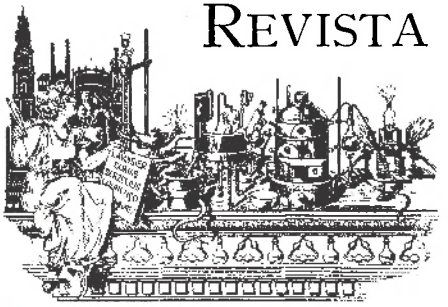

REVISTA DE QUÍMICA PURA E APLICADA

III SÉRIE — XV ANO — 1940
(VOL. XXX DA COLECÇÃO)

Contribuïção para o estudo da materialização da energia [1]

POR

A. Marques da Silva

Doutor em Ciências pela Universidade de Paris,
assistente de Física da Universidade de Lisboa.

INTRODUÇÃO

Em 1933 Anderson (1) descobriu experimentalmente a existência, na radiação cósmica, duma partícula nova, cuja carga era positiva e cuja massa era da mesma ordem da do electrão. A esta partícula deu-se o nome de electrão positivo ou positão. Imediatamente após a sua descoberta, Chadwick, Blackett e Occhialini (2) mostraram que se podem produzir electrões positivos pelo bombardeamento do chumbo com a radiação complexa, constituída por neutrões e fotões duma origem de polónio mais berílio.

Irene Curie e F. Foliot (3) mostraram que esta produção era devida à acção dos raios gama produzidos na transmutação do berílio pelos raios alfa do polónio e não à dos neutrões provenientes desta transmutação. Êstes autores admitiram, para explicar esta produção de electrões positivos, a hipótese de

[1] Êste trabalho foi apresentado pelo autor como tése de doutoramento em Ciências na Universidade de Paris e foi publicado em Annales de Physique. *11* (1939) p. 504-547.

que um fotão pode desaparecer por interacção com um núcleo de átomo dando origem a um par de electrões de sinais contrários. Êste fenómeno recebeu, sob a proposta de M^me^ P. Curie, o nome de *materialização do fotão.*

Vários autores estudaram em seguida o fenómeno da materialização dos fotões, quer sob o ponto de vista teórico, quer sob o ponto de vista experimental. O primeiro estudo teórico dêste fenómeno foi feito por Oppenheimer e Plesset (4) que deduziram a expressão da secção eficaz em função do número atómico do núcleo que toma parte no fenómeno e da energia do fotão. Êstes autores encararam também, pela primeira vez, a possibilidade de materialização da energia cinética duma partícula material electrizada. O primeiro estudo teórico da materialização da energia cinética dum electrão foi devido a Furry e Carlson (5) que calcularam a respectiva secção eficaz.

A existência experimental dêste último fenómeno foi assinalada pela primeira vez por Skobeltzyn (6). Êste autor publicou um par de fotografias estereoscópicas obtidas com um aparelho Wilson em que se vê a materialização, no próprio gás da câmara, dum raio beta de Th C″.

Mais tarde, Skobeltzyn e Stepanowa (7) estudaram, pela primeira vez, duma maneira sistemática, pelo método de Wilson, êste fenómeno e obtiveram resultados que não concordam com as previsões teóricas. A secção eficaz achada foi algumas dezenas de vezes maior que a de materialização dos fotões da mesma energia, contràriamente ao que é previsto pela teoria.

Alichanian, Alichanow e Kosodaew (8) pelo método de focalização e Benedetti (9) pelo método da trochoide, pelo contrário, não conseguiram pôr em evidência a existência dêste fenómeno.

Foi então que a conselho do Prof. F. Joliot empreendemos uma série de experiências com o fim de esclarecer esta questão. Os resultados obtidos estão em bom acôrdo com os de Skobeltzyn e Stepanowa. Depois da publicação dos nossos primeiros resultados, êles têm sido confirmados por vários autores utilizando métodos diferentes.

Nêste trabalho o primeiro capítulo é reservado à exposição, tão sumária quanto possível, dos resultados teóricos mais impor-

tantes sôbre a materialização dos fotões e da energia cinética das partículas electrizadas.

No segundo capítulo descrevem-se em detalhe as experiências que realizamos sôbre a materialização da energia cinética dos raios beta do Ra C.

O terceiro capítulo é reservado à discussão das diferentes experiências que foram realizadas até hoje sôbre a materialização da energia cinética dos raios beta.

No quarto capítulo resumem-se as conclusões que resultam das experiências e das discussões anteriormente expostas e procura-se mostrar que os resultados teóricos não parecem poder considerar-se definitivos.

Finalmente um quinto capítulo é consagrado à materialização dum fotão no campo dum electrão, fenómeno que havia sido previsto em 1933 por F. Perrin (11) e que nós pudemos observar, pela primeira vez, no decurso das nossas experiências (22).

Êste trabalho foi realizado no Laboratório Curie do Instituto do Radio de Paris e foi subsidiado pelo Instituto para a Alta Cultura.

CAPÍTULO I

Considerações gerais sôbre a materialização dos fotões e a materialização da energia cinética das partículas materiais carregadas

1—**Materialização dum fotão.**— Um fotão de grande energia pode materializar-se por interacção com um núcleo atómico. Êste fenómeno traduz-se pelo desaparecimento do fotão e o aparecimento simultâneo de dois electrões de sinais contrários; a creação da massa dêstes dois electrões exige uma energia de 1,024 MeV. Apenas os fotões cuja energia é igual ou superior a êste valor limite podem, portanto, materializar-se. Se a energia do fotão é superior a êste valor mínimo, o excesso de energia aparece sob a forma de energia cinética das duas partículas criadas e do núcleo na vizinhança do qual teve lugar o fenómeno. O cálculo mostra fàcilmente que, para que haja simultâneamente conservação da energia e da impulsão, a quantidade de energia comunicada ao núcleo

é extremamente fraca e pode desprezar-se no balanço energético do fenómeno de modo que se pode dizer que somando as energias cinéticas dos dois electrões criados e a energia de materialização (1,024 MeV) se obtém a energia do fotão.

Pelo contrário, a quantidade de movimento comunicada ao núcleo é muito importante e pode vêr-se, muito fàcilmente também, que seria impossível satisfazer simultàneamente às duas leis de conservação sem a presença dum núcleo material; a materialização dum fotão não pode, portanto, ter lugar no vácuo.

F. Perrin (11) encarou a possibilidade de materialização dum fotão por interacção com um electrão. Neste caso a conservação da impulsão exige que o electrão preexistente tome também uma energia cinética importante. Daqui resulta que o valor mínimo da energia do fotão para a qual êste fenómeno pode ter lugar é de 2,048 MeV. Posto que ela tenha sido prevista desde 1933 a materialização dum fotão no campo dum electrão não tinha nunca sido observada. No decurso dêste trabalho nós conseguimos fotografar pela primeira vez um tal fenómeno. Ocupar-nos-hemos dêle em detalhe no último capítulo.

2 — Observação experimental da materialização dum fotão.— O fenómeno da materialização dum fotão pode ser observado numa câmara de Wilson se êle tiver lugar no gás que enche a câmara ou num alvo delgado colocado no interior. No caso em que a materialização do fotão tem lugar por interacção com um núcleo observa-se a partir dum ponto uma forquilha dupla constituída por um electrão positivo e um electrão negativo. Se na câmara reina um campo magnético uniforme estas duas trajectórias são circulares e curvadas em sentidos contrários.

O núcleo de recuo não é observável em virtude da sua fraca energia.

3 — Interpretação da materialização dos fotões segundo a teoria do electrão de Dirac.— A interpretação dêste fenómeno do ponto de vista da teoria de Dirac é imediata. Sabe-se com efeito (12), que a equação de onda do electrão de Dirac admite duas espécies de soluções: uma solução constituída por uma onda de energia positiva, correspondendo aos electrões realmente observados, e uma outra, constituida por uma onda de energia negativa. Os electrões descritos por esta última onda teriam uma energia total

negativa e propriedades absolutamente extranhas e que nunca foram observadas; colocado num campo eléctrico $\vec{E}$, um tal electrão tomaria uma aceleração de sentido contrário à força $-e\vec{E}$ que actua sôbre êle; perdendo energia a sua velocidade aumentaria; a sua velocidado seria de sentido contrário à sua quantidade de movimento, etc.

Êste facto constituíu, a princípio, uma grande dificuldade para a teoria de Dirac e procurou-se suprimir êstes estados de energia negativa. Contudo isso não se apresentava fácil por duas razões principais: em primeiro lugar o sistema de funções constituído apenas pelas ondas de energia positiva não forma um sistema completo; em seguida, Fermi mostrou que o electrão de Dirac não poderia difundir a luz se não fôsse susceptível de estados de energia negativa. Como não se podem explicar os fenómenos de difusão pelos corpos materiais sem admitir que os electrões difundem a luz, êste facto constituía uma séria dificuldade para a supressão dos estados de energia negativa.

Dirac procurou então interpretar êstes estados de energia negativa. Esta interpretação deparou de princípio com grandes dificuldades e foi só após a descoberta do electrão positivo que se poude dar uma interpretação, mais ou menos satisfatória, de tais estados.

Segundo Dirac êstes estados existem realmente mas estão todos ocupados e os electrões correspondentes são inobserváveis.

Quando sob uma acção exterior qualquer, um dêstes electrões passa a um estado de energia positiva êle torna-se observável e comporta-se como um electrão ordinário; o buraco deixado por esta transição na distribuição de electrões em estado de energia negativa comportar-se-há como uma partícula da mesma massa do electrão mas tendo uma carga de sinal contrário. Será, portanto, um electrão positivo.

O fenómeno da materialização de um fotão explica-se muito bem dêste ponto de vista. Um electrão em repouso num estado de energia negativa terá uma energia de $-m_0 c^2$, sendo m_0 a massa em repouso do electrão e c a velocidade da luz no vácuo. O valor mínimo da energia para um estado de energia positiva é $+m_0 c^2$. Para fazer passar um electrão dum estado de energia

negativa a um estado de energia positiva é preciso, portanto, comunicar-lhe uma energia mínima de $2\ m_0 c^2$, ou seja cêrca de 1,024 MeV. Se um fotão duma energia igual ou superior a êste valor vem chocar um electrão em repouso num estado de energia negativa pode ser absorvido e o electrão passando a um estado de energia positiva torna-se observável; ao mesmo tempo o buraco deixado na distribuição uniforme de electrões em estado de energia negativa manifesta-se-nos como um electrão positivo. Esta imagem corresponde bem ao fenómeno precedentemente descrito.

Simplesmente é necessário que na vizinhança do electrão que está no estado de energia negativa exista uma partícula material (núcleo ou electrão) que tome o excesso de quantidade de movimento, sem o que a transição seria impossível porque não poderia satisfazer simultâneamente às duas leis de conservação da energia e da impulsão, como dissemos anteriormente.

4—Cálculo teórico da secção eficaz para a materialização de um fotão.— Quando um fenómeno resulta da interacção de duas partículas avalia-se geralmente a probabilidade da sua produção pelo que se chama a *secção eficaz* para êsse fenómeno.

Suponhamos então que um feixe de fotões atravessa a matéria. O número Δn de fotões que se materializará será proporcional ao número n de fotões incidentes é à espessura Δx de matéria atravessada e pode-se então escrever

$$\Delta n = \mu n \Delta x;$$

a constante de proporcionalidade μ tem por dimensões o inverso dum comprimento e chama-se coeficiente de absorpção por materialização da matéria atravessada.

Se referirmos êste coeficiente a um átomo obtém-se a secção eficaz que se pode definir do seguinte modo. Seja l a espessura de matéria atravessada por um fotão para obter em média uma materialização. A secção eficaz é a secção recta que deve ter um cilindro de altura l para que contenha em média um átomo.

A imagem dada pela teoria de Dirac do mecanismo da materialização do fotão permite deduzir teòricamente uma expressão da secção eficaz dêste fenómeno em função do número atómico do núcleo que toma parte no fenómeno e da energia do fotão que o

produz. Trata-se de calcular a probabilidade de transição do electrão do estado de energia negativa para um estado de energia positiva por interacção com o campo de radiação do fotão. Êste cálculo é bastante análogo ao cálculo da probabilidade de perda de energia dum electrão por radiação, sob a acção do campo de um núcleo. A materialização dum fotão seria o inverso dum tal fenómeno em que o estado final do electrão tivesse uma energia negativa.

Bethe e Heitler (13) puderam desenvolver completamente os cálculos e obter fórmulas dando a secção eficaz diferencial para a criação dum par de electrões, o positão tendo uma energia total compreendida entre E_+ e $E_+ - dE$ e o negatão uma energia total compreendida entre E_- e $E_- + dE$, por um fotão de energia $h\nu = E_+ + E_-$, e isto para todos os valores da energia $h\nu$. Para as grandes energias do fotão o cálculo é mais complicado porque o campo do núcleo deixa de ser coulombiano visto a materialização poder ter lugar a distâncias suficientemente grandes do núcleo para que o efeito de alvo dos electrões periféricos se manifeste.

Pode-se integrar analìticamente as fórmulas dando esta secção eficaz diferencial em dois casos apenas e obter então fórmulas dando a secção eficaz integral. Obtém-se para esta secção eficaz:

$$\Phi = r_0^2 \, \frac{Z^2}{137} \left(\frac{28}{9} \log \frac{2 h \nu}{m_0 c^2} - \frac{218}{27} \right)$$

para $m_0 c^2 \ll h \nu \ll 137 \, m_0 c^2 Z^{-\frac{1}{3}}$ (efeito de alvo desprezível)

$$\Phi = r_0^2 \, \frac{Z^2}{137} \left[\frac{28}{9} \log \left(183 \, Z^{-\frac{1}{3}} \right) - \frac{2}{27} \right]$$

para $h \nu \gg 137 \, m_0 c^2 Z^{-\frac{1}{3}}$ (efeito de alvo completo)

em que r_0 representa o raio do electrão e Z o número atómico do elemento cujo núcleo toma parte no fenómeno.

Para todos os outros valores de $h\nu$ pode-se fazer a integração numérica e obter, para cada valor de Z uma curva dando a variação da secção eficaz com a energia do fotão.

Vê-se que a energia do fotão cresce proporcionalmente ao qua-

drado do número atómico; ela aumenta tambem com a energia do fotão, a princípio lentamente, em seguida ràpidamente e tende enfim para um valor assintótico. Da curva que exprime Φ em função de $h\nu$ pode-se fàcilmente calcular o valor da secção eficaz de materialização para fotões de diferentes origens. Acha-se:

ELEMENTO	CHUMBO			Al
Origem.	Ra	Th C''	Po+Be	Po+Be
Energia (em Me V) . . .	1 — 2,2	2,65	5 — 6	5 — 6
Secção eficaz (10^{-24} cm^2) .	0,46	2,32	7,74	0,19

5 —Verificações experimentais.— Os resultados teóricos precedentemente expostos foram submetidos a verificações experimentais por diversos autores. Êles mostraram-se em muito bom acôrdo com a experiência tanto no que diz respeito ao valor da secção eficaz como à sua variação com o número atómico do elemento servindo de suporte e com a energia do fotão que sofre a materialização.

6 — Materialização da energia cinética duma partícula material electrizada.— Um fenómeno absolutamente análogo à materialização dum fotão pode ter lugar com uma partícula material electrizada, de grande energia cinética. Esta partícula pode, por interacção com um núcleo, perder uma certa quantidade da sua energia cinética, que será materializada dando origem a um par de electrões de sinais contrários. Para que isto seja possível é necessário, evidentemente, que a energia cinética da partícula inicial seja no mínimo de $2\ m_0 c^2$, ou seja cêrca de 1,024 MeV, energia correspondente à massa própria das partículas criadas. Como no caso da materialização do fotão a presença do núcleo é indispensável para que possa haver ao mesmo tempo conservação da energia e da quantidade de movimento. A impulsão tomada pelo núcleo é importante mas a energia é muito fraca de forma que se pode desprezá-la no balanço energético do fenómeno. Se se somarem as energias cinéticas das três partículas existentes depois da materia-

lização mais 1,024 MeV necessários para a criação dos dois electrões provenientes da materialização deve obter-se a energia cinética da partícula incidente.

7 — **Observação experimental do fenómeno.**— Um tal fenómeno pode ser observado numa câmara de Wilson quando tem origem quer no próprio gás da câmara quer num alvo delgado colocado no interior desta câmara. Em todas as experiências a partícula inicial era um raio beta. O fenómeno devia apresentar-se então da seguinte forma: a trajectória de um raio beta num certo ponto dividir-se-ia em três ramos, dois correspondentes a uma carga negativa e um correspondente a uma carga positiva. Se na câmara reina um campo magnético uniforme, todas estas trajectórias serão circulares e o sentido da curvatura indicará imediatamente o sinal da carga.

Nunca se obteve, que saibamos, clichés correspondendo ao aspecto que acabamos de descrever; tem-se apenas observado a subdivisão da trajectória inicial em duas trajectórias correspondentes a electrões de sinais contrários. Este facto explica-se se se admitir que a energia final da partícula incidente é nula.

O balanço energético do fenómeno é bastante difícil de estabelecer visto que os raios de curvatura da trajectória inicial e das trajectórias resultantes são duma ordem de grandeza muito diferente em virtude da grande perda de energia cinética sofrida pela partícula inicial. Isso faz com que se se escolher para o campo magnético um valor conveniente para que o raio da trajectória inicial se possa medir com precisão êle será demasiadamente forte para permitir uma medida precisa dos outros raios de curvatura, e inversamente. Só uma vez se poude estabelecer o balanço energético e obteve-se um bom acôrdo com a teoria.

8 — **Interpretação da materialização da energia cinética de uma partícula material segundo a teoria de Dirac.**— Esta interpretação é extremamente fácil e absolutamente análoga à da materialização dum fotão que desenvolvemos no parágrafo 3. Trata-se da mesma maneira da transição dum electrão dum estado de energia negativa em que êle é inobservável para um estado de energia positiva em que êle se torna observável como um electrão ordinário, enquanto o buraco deixado na distribuição uniforme de electrões em estado de energia negativa se nos manifesta como um

electrão positivo. A diferença consiste, portanto, em que a energia necessária para uma tal transição é recebida de uma partícula material em vez de o ser de um quanto $h\nu$ e também em que a partícula que choca com o electrão em estado de energia negativa não desaparece; ela pode perder tôda a sua energia cinética e ficar em repouso o que impedirá a sua observação depois do fenómene, mas, no entanto, subsistirá sempre.

Isto constitue de resto uma diferença essencial entre os fotões e as partículas materiais, estas últimas não se podendo aniquilar senão por pares, ao passo que um fotão se pode aniquilar sem a presença dum outro fotão, como acontece, além do caso da materialização, no efeito foto-eléctrico. Foi êste facto que sugeriu a Louis de Broglie (14) a ideia que o fotão é uma partícula complexa, constituída por dois semi-fotões, ideia que está na base da sua nova teoria do fotão.

9 — Cálculo teórico da secção eficaz para a materialização da energia cinética duma partícula material electrizada.— Segundo a imagem fornecida pela teoria de Dirac para êste fenómeno pode-se calcular teòricamente a secção eficaz que lhe corresponde em função do número atómico do núcleo na visinhança do qual êle tem origem e da energia cinética da partícula incidente. Trata-se, como no caso da materialização dum fotão, de avaliar a probabilidade de transição dum electrão de um estado de energia negativa a um estado de energia positiva por interacção com a partícula e o núcleo considerados. Simplesmente agora é-se obrigado, para o tratar teòricamente, a decompor o fenómeno em *étapes* e encararam-se duas decomposições diferentes a cada uma das quais corresponde uma marcha particular dos cálculos que conduz a resultados completamente diferentes.

Pode supor-se que o electrão no estado de energia negativa interactua com uma das partículas que se chocam (partícula incidente ou núcleo) e passa imediatamente ao estado final de energia positiva, enquanto que a partícula considerada fica num estado intermédio. Em seguida esta partícula entra em interacção com a segunda partícula e ambas passam então ao seu estado final. Mas pode também encarar-se diferentemente a decomposição da transição total do estado inicial ao estado final da três partículas. Pode-se supor que o electrão em estado de energia negativa interactua com

uma das partículas que se chocam, esta partícula passa imediatamente ao seu estado final enquanto que o electrão fica num estado intermediário. Em seguida o electrão vai reagir com a outra partícula chocante e ambos passam ao seu estado final.

É fácil de mostrar que o primeiro processo é preponderante no caso em que a energia cinética da partícula que vem chocar o núcleo é pequena em relação à sua energia própria enquanto que o segundo predomina quando a energia cinética é grande comparada com a energia própria.

O primeiro processo foi submetido ao cálculo por Heitler e Nordheim (15) que obtiveram para a secção eficaz a expressão:

$$Q \sim \left(\frac{1}{137}\right)^2 \left(\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)^2 \frac{m_0^2 c^2}{M_1 T_1} Z_1^4 Z_2^2 \left(1 - \frac{M_1 Z_2}{M_2 Z_1}\right)^2$$

em que M_1, T_1 e Z_1 representam respectivamente a massa, a energia cinètica e o número atómico da partícula cuja energia cinética se materializa e M_2 e Z_2 a massa e o número atómico do nucleo servindo de suporte e que se supõe em repouso. Como se vê, esta secção eficaz diminue quando a energia cinética da partícula incidente cresce, o que pode parecer extranho. Isso resulta do facto de que o primeiro processo de transição descrito perde importância para as grandes energias cinéticas e que a fórmula anterior não entra em linha de conta senão com êsse.

Para um protão de energia cinética igual a 1 MeV e para um núcleo de chumbo a secção eficaz dada pela fórmula anterior é $Q \sim 2{,}8 \times 10^{-30}$ cm^2. Para um electrão da mesma energia e também para o chumbo ela seria da ordem de 10^{-26} cm^2 Vê-se portanto que a produção de pares de electrões por partículas de fraca energia cinética devia ser despresível e pràticamente inobservável.

Para a creação de pares por partículas de grande energia cinética é o segundo processo encarado que se torna preponderante. Êle foi submetido ao cálculo por Bhaba (16) que obteve para a secção eficaz as expressões seguintes:

$$Q = \frac{28}{27\pi} \left(\frac{Z_1 Z_2}{137}\right)^2 \left(\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)^3 \log^3 \frac{k}{\gamma}$$

para as energias $E+$ e $E-$ dos dois electrões creados compreendidos entre os limites $m_0 c^2 \ll E-, E+ \ll \frac{m_0 c^2}{\gamma}$;

$$Q = \frac{28}{27\pi}\left(\frac{Z_1 Z_2}{137}\right)^2\left(\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)^2 \log\frac{2k}{\gamma} \text{ para } E+, E- \gg \frac{m_0 c^2}{\gamma}$$

em que $\gamma = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, sendo v a velocidade da partícula incidente e k um número da ordem de 1.

Nestas fórmulas não se entrou em linha de conta com o efeito de alvo dos electrões periféricos do átomo. Este efeito não tem importância senão quando a partícula inicial tem uma energia cinética muito grande. Se se introduzir nos cálculos esta influência acha-se então:

$$Q = \frac{28}{27\pi}\left(\frac{Z_1 Z_2}{137}\right)^2\left(\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)^2 \log(k \times 2 \times 137 \times Z_2^{-\frac{1}{3}})\left\{3\log\frac{k'}{\gamma} \times \right.$$
$$\left. \times \log\frac{k''}{2 \times 137 \times Z_2^{-\frac{1}{3}}\gamma} + \log^2(k \times 2 \times 137\, Z_2^{-\frac{1}{3}})\right\}$$

para $$\frac{1}{\gamma} < 2 \times 137 \times Z^{-\frac{1}{3}}$$

$$Q \sim \frac{1}{3\pi}\left(\frac{Z_1 Z_2}{137}\right)^2\left(\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)^2 \log(k \times 2 \times 137\, Z^{-\frac{1}{3}})$$

para $$\frac{1}{\gamma} > 2 \times 137 \times Z^{-\frac{1}{3}} \quad ;$$

em que k, k' e k'', são números diferentes mas todos da ordem de 1.

É interessante comparar a secção eficaz Q para a materialização da energia cinética dum electrão e a secção eficaz $Q\gamma$ para a materialização dum fotão da mesma energia. Acha-se aproximadamente:

$$\frac{Q}{Q\gamma} \sim \frac{1}{3\pi} \times \frac{1}{137}\, Y$$

em que

$$Y = \begin{cases} \log^2 \frac{1}{\gamma} & \text{para} \quad \frac{1}{\gamma} < 2 \times 137 \times Z_2^{-\frac{1}{3}} \\ 3 \log \frac{1}{\gamma} \log \frac{1}{2 \times 137 \times Z_2^{-\frac{1}{3}}} + \log^2 (2 \times 137\, Z_2^{-\frac{1}{3}}) & \text{para} \quad \frac{1}{\gamma} > 2 \times 137 \times Z_2^{-\frac{1}{3}} \end{cases}$$

Isto dá para o chumbo os valores numéricos seguintes:

$\frac{1}{\gamma}$	10	50	100	500	1000
Q cm^2	11×10^{-26}	56×10^{-26}	$0{,}9 \times 10^{-24}$	$2{,}2 \times 10^{-24}$	$2{,}9 \times 10^{-24}$
$\frac{Q}{Q\gamma}$	0,004	0,01	0,02	0,05	0,06

Vê-se que a secção eficaz para a materialização dos raios beta de que se pode dispor no laboratório $\left(\frac{1}{\gamma} \sim 10\right)$ é extremamente fraca e não se deveria esperar observar a criação de pares por esta radiação.

10 — **Resultados experimentais.** — Ao contrário do que se passa no caso da materialização dos fotões os resultados experimentais referentes à materialização da energia cinética dos raios bata não estão de acôrdo com as previsões teóricas indicadas precedentemente.

As primeiras experiências neste domínio foram realizadas em 1935 por Skobeltzyn e Stepanowa (7) que acharam para êste fenómeno uma secção eficaz mais de 1000 vezes maior do que o valor teórico e algumas dezenas de vezes maior que a secção eficaz para a materialização dum fotão da mesma energia.

Outros autores retomaram em seguida, por diferentes métodos o estudo desta questão e alguns reobtiveram os resultados de Skobeltzyn e Stepanowa, pelo menos no que diz respeito à ordem de

grandeza, enquanto que outros não puderam sequer pôr em evidência a existência do fenómeno.

Nós reservamo-nos para discutir em detalhe os resultados de todas as experiências realizadas até hoje neste domínio no capítuto III. Antes disso vamos descrever as experiências que nós próprios realizámos e cujos resultados estão em acòrdo satisfatório com os de Skobeltzyn e Stepanowa.

CAPÍTULO II

Medição da secção eficaz para a materialização da energia cinética dos raios beta do Ra C

1— **Dispositivo experimental.**— A origem era constituida por uma pequena ampola em vidro delgado contendo brometo de rádio. As paredes da ampola, posto que suficientemente delgadas para não diminuir notàvelmente a energia dos raios beta, eram contudo suficientemente espessas para absorver completamente os raios alfa que seriam inconvenientes para as experiências. A intensidade da origem era de cêrca de 10^{-6} curies.

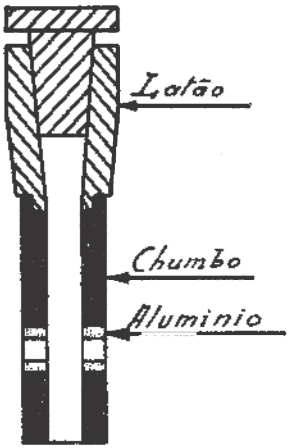

Fig. 1

Esta fonte estava suspensa no interior de um tubo de chumbo (Fig. 1) de 11 mm. de diâmetro exterior e de 3 cm. de comprimento, e cuja parede tinha 3 mm. de espessura. O tubo era atravessado por dois orifícios diametralmente opostos. A parede dêstes orifícios era forrada interiormente por uma camisa de alumínio de 1,5 mm. de espessura. Esta camisa tinha por fim diminuir a materialização dos raios gama da origem na parede do orifício, fenómeno que poderia ter uma importância apreciável se as paredes fôssem de chumbo mas que se torna despresível sendo elas de alumínio. O diâmetro livre dos orifícios era de 3 mm.

Tinha-se o cuidado de suspender a fonte de maneira que a parte da ampola que continha o brometo de rádio ficasse bem em frente dos orifícios.

O tubo de chumbo com a origem estava colocado no centro duma câmara de Wilson como indica a fig. 2. O aparelho Wilson empregado foi o construido pelo Prof. F. Joliot e cuja descrição foi já publicada (17).

As expansões eram fotografadas por meio dum aparelho estereoscópico colocado por cima da câmara.

Em volta da câmara uma bobine permitia criar um campo magnético no volume desta. Durante as experiências o campo utilizado era de 300 a 400 Oersteds.

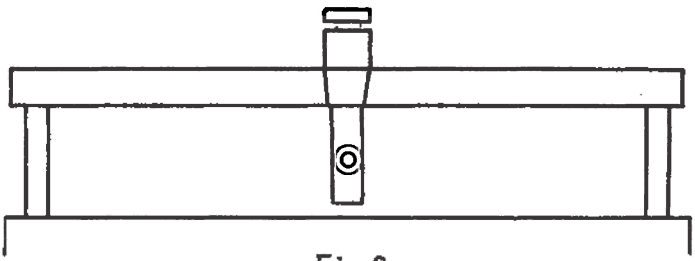

Fig.2

Em volta da origem podiam enrolar-se alvos de diversas espessuras.

2 —Variação do número de positões observados com a espessura do alvo.— Sôbre os clichés vêem-se numerosos electrões saíndo dos dois orifícios praticados no tubo de chumbo e também alguns provenientes da periferia dêste e devidos aos efeitos Compton e fotoeléctrico dos raios gama da origem que a espessura de chumbo é insuficiente para absorver. De vez em quando vêem-se positões saíndo quer dos orifícios quer da parede de chumbo.

Começamos por estudar a variação do número de positões e de electrões provenientes dos orifícios com a espessura do alvo utilizando alvos de chumbo. Os resultados figuram no quadro I.

QUADRO I

Espessura do alvo em g/cm²	Número total de negatões provenientes dos orifícios	Número total de positões provenientes dos orifícios	Número de clichés	Número de negatões por chiché	Número de positões por 100 clichés
0	1379	19	49	28,1	38,8
0,098	1776	25	101	17,6	24,8
0,283	1130	23	102	11,1	22,5
0,343	1016	18	97	10,5	18,6
0,463	462	8	48	9,6	17,0

A variação do número de positões provenientes dos orifícios, indicada na última coluna do quadro é expressa gràficamente pela curva da fig. 3.

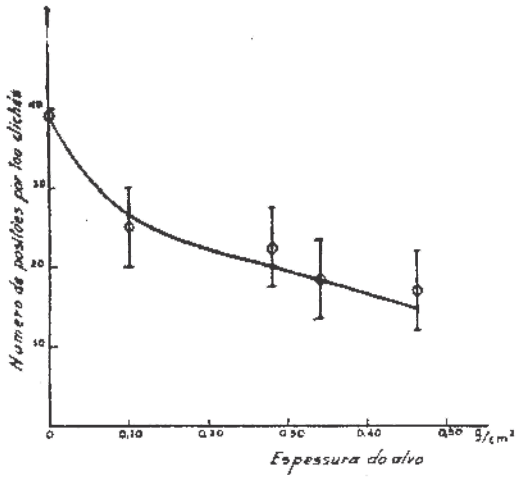

Fig 3

3 —**Verificação da constância do tempo de eficacidade do aparelho Wilson.**— Para que a curva anterior possa ter um significado qualquer era indispensável estar seguro de que o tempo de

eficacidade do aparelho Wilson não tinha variado durante tôda a duração das experiências. Foi com o fim de fazer esta verificação que nós fizemos a estatística dos electrões provenientes dos orifícios, quer dizer, tendo atravessado os diferentes écrans. A variação do número médio por expansão dêstes electrões indicada na quinta coluna do quadro é representada pela curva da fig. 4. Esta curva concorda muito bem com a curva de absorpção dos raios beta de Ra B+C o que prova que o tempo de eficacidade não

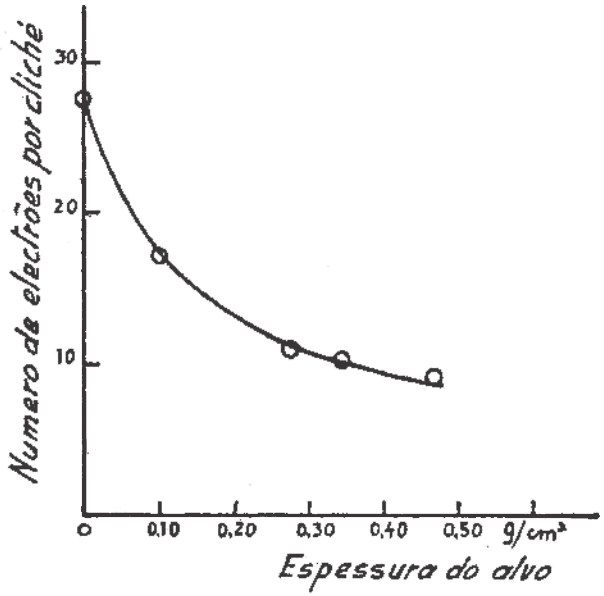

Fig.4

variou, pelo menos por forma apreciável, no decurso de tôda a série de experiências.

4 — **Origem dos positões observados.** — Estabelecido êste ponto tratava-se de interpretar a curva da fig. 3 e ver se se podia explicar a sua forma. O primeiro ponto à esquerda, correspondente à origem descoberta, corresponde portanto a positões emitidos expontâneamente pela origem. Êstes serão em parte absorvidos quando se cerca a origem por um alvo, mas então aparecem positões cria-

dos no próprio alvo pela materialização dos raios alfa e beta da origem. Era muito importante poder destrinçar os positões devidos a cada um dêstes efeitos.

5 — **Positões emitidos directamente pela origem.**— Para obter a variação do número de positões emitidos directamente pela origem com a espessura do alvo, quer dizer, a curva de absorpção

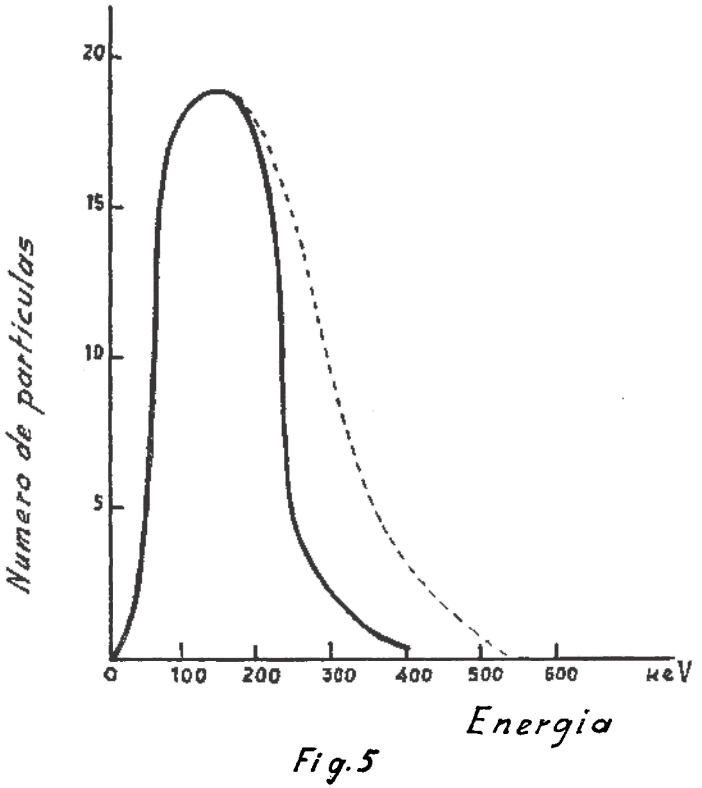

Fig. 5

dêstes positões tentamos determinar o seu espectro de energia. Para isso medimos o raio de curvatura de cada um dos positões fotografados sem alvo em volta da fonte e como conhecemos o campo magnético que reina na câmara pode calcular-se a energia. O espectro obtido está representado pela curva a traço cheio da fig. 5. Este espectro não se afasta muito do espectro dos raios

beta do Ra B que está representado na mesma figura a traço interrompido.

Deve notar-se que o espectro de energia obtido não corresponde exactamente ao espectro de energia dos positões naturais duma origem de Ra. Com efeito, êles foram retardados pela parede de vidro da ampola e são por consequência ligeiramente menos enérgicos que no momento da sua emissão. Esta diminuição de energia contudo não é considerável; em todo o caso nós não empregamos uma ampola extremamente delgada porque havia necessidade de absorver completamente os raios alfa. De resto o que nos interessa não é o espectro de energia dos positões naturais do Ra mas sim o espectro de enérgia dos positões que saem da ampola (incluindo os que se originam no vidro) visto que são êstes que vão ser absorvidos nos alvos.

Dada a semelhança do espectro de energia dos positões emitidos pela nossa fonte e do dos raios beta do Ra B nós admitimos que estas duas radiações seguiam a mesma lei de absorpção. O êrro assim cometido não deve ser apreciável; em todo o caso, como por um lado o limite superior do espectro do Ra B é superior ao do espectro dos positões e por outro lado os positões podem sofrer uma absorpção suplementar devida ao fenómeno de aniquilamento, pode-se prever que a lei de absorpção dos positões, se ela se afasta um pouco da dos raios beta do Ra B, o faz no sentido duma mais forte absorpção para os positões do que para os raios beta do Ra B.

A curva de absorpção nos raios beta do Ra B é bem conhecida e está representada na fig. 6. Vê-se imediatamente que esta curva é muito diferente do da fig. 3. A diminuição do número de positões observados com a espessura do alvo atravessado é muito mais fraca do que a que corresponderia à absorpção simples dos positões naturais da origem. A diferença de ordenadas das duas curvas representa portanto o número de positões que são criados no próprio alvo.

Esta criação é devida às duas radiações beta e gama da origem. Precisamos ainda de separar os que provéem de cada uma destas duas origens.

6 — Avaliação do número de positões atribuível à materialização dos fotões da origem.— Para avaliar o número de positões

que provéem da materialização dos fotões da origem procedemos da maneira seguinte.

Começamos por contar o número de positões emitidos por duas camadas opostas do tubo de chumbo de 3 mm. de largura (mesma largura que a dos orifícios) numa direcção perpendicular ao eixo

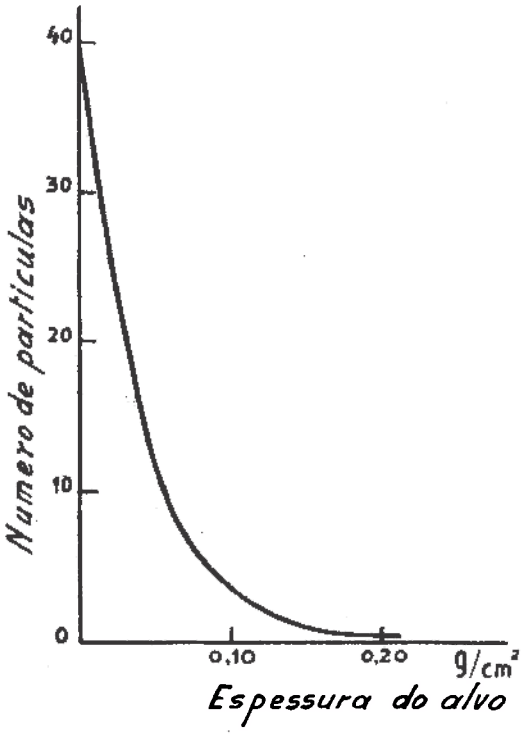

Fig. 6

dos orifícios. Achamos, como média dum grande número de clichés (todos os clichés sendo utilizáveis para isso qualquer que seja a espessura do alvo em volta da origem) o valor de 8 positões por 100 clichés. Êstes positões são necessàriamente devidos à materialização dos fotões da origem visto que há uma espessura de 3 mm. de chumbo, a atravessar antes de saír e esta espessura absorveria completamente quer os positões naturais quer os que fôssem criados pelos raios beta.

Pode-se fàcilmente calcular a espessura de chumbo que corresponde a um equilíbrio entre os raios gama e os positões criados, quer dizer a espessura de chumbo tal que um aumento desta não acarreta já um aumento do nùmero de positões observados. Com efeito sabe-se que a energia máxima dos raios gama duma origem de Ra em equilíbrio com os seus descendentes é 2,7 MeV. Se um tal fotão se materializa a energia disponível depois da criação da massa dos dois electrões de sinais contrários que se originam é de 1,7 MeV. Se tôda esta energia fôsse comunicada ao positão o seu precurso no chumbo seria da ordem de 0,6 g/cm^2. Pode-se a partir disto prever a forma da curva que representa a variação do número de positões criados por materialização dos fotões com a

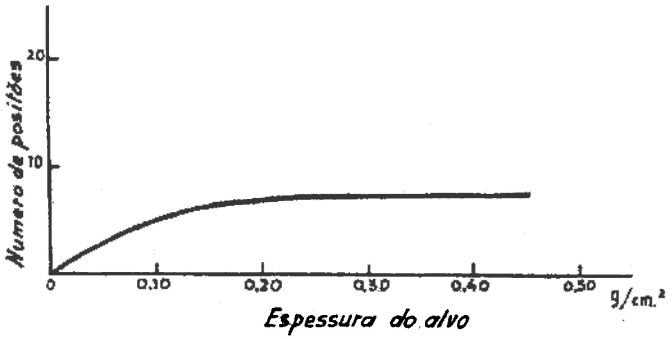

Fig. 7

espessura do alvo. Para as fracas espessuras de alvo, para as quais a absorpção dos positões criados é desprezível o número de positões que saem do alvo cresce quási proporcionalmente à espessura. Em seguida o aumento será cada vez menos rápido até se atingir o valor de equilíbrio. A partir desta espessura de alvo o número de positões observados decrescerá muito lentamente por causa da absorpção dos próprios fotões pelo alvo. A forma da curva é a representada na figura 7.

Esta curva não é muito rigorosa visto que o único ponto determinado duma forma segura é o que corresponde a uma espessura de alvo de 0,6 g/cm^2. Contudo deve notar-se que o número de positões devidos à materialização dos raios gama não pode nunca

ultrapassar 8 por 100 clichés e também que a parte inicial desta curva (até à espessura de 0,10 g/cm²) que é a que mais nos interessa é bem determinada visto que nesta região o número de positões observados deve ser proporcional à espessura do alvo.

Se todos os positões observados proviessem apenas dos dois efeitos encarados, quer dizer emissão da origem e materialização dos raios gama, somando as ordenadas das duas curvas das figuras 6 e 7 dever-se-ia obter a curva da figura 3. Tal não se dá. Esta última curva acusa um excesso de positões. Este excesso de positões foi atribuído à materialização da energia cinética dos raios beta, pois nenhum outro fenómeno conhecido ou previsto teòricamente se poderia tornar responsável duma tal criação de positões.

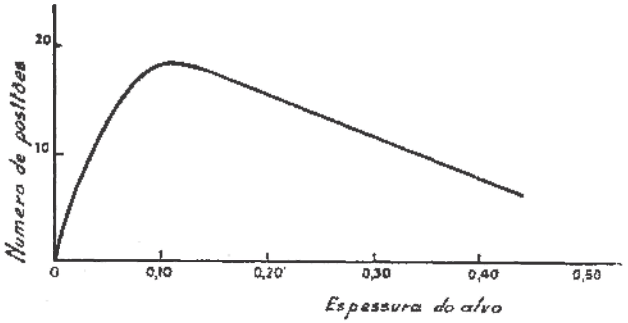

Fig. 8

7 — **Curva dos positões atribuíveis à materialização da energia cinética dos raios beta.**— Somando as ordenadas das curvas das figuras 6 e 7 e subtraindo o resultado das ordenadas correspondentes da curva da figura 3, obtém-se a curva que dá a variação do número de positões criados pela materialização da energia cinética dos raios beta com a espessura do alvo. Esta curva está representada na figura 8.

Ela apresenta um máximo para a espessura do alvo de 0,10 g/cm² e em seguida um decrescimento regular cuja inclinação corresponde bem à absorpção dos raios beta emitidos pela origem e de energia compreendida entre 1 e 2,2 MeV.

A espessura de alvo para a qual corresponde o máximo da curva é também favorável à hipótese de que êstes positões são

devidos à materialização da energia cinética dos raios beta. Com efeito esta espessura corresponde ao precurso de raios beta (ou de positões) de 340 Ke V. A energia média dos positões criado não deve afastar-se muito dêste valor visto que ela está compreendida entre 0 e 1200 Ke V, mas os positões de pequena energia são mais numerosos que os de grande energia.

8 — Cálculo da secção eficaz para a materialização da energia cinética dos raios beta. — Dos resultados anteriores pode muito fàcilmente deduzir-se o valor da secção eficaz média para a materialização da energia cinética dos raios beta de energia compreendida entre 1 e 2,2 MeV, contando o número de raios beta desta energia emitidos pela origem e que véem chocar os alvos. Nós obtivemos para esta secção eficaz media o valor 8×10^{-23} cm^2. Deve notar-se que a precisão sòbre êste valor é bastante pequena. Nós julgamos que a única coisa que se pode reter é a sua ordem de grandeza. Para obter uma boa precisão seria necessário fazer um número muito considerável de clichés de forma a diminuir em proporções notáveis a influéncia das flutuações estatísticas.

Em todo o caso notar-se-há que o resultado experimental se afasta consideràvelmente das previsões teóricas expostas no capítulo primeiro.

9 — Variação da secção eficaz com o número atómico do elemento que constitue o alvo. — Para estudar a variação da secção eficaz de materialização com o número atómico substituímos o alvo de chumbo por um alvo de alumínio. Não pudemos fazer um estudo tão completo como no caso anterior visto que o nosso dispositivo não permitia cercar a fonte por alvos muito espessos como seria necessário, em virtude da fraca densidade do alumínio, para obter pontos da curva correspondentes às massas superficiais elevadas.

Contentámo-nos por isso com o estudo para uma única espessura do alvo correspondente ao máximo da curva para o chumbo. Os resultados obtidos foram os seguintes:

Espessura do alvo	Número total de negatões provenientes dos orifícios	Número total de positões provenientes dos orifícios	Número de clichés	Número de negatões por cliché	Número de positões por 100 clichés
0,11 g/cm^2	1189	14	99	12,0	14,1

A secção eficaz para a materialização dos fotões varia como o quadrado do número atómico e é portanto desprezível para um alvo de alumínio. Além disso a figura 6 mostra-nos que para uma tal espessura de ecran os positões naturais da fonte são já quási inteiramente absorvidos. Pode-se portanto admitir que os 14 positões observados provéem da materialização da energia cinética dos raios beta.

Para a mesma espessura de chumbo tinhamos obtido 18 positões atribuíveis ao mesmo fenómeno. Vê-se por consequência que o rendimento do fenómeno é da mesma ordem de grandeza para alvos de chumbo ou de alumínio da mesma massa superficial.

A razão do número de núcleos presentes sendo, para a mesma massa superficial, de 7,7 e o dos números atómicos de 6,3 vê-se que a probabilidade de materialização seria proporcional a Z em vez de Z^2. É um novo desacôrdo entre as previsões teóricas e os resultados experimentais.

CAPÍTULO III

Comparação e discussão das experiências dos diferentes autores sôbre a materialização da energia cinética dos raios beta

1— **Experiências com a câmara de Wilsom.**— a) *Experiências de Skobeltzyn e Stepanowa.*— Como dissemos precedentemente, as primeiras experiências realizadas sôbre a materialização da energia dos raios beta são devidas a Skobeltzy e Stepanowa (7). Elas foram realizadas por meio duma câmara de Wilson. O dispositivo empregado era muito semelhante ao empregado por nós. A fonte era constituída por uma pequena ampola em vidro delgado contendo brometo de rádio e estava colocada no interior de um tubo de chumbo de 2,5 mm. de espessura atravessado por um orifício de 4 mm. de diâmetro. O tubo com a fonte achava-se no interior de uma câmara de Wilson, muito perto da sua periferia, o orifício voltado para o interior da câmara.

Nós modificamos o dispositivo, como indicamