

## **Estrutura da Matéria I**

### ***Experimento 1 – Efeito Fotoelétrico***

#### **1. Objetivo**

Determinação da constante de Planck e da função trabalho  $\phi_0$  do material que compõe uma célula fotoelétrica.

#### **2. Introdução**

##### **2.1. Uma breve história**

A história das descobertas na Física oferecem momentos interessantes e algumas vezes controversos. Foi James Clark Maxwell (1831-1879) que sumariou, em 1863, em equações que levam o seu nome, as relações entre os campos elétrico e magnético. Dessas relações Maxwell pode demonstrar que os campos elétrico e magnético se propagavam à velocidade da luz, estabelecendo formalmente o conceito de ondas eletromagnéticas. Isto significou a unificação do Eletromagnetismo com a Ótica, duas áreas da Física consideradas, até aí, independentes.

Somente oito anos depois da morte de Maxwell, em 1887, Heinrich Rudolf Hertz (1857-1894), ao gerar e detectar em laboratório, em uma série de experimentos hoje famosos, essas ondas eletromagnéticas (que podem ser chamadas também de ondas hertzianas em sua homenagem), permitiu o nascimento de uma nova era tecnológica: a da transmissão de informação através de ondas eletromagnéticas. O telégrafo sem fio e o rádio nascem aí. No ano da morte de Hertz, Guglielmo Marconi (1874-1937) fez o seu primeiro telégrafo sem fio. Maxwell e Hertz, os dois mortos prematuramente os 48 e 37 anos, respectivamente, não viram o desenvolvimento tecnológico surgido de suas descobertas.

Entretanto, a importância de Hertz e dos experimentos por ele realizados não se encerram com esta descoberta. Ele realizou seus experimentos aplicando uma diferença de potencial oscilante em um circuito, com uma pequena abertura, ligado à terra, e produziu centelhas a iguais intervalos de tempo. No momento do

centelhamento, o campo elétrico na região da pequena abertura cai rapidamente a zero, crescendo até a próxima centelha. O dispositivo de Hertz caracteriza o que hoje é chamado de dipolo oscilante. Como antena receptora, ele usou um anel de metal aberto, uma das extremidades contendo uma fina ponta de cobre e a outra uma esfera de latão. Uma pequena centelha na abertura do anel indicava a detecção de uma onda eletromagnética incidente. Hertz fez experimentos de onda estacionária, refletindo os seus pulsos primários em uma placa metálica e daí determinou o comprimento de ondas da radiação eletromagnética utilizada e a velocidade da luz. O experimento foi realizado com ondas de comprimento 1 m, na faixa que caracteriza o que é chamado hoje de radiofrequência.

Ao realizar esses experimentos, Hertz verificou um outro efeito. A centelha secundária (na abertura do anel) era mais intensa quando a abertura do anel era iluminada pela centelha primária. Esse resultado foi publicado em 1887 em um artigo intitulado *On an Effect of Ultraviolet Light upon the Electric Discharge* (Sobre um efeito de Luz Ultravioleta na descarga elétrica).

A produção e a detecção de ondas hertzianas significou, à época, a comprovação experimental dos trabalhos teóricos de Maxwell. O efeito da luz ultravioleta na descarga elétrica era algo novo para o qual não havia explicação. Em 1889, Wilhelm Hallwachs mostrou que partículas de carga negativa eram ejetadas da superfície de metais como o zinco, sódio e potássio quando as superfícies eram iluminadas com radiação ultravioleta. Em 1902, Philipp Eduard Anton von Lenard (1862-1947), que era um colega de Hertz, mediu a relação carga/massa dessas partículas e pôde confirmar que o aumento de centelhamento observado por Hertz era o resultado da emissão de elétrons, que ele, Lenard, chamou de foto-elétrons.

Muitos pesquisadores trabalharam no estudo do efeito foto-elétrico (como ficou conhecido o fato de luz incidente retirar elétrons de uma superfície metálica). O acúmulo de dados experimentais indicava que o efeito não podia ser descrito consistentemente dentro do escopo do eletromagnetismo clássico de Maxwell.

Nos trabalhos de Maxwell a matéria era considerada distribuída num contínuo. Assim, a descrição de Maxwell de campos elétricos e magnéticos contínuos, propagando-se em um espaço contínuo e interagindo com uma matéria contínua deveria apresentar dificuldades ao ser aplicada para uma matéria, considerada no final do século XIX, após os trabalhos de Thomson, como essencialmente granular. Essas dificuldades apareceram fortemente com os problemas de espalhamento de luz por átomos, entre os quais se inclui o efeito foto-elétrico, entre outros.

O transporte de energia em uma onda eletromagnética, por exemplo a luz, é descrito, por Maxwell, pelo vetor de Poynting, produto vetorial dos campos elétrico e magnético, e é distribuída em todo o espaço no qual a onda existe. O vetor de Poynting funciona perfeitamente para ondas se propagando no vácuo e pode ser usado para determinar a quantidade de radiação solar que atinge a Terra. No entanto, fracassa ao descrever a interação da radiação com a matéria. Ao tentar descrever o espalhamento de luz por átomos, Rayleigh propôs a seguinte questão: *como descrever o espalhamento de radiação por um alvo cuja dimensão é muito menor do*

ue o comprimento de onda da radiação incidente? A sua questão envolvia um problema específico: a luz tem comprimentos de onda que variam entre  $10^{-6}$  e  $10^{-7}$  m enquanto que o raio do átomo de Thomson é da ordem de  $10^{-10}$  m. Ele decidiu, então, considerar uma seção de choque para o átomo dependente da radiação incidente, proporcional a  $\lambda^2$ . Mesmo com as ponderações de Thomson, o modelo ondulatório de Maxwell não funcionou para a interação da radiação com a matéria como, por exemplo, no efeito fotoelétrico.

A solução para o problema foi apresentada por Albert Einstein (1879-1955) em 1905. De maneira semelhante à proposta por Planck, Einstein considerou que era necessário granular (quantizar) também a radiação. A comunidade científica levou mais de 10 anos para reconhecer a validade de seu trabalho e a necessidade de introduzir rupturas nas teorias clássicas. Em 1916, Robert Andrews Millikan (1868-1953), conhecido pelo experimento que determinou a carga elementar, publicou um trabalho acurado sobre o efeito fotoelétrico e a solução apresentada por Einstein reconhecendo: *Eu trabalhei 10 anos de minha vida testando a equação de Einstein de 1905 e contrário a todas as minhas expectativas, eu fui compelido em 1915 a assegurar sua verificação experimental, a despeito de sua não razoabilidade desde que ela parece violar tudo que eu sabia acerca da interferência da luz.* Em 1921, Einstein recebeu o prêmio Nobel de Física pelas suas contribuições à Física Teórica, em particular por seu trabalho sobre o efeito fotoelétrico.

Assim, o trabalho de Hertz, que veio a confirmar o modelo teórico de Maxwell, ao mesmo tempo apresentava questões que viriam a mostrar as limitações desse modelo. A dualidade onda-partícula da luz estava presente no trabalho de Hertz.

A questão da dualidade onda-partícula só veio a ser satisfatoriamente descrita com o surgimento da Mecânica Quântica a partir de 1925.

## 2.2. O Efeito Fotoelétrico

O efeito fotoelétrico consiste, basicamente, na emissão de elétrons induzida pela ação da luz. Para se observar este efeito de forma simples, pode-se utilizar uma lâmina de zinco ligada a um eletroscópio de folhas, como na Figura 1.

Inicialmente mede-se a velocidade de descarga do eletroscópio, com a lâmina carregada positiva e negativamente. A lâmina é então iluminada com a luz de uma lâmpada de arco voltaico, que tem boa quantidade de radiação ultravioleta. Dois efeitos podem ser observados:

- se a lâmina de zinco está carregada positivamente a velocidade de descarga do eletroscópio não se modifica;

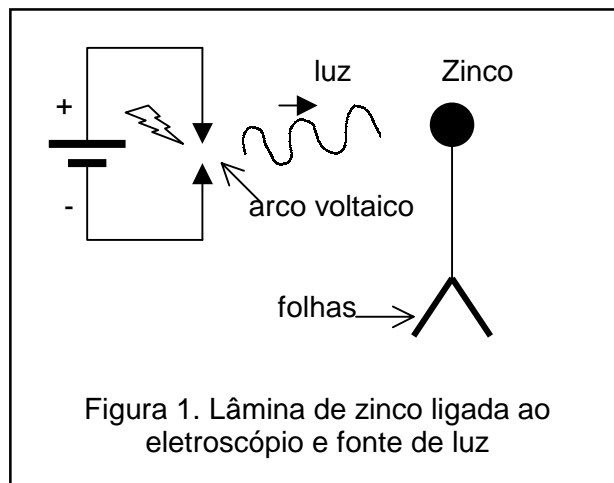


Figura 1. Lâmina de zinco ligada ao eletroscópio e fonte de luz

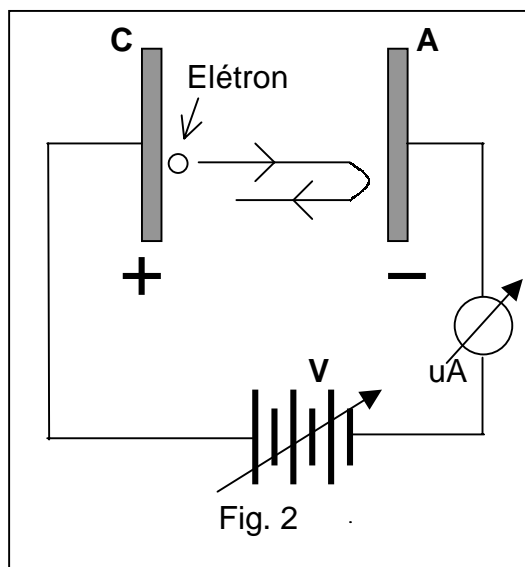
- b) no entanto, se a lâmina estiver carregada negativamente, o eletroscópio se descarrega (as folhas se aproximam) com grande rapidez.

Os dois resultados são consistentes com a interpretação de que a luz provoca a emissão de elétrons quando interage com a lâmina. Se a lâmina está carregada negativamente, os elétrons são removidos e o eletroscópio se descarrega. Se está carregada positivamente, os elétrons eventualmente emitidos sob a ação da luz são atraídos e voltam à lâmina e, conseqüentemente, o tempo de descarga do eletroscópio não varia.

Quando se utiliza luz de outros comprimentos de onda, vermelho, por exemplo, não se observa nenhuma modificação na descarga do eletroscópio, independente da intensidade do feixe de luz. Isto é observado também quando se coloca um filtro de vidro transparente na trajetória do feixe luminoso. Como é conhecido, o vidro é um excelente filtro ultravioleta. Pode-se concluir, então, que é a parte do espectro luminoso de alta freqüência que provoca o fenômeno do efeito fotoelétrico.

A dependência com a freqüência, apesar de parecer simples, não pode ser explicada com base na teoria ondulatória da luz. Não se compreende por que as ondas de luz de pequena freqüência não provocam a emissão de elétrons mesmo nos casos em que a amplitude da onda (a intensidade do campo elétrico) é grande.

A Figura 2 mostra o desenho esquemático de um aparelho básico para a realização de experimentos de investigação do efeito fotoelétrico. Luz ultravioleta incide sobre a superfície metálica **C**, provocando a emissão de elétrons da placa. Se alguns desses elétrons atingirem a placa **A**, haverá corrente no circuito. Note que, se a placa **C** está sob potencial positivo, o campo elétrico na região entre as placas será tal que o elétron será desacelerado, perdendo energia cinética ao longo do percurso entre as placas.



Os experimentos realizados por Lenard mostram que o número de elétrons que atingem a placa **A** diminui à medida que o potencial **V** entre as placas (**C+ A-**) cresce, indicando que somente os elétrons que tenham energia cinética iniciais ( $m v^2 / 2$ ) maiores que  $|eV|$  podem atingir a placa **A**. Existe um potencial de frenagem  $V_0$  para o qual nenhum elétron chega a placa **A**, ou seja,

$$\left( \frac{1}{2} m v^2 \right)_{\max.} = eV_0.$$

Por outro lado, se invertemos o potencial **V** entre as placas (**A+ C-**), desde que os elétrons emitidos transitam, agora acelerados, todos os elétrons que se

despreendem da placa **C** atingem a placa **A**. Deste modo, a corrente **I** não depende, neste caso, do potencial **V** elevado entre as placas.

O potencial de frenagem  $V_0$  depende da frequência mas não depende da intensidade da luz incidente, o que pode ser visto nas Figuras 4 e 5. A corrente **I** no circuito, que mede o número de elétrons que atinge a placa **A**, é diretamente proporcional à intensidade incidente.

O resultado experimental obtido, revelando a independência de  $V_0$  em relação à intensidade da luz incidente é surpreendente no modelo ondulatório.

Na visão ondulatória clássica, o aumento da taxa de energia luminosa incidente sobre a placa **C** deveria aumentar a energia absorvida pelos elétrons e conseqüentemente aumentar a energia cinética máxima dos elétrons emitidos. O experimento demonstrava que não era isso que acontecia.

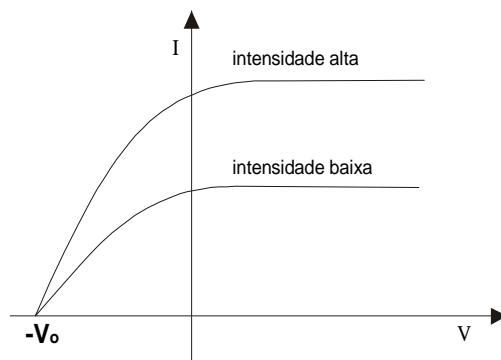


Figura 4 – Gráfico  $I$  versus  $V$ . O potencial é positivo quando **A** é positivo com relação a **C**.

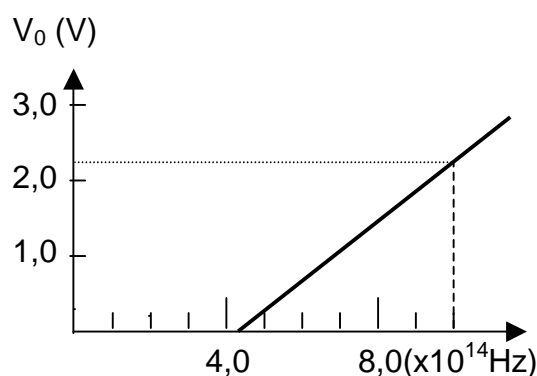


Figura 5. Gráfico  $V_0$  versus frequência

A figura 5 mostra o gráfico do potencial de frenagem para o sódio em função da frequência. Por exemplo, para uma frequência de  $10^{15}$  Hz obtém-se  $V_0 = 2,2$  V. Assim, desconsiderando-se a energia necessária para o elétron se desprender da superfície, foi cedida ao mesmo, pela radiação, uma energia igual a 2,2 eV. Levando em conta o modelo ondulatório, um feixe de intensidade igual a  $10^{-10}$  W / m<sup>2</sup>, de frequência  $10^{15}$  Hz, incidindo em um átomo de sódio de raio aproximadamente  $10^{-10}$  m, é capaz de transferir ao átomo (ou a um de seus elétrons), em 1 segundo, uma energia igual a

$$\pi (10^{-10} \text{ m})^2 (10^{-10} \text{ W / m}^2) \approx \pi 10^{-30} \text{ joules} \approx 2 \cdot 10^{-11} \text{ eV},$$

e, para completar a energia cinética adquirida pelo elétron é necessário um tempo aproximado de  $10^{11}$  segundos, ou, cerca de 4.000 anos. Considerando uma proposta feita por Rayleigh esse tempo se reduz para cerca de 5 horas. Entretanto, é verificado experimentalmente, para as condições descritas, que o tempo para a emissão de um elétron é muito pequeno, ocorrendo emissão logo após a incidência da radiação. Este fato indica a impropriedade da teoria ondulatória para explicar o fenômeno.

**Em 1905, Einstein demonstrou que o resultado experimental poderia ser explicado se a energia luminosa não fosse distribuída continuamente no espaço, mas fosse quantizada, como pequenos pulsos, cada qual denominado de fóton. A energia de cada fóton é  $h\nu$ , onde  $\nu$  é a frequência e  $h$  a constante de Planck.**

**Um elétron ejetado de uma superfície metálica exposta a luz, recebe a energia necessária de um único foton. Quando a intensidade da luz, de uma certa frequência, for aumentada, maior será o número de fótons que atingirão a superfície por unidade de tempo, porém a energia absorvida por um elétron ficará imutável.**

Um elétron, dentro de um metal, está sujeito a uma forte energia potencial das partículas vizinhas e também da própria superfície. Essa energia potencial, que chamaremos de  $\phi$ , necessita ser vencida para que a emissão ocorra. Assim, o elétron, ao receber a energia do fóton terá uma energia cinética igual a

$$m v^2 / 2 = h \nu - \phi$$

Se o elétron está na superfície a relação torna-se

$$eV_0 = (m v^2 / 2)_{\text{máxima}} = h \nu - \phi_0$$

onde  $\phi_0$  é chamada função trabalho e representa a quantidade de trabalho necessário para retirar a elétron da superfície. Esta equação foi a solução proposta por Einstein, em seu trabalho de 1905, para o efeito fotoelétrico.

Pode-se, ainda, definir a frequência de corte, ou seja, o valor limite da frequência para o qual ainda existe emissão. Isto é calculado considerando tal que a energia cinética máxima seja muito próxima de zero. Nesta situação, temos

$$\nu_0 = \phi_0 / h$$

onde  $\nu_0$  é a frequência de corte.

Dessa maneira, podemos ainda escrever,

$$eV_0 = h ( \nu - \nu_0 )$$

e o potencial de frenagem  $V_0$  tem dependência linear com a frequência, e que concorda com os dados experimentais obtidos por Millikan em 1916. Desses resultados, Millikan pôde encontrar, calculando a inclinação da reta para vários materiais, o valor da constante de Planck,  $h$ , e verificar a concordância com valores anteriormente encontrados.

## TEORIA DA MEDIDA

O modelo simples de fotoemissão de metais cumpre a equação de Einstein

$$(m v^2 / 2)_{\text{máxima}} = eV_0 = h \nu - \phi_0$$

Quando iluminamos o cátodo da célula fotoelétrica com a luz monocromática de  $h\nu > \phi_0$ , os elétrons emitidos carregam a energia cinética, que varia entre o valor zero e o valor  $h\nu - \phi_0$ . Essa energia causa uma fotocorrente entre o cátodo e o ânodo até mesmo sem diferença de potencial entre eles. Além disso, os elétrons podem superar a barreira de potencial com o ânodo negativo com relação ao cátodo e constituem uma corrente convencional na direção oposta. Aumentando a d.d.p. inversa (ânodo negativo em relação ao cátodo) podemos suprimir a fotocorrente com uma certa d.d.p.  $V_0$ . Nesta situação a energia cinética máxima é exatamente gasta para vencer a barreira de potencial. Variando-se o comprimento de onda da iluminação podemos obter uma dependência de  $V_0$  com  $1/\lambda$ , que deve ser linear

$$V_0 = hc / e\lambda - \phi_0 / e$$

A partir do gráfico ( $V_0 \times 1/\lambda$ ) determinamos  $\phi_0$  da interseção da reta com o eixo  $1/\lambda$  e a constante de Planck é dada pela inclinação da reta.

A teoria que desenvolvemos baseia-se no fato de que apenas o cátodo é iluminado pela fonte de luz. Na fotocélula usada no experimento, o ânodo também recebe luz, direta ou refletida no próprio cátodo de modo que o ânodo também emite elétrons. A fotocorrente produzida pelo ânodo é menor que a fotocorrente produzida pelo cátodo. Ela pode ser medida na situação em que o ânodo é colocado em um potencial negativo com relação ao cátodo, aumentando-se esse potencial reverso além do ponto em que a corrente é anulada, até que a corrente inversa chegue a uma situação de saturação.

Como consequência da existência da corrente do ânodo, o Potencial de parada  $V_0'$ , obtido ao anular a corrente, não é o potencial que anula a fotocorrente do cátodo, ele anula a corrente resultante. O potencial de parada da fotocorrente do cátodo, o verdadeiro  $V_0$  pode ser determinado a partir da extrapolação do trecho linear da corrente no gráfico I versus V conforme a figura 6.

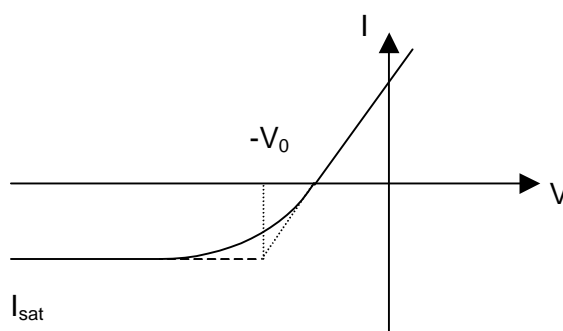


Fig. 6

**MEDIDAS:****Material:**

1. Fonte de luz;
2. Filtros de interferência;
3. Multímetros digitais;
4. Fonte de tensão variável;
5. Chave inversora.

Selecione os comprimentos de onda que vão incidir na célula, através de filtros que devem ser postos num suporte adequado em frente à lâmpada halógena (devem ser utilizados todos os filtros disponíveis na bancada).

Inicialmente, observe a produção da fotocorrente sem aplicação de diferença de potencial externa utilizando luz branca com baixa intensidade .

Em seguida, para cada comprimento de onda que vai incidir na célula, utilizando os filtros de  $4047\text{Å}$ ,  $4358\text{Å}$ ,  $5461\text{Å}$  e  $5780\text{Å}$  aplique um campo elétrico entre o catodo e o anodo, catodo negativo com relação ao anodo, (com intensidade suficiente para a fotocorrente não ultrapassar  $5\mu\text{A}$ ) de maneira a favorecer a fotocorrente. Uma d.d.p. em torno de 2,0 volts deverá ser suficiente. Aos poucos diminua esse valor até zerar a tensão aplicada entre o cátodo e o ânodo anotando os valores de tensão e corrente. Inverta então o campo elétrico aplicado e aumente sua intensidade até obter valores negativos para a fotocorrente. Continue a aumentar o valor absoluto da tensão até obter a saturação da fotocorrente inversa anotando sempre os valores de tensão e corrente.

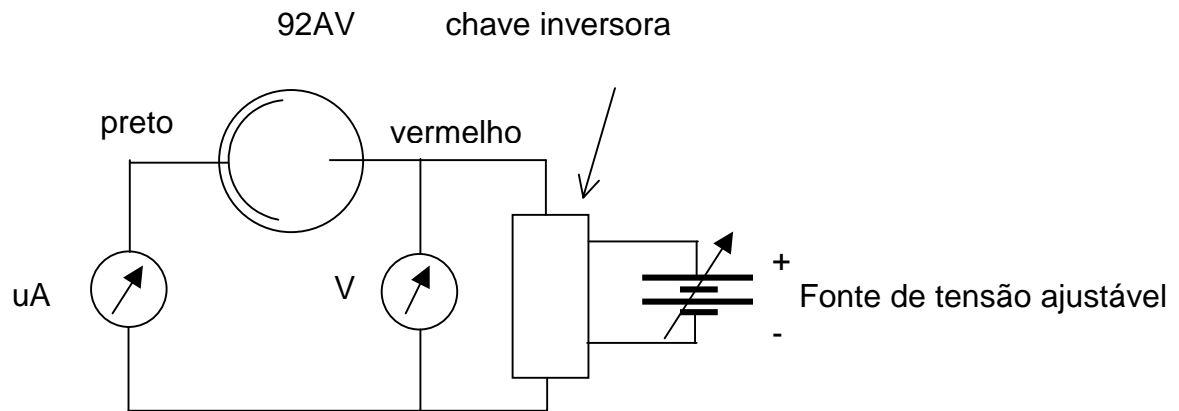
Determine graficamente a d.d.p. de parada,  $V_0$ , como explicado anteriormente.

Faça um gráfico de  $V_0$  em função de  $1/\lambda$  e determine os valores de  $h$  e  $\phi$  como indicado na sessão anterior.

Infelizmente, a fotoemissão do catodo da válvula 92AV não corresponde ao modelo simples de Einstein. Devido a estrutura complicada da camada fotoemissora, a função trabalho não é univocamente definida. Esse fato causa um erro relativamente grande no valor de  $h$  encontrado. Entretanto se pode verificar a dependência linear de  $V_0$  sobre  $1/\lambda$  e a ordem de grandeza certa de  $h$ .



Diagrama elétrico:



Bibliografia:

1. *Optics* – Eugene Hetch – 2<sup>a</sup> Edição, Addison-Wesley.
2. *FÍSICA*- D. Halliday e R. Resnick 4<sup>a</sup> Edição, LTC Editôra.
3. Berkley Physics Laboratory, Parts C and D. Experiment C-5.
4. Experiments in Modern Physics – A. Melissinos .