ik}} z' \eta_{ik}(z') \left[ F(z') - e^{-z_{ik}} F(z' - z_{ik}) \right] dz' \quad (3.23)$$

Se no segundo membro de 3.22, sustituímos  $F$  por unha función coñecida,  $\varphi$ , dita ecuación transformaría-se nunha ecuación diferencial do tipo:

$$f'(z) + a(z)f = -B(z, \varphi) \quad (3.24)$$

e as súas solucións estarían dadas por:

$$f(z) = e^{-\int_0^z a(t)dt} \left[ C - \int_0^z B(t, \varphi) e^{\int_0^t a(y)dy} dt \right] \quad (3.25)$$

Se  $\varphi$  é a solución normalizada de 3.21, entón ten que haber un valor da constante  $C$ , na expresión 3.25, tal que  $f$  coincida  $\varphi$ .

$$\varphi(z) = e^{-\int_0^z a(t)dt} \left[ C_\varphi - \int_0^z B(t, \varphi) e^{\int_0^t a(y)dy} dt \right] \quad (3.26)$$

A expresión anterior nos permite desenvolver o seguinte método iterativo, para achar unha solución aproximada de  $\varphi$

Os pasos seguidos resúmense nos puntos escritos a continuación:

- Comezamos con unha función  $f_0$ , unha función inicial que verifique as condicións que caracterizan a unha función distribución, ser positiva e estar normalizada, entón o segundo membro da ecuación 3.24 ficaria  $B(z, f_0)$ .
- Calculamos o valor mínimo da constante  $C$ , da expresión 3.25, que fai positiva á solución  $f(z)$ . A este valor de  $C$  chamámolo  $C_{0,min}$ , e á función correspondente a este valor denotámola por  $f_{1,min}$
- Calculamos a integral  $\int_0^\infty \sqrt{z} f_{1,min}(z) dz$ , e denotamos o seu valor por  $D_1$
- Segundo o resultado de  $D_1$  temos:
  - i) Se o valor de  $D_1 > 1$ , normalizamos a función,  $f_{1,min}$ , obtendo desta forma, a función  $f_1 = \frac{1}{D_1} f_{1,min}$ . (Se  $D_1 = 1$ , entón tomamos  $f_1 = f_{1,min}$ )

ii) Se o valor de  $D_1 < 1$ , entón calculamos o valor de  $C$ , chamándolle a esa constante  $C_{0,norm}$ , que será maior que  $C_{0,min}$ , de forma que a función que se obtén en 3.25 con  $C_{0,norm}$ , chamámola  $f_1$

- Repetir os pasos anteriores con  $f_1$ .

A sucesión de funcións obtida é oscilante, e un dos extremos da oscilación nos dá unha solución aproximada da ecuación.

## 3.2 Parámetros de deriva

No capítulo anterior fica suficientemente xustificada a importancia do coñecemento dos parámetros de deriva dunha nube de electróns nun gas para o obxectivo do noso traballo. Ademais da razón expresada, o estudio destes parámetros é de gran necesidade para o deseño de detectores gasosos.

O paso das partículas cargadas a través dun gas produce a excitación e ionización das moléculas do gas ao longo da traza da partícula. En presenza dun campo eléctrico externo os pares electrón-ión tenden a separarse do seu punto de formación, resultando un movemento neto na dirección do campo. Este é equivalente á superposición do movemento termico aleatorio e un movemento de deriva consecuencia da actuación do campo. A ecuación de transporte de Holstein-Boltzmann, a través da función de densidade de probabilidade  $f(\epsilon)$  proporciona unha descrición microscópica do comportamento dos electróns nun gas. É preciso relacionar  $f(\epsilon)$  con cantidades macroscópicas susceptíbeis de seren medíbeis. Estas cantidades son os parámetros de deriva.

O estado da nube de electróns dentro do gas fica caracterizado por:

1. Velocidade de deriva:  $w = -\left(\frac{E}{p}\right)\left(\frac{2e^2\kappa T}{9Q_0^2 m}\right)^{\frac{1}{2}} \int_0^\infty \frac{z}{\theta'} \frac{df}{dz} dz$
2. Coeficiente de difusión transversal:  $D = \left(\frac{1}{p}\right)\left(\frac{2(\kappa T)^3}{9Q_0^2 m}\right)^{\frac{1}{2}} \int_0^\infty \frac{z}{\theta'} f dz$

Da propia definición, vemos que a velocidade de deriva  $w$  e o coeficiente de difusión  $D$  mostran aspectos diferentes da función  $f$  e por tanto representan dúas fontes de información moi importantes.

3. Enerxía media dos electróns:  $\bar{\epsilon} = \kappa T \int_0^\infty z^{\frac{3}{2}} f(z) dz$

4. Enerxía característica O cociente  $eD/\mu$ , onde  $e$  é a carga electrónica,  $\mu$  a mobilidade dos electróns e  $D$  o coeficiente da relación número dous, ten dimensións de enerxía e chámase enerxía característica,  $\epsilon_k$ . A enerxía característica é unha cantidade medíbel, nesta altura non hai técnicas adecuadas que permitan medir a enerxía media dos electróns,  $\bar{\epsilon}$ . Sen máis que tomar as fórmulas de  $w$ , xa que  $\mu = w/E$  e de  $D$ , obtemos unha ecuación para a enerxía característica en función de  $f$ :

$$\epsilon_k = \frac{eD}{\mu} = -\kappa T \frac{\int_0^\infty \frac{z}{\theta'} f dz}{\int_0^\infty \frac{z}{\theta'} \frac{df}{dz} dz}$$

Cando a función de distribución é maxwelliana, a enerxía característica é igual ao produto da constante de Boltzmann  $\kappa$  e a temperatura  $T$  dos electróns. Introducindo a función de Maxwell normalizada na relación da enerxía característica:

$$f = \sqrt{\frac{4}{\pi}} e^{-z} \text{ obtense: } \epsilon_k = \kappa T$$

Neste caso, tamén a enerxía media é igual a tres medios a enerxía característica dos electróns. Usando a distribución de Maxwell anterior e a ecuación da enerxía media, temos:

$$\bar{\epsilon} = \kappa T \sqrt{\frac{4}{\pi}} \Gamma\left(\frac{5}{2}\right) = \kappa T \sqrt{\frac{4}{\pi}} \frac{3}{2} \frac{\sqrt{\pi}}{2} = \frac{3}{2} \kappa T = \frac{3}{2} \epsilon_k$$

É dicir, no caso maxwelliano a enerxía característica é proporcional á temperatura media dos electróns que derivan: Un gas chamarase quente ou frío, segundo se a enerxía media dos electróns é maior ou permanece semellante a valores térmicos en rangos de campos altos. Por exemplo, o dióxido de carbono é comunmente chamado gas frío, mentres que para o argon incluso, a valores de campo da orde de poucos  $V/cm$ , a enerxía dos electróns aumenta considerábelmente.

Para os valores de campo eléctrico onde a distribución é maxwelliana a  $\bar{\epsilon}$  poderase expresar en función da  $\epsilon_k$  e esta a súa vez en termos do coeficiente de difusión e a mobilidade. A medida do parámetro  $D/\mu$  permite avaliar a enerxía media da nube de electróns para valores de  $E/p$  baixos.

5. A desviación típica por distancia  $x$  de deriva :  $\sigma(x) = \sqrt{\frac{2Dx}{wd}}$



# Capítulo 4

## Resultado do Estudio de Gases de Deriva

Neste capítulo analizaranse os resultados obtidos en diversos gases que se utilizan en detectores de partículas. Preséntanse os valores dos parámetros de deriva avaliados vía o método lineal, ben como os calculados a través do método de Mathieson-El Hakeem, contrastados cos datos experimentais. As conclusións obtidas nos gases sometidos a estudio: *He*, *Ar*, *CF<sub>4</sub>*, *CH<sub>4</sub>* e *CO<sub>2</sub>* aparecen clasificadas nas seguintes seccións.

### 4.1 Estudio de Gases Atómicos

#### 4.1.1 *He*

O helio é o gas nobre máis simple, en canto á súa estrutura. O conxunto de seccións eficaces utilizado para describir o comportamento dos electróns cando derivan nese gas é o seguinte: entre 0 e 19.8 eV, onde non existen procesos inelásticos, a sección eficaz total é igual á sección eficaz de transferencia de momento, a dependencia desta sección eficaz coa enerxía non é tan forte como ocorre para outros gases nobres máis pesados p. ex: (Ar, Kr, Xe). Por enriba do umbral de 19.8 eV o proceso inelástico considerado é o de excitación electrónica ao estado tripleto ( $2^3S$ ). A enerxías da orde de 21.5 eV a excitación do estado sigulete faise patente. Por último, cando os electróns atinxen un valor de  $\epsilon \simeq 24.5$  eV teñen a enerxía suficiente como para ionizar ó átomo de helio. Por tanto consideraremos tamén a sección

eficaz deste último proceso inelástico. O conxunto proba de seccións eficaces introducidas no programa procede dos artigos de F. J. Heeret al. [27], e H. N. Küçükarpaci et al. [28].

#### RESULTADOS

A velocidade de deriva dos electróns en helio en función do campo reducido móstrase na fig. 4.1. Existe un bon axuste entre os nosos resultados, vía resolución da ecuación de Holstein-Boltzmann, facendo uso dos dous algoritmos, e os datos experimentais dos autores [23], [30], [28], [24], [21]. A campos altos os valores ofrecidos por A. V. Phelps [21] difiren dentro dun rango razoábel cos calculados teoricamente.

A curva caracterízase, a baixos campos reducidos  $E/p$ , por un lento ascenso da velocidade de deriva, tomando valores pequenos, da orde de  $0.24 \text{ cm}/\mu\text{s}$  a campos de  $0.08 \text{ V}/\text{cm torr}$ . A explicación deste comportamento podémola encontrar na dispersión elástica, por ser o proceso dominante a esas enerxías. A nube de electróns móvese lentamente, porque a perda de enerxía <sup>1</sup> en cada colisión elástica é pequena. Sen embargo ten a peculiaridade de mover en todas as direccións aos electróns da nube, de tal forma que o centro de masas da mesma mal se move. A medida que aumentamos o campo eléctrico, percibimos un pequeno punto de inflexión entre  $2 - 3 \text{ V}/\text{cm torr}$ , a partir do cal a velocidade de deriva aumenta de forma case-linear ata atinxir en  $9.0 \text{ V}/\text{cm torr}$  unha velocidade de  $6.2 \text{ cm}/\mu\text{s}$ . Revisando a forma da función de densidade electrónica calculadas no traballo de M. Rozas [20], obsérvase concretamente para os valores de campo anteriores, unha grande concentración de electróns na rexión entre  $2 - 5 \text{ eV}$ , rango de enerxías que coincide precisamente coa zona onde a sección eficaz de transferencia de momento comeza a decrecer. Para unha mellor visualización das seccións eficaces utilizadas ver tamén a referencia [20].

Na figura 4.2 encontramos a descrición doutro parámetro de deriva de importancia fundamental para a definición do comportamento dos electróns no helio. A enerxía característica, posúe valores elevados en comparación cos propios dalgúns gases moleculares, aínda así sen chegar a alcanzar resultados tan grandes como os doutros gases nobres, como por exemplo o argon. Cuantitativamente falando, para campos de  $0.08 \text{ V}/\text{cm torr}$  presenta valores de  $0.13 \text{ eV}$ . Rexistrando o intervalo de campos máis grandes vemos que entre  $2 - 5 \text{ V}/\text{cm torr}$  prodúcese un crecemento de  $2 - 4 \text{ eV}$ , que supera amplamente o límite térmico.

---

<sup>1</sup>Sempre toma valores menores que  $2m/M \sim 10^{-3}$

Os resultados calculados a través do método linear concordan cos do método de Mathieson-El Hakeem, en todo o rango de campo estudiado, feito que demostra a consistencia do método exposto no terceiro capítulo deste traballo. Comparando estes valores cos medidos por diversos autores nas ref: [26], [25], [30], [32], vemos que o acordo é moi bon, as medidas de J. S. Townsend et al. permítennos facer a comparación a valores baixos de  $E/p$ , mentres que os de R. W. Crompton et al. e R. W. Warren cobren un rango máis amplo. A campos altos a comparación establécese tamén entre os resultados de C. S. Lakshminarasimha et al.

### 4.1.2 Ar

O argon é un dos gases nobres máis utilizados nos detectores de partículas gasosos, como nas cámaras de deriva, de infinidade de experimentos realizados dentro do campo da física nuclear e de partículas.

É ben coñecido o comportamento da sección eficaz de transferencia de momento do argon, sendo a súa sinatura é o abrupto mínimo de Ramsauer-Townsend a unha enerxía aproximada de  $0.21 eV$ . Os valores introducidos para a sección eficaz de transferencia de momento, proceden da referencia [17], onde foron calculados a través da análise dos parámetros da nube de electróns, amosan un bon axuste cos de diversos autores que os acharon por outros métodos. Ademais deste proceso, dominante nun rango moi grande de enerxías, teremos tamén en conta, a colisión inelástica de excitación electrónica a un umbral de  $12 eV$ .

#### RESULTADOS

Os cálculos da velocidade de deriva realizáronse nun rango de campo reducido que vai desde  $\simeq 0.02 V/cm torr$  ata  $6 V/cm torr$ , supúéronse condicións normais de presión e temperatura <sup>2</sup>.

As medidas da velocidade de deriva tomadas por outros autores:[51][26][25], preséntanse na figura 4.3. A curva sólida amosa os cálculos obtidos co conxunto de seccións eficaces citado no parágrafo anterior, utilizando o método de Mathieson-El Hakeem [14]. Os puntos describen a velocidade de deriva resultante a través do método lineal. En xeral os datos experimentais de D. D. Erret [31], Y. Nakamura e M. Kuraci [44] e J. L. Pack e A. V. Phelps [21], concordan bastante ben cos calculados, dentro dunha marxe de erro dun 10%, L. G. Christophorou et al. [54] presentan valores máis altos a cam-

---

<sup>2</sup> $p = 1013 mbar \equiv 760 mmHg \equiv 1 torr$  e  $T = 20 C \equiv 293 K$

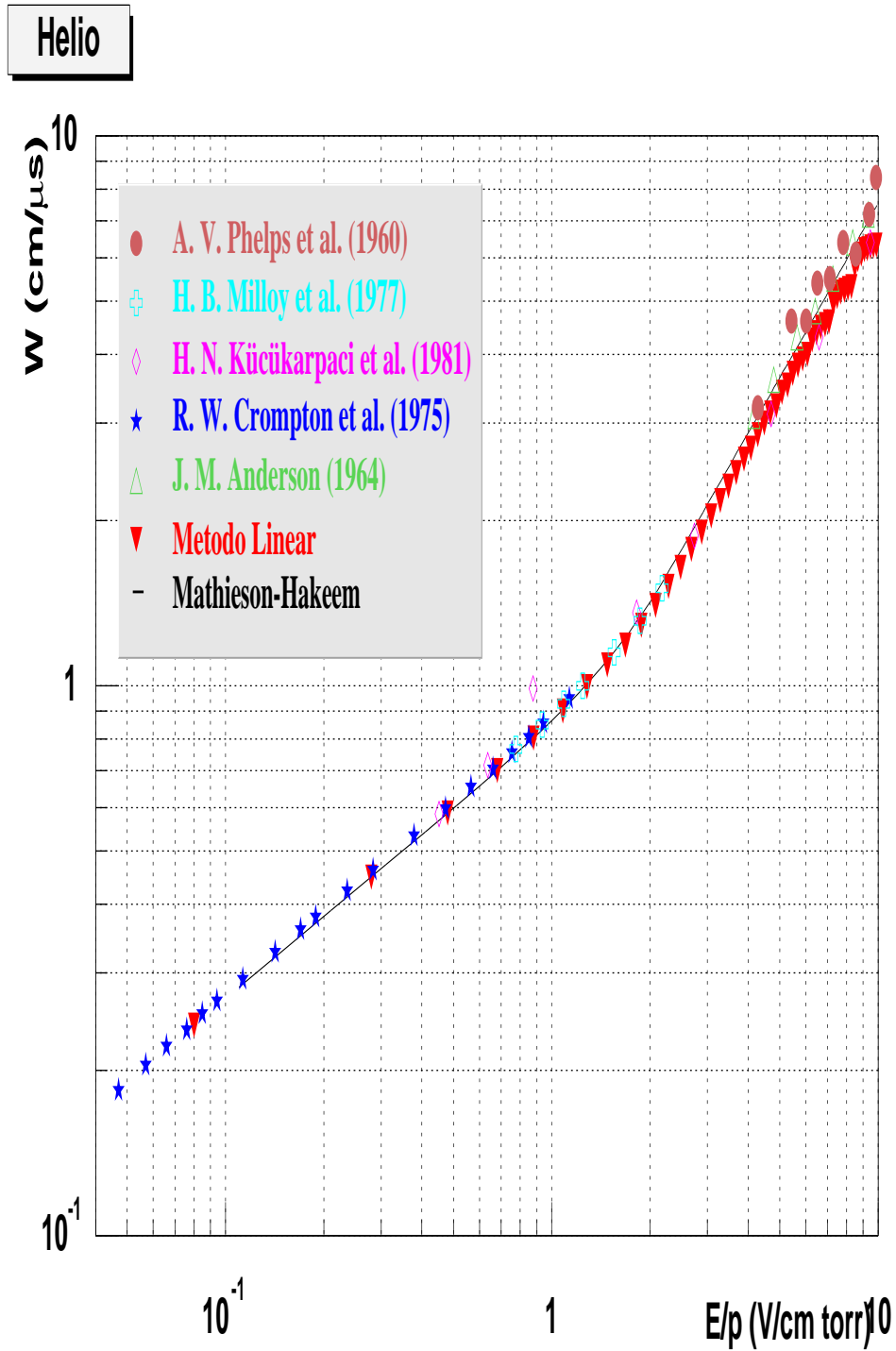


Figura 4.1: Velocidade de deriva do helio. Os datos medidos son de J. M. Anderson [23], R. W. Crompton et al. [30], H. N. Küçükarpaci et al. [28], H. B. Milloy et al. [24] e A. V. Phelps [21].

**Helio**

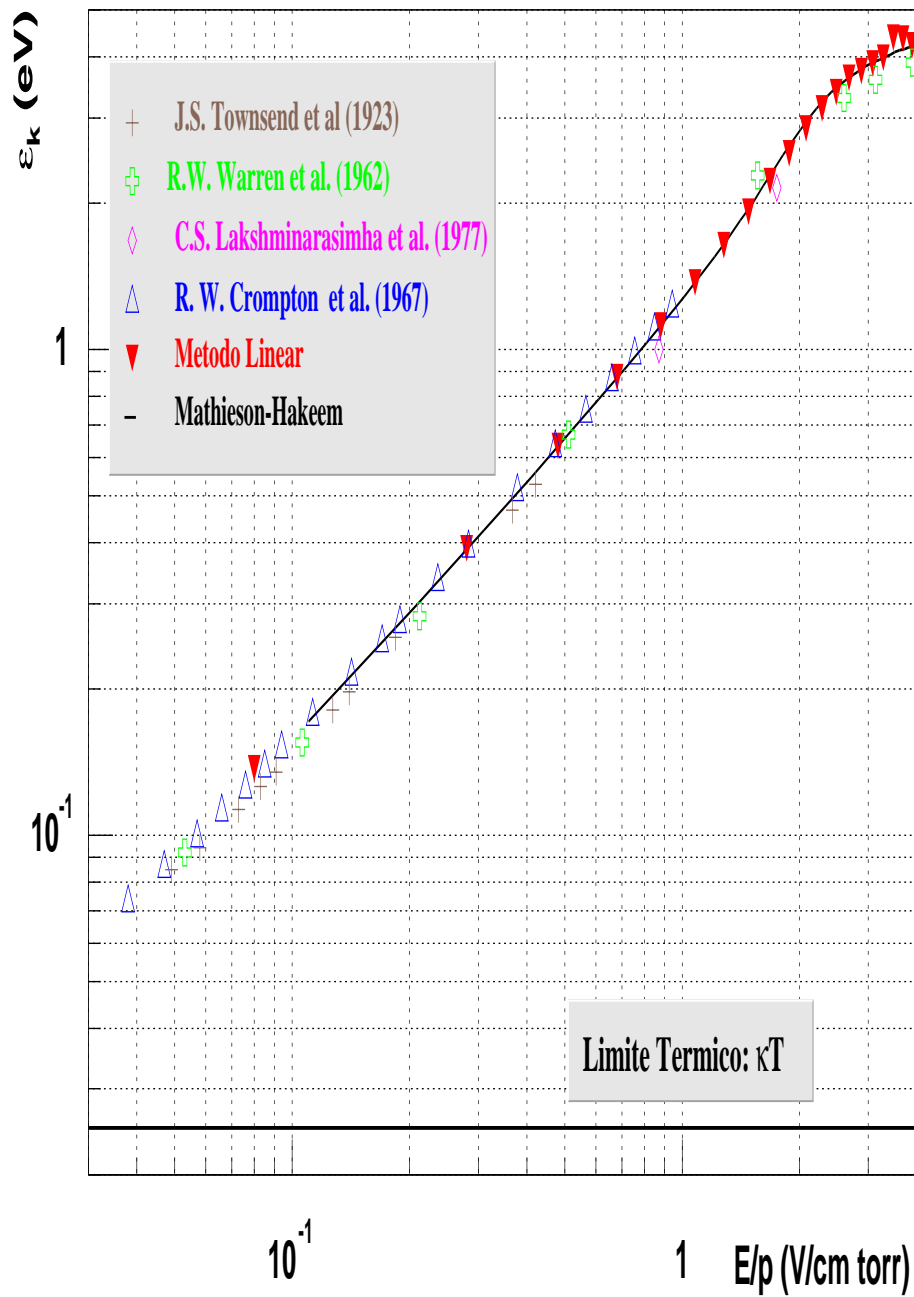


Figura 4.2: Enerxía característica do helio. Os datos medidos son de J. S. Townsend et al. [26], R. W. Warren et al. [25], R. W. Crompton et al. [30], C. S. Lakshminarasimha et al. [32].

pos reducidos baixos, mentres que a campos altos, os datos experimentais superan aos teóricos.

A principal responsábel da forma da curva da velocidade de deriva dos electróns en argon, é a sección eficaz de transferencia de momento. Os valores atinxidos entre  $0.2 - 1.8 \text{ eV}$  para todo o intervalo de campo analizado, son relativamente baixos, se os comparamos con algunhas moléculas da seguinte sección. A ausencia de seccións eficaces inelásticas a enerxías próximas ao mínimo de Ramsauer-Townsend, provoca este comportamento.

Ademais dos baixos valores da velocidade de deriva, o argon presenta un comportamento extremo noutro dos parámetros analizados, a enerxía característica, a cal pódese ver na figura: 4.4. Os valores tan elevados que alcanza, en función do campo aplicado, explican porqué comunmente se chama ao argon gas quente. A razón pola cal a súa enerxía aumenta tanto co campo, débese a que o proceso dominante nese rango de enerxías é a dispersión elástica, polo que a perda de enerxía en cada colisión é pequena. Desta forma, ata que non se alcancen os umbrais de enerxías da sección eficaz inelástica, non existe ningún mecanismo que lle permita liberar a enerxía proporcionada polo campo eléctrico. Obsérvase tamén que, nin sequera no rango de  $E/p$  baixo, a enerxía característica aproxímase ao límite térmico. Nesta zona, ao comportamento anterior é necesario engadir un factor mais, o profundo mínimo de Ramsauer-Townsend, fai que os átomos de argon sexan aproximadamente transparentes para os electróns, a unha enerxía de  $\simeq 0.3 \text{ eV}$ , na sección eficaz. Combinando ambos os dous, obtemos unha descrición completa deste coeficiente de deriva, a valores baixos do campo reducido, en argon.

Os datos experimentais de B. Stefanov e P. Pirgov, reflicten unha discordancia de máis dun 30% con respecto aos calculados por ambos os métodos. Os autores citados [51], utilizaron un conxunto de seccións eficaces, calculadas a través dun método semiempírico en mesturas de  $Ar - CF_4$ , polo que tales datos non se poden estender directamente ao caso de argon. Con respecto aos datos de Townsend et al.[26], os puntos comprendidos entre  $0.1 - 0.3 \text{ V/cm torr}$  difiren dos obtidos a través do método linear e o método de Mathieson-El Hakeem nunha orde semellante aos anteriores. Con todo, a campos altos, a partir de  $1 \text{ V/cm torr}$  os datos reproducen os teóricos. Warren et al. permítennos facer a comparación a campos reducidos baixos.

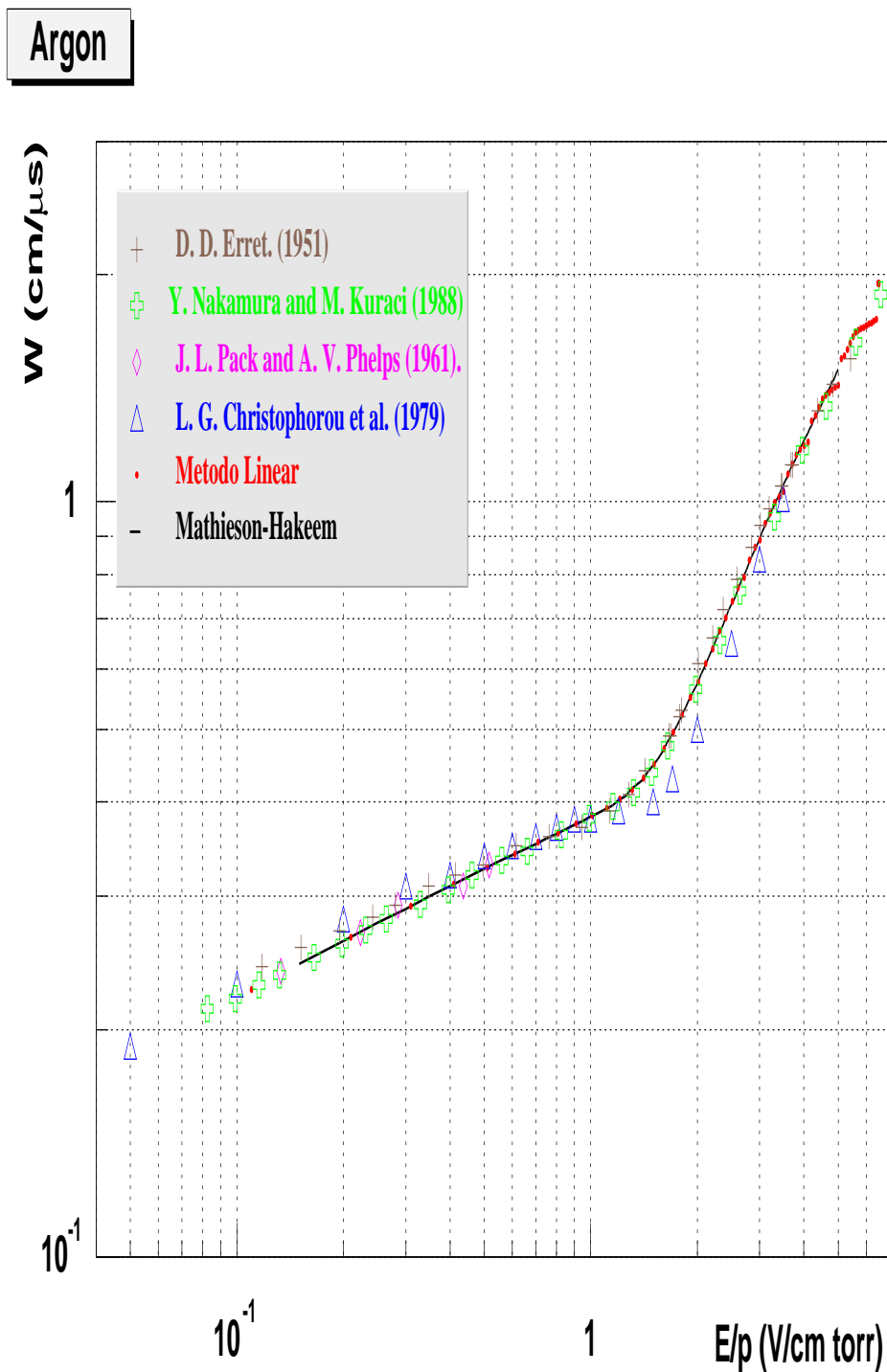


Figura 4.3: Velocidade de deriva do argon. Os valores calculados aparecem representados por unha liña sólida para o método Mathieson-El Hakeem e puntos para o método linear. Os medidos pertencen a: D. D. Erret. [31], Y. Nakamura e M. Kuraci [44], J. L. Pack e A. V. Phelps [21], L. G. Christophorou et al. [54].

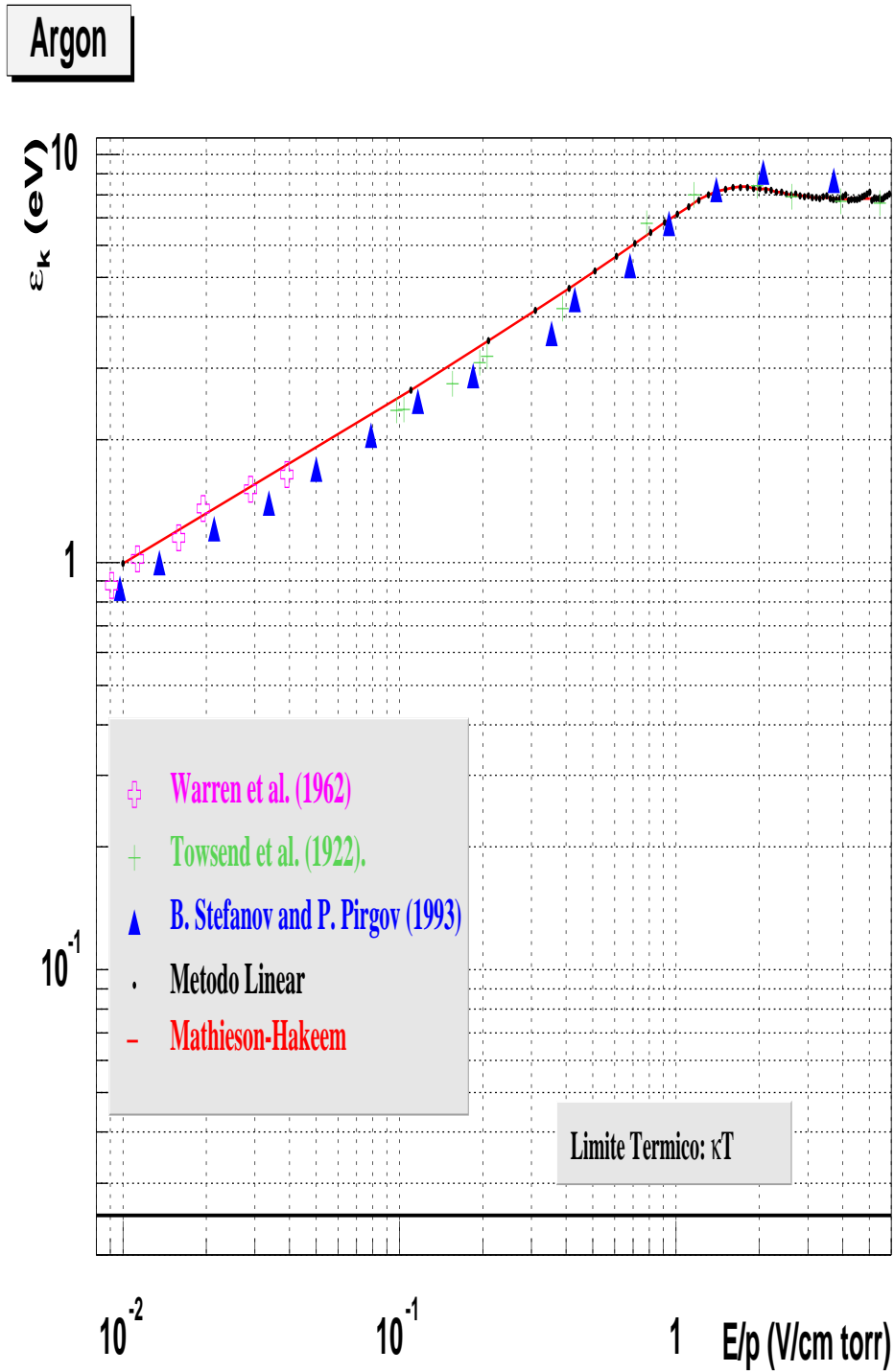


Figura 4.4: Enerxía característica do argon. Os valores calculados aparecen representados por unha liña sólida para o método Mathieson-El Hakeem e puntos para o método linear. Os medidos pertencen a: B. Stefanov e P. Pirgov [51], Townsend et al. [26] e Warren et al. [25].



## 4.2 Gases Moleculares

### 4.2.1 $CH_4$

O metano é por excelencia o componente molecular máis común nas mesturas de gases de cámaras de deriva usadas nos detectores de traza de partículas nos experimentos de física nuclear e física de altas enerxías. Por isto é realmente interesante calcular os coeficientes de transporte en metano e as súas mesturas con gases nobres. O metano é un gas composto de moléculas non polares simétricas, a súa sección eficaz de transferencia de momento posúe un pronunciado mínimo de Ramsauer a  $\simeq 3 eV$ , ademais de catro diferentes modos de excitación vibracional. Ao estar moi próximos en enerxías os umbrais destes procesos, agrúpanse normalmente en dúas bandas vibracionais;  $(\nu_2, \nu_4)$ ,  $(\nu_1, \nu_3)$  con enerxías de  $\epsilon = 0.162 e 0.374 eV$  respectivamente. Para os nosos cálculos introducimos ademais a sección eficaz de excitación electrónica a  $\epsilon = 8.912 eV$ . Os datos das seccións eficaces utilizados corresponden aos axustados a través do método de Mathieson-El Hakeem por Héctor Álvarez Pol na ref [17].

#### RESULTADOS

Os resultados obtidos co conxunto de seccións eficaces anterior, preséntanse nas figuras 4.5 e 4.6. Comparando os nosos valores dos parámetros de deriva cos presentados por diversos autores, nas referencias [45], [47], [46], [38], [39], [41],[40] [42], dedúcese un bo acordo entre os datos experimentais e os calculados a través da resolución da ecuación de Boltzmann, en todo o rango de campo reducido estudiado. Vese ademais, a coincidencia cos resultados obtidos polo método linear e polo desenvolvido por Mathieson-El Hakeem.

Na figura 4.5 represéntase a velocidade de deriva  $w$  en función do campo reducido  $E/p$ . O comportamento deste coeficiente de deriva no metano caracterízase por unha forte suba, ata un valor de  $1 V/cm torr$ , onde atinxe un máximo próximo aos  $11 cm/\mu s$ . Posteriormente, iniciase un descenso menos abrupto que a suba, reducíndose o seu valor nun 40%. A campos reducidos baixos, os electróns adquiren velocidades pequenas. Neste rango a sección eficaz elástica produce grandes mudanzas na dirección de movemento dos electróns, é dicir, os electróns móvense de forma isotropa, pero as variacións na enerxía son pequenas. Lembremos que a perda de enerxía que se produce nun proceso elástico é relativamente pequena, da orde de  $2m/M$ . Como consecuencia o movemento neto do centro da nube é pequeno. A existencia do

máximo na velocidade de deriva débese ao paso dos electróns pola rexión do mínimo de Ramsauer-Townsend, os electróns aceleráanse pola acción do campo, se se produce unha colisión elástica, varían o seu momento, pero o cambio na enerxía é pequeno, se colisona inelásticamente perde a enerxía correspondente a ese proceso inelástico. Se a magnitude dos procesos inelásticos é maior que a dos elásticos, entón pérdese moita enerxía, e xa non ten lugar a aleatorización das direccións, dando lugar a un aumento da velocidade do movemento neto do centro da nube. A medida que se afastan desta zona, o proceso dominante volve a ser o das colisións elásticas e como consecuencia, se produce un decrecemento da velocidade de deriva dos electróns.

A velocidade de deriva no metano alcanza valores moi altos comparados cos gases nobres ata agora utilizados, para o mesmo rango de campo reducido. Véxase, por exemplo, a figura 4.5 e compárese coas figuras 4.1 e 4.3, no rango  $1 - 3 V/cm \text{ torr}$ .

Os resultados das enerxías características preséntanse na figura 4.6. Obsérvase que os valores calculados estan lixeiramente por enriba dos datos experimentais. A consistencia do método linear é clara ao reproducir exactamente os resultados atinxidos polo método de Mathieson-El Hakeem, ademais de aproximarse aos valores experimentais dentro dos erros experimentais.

Na figura obsérvase ademais, que os electróns, aínda que ben por enriba do límite térmico, non alcanzan valores da enerxía característica moi elevados en comparación cos gases nobres. De novo, as seccións eficaces inelásticas son as responsábeis deste comportamento. Modifican a función de distribución dos electróns, reducindo a enerxía media e aumentando así a mobilidade.

### 4.2.2 $CF_4$

No tetrafluoruro de carbono a sección eficaz de transferencia de momento posúe un mínimo de Ramsauer-Townsend moi pronunciado ao redor dos  $0.06 eV$ . Consideraremos para o noso estudio os modos vibracionais: asymmetric stretch  $\nu_3$  e asymmetric bend  $\nu_4$ , con umbrais de enerxías  $0.1568 eV$  e  $0.0780 eV$  respectivamente. O conxunto de seccións eficaces utilizado no traballo foi obtido por F. Varela [18] a través do método de Mathieson-El Hakeem para a resolución da ecuación de Holstein-Boltzmann.

Este gas constitúe un dos mais interesantes para levar a cabo o estudio comparativo. Como xa se explicou no terceiro capítulo <sup>3</sup> unha das razóns que

---

<sup>3</sup>Ver sección 3.1.1.2

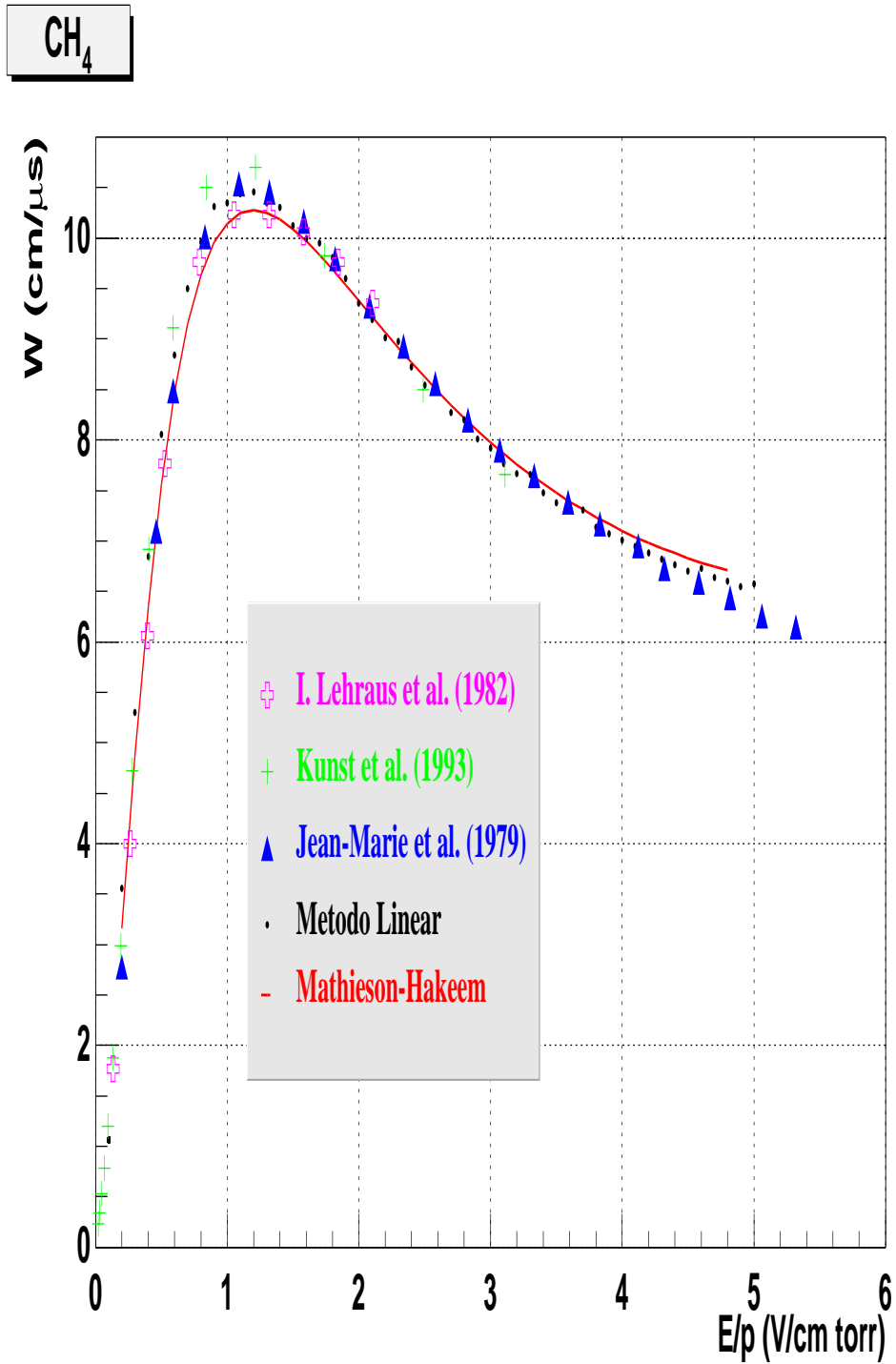


Figura 4.5: Velocidade de deriva do metano en función do campo reducido. Compáranse os resultados obtidos co programa a través dos dous métodos, cos datos experimentais de Jean-Marie et al. [45], I. Lehraus et al. [47], Kunst et al. [46]

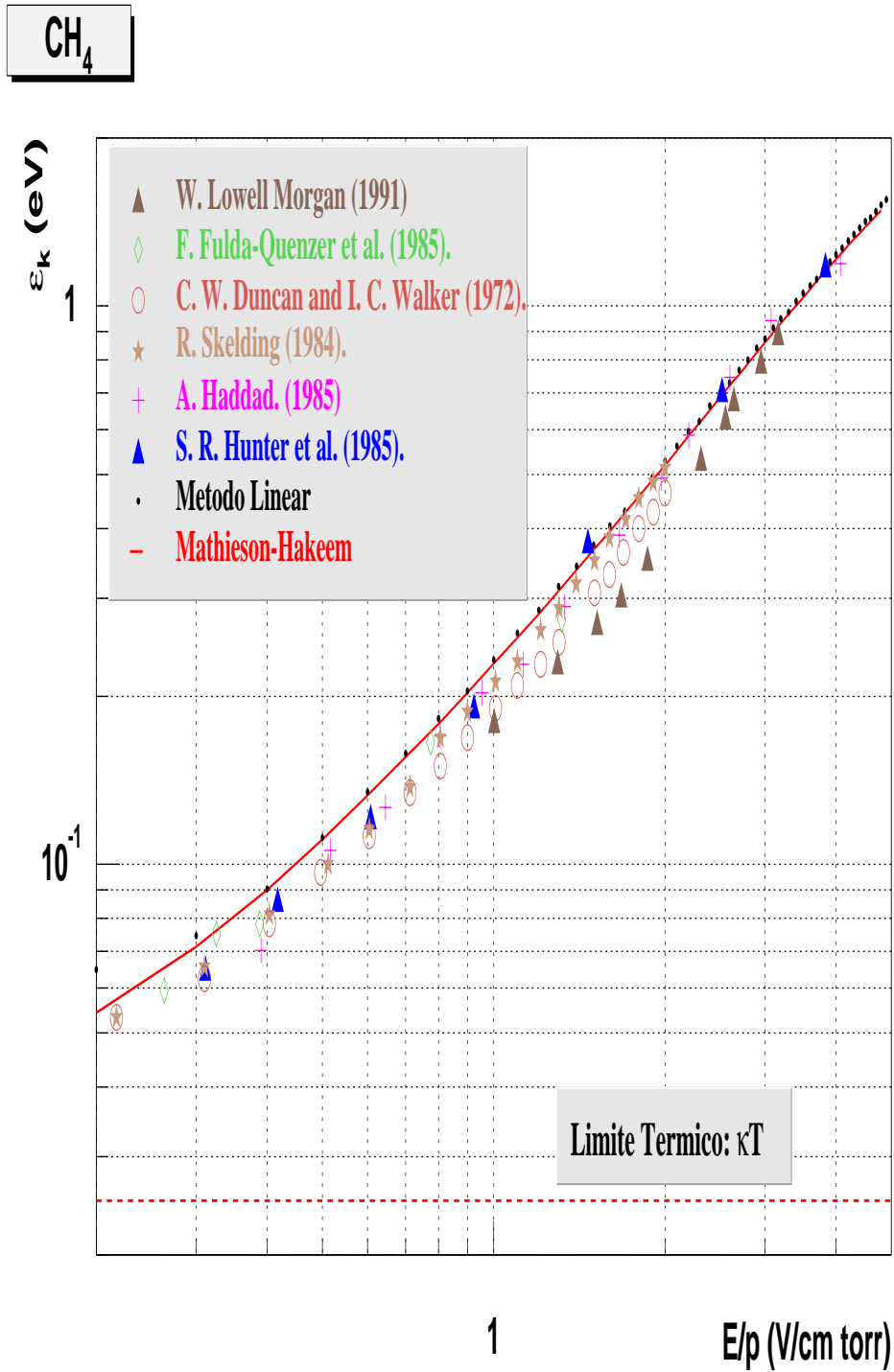


Figura 4.6: Enerxía característica do metano en función do campo reducido. Os datos experimentais presentados son de Lowell [42], Fulda-Quenzer et a. [40], Duncan e Walker [41], Skelding [39], Haddad [38], Hunter et al. [49].

xustifica a utilización do método linear é a deficiente converxencia do método de Mathieson-El Hakeem en gases en que a contribución de colisións superelásticas é importante. O  $CF_4$  presenta umbrais para as seccións eficaces inelásticas vibracionais moi baixos, de forma que a temperatura ambiente, a enerxía térmica <sup>4</sup> resulta suficiente para excitar un número considerábel de moléculas do gas aos citados estados vibracionais. Estas moléculas desexcítaranse transferindo enerxía aos electróns ao colisionar con eles. Gracias ás colisións superelásticas de segunda clase, as moléculas en estados excitados posúen un mecanismo para liberar enerxía. Istos procesos é necesario telos en conta posto que a súa orde de magnitude non é en absoluto desprezábel, para a primeira sección eficaz inelástica a unha temperatura de 20 C, o 12% das moléculas do gas encóntranse en estados excitados.

Doutra banda permitirá comprobar a validez da aproximación de “dous termos”, utilizada nos dous métodos aquí presentados, que tal e como se verá na seguinte sección, dá bos resultados no cálculo dos parámetros de deriva, axustándose aos datos experimentais obtidos polas técnicas directas, dentro duns erros da orde do 3 – 6%.

#### RESULTADOS

Na figura 4.7 represéntase a velocidade de deriva do tetrafluoruro de carbono, en función do campo reducido. Unha das características mais salientábeis da curva é o elevado valor que alcanza, entre 12 – 14.5  $cm/\mu s$ , num amplo rango de  $E/p$ . Isto fai que sexa un gas moi útil para aplicacións en que o tempo de recolección de carga debe permanecer constante, contrariamente ao que ocorre coa tradicional mestura <sup>5</sup> de  $Ar + CF_4$  (90% – 10%) na que o pico alcánzase nun rango estreito de valores de campo. A explicación deste fenómeno encontrámola no feito de que o intervalo no que as seccións eficaces dos procesos inelásticos son aproximadamente da mesma orde que a sección eficaz da dispersión elástica, é moito máis grande no caso do  $CF_4$  que no do  $CH_4$ . Cuantitativamente no primeiro gas o intervalo é de 0.08 – 2 eV, e de, 0.1 – 0.6 eV no segundo. Nesta zona, as seccións eficaces inelásticas producen colisións anisótropas, e aumentan a velocidade da nube. Como o intervalo no que se produce isto no  $CF_4$  é maior que no  $CH_4$ , este aumento exténdese a valores de  $E/p$  mais grandes, desde 2 ata 12  $V/cm torr$ .

Outro rasgo a destacar na mesma figura é que o método de Mathieson-

---

<sup>4</sup> $\kappa T \sim 0.025 eV$

<sup>5</sup>Ver sección 5.1.2.1

El Hakeem, non converxe, para valores do campo reducido menores que  $2 V/cm torr$ , xustamente o intervalo onde a influencia das colisións superelásticas é considerábel. Pola contra o método linear permítenos axustar este gas a valores de  $E/p$  baixos, precisamente un dos obxectivos deste traballo.

Os datos experimentais a campos baixos, menores que  $3 V/cm torr$  son de B. Schmidt et al. , L. G. Christophorou et al. e J. Va'vra [50], [54], [52], esta zona é de gran interese porque nos permite observar o rango de validez de método lineal. A diferenza entre os valores calculados e os medidos é do 4% para valores de  $1 - 3 V/cm torr$ , para campos reducidos aínda máis pequenos, menores que  $1 V/cm torr$ , o erro aumenta ata alcanzar valores do 30% para os tres primeiros puntos. Para un rango de  $E/p$  máis grande comparamos os noso valores cos de Naidu e Prasad [57] e Bordage et al. [56], observando que neste caso o acordo entre ambos é bo. Á vista disto, podemos afirmar que o método linear reproduce, dentro dunha marxe aceptábel, os valores da velocidade de deriva medidos por outros autores, salvo a campos reducidos moi pequenos onde o erro é bastante grande. A causa pódese encontrar no conxunto de seccións eficaces introducidas. A sección eficaz de transferencia de momento e, en menor medida a primeira inelástica, son os procesos dominantes a esos valores de campo eléctrico, segundo se deduce das funcións densidade presentadas en [18], para os valores destas seccións eficaces quizais sexa necesario unha revisión dos datos utilizados.

Os resultados obtidos para a enerxía característica preséntanse na figura 4.8, a enerxía que posúen os electrons derivando en  $CF_4$  é mínima. Isto é debido que temos procesos inelásticos que alcanzan valores de seccións eficaces altos a enerxías baixas. Con respecto aos resultados obtidos vese que a pesar de que os datos do método linear cobren un intervalo de campos reducidos baixos, intervalo para o cal o método de Mathieson-EL Hakeem non converxe, a diferenza cos experimentais é notábel. As razóns que poden xustificar este comportamento anómalo, son fundamentalmente dúas: Primeira, o conxunto de seccións eficaces introducido non é o adecuado, e segunda, é preciso facer unha revisión do criterio de converxencia do método lineal.

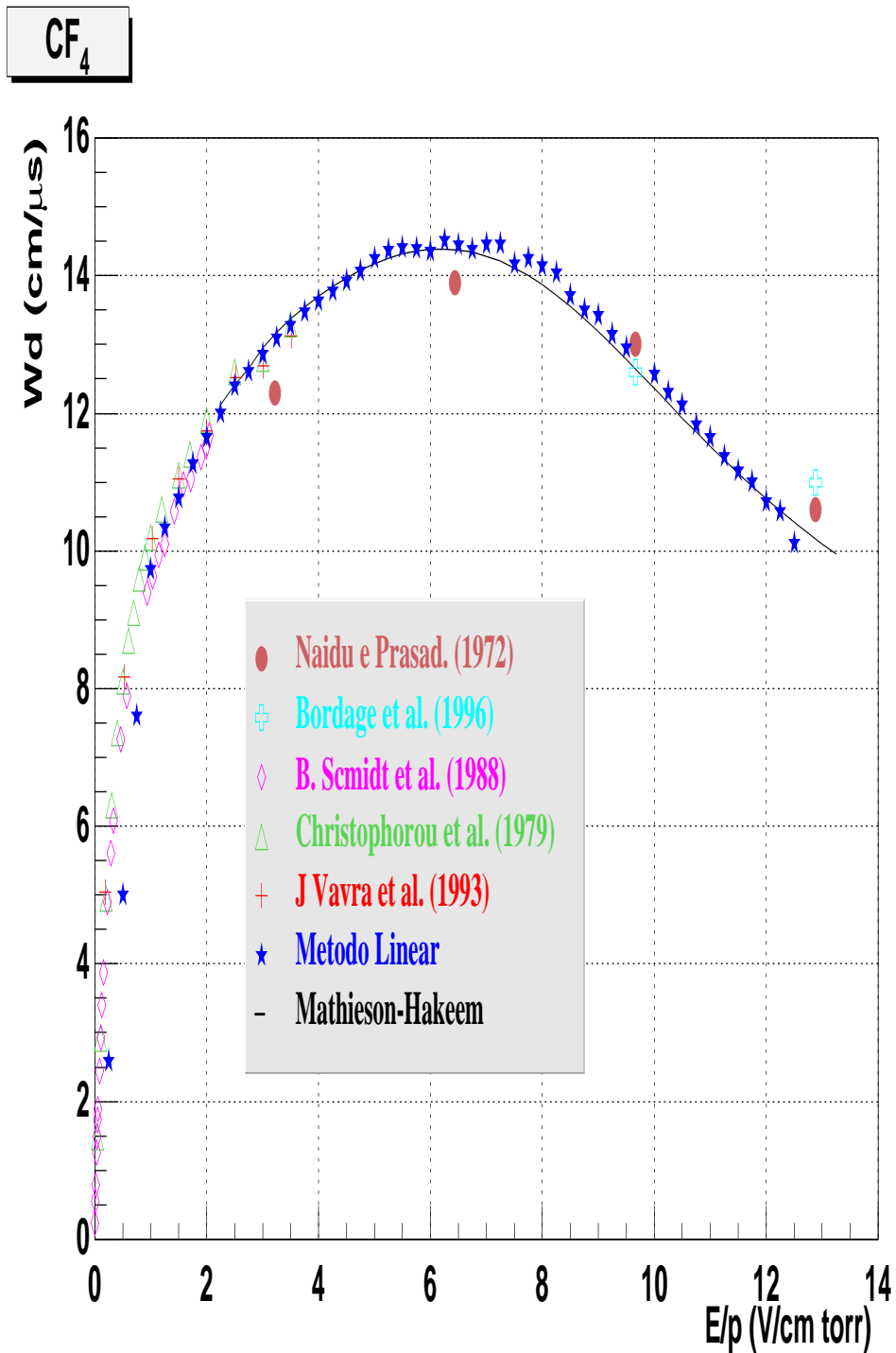


Figura 4.7: Velocidade de deriva do tetrafluoruro de carbono en función do campo reducido. Compáranse os resultados obtidos co programa a través dos dous métodos, cos datos experimentais de Naidu e Prasad [57], Bordage et al. [56], B. Schmidt et al. [50], L. G. Christophorou et al. [54], J. Va'vra [52].

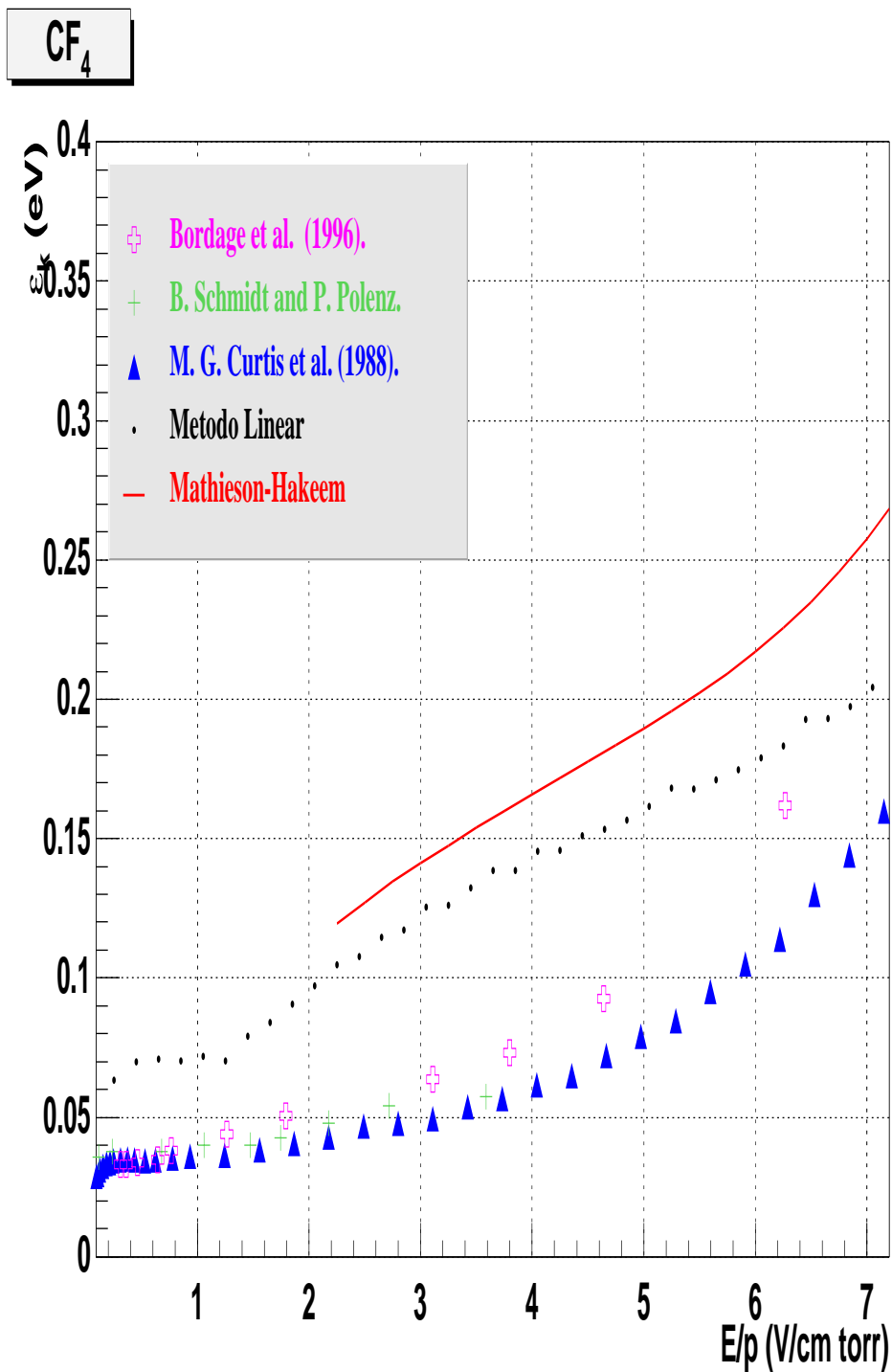


Figura 4.8: Enerxía característica do tetrafluoruro de carbono en función do campo reducido. Compáranse os resultados obtidos co programa a través dos dous métodos, cos datos experimentais de : Bordage et al. [56], B. Schmidt e S. Polenz [50] e M. G. Curtis [58].



# Capítulo 5

## Resultado do Estudio de Mesturas

### 5.1 Mesturas Binarias

#### 5.1.1 $He + CH_4$

A utilización do helio como componente primario en mesturas de gases en cámaras de deriva, ten moito interese naqueles experimentos en que sexa necesario a redución da dispersión múltiple de Coulomb, ofrecendo a posibilidade de medir o momento das partículas cargadas, cunha alta resolución. A dispersión múltiple de Coulomb é inversamente proporcional á raíz cadrada da lonxitude de radiación. O helio posúe unha  $X_0 \sim 50$  veces maior á do argon polo que a súa validez neses casos é evidente.

A principal razón pola que se estudian este tipo de mesturas débese ás vantaxes que ofrecen ambos os dous componentes. Se á alta resolución no momento ofrecida polo helio, engadimos a redución na difusión de electróns proporcionada pola cantidade de componente orgánico, o resultado é unha mestura moi útil nos detectores de trazas de partículas.

#### RESULTADOS

As porcentaxes de metano introducidas, un 10% e un 20%, alteran considerablemente os valores da velocidade de deriva e da enerxía característica no helio.

Tal como se ve na figura 5.1, a velocidade de deriva da nube de electróns nas mesturas baseadas en helio é baixa. Dúas ou tres veces máis pequenas que as baseadas en argon, incluso a campos altos, o cal permite atinxir unha mellor resolución espacial e, como consecuencia, a separación de dúas trazas baixo as mesmas condicións de velocidade e complexidade da electrónica

asociada ás cámaras de deriva.

Os datos experimentais de P. Bernardini et al. [33] e U. Becker et al. [35], para a velocidade de deriva, mostran un acordo excelente cos calculados a través da resolución da ecuación de Holstein-Boltzmann, o cal nos permite asegurar que o método linear reproduce o comportamento dos parámetros de deriva dos electróns, tamén en mesturas. A saturación na velocidade de deriva non se alcanza ata campos de  $2 V/cm torr$ . Fraccións de 10% e 20% modifican o suficiente a velocidade de deriva como para incrementala en  $2 cm/\mu s$ .

A difusión nun gas está estreitamente relacionada coa raíz cadrada da enerxía media dos electróns e por tanto tamén da enerxía característica. As mesturas baseadas en helio presentan unha enerxía característica menor que as baseadas en argon, tal e como se ve na figura 5.2. A adición dunha componente orgánica produce un decrecemento nos valores da enerxía característica do helio puro, pasando de tomar valores superiores a  $1 eV$ , a partir de campos de  $1 V/cm torr$ , a non chegar a superalos, incluso aos valores de campos máis altos estudados,  $2 V/cm torr$ , cando a porcentaxe de metano é do 20%. Introducir unha pequena cantidade de  $CH_4$  no helio, implica engadir seccións eficaces inelásticas a umbrais de enerxías baixos, e por tanto un mecanismo para liberar enerxía. Unha enerxía característica pequena é desexábel para manter baixa a difusión dos electróns, o cal é necesario para aumentar a precisión nas cámaras de deriva. Denomínanse habitualmente mesturas frías, xa que o límite máis alto na enerxía característica é de  $0.8 eV$  para unha porcentaxe de metano dun 20% e de  $\sim 1.2 eV$  para un 10% de metano, ambas a campos de  $\sim 2 V/cm torr$ .

Os datos experimentais representados na figura da enerxía característica 5.2, en función do campo reducido, proceden de U. von Hagel et al. [34] e de B. Schmidt e K. Martens [43], concordan ben cos calculados por ambos métodos teóricos.

### 5.1.2 $Ar + CH_4$

O estudio da nube de electróns en mesturas de gases contendo argon foron útiles para determinar seccións eficaces inelásticas de colisión de diferentes átomos e moléculas.

Os parámetros de deriva dos electróns en argon están fortemente influenciados polo xa citado mínimo de Ramsauer, a introducción dunha pequena cantidade de átomos ou moléculas doutro gas, que posúa umbrais para co-

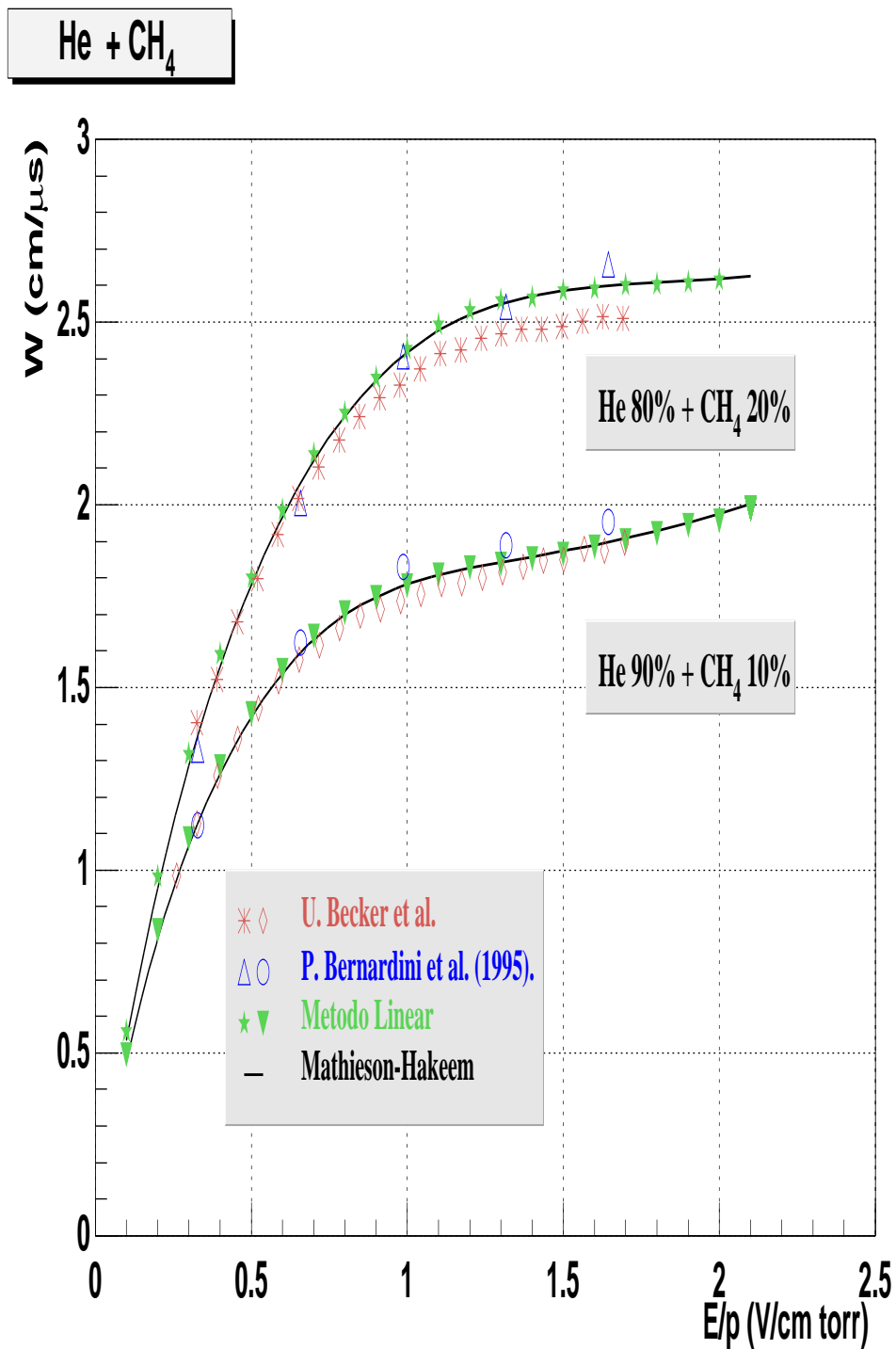


Figura 5.1: Velocidade de deriva das misturas  $He + CH_4$ . Os resultados calculados representam-se por uma linha sólida, por  $\star$  e por triângulos sólidos invertidos. Os medidos correspondem a: U. Becker et al. [35], e a P. Bernardini et al. [33]

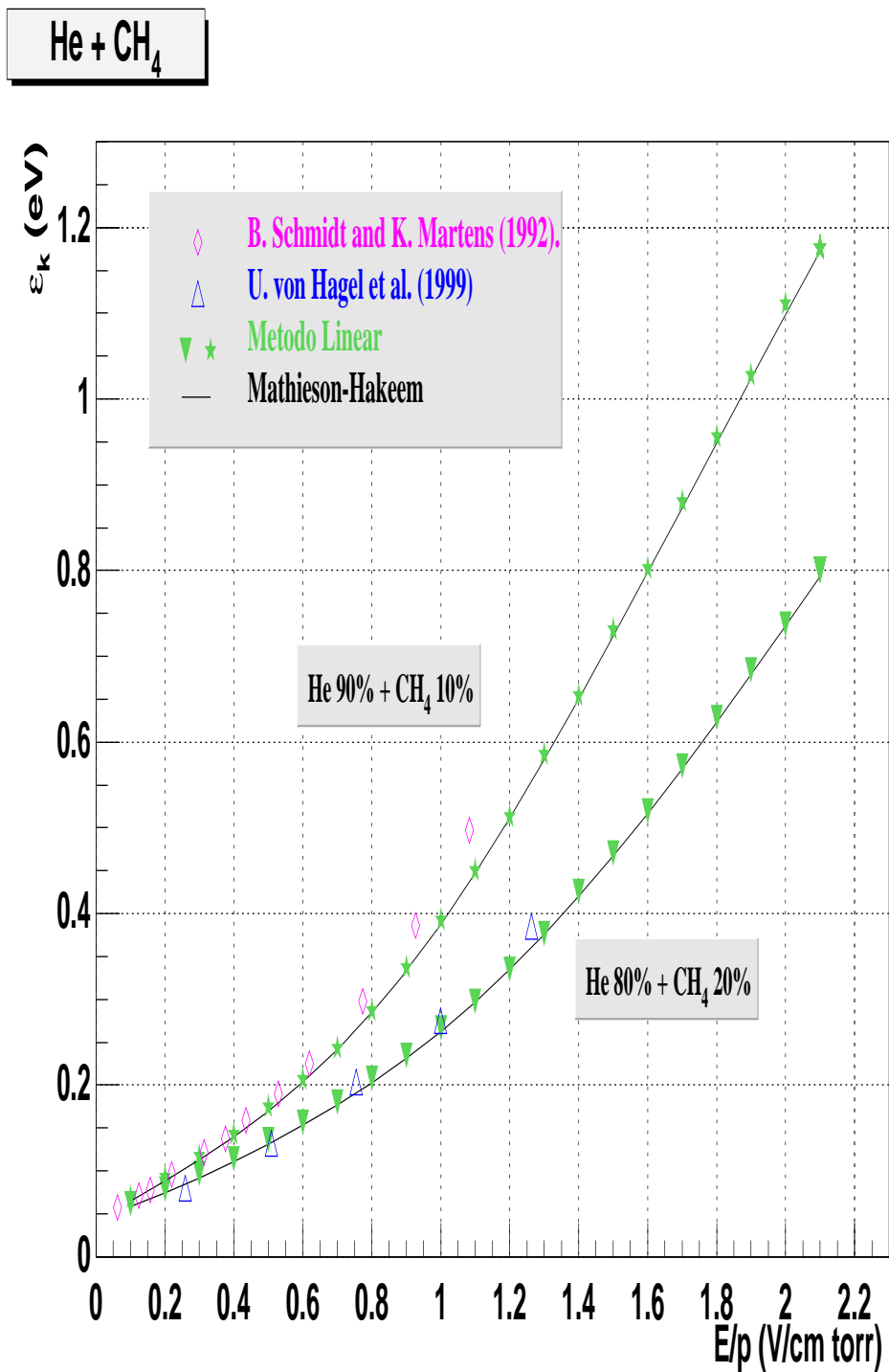


Figura 5.2: Enerxía característica das mesturas de  $He + CH_4$ . Os resultados calculados representáanse por unha liña sólida, por  $\star$  e por triángulos sólidos invertidos. Os medidos corresponden a: B. Schmidt e K. Martens [43], e a U. von Hagel et al. [34]

lisións inelásticas a enerxías perto da posición do mínimo<sup>1</sup>, produce unha amplificación dos procesos inelásticos. Modificando considerabelmente as propiedades de deriva e difusión.

#### RESULTADOS

Comparando os nosos resultados cos xa publicados por B. Jean–Marie et al. [45] e L. Wong et al. [48] nas figuras 5.3 e 5.4, podemos establecer unha serie de características que se dan, no comportamento das velocidades de deriva dos electróns en mesturas de argon e metano:

- A forma da curva é unha constante definitoria do movemento experimentado polos electróns da nube. Obsérvase unha suba drástica nos primeiros valores de campo reducido, ata  $\sim 1 V/cm torr$ , onde alcanzan un máximo na velocidade de deriva, iniciando posteriormente un descenso máis lento que a suba.
- A medida que aumenta a proporción de metano na mestura, a posición do máximo desprázase cara á valores máis altos do campo reducido, elevando o seu valor.
- A saturación na velocidade de deriva, ten lugar cando o contido en metano é menor do 30%.

A explicación de todos estes fenómenos débese á alta sensibilidade á aparición de procesos inelásticos a baixas enerxías no argon. Na figura 5.6, mantivemos pequena a cantidade de metano introducida, para asegurar que a sección eficaz de transferencia de momento sexa a mesma en argon puro que na mestura. A pesar disto, percíbese un sinificativo aumento da velocidade de deriva na mestura. Como a sección de transferencia de momento non muda, é evidente que este incremento esta causado pola existencia de vibracións co metano. A velocidade de deriva aumenta se aumenta a perda de enerxía. A nube de electróns perde a súa propiedade de isotropía, adopta unha dirección preferente na dirección do campo, de tal forma que dentro da nube non existe unha alta porcentaxe de electróns que se opoñan ao movemento nunha dirección contraria, como consecuencia os electróns derivan dentro da mestura cunha velocidade maior, canto maior sexa a proporción de metano.

Os datos publicados por Bordage et al. [56] na fig. 5.6, presentan diferencias considerábeis con respecto aos resultados proporcionados polo noso

---

<sup>1</sup> $\epsilon_{min} \simeq 0.21eV$

programa, da orde dun 14%, sobre todo a campos baixos, á altura da posición do máximo. Como xa comentamos os parámetros de deriva son moi sensíbeis á introducción de seccións inelásticas a baixas enerxías, a función de distribución da nube vese tamén influenciada por estes procesos. Bordage et al. tiveron en conta a anisotropía da función de distribución recorrendo á aproximación multitermo, introduciron novos termos no desenvolvemento en harmónicos esféricos <sup>2</sup>. Isto engadido á diferenza de conxunto de seccións eficaces iniciais utilizadas explica as discrepancias existentes.

Para as figuras restantes, podemos afirmar que os axustes realizados cos dous métodos ofrecen bos resultados, diferindo dos medidos experimentalmente, nos casos extremos, nun 10%.

Na figura 5.5 móstranse as enerxías características para algunhas mesturas, os valores obtidos son lixeiramente superiores aos dados por F. Fulda Quenzer et al. [40] e de R. Skelding [39]. Para este parámetro o comportamento coa porcentaxe de metano é inverso, ao aumentar a cantidade de metano na mestura, o gas vaise convertendo nun gas frío, e por tanto diminúe o valor da enerxía característica.

Unha mención especial a parte para unha composición de sobra coñecida e utilizada en infinidade de detectores gasosos nas últimas décadas. O  $P-10$ , ou  $Ar + CH_4$  (90% - 10%) reúne na medida adecuada unha serie de características, combina as cualidades do metano, como gas de resposta rápida, co argon, como gas quente, que facilita unha boa resolución espacial.

O feito de que sexa un gas profundamente estudado, fai que abunde a bibliografía sobre esta mestura. Nas figuras: 5.7, e 5.8, onde se representan a velocidade de deriva e enerxía característica en función do campo reducido, evidénciase unha boa concordancia entre os datos ofrecidos polos autores das referencias:[48], [45], [46], [54], [43], [50] e os calculados a través da resolución da ecuación de Boltzmann. Os resultados máis desviados son os de R. Skelding [39] na gráfica da enerxía característica. Distáncianse nun 25%.

Presenta os mesmos síntomas que os descritos nos parágrafos anteriores para outras proporcións; máximo pronunciado na velocidade de deriva, saturación a partir dun valor de campo  $\sim 2 V/cm torr$ , ben como unha alta enerxía característica.

A pesar de ser moi utilizado, ten as súas limitacións. Tal e como se comentou na sección dedicada ao  $CF_4$ , presenta serias deficiencias en aplicacións que se require un tempo de recolección de carga constante, xa que a veloci-

---

<sup>2</sup>Véase sección 3.1.

dade de deriva é alta só nunha rexión do campo eléctrico moi estreita. Estanse buscando novas alternativas de mesturas que exhiban altas velocidades nun rango de  $E/p$  máis amplo, e que posúan ao mesmo tempo, resolución na enerxía e ganancia de multiplicación de electróns comparábel ao  $P - 10$ . Os actuais esforzos apuntan para mesturas ternarias de  $Ar + CF_4 + CO_2$  e  $Ar + CF_4 + C_2H_2$

### 5.1.3 $He + CF_4$

O interese deste tipo de mesturas ao igual que as do  $He + CH_4$ , é combinar as propiedades do  $He$ , como gas que reduce a dispersión múltiple, coas excelentes propiedades de transporte dalgún tipo de gas molecular como o tetrafluoruro de carbono.

#### RESULTADOS

Os datos da velocidade de deriva da mestura  $He + CF_4$  (90% – 10%) preséntanse na figura 5.9, de novo a velocidade de deriva aumenta ata valores de 5 eV, en 2 V/cm torr. A pesar de que o máximo da velocidade de deriva atinxida polos electróns é pequeno en comparación co  $CF_4$  puro, é dous veces maior que os valores ofertados polas mesturas de  $He$  con  $CH_4$ .

Os valores calculados aparecen contrastados cos medidos experimentalmente por L. G. Christophorou et al. [54], B. Schmidt e K. Martens [43]. O acordo alcanzado entre ambos métodos, ben como cos medidos, é realmente bo, menos dun 1% en todo o rango de campo reducido analizado. Nesta figura evidénciase tamén o que comentabamos na sección dedicada ao  $CF_4$ , a imposibilidade do método de Mathieson-El Hakeem, de abranguer valores de campo baixos cando existen colisións superelásticas. Nembargantes, como a proporción de  $CF_4$  na mestura é pequena, esto non se manifesta no método de Mathieson-El Hakeem ata valores de campo menores que 0.5 V/cm torr. Pola contra, o método linear reproduce ben os datos medidos, incluso a valores baixos do campo reducido.

### 5.1.4 $Ar + CF_4$

A elección de mesturar o  $CF_4$  con  $Ar$ , radica no feito de encontrar un gas con seccións eficaces inelásticas grandes nun rango de enerxía  $\leq 0.5$  eV, xustamente no intervalo no que o argon posúe un profundo mínimo de Ramsauer-Townsend, de tal forma que os electróns deriven rapidamente nun intervalo de enerxías  $\sim 0.5$  eV.

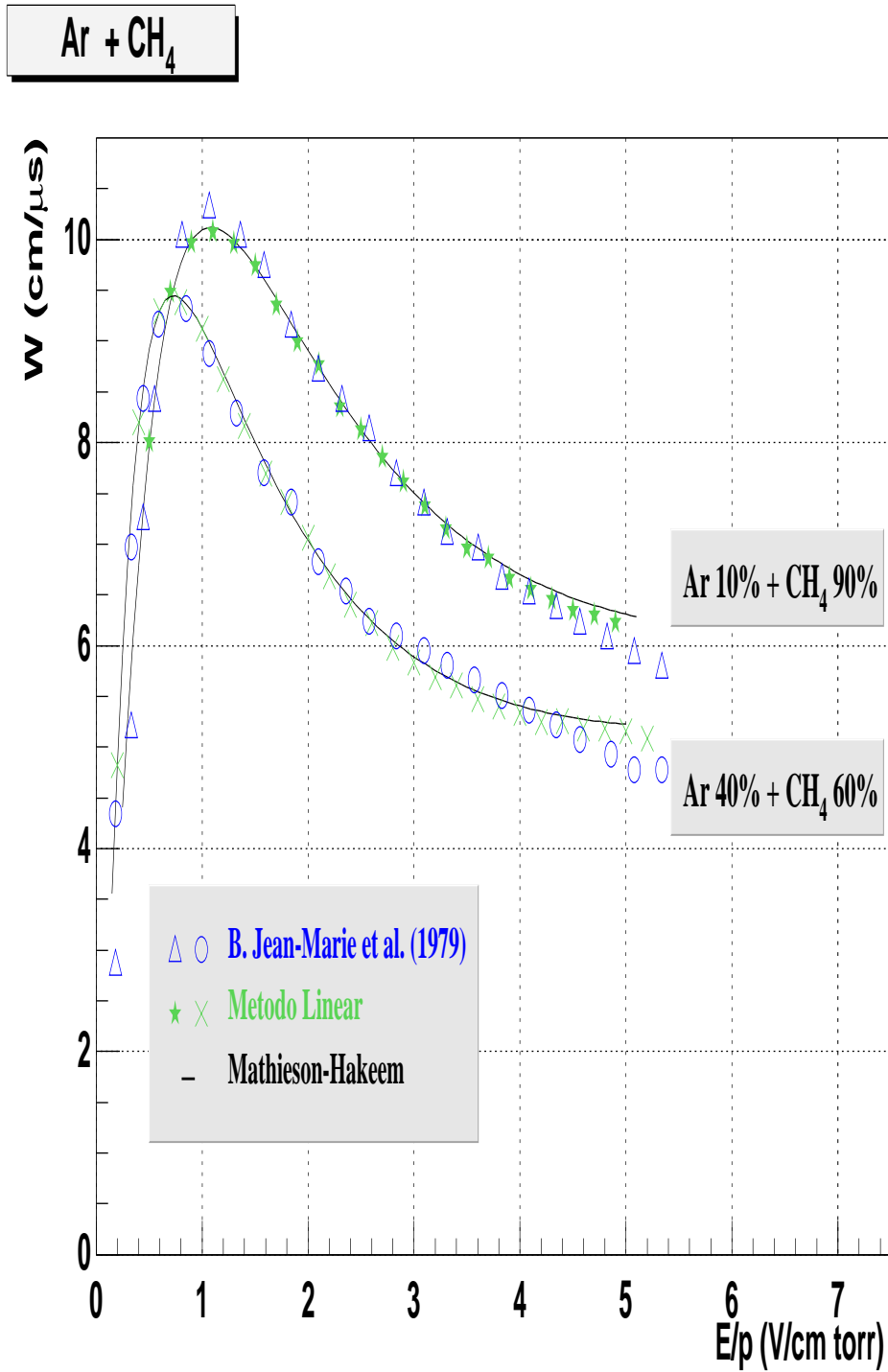


Figura 5.3: Velocidade de deriva das misturas  $Ar + CH_4$ . Os valores calculados representam-se por uma linha sólida e por  $\star$ ,  $\times$ . Os dados experimentais são de B. Jean-Marie et al. [45]



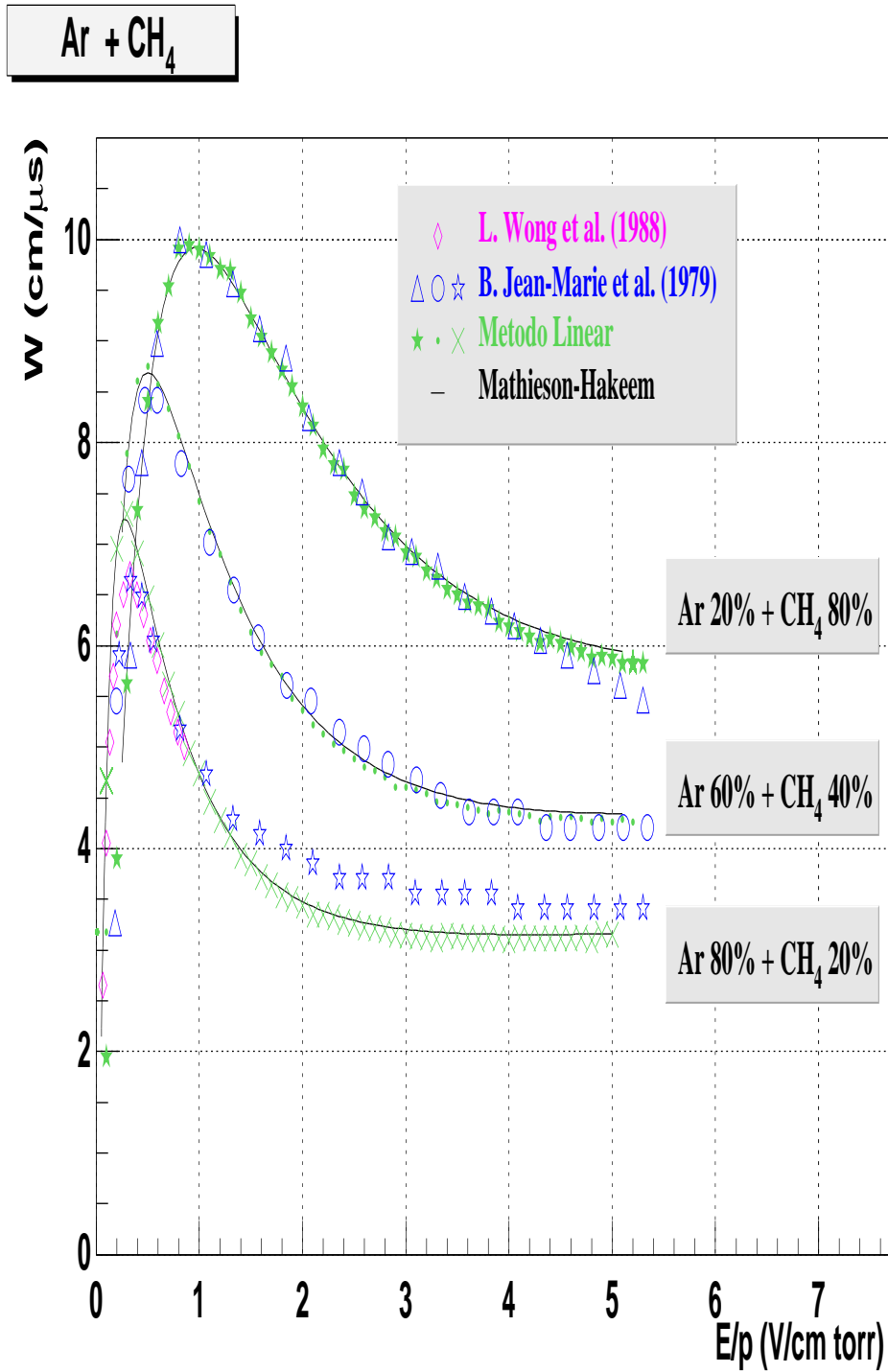
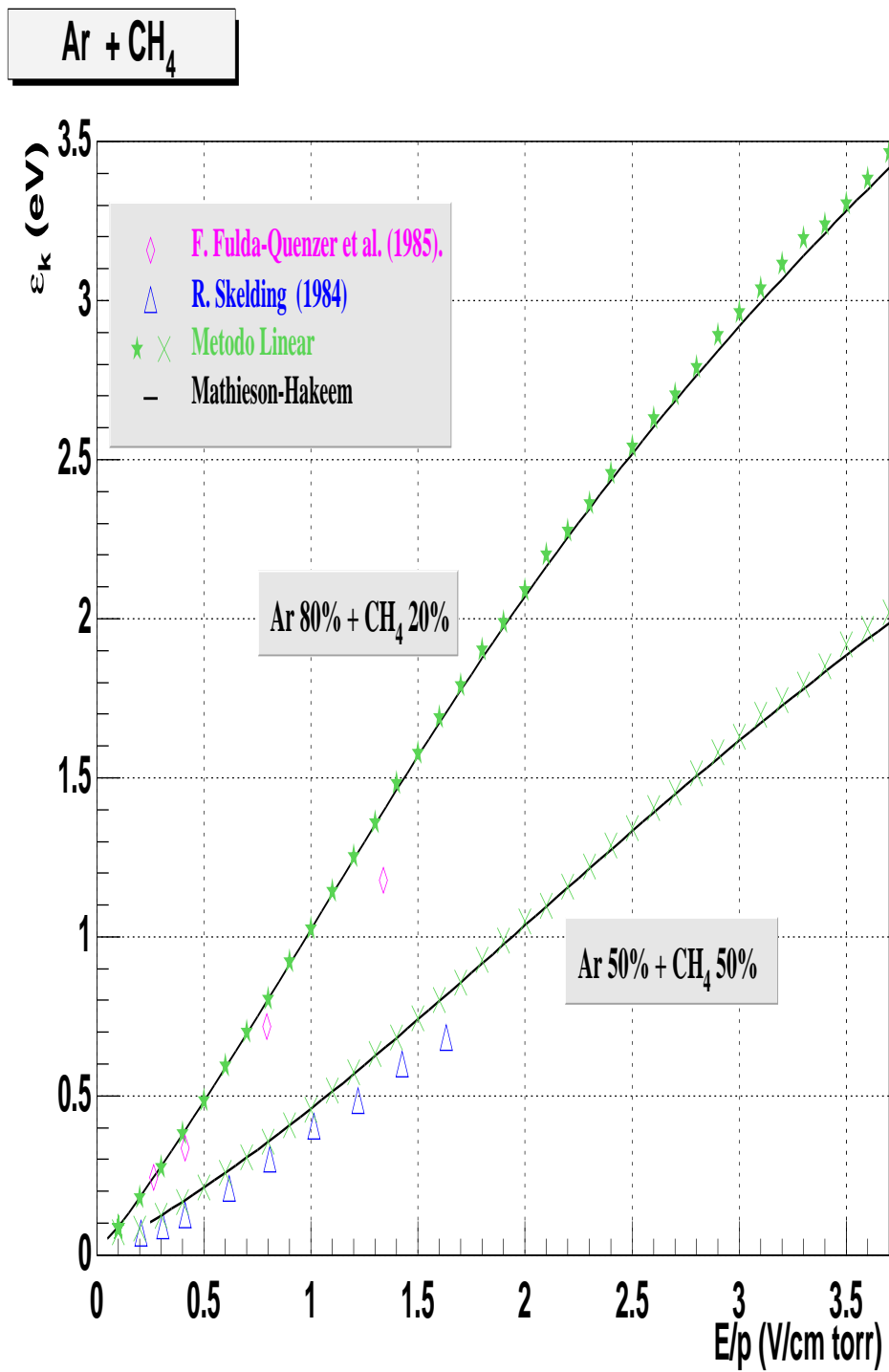


Figura 5.4: Velocidade de deriva das misturas  $Ar + CH_4$ . Os valores calculados representam-se por uma linha sólida e por  $\star$ ,  $\times$ . Os dados experimentais são de B. Jean-Marie et al. [45] e de L. Wong et al. [48].



c

Figura 5.5: Enerxía característica das mesturas do  $Ar + CH_4$ . Os valores calculados representanse por unha liña sólida e por  $\star$ ,  $\times$ . Os datos experimentais son de F. Fulda Quenzer et al. [40] e de R. Skelding [39].

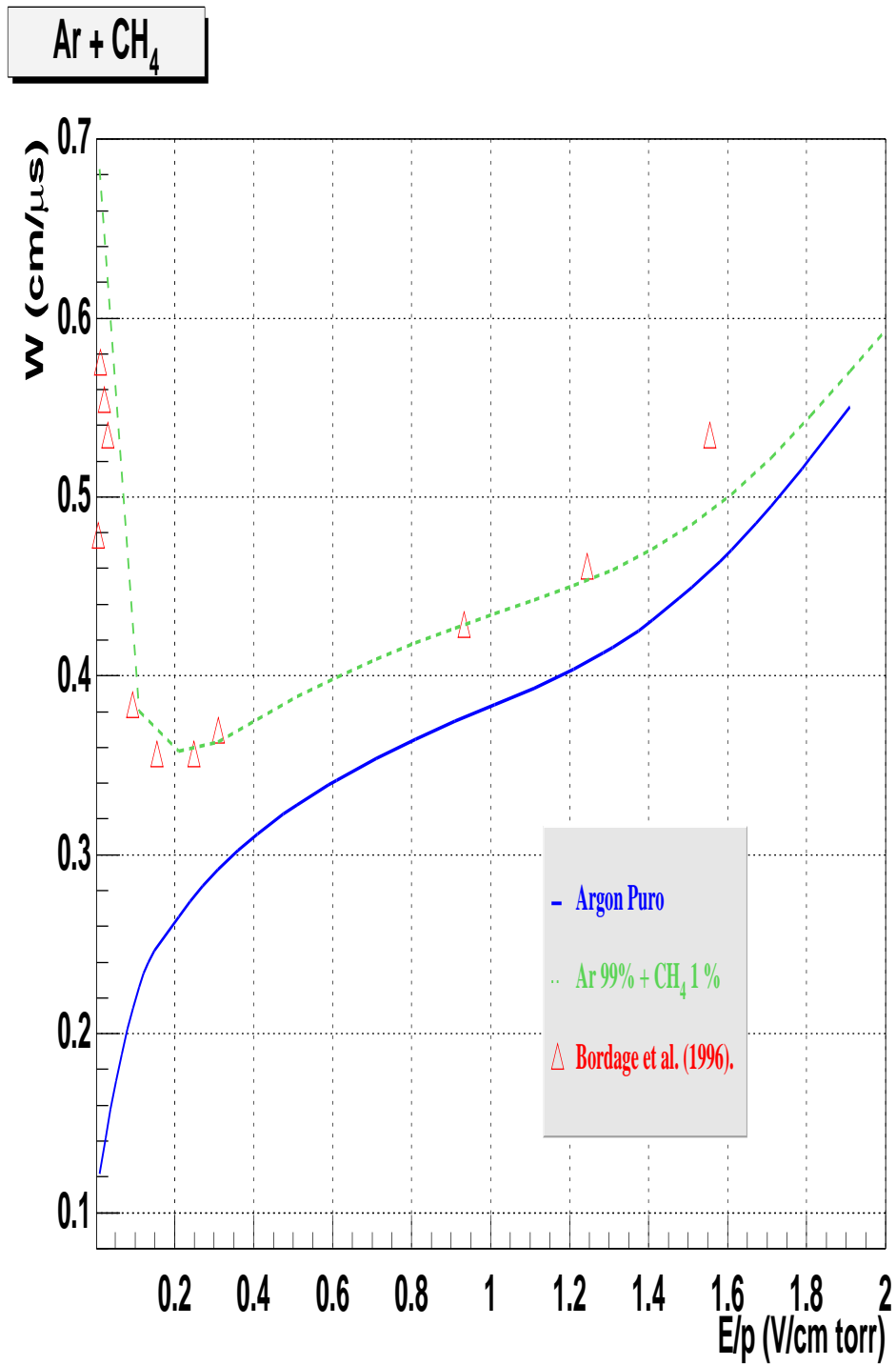


Figura 5.6: Velocidade de deriva do  $Ar + CH_4$  (99% - 0.1%). Os valores calculados para a mistura son de Bordage et al. [56], os obtidos a través do método linear representantanse por: unha liña discontinua para a mestura e por unha liña contínua para o argon puro.

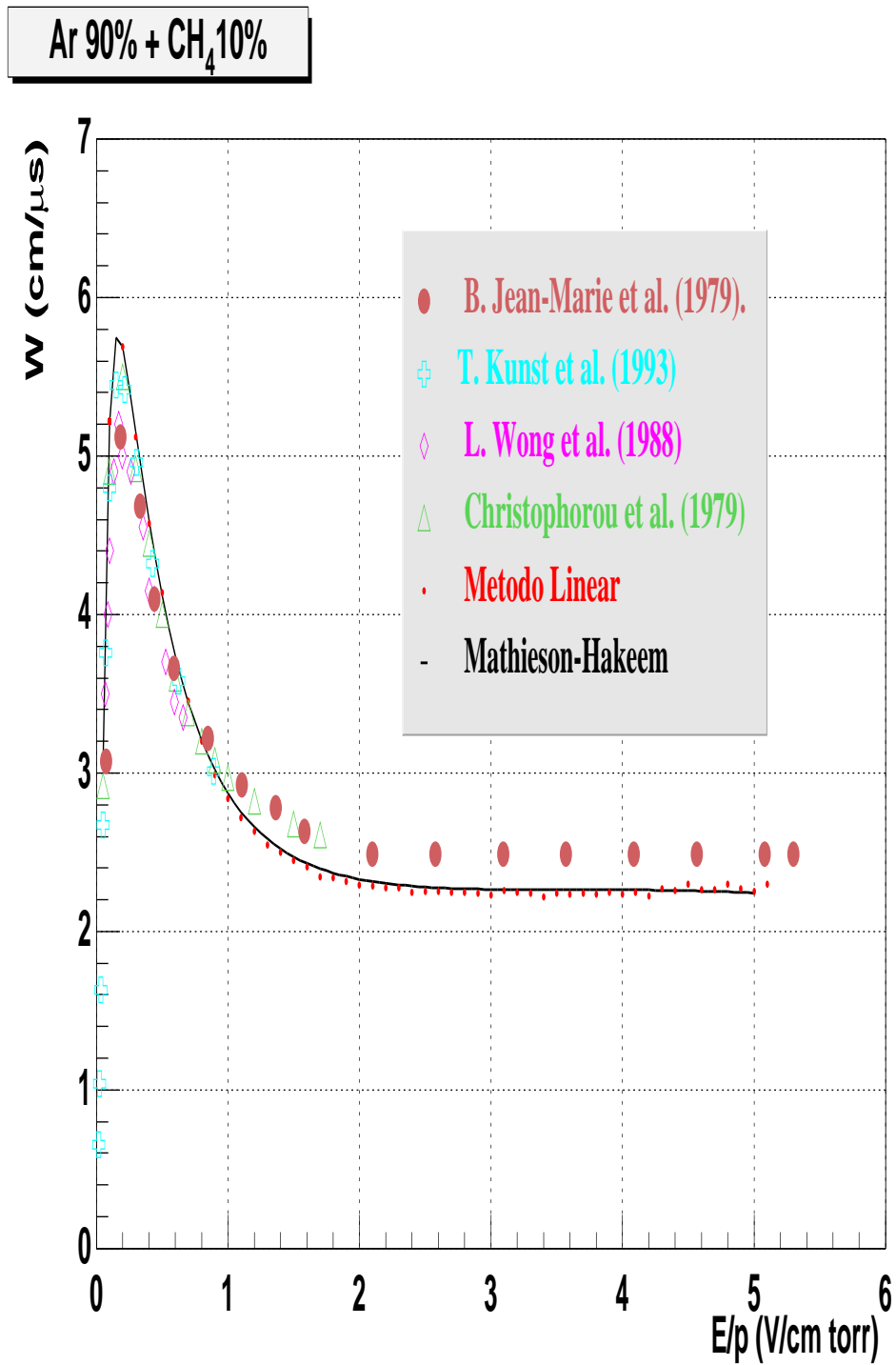


Figura 5.7: Velocidade de deriva do  $Ar + CH_4$  (90% – 10%). Os valores calculados representam-se por  $\cdot$  e por unha liña sólida. As medidas proceden de B. Jean-Marie et al. [45], L. Wong et al. [48], T. Kunst et al. [46], e Christophorou et al. [54].

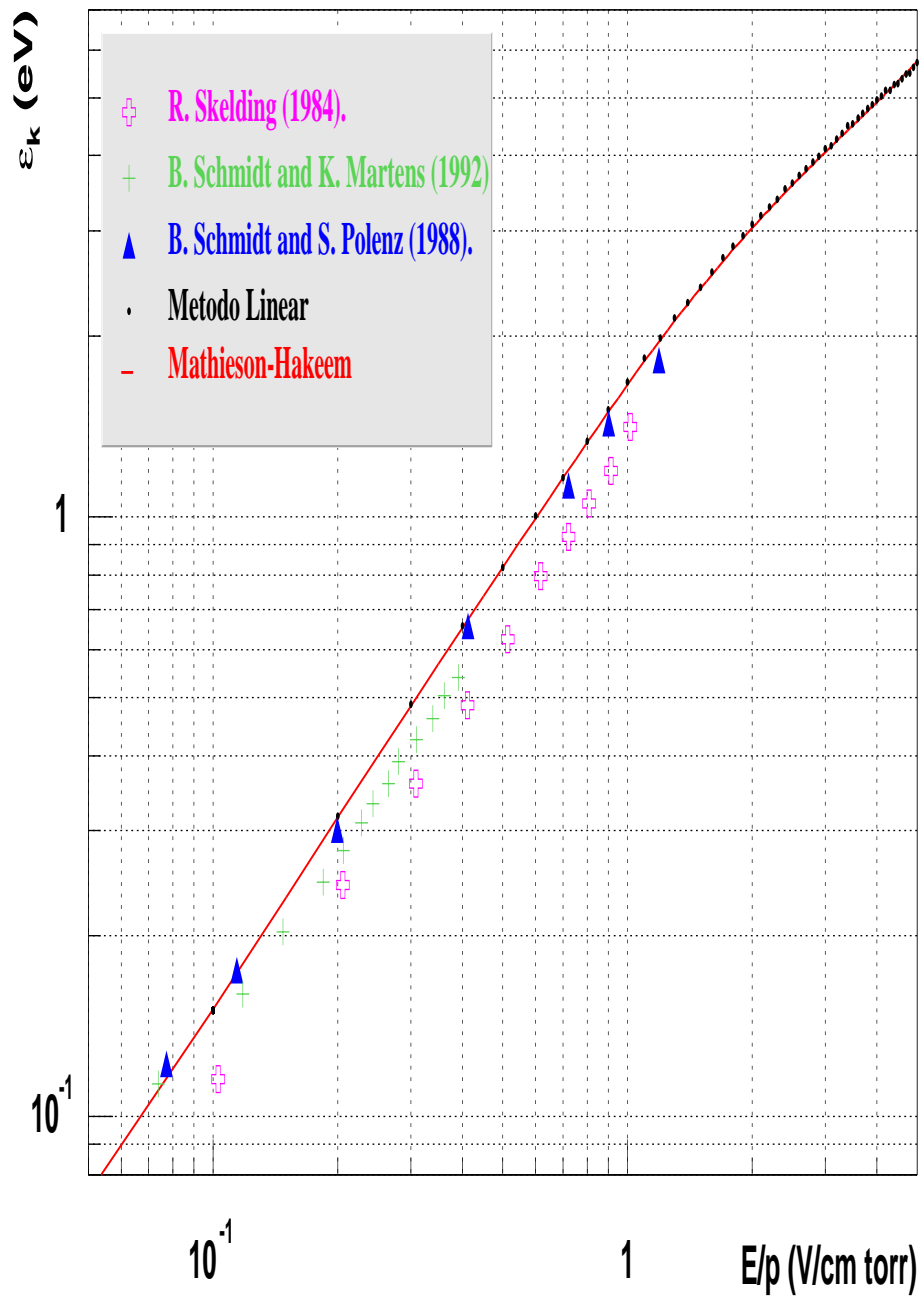
**Ar 90% + CH<sub>4</sub> 10%**

Figura 5.8: Enerxía característica do  $Ar + CH_4$  (90% – 10%). Os valores calculados representáanse por  $\cdot$  e por unha liña sólida. As medidas proceden de R. Skelding [39], B. Schmidt e K. Martens [43], B. Schmidt e S. Polenz[50].

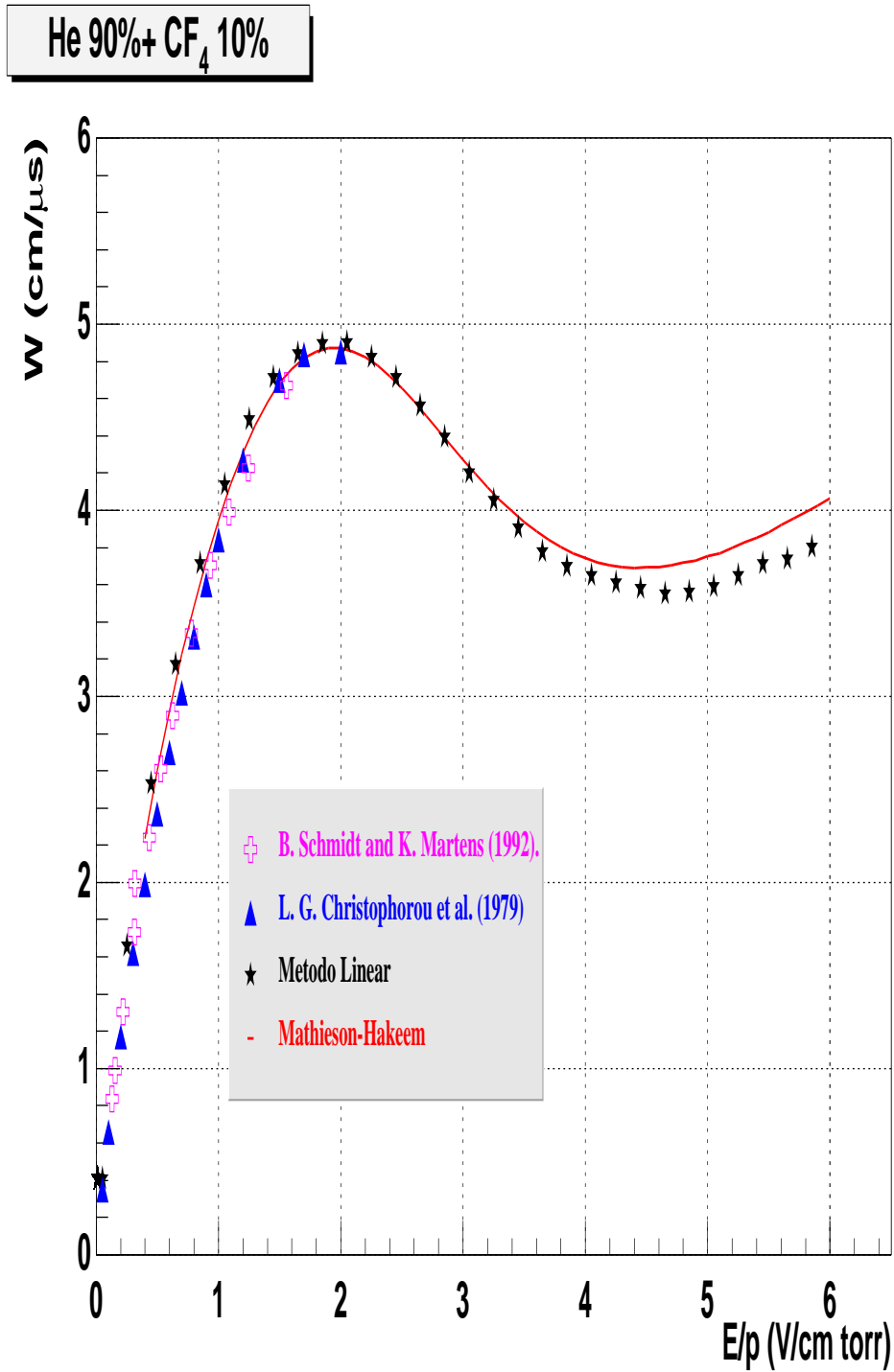


Figura 5.9: Velocidade de deriva da mestura  $He + CF_4$  (90% – 10%) en función do campo reducido. Os valores calculados representáanse por  $\star$  e por unha liña sólida. As medidas proceden de L. G. Christophorou et al. [54], B. Schmidt e K. Martens [43].

## RESULTADOS

As características xerais da velocidade de deriva dos electróns nas mesturas do  $Ar + CF_4$  aseméllanse ás do  $Ar + CH_4$ , máximo pronunciado que se desplaza na medida que aumenta a proporción de tetrafluoruro de carbono na mestura, suba drástica e descenso menos abrupto que a suba, neste caso non se acada a saturación para ningúha porcentaxe de  $CF_4$ . As mesturas estudadas conteñen unha proporción de  $CF_4$  do 5% , 10% , 20% . Na figura 5.10 os datos medidos polos autores das referencias [49], [50], [54] achegáanse aos valores calculados polos dous métodos. As discrepancias mais notábeis constitúenas os valores proporcionados por B. Schmidt e S. Polenz na composición  $Ar + CF_4$  (80% – 20%) para  $E/p = 1 V / cm torr$ , non chegando a sobrepasar erros do 7%. Por último na mestura  $Ar + CF_4$  (90% – 10%) R. Hunter et al obteñen valores da velocidade de deriva inferiores aos nosos, por baixo de  $E/p = 3 V / cm torr$ .

O argon é un gas moi utilizado para completar o axuste das seccións eficaces de gases como o  $CF_4$ , é dizer gases nos que os electróns colisionan inelásticamente a enerxías moi baixas, de tal forma que a posibilidade de encontrar electróns a enerxías altas só se alcanzaba aumentando cosiderabelmente o campo eléctrico. Pola contra o argon é un gas en que os procesos inelásticos se presentan a enerxías moi altas e polo tanto os electróns derivando nese gas alcanzan enerxías elevadas. Neste traballo mesturouse unha alta concentración de argon 80% cunha porcentaxe de  $CF_4$  dun 20% para realizar o axuste das seccións eficaces do  $CF_4$  a altas enerxías. Os valores resultantes preséntanse no apéndice A.

A aplicabilidade do método linear a valores baixos de campo reducido permítenos calcular a velocidade de deriva neses casos. O método de Mathieson-El Hakeem reproduce a problemática anteriormente comentada acrecentándoa na medida que aumenta a porcentaxe de  $CF_4$  na mestura.

5.1.5  $CF_4 + CH_4$ 

Na seguinte sección presentamos os resultados obtidos para diversas mesturas de  $CF_4 + CH_4$ . Numerosos estudos realizáronse con mesturas de  $CF_4$  [53] para analizar a súa resistencia á radiación, as excelentes características de envellecemento, combinado coa velocidade de deriva relativamente alta que posúe con hidrocarbonos lixeiros, convírtenas en candidatas a ser utilizadas en experimentos onde se agarda unha alta multiplicidade.

## RESULTADOS

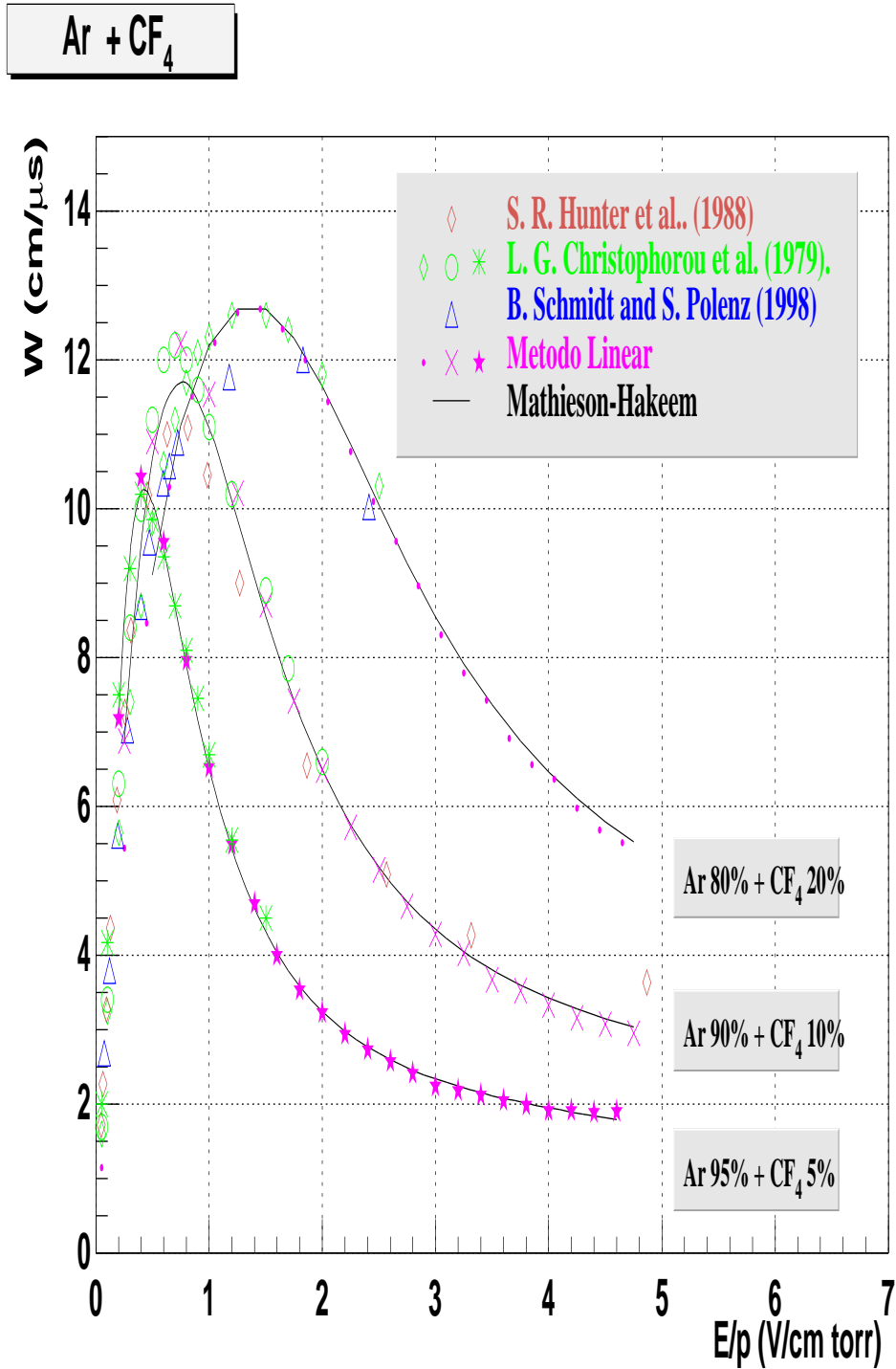


Figura 5.10: Velocidades de deriva das misturas  $\text{Ar} + \text{CF}_4$ . Os valores calculados representam-se por  $\star$ ,  $\times$ ,  $\cdot$  e por unha liña sólida. As medidas proceden de S. R. Hunter et al. [49], L. G. Christophorou et al. [54], B. Schmidt e S. Polenz [50].



Nas figuras 5.11, 5.12, 5.13, preséntanse as velocidades de deriva das mesturas  $CF_4 + CH_4$  (10% – 90%),  $CF_4 + CH_4$  (30% – 70%),  $CF_4 + CH_4$  (40% – 60%),  $CF_4 + CH_4$  (60% – 40%),  $CF_4 + CH_4$  (80% – 20%),  $CF_4 + CH_4$  (90% – 20%), en función do campo reducido.

As velocidades de deriva nas mesturas analizadas, exceden os 10  $cm/\mu s$ , a partir de campos baixos, ao redor de 1.5  $V/cm torr$ . Obsérvase tamén que a velocidade de deriva, na rexión de campos altos, aumenta coa porcentaxe de  $CF_4$ .

Os datos calculados a través da resolución da ecuación de Holstein-Boltzmann, coinciden extraordinariamente ben, cos de T. Yamashita et al. [59], J. Va'vra et al. [52], U. Becker et al. [35]. en todas as mesturas. O método de Mathieson-El Hakeem, tampouco predice resultados nas mesturas do  $CF_4$  con  $CH_4$ , a valores de campo baixos. Este feito faise mais notábel na medida que aumenta a proporción de  $CF_4$  na mestura, xa que canto maior é a porcentaxe, maior é a probabilidade de colisionar coas moléculas dese gas, e polo tanto a probabilidade de sufrir colisións de segundo tipo aumenta.

## 5.2 Mixture Ternarias

### 5.2.1 $Ar + CF_4 + CH_4$

Na sección anterior comentamos a importancia da utilización das mesturas  $CF_4 + CH_4$ , en aplicacións nas que se require cámaras de deriva con alta multiplicidade. A introducción do argon como terceira componente ten como fin completar as propiedades das xa citadas mesturas, é dicir, unha elevada mobilidade dos ións positivos, con velocidades de deriva altas e ben saturadas.

#### RESULTADOS

As velocidades de deriva presentadas nas figuras 5.14, 5.15, correspóndense con mesturas nas seguintes proporcións,  $Ar + CF_4 + CH_4$  (70% – 10% – 20%),  $Ar + CF_4 + CH_4$  (40% – 20% – 40%),  $Ar + CF_4 + CH_4$  (30% – 40% – 30%),  $Ar + CF_4 + CH_4$  (50% – 10% – 40%),  $Ar + CF_4 + CH_4$  (60% – 20% – 20%),  $Ar + CF_4 + CH_4$  (50% – 30% – 20%). Observáanse características xerais en ambas as dúas gráficas: un máximo pronunciado para un determinado valor do campo reducido, desprazamento da posición do máximo coa porcentaxe de tetrafluoruro de carbono na mestura e un incremento da velocidade de deriva, na medida que aumenta a proporción de  $CF_4$ . Os datos experimentais para cada unha das mesturas proceden de T. Yamashita et al., e reproducen os

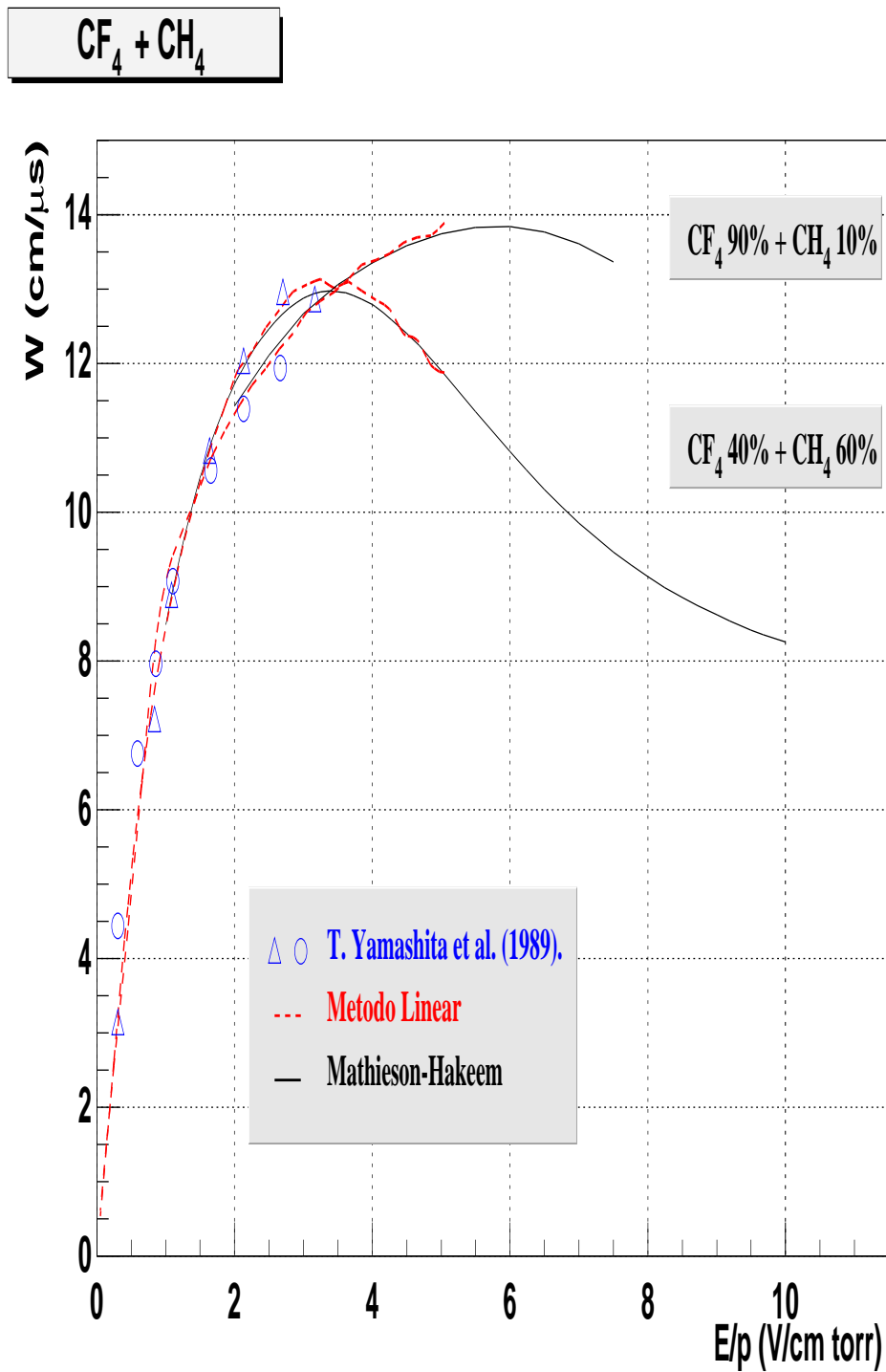


Figura 5.11: Velocidades de deriva das misturas  $CF_4 + CH_4$ . Os valores calculados representam-se por  $\star$ ,  $\times$  e por unha liña sólida. As medidas proceden de J. Va'vra et al. [52], T. Yamashita et al. [59]

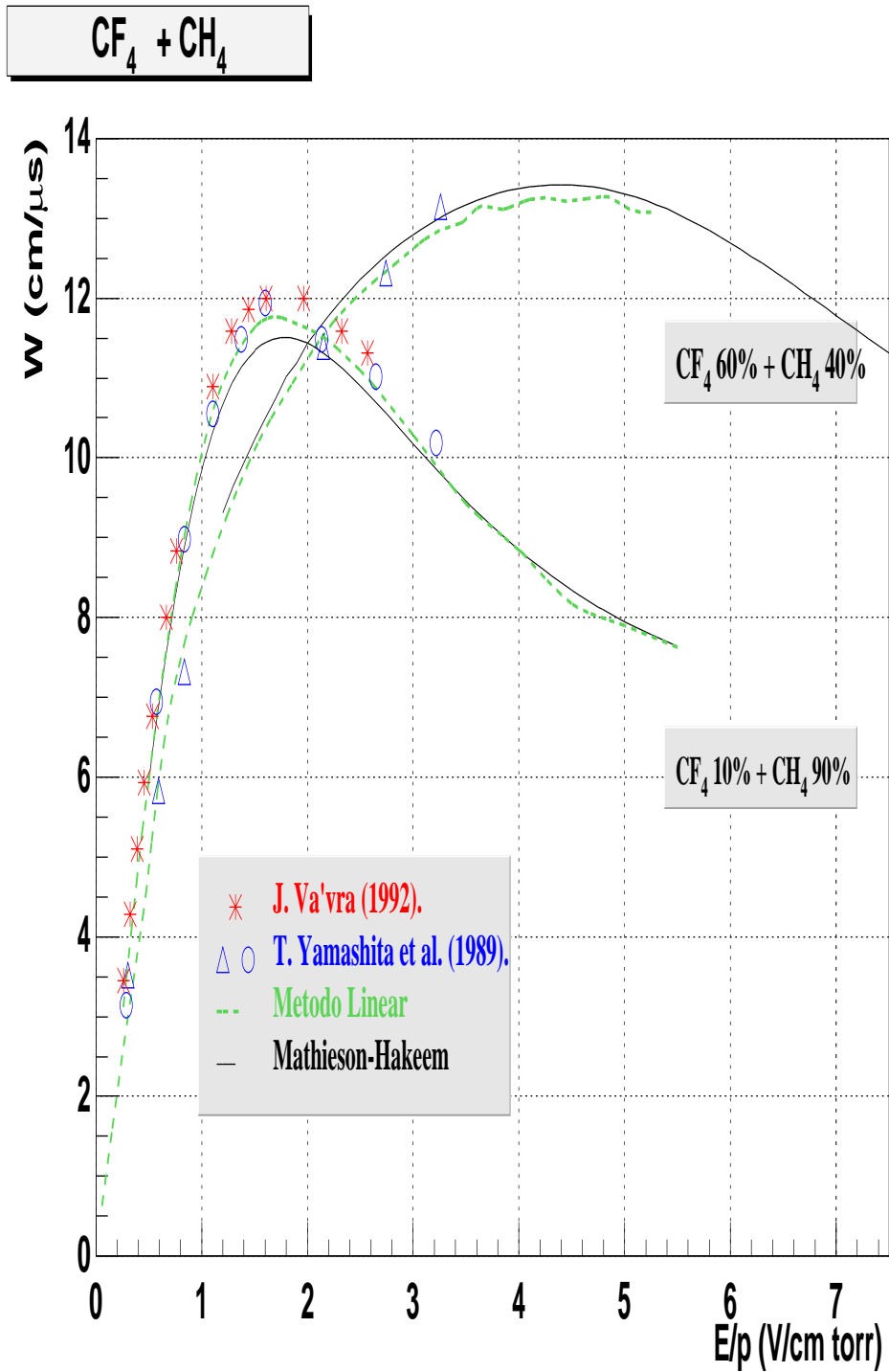


Figura 5.12: Velocidades de deriva das mesturas  $CF_4 + CH_4$ . Os valores calculados representanse por  $\star$ ,  $\times$  e por unha liña sólida. As medidas proceden de T. Yamashita et al. [59].

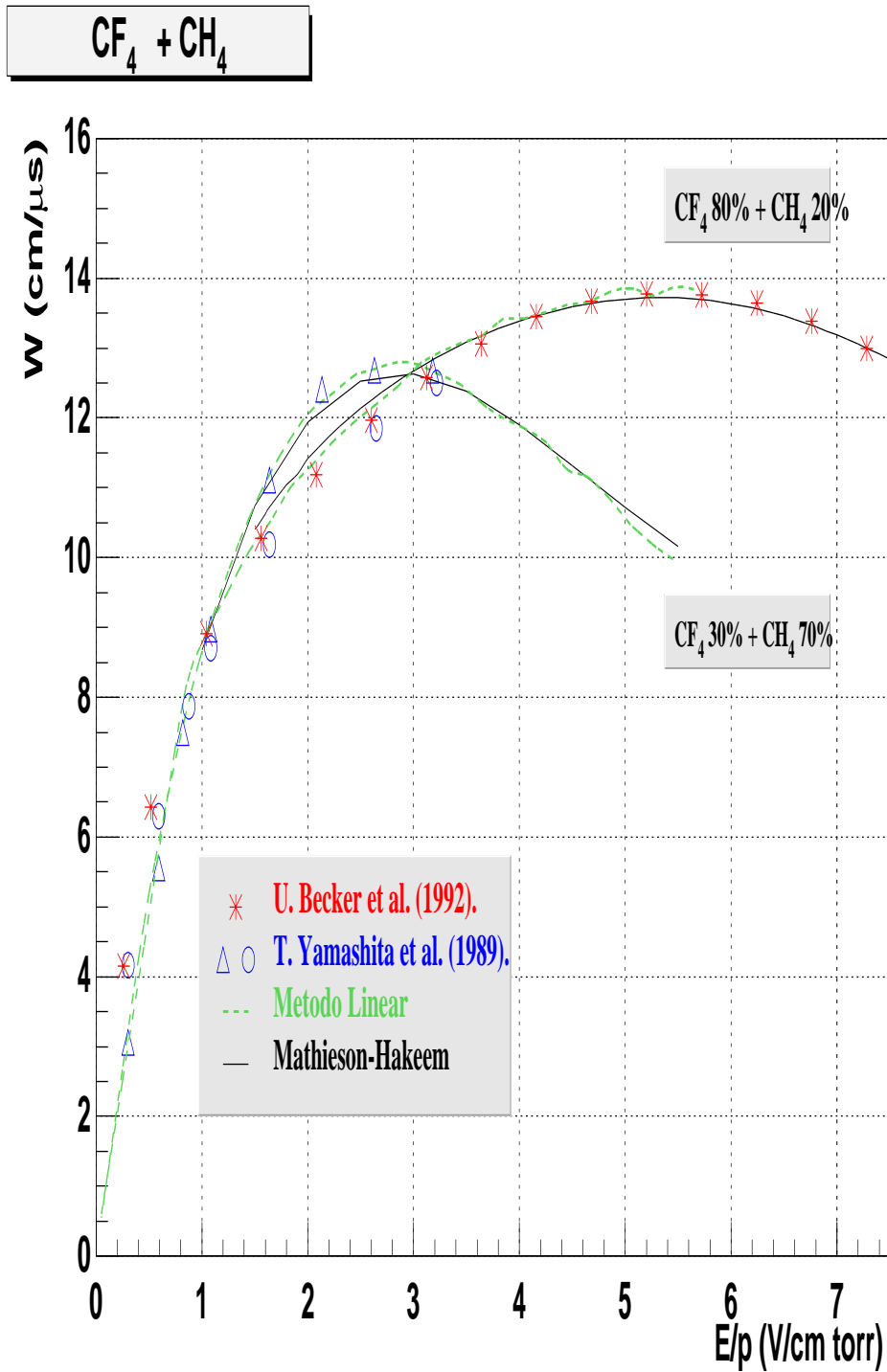


Figura 5.13: Velocidades de deriva das misturas  $CF_4 + CH_4$ . Os valores calculados representam-se por  $\cdot$  e por unha liña sólida. As medidas proceden de U. Becker et al. [35] e T. Yamashita et al. [59].

calculados polos métodos aquí presentados, salvo, como sempre apuntamos, a campos baixos, onde o método de Mathieson-El Hakeem non alcanza esos valores debido á presenza de  $CF_4$  na mestura.

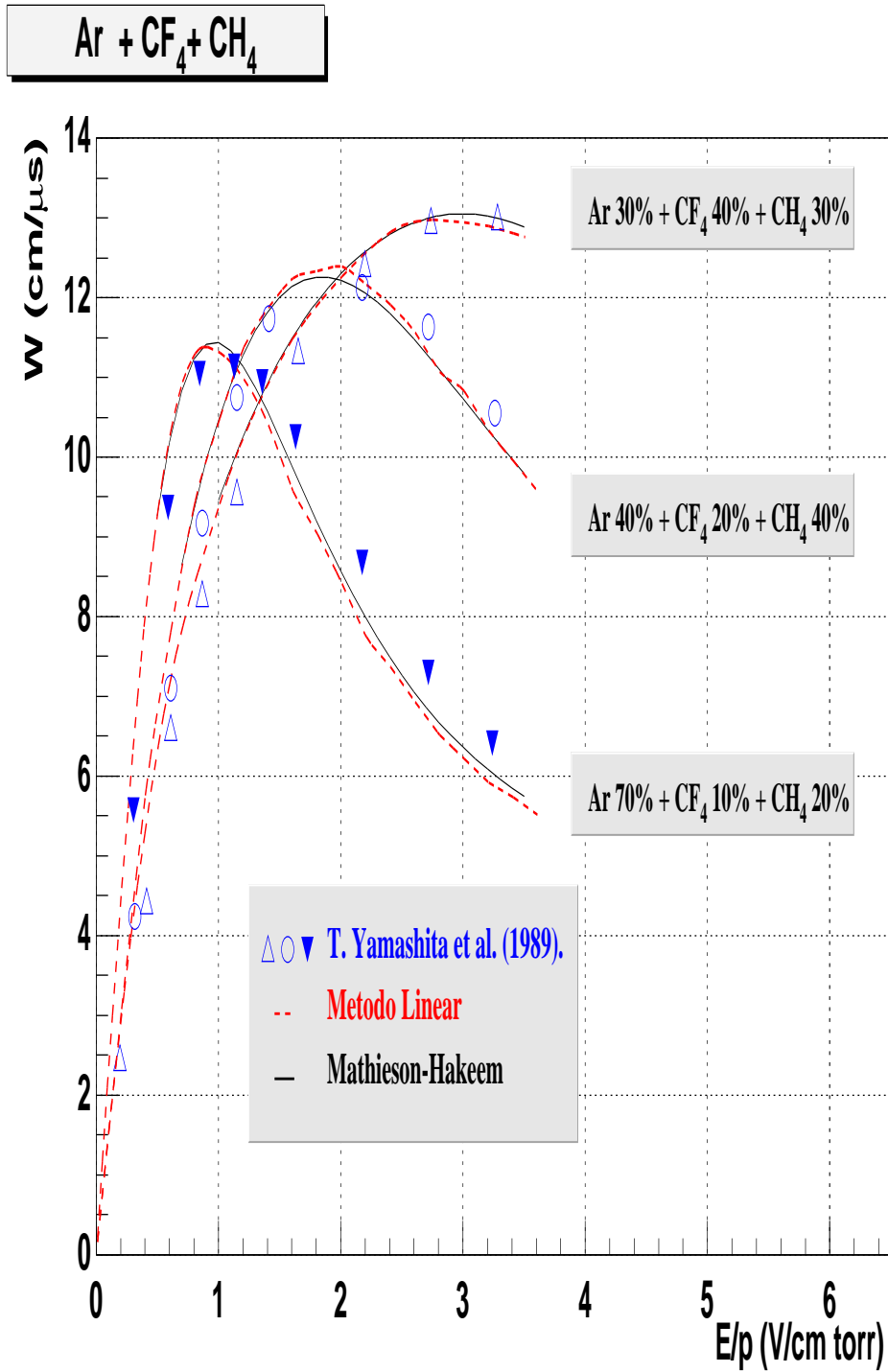


Figura 5.14: Velocidades de deriva das misturas  $Ar + CF_4 + CH_4$ . Os valores calculados representam-se por uma linha sólida e outra discontínua. As medidas procedem de T. Yamashita et al. [59].

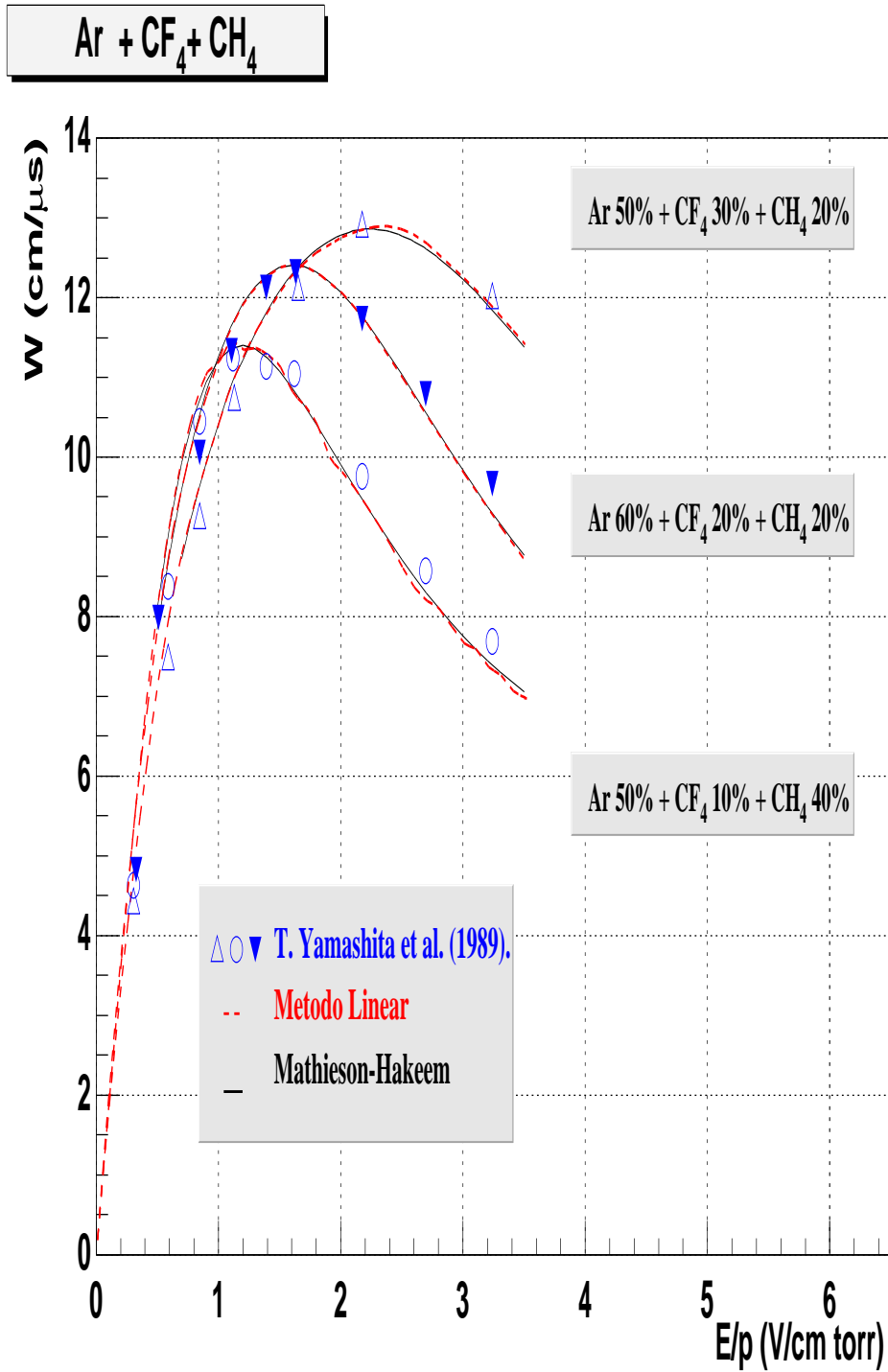


Figura 5.15: Velocidades de deriva das misturas  $Ar + CF_4 + CH_4$ . Os valores calculados representam-se por uma linha sólida e outra discontínua. As medidas procedem de T. Yamashita et al. [59].

# Capítulo 6

## Conclusións

O obxectivo do traballo, foi o estudio comparativo de dous métodos para a resolución da ecuación de Holstein-Boltzmann. Nun deles aplicouse o método proposto por Mathieson-El Hakeem [14], no outro convertíuse a ecuación que rexe a evolución da función de distribución electrónica, nunha ecuación diferencial de solución coñecida. En ambos casos, encontramos unha aplicación directa na análise dos parámetros macroscópicos que gobernan o comportamento dos electróns en gases. A confrontación dos resultados dos parámetros de deriva calculados por ambos os dous métodos, cos medidos por diversos autores, nos permíten extraer as seguintes conclusións sobre o método exposto:

- Para os gases simples e mesturas analizados, a campos reducidos baixos, verifícase un mellor funcionamento do método linear.
- Para gases cunha alta probabilidade de colisións superelásticas ou inelásticas de segundo tipo, como o  $CF_4$ , o método linear nos proporciona valores dos coeficientes de deriva a campos reducidos baixos mentres que o método de Mathieson-El Hakeem nom converxe a esses valores.
- O programa implementado presenta problemas a campos altos. Unha alternativa sería un programa que recollese as vantaxes de ambos métodos, facendo uso do método linear a campos baixos, e para campos altos, utilizando o método proposto por Mathieson-El Hakeem.
- Encontramos que a aproximación de dous termos é suficiente para reproducir os datos desexados, incluso en gases cunha declarada anisotropía



como o  $CH_4$  ou o  $CF_4$ . Os problemas achacados por diversos autores á aproximación de dous termos, necesitan ser revisadas, debéndose quizais a falta de precisión no programa de cálculo.

# Apéndices

# Apéndice A

## Seccións Eficaces Utilizadas

As seccións eficaces resultantes do axuste de cada un dos gases, cos parámetros de deriva medidos por outros autores e a través doutros métodos, móstranse nas figuras A.1, A.2, A.3 e A.4, para cada un dos gases analizados.

O helio posúe unha sección eficaz de transferencia de momento, case-constante ata un valor de enerxía de  $6\text{ eV}$ , onde comeza a descender, en chegando a enerxías de  $\simeq 10\text{ eV}$ , os procesos inelásticos aumentan a súa importancia.

No argon a sección eficaz de transferencia de momento, aparece caracterizada polo profundo mínimo de Ramsauer-Townsend, a enerxías superiores aos  $10\text{ eV}$  preséntanse tamén as seccións eficaces de excitación electrónica.

Coa figura A.3, visualizamos mellor a zona de influencia dos procesos inelásticos sobre os elásticos, na cal o valor da sección eficaz total de colisións inelástica é da mesma orde que a sección eficaz de transferencia de momento. Esta zona produce un comportamento característico dos electróns en metano.

As seccións eficaces do  $CF_4$ , caracterízanse por unha elevada probabilidade de colisións inelásticas a enerxías relativamente baixas, da orde de  $\sim 0.08\text{ eV}$ , ademais dun mínimo de Ramsauer-Townsend a enerxías onde a influencia das seccións eficaces inelásticas é máxima.

**Helio**

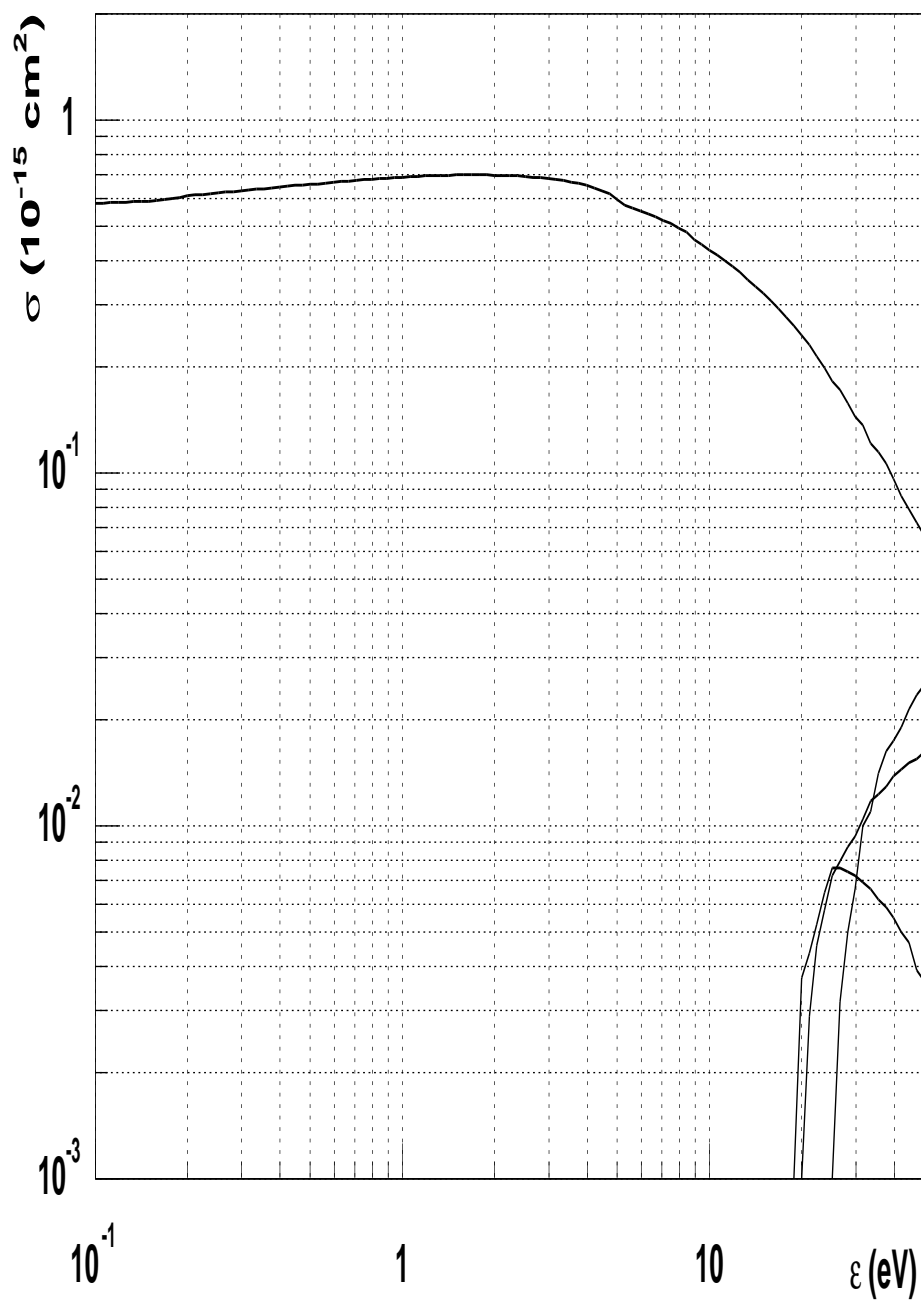


Figura A.1: Seccións eficaces do helio.

**Argon**

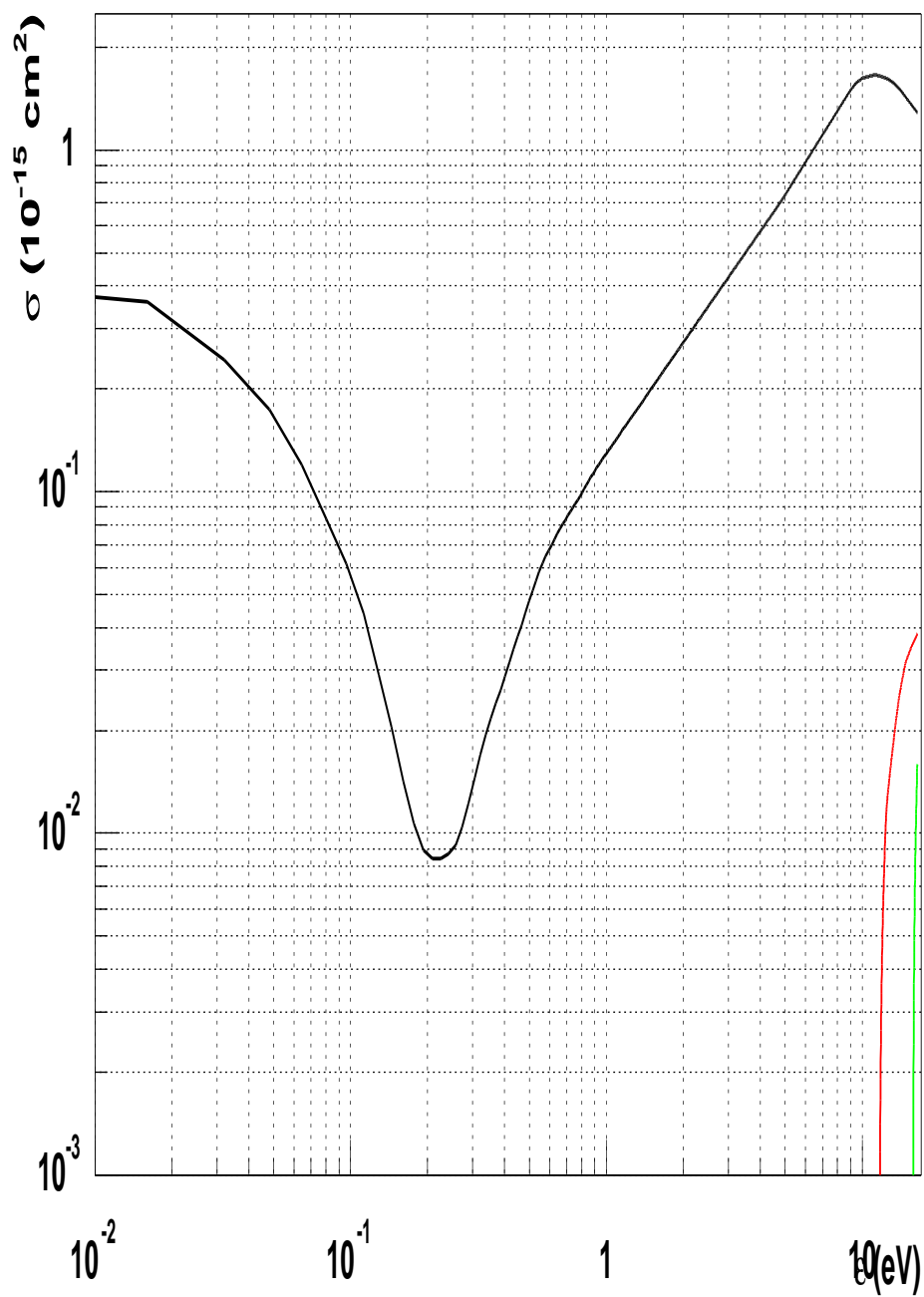


Figura A.2: Seccions eficaces do argon.

**CH<sub>4</sub>**

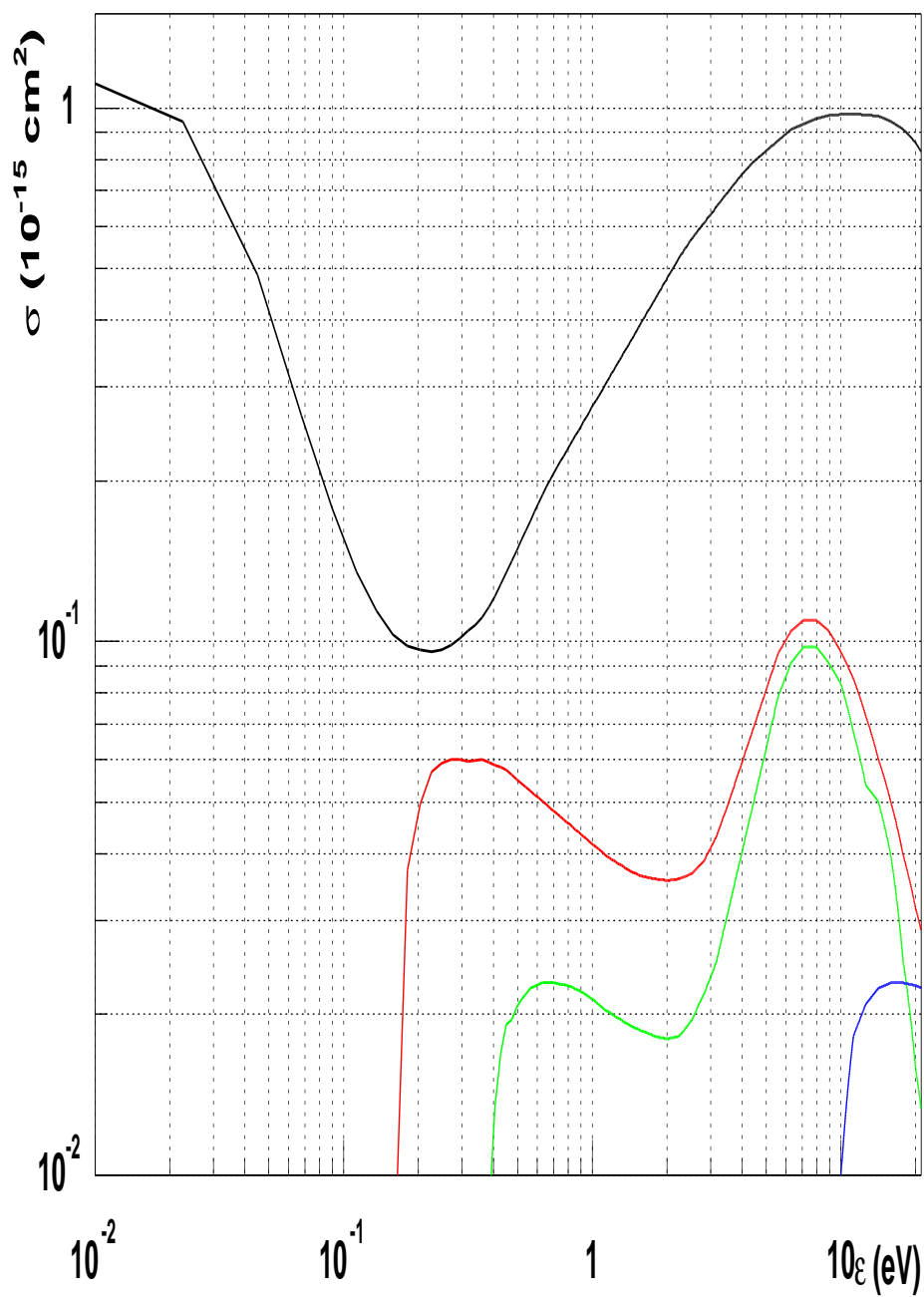


Figura A.3: Seccions eficaces do metano.

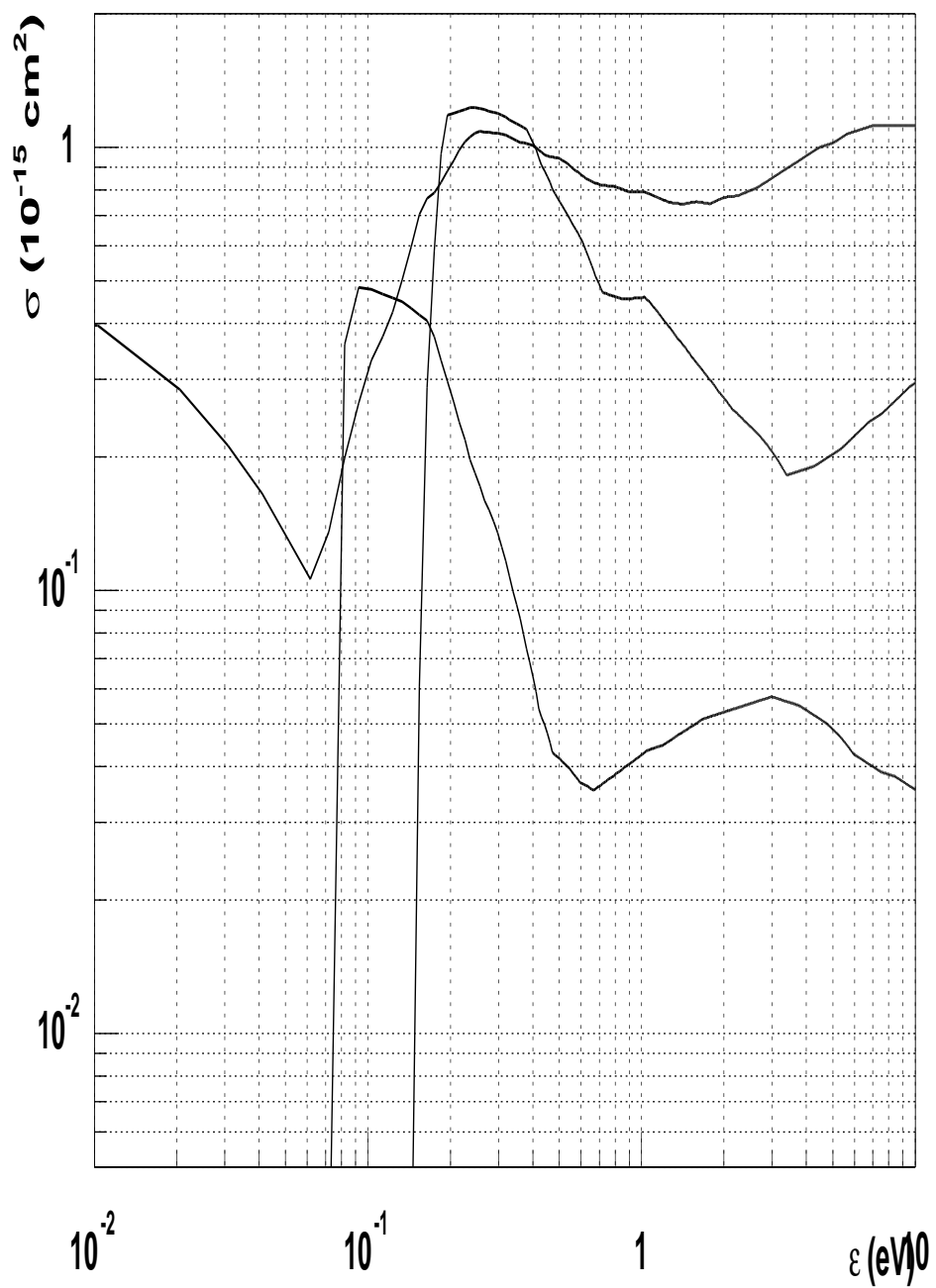
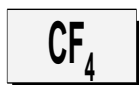


Figura A.4: Seccions eficaces do tetrafluoruro de carbono.

# Bibliografía

- [1] W. McDaniel, *Atomic Collisions: Electron and Photon Projectiles*, John Wiley & Sons, New York, 1989.
- [2] L. G. H. Huxley and R. W. Crompton, *The Diffusion and Drift of Electrons in Gases*, John Wiley & Sons, New York, 1974.
- [3] B. Diu, C. Guthmann, D. Lederer, B. Roulet, *Physique Statistique*, Hermann Éditeurs des Sciences et des arts, Paris, 1989.
- [4] N. F. Mott and H. S. W. Massey, *The Theory of Atomic Collisions*, Oxford University Press, 1965.
- [5] H. S. W. Massey, *Atomic and Molecular Collisions* Taylor & Francis Ltd., London, 1979.
- [6] A. V. Phelps, O. T. Fundingsland, and S. C. Brown, *Phys. Rev.* **84**, 559 (1951).
- [7] A. V. Phelps, *Review of Modern Physics*, **40** (2), 1621 (1968).
- [8] L. S. Frost and A. V. Phelps, *Phys. Rev.* **127** (5), 1621 (1962).
- [9] J. L. Pack and J. J. Lowke, *Phys. Rev.* **181**, 290 (1969).
- [10] J. L. Pack and J. J. Lowke, *Phys. Rev.* **181**, 302 (1969).
- [11] P. M. Morse, W. P. Allis, E. S. Lamar, *Phys. Rev.* **48**, 412 (1935).
- [12] S. L. Lin, R. E. Robson and E. A. Mason, *J. Chem. Phys.* , **71** (8), 3483 (1979).
- [13] T. Holstein, *Phys. Rev.* **70**, 367 (1946).



- [14] E. Mathieson and N. El Hakeem, Nucl. Instr. and Meth. **159**, 489 (1979).
- [15] L. G. Pitchford, S. O. Neil and J. R. Rumble Jr., Phys. Rev. **A23**, 294 (1981).
- [16] H. Margenau, Phys. Rev. **69**, 508 (1946).
- [17] H. Álvarez Pol, *Determinación de secciones eficaces de colisión de electrones de baja energía sobre argón, metano y dióxido de carbono, mediante la ecuación de transporte de Holstein-Boltzmann*. Tesis realizada na Universidade de Santiago de Compostela, 1996.
- [18] F. Varela Rodríguez, *Determinación de secciones eficaces de colisión de electrones de baja energía sobre tetrafluoruro de carbono*. Tesis realizada na Universidade de Santiago de Compostela, 1998.
- [19] M. J. Tobar Vidal, *Resolución de la Ecuación de Transporte de Holstein Boltzmann para las mezclas de gases*. Tesis realizada na Universidade de Santiago de Compostela, 1994.
- [20] M. Rozas Pichel,, Tesis realizada na Universidade de Santiago de Compostela, 1999.
- [21] A. V. Phelps, J. L. Pack and L. S. Frost, Phys. Rev. Vol. **117**, No. 2, 470 (1960).
- [22] J. Dutton, J. Phys. Chem. Ref. Data, **4**, No 3, 577 (1975).
- [23] John M. Anderson, The Physics of Fluids, Vol. **7**, 9 (1964).
- [24] H. B. Milloy and R. W. Crompton, Phys. Rev. **A15**, No. 5, 1847 (1977).
- [25] R. W. Warren and James H. Parker, Jr. , Phys. Rev. **128**, No. 6, 2661 (1962).
- [26] Citado en J. Dutton, J. Phys. Chem. Ref. Data, **4**, No 3, 577 (1975).
- [27] F. J. de Heer and R. H. J. Jansen, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., **10** No.18, 3741 (1977).
- [28] H. N. Kücükarpaci, H. T. Saelee and J. Lucas, J. Phys. D: Appl. Phys., **14**, 9 (1981).

- [29] H. N. Küçükarpaci and J. Lucas, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **14**, 2001 (1981).
- [30] Citado en J. Dutton, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **4**, No 3, 577 (1975).
- [31] Citado en J. Dutton, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **4**, No 3, 577 (1975).
- [32] C. S. Lakshminarashima and J. Lucas, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **10**, 313 (1977).
- [33] P. Bernardini, G. Fiori, R. Gerardi, F. Grancagnolo, U. von Hagel, F. Monittola, V. Nassisi, C. Pinto, L. Pastore, M. Primavera, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* **A355**, 428 (1995).
- [34] U. von Hagel, A. Denig, W. Kluge, F. Schönleber, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* **A420**, 429 (1999).
- [35] <http://cyclotron.mit.edu/drift/drift.html>
- [36] T. Zhao, Y. Chen, S. Han, J. Hersch, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* **A340**, 485 (1994).
- [37] G. W. Fraser and E. Mathieson, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* **A347**, 544 (1986).
- [38] Citado en B. Schmidt and S. Polenz, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* **A273**, 488 (1998).
- [39] Citado en G. W. Fraser and E. Mathieson, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* **A347**, 544 (1986).
- [40] Citado en G. W. Fraser and E. Mathieson, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* **A347**, 544 (1986).
- [41] Citado en G. W. Fraser and E. Mathieson, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* **A347**, 544 (1986).
- [42] W. Lowell and Morgan, *Phys. Rev. A.*, **44**, No 3, 1677 (1991).
- [43] Bernhard Schmidt and Kai Martens, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* **A137**, 148 (1992).
- [44] Y. Nakamura and M. Kuraci, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **21**, 718 (1988).

- [45] B. Jean-Marie, V. Lepeltier and D. L'Hote, Nucl. Instr. and Meth. **159**, 213 (1979).
- [46] T. Kunst, B. Götz and B. Schmidt, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A324**, 127 (1993).
- [47] I. Lehraus, R. Matthewson and W. Tejessy, Nucl. Instr. and Meth. **200**, 199 (1982).
- [48] L. Wong, J. Armitage and J. Waterhouse, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A273**, 476 (1988).
- [49] S. R. Hunter, J. G. Carter, and L. G. Christophorou, J. Appl. Phys. **58** (8), 3001 (1985).
- [50] B. Schmidt and S. Polenz, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A273**, 488 (1998).
- [51] B. Stefanov and P. Pirgov, Plasma Chemistry and Plasma Processing, **13** No. 4, (1993).
- [52] J. Va'vra, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A323**, 34 (1992).
- [53] J. Va'vra, P. Coyle, J. Kadyk and J. Wise, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A324**, 113 (1993).
- [54] L. G. Christophorou, D. L. McCorkle, D. V. Maxey and J. G. Carter, Nucl. Instr. and Meth. **163**, 141 (1979).
- [55] L. G. Christophorou, P. G. Datkos and J. G. Carter, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **A309**, 160 (1991).
- [56] M. C. Bordage, P. Ségur, and A. Chouki, J. Appl. Phys. **80** (3), 1325 (1996).
- [57] Citado en B. Stefanov and P. Pirgov, Plasma Chemistry and Plasma Processing, **13** No. 4, (1993).
- [58] M. G. Curtis, Isobel C. Walker and K. J. Mathieson, J. Phys. D: Appl. Phys., **21**, 1271 (1988).

- [59] T. Yamashita, H. Kobayashi, A. Konaba, H. Kurashige, K. Miyake, M. M. Morii, T. T. Nakamura, T. Nomura, N. Sasao, Y. Fukushima, M. Nomachi, O. Sasaki, F. Suekane and T. Taniguchi, Nucl. Inst and Meth. **A283**, 709 (1989).
- [60] T. Yamashita, H. Kurashige, M. M. Morii, T. T. Nakamura, T. Nomura, N. Sasao, K. Shibata, Y. Fukushima, Y. Ikegami, H. Kobayashi and T. Taniguchi, Nucl. Inst and Meth. **A317**, 213 (1992).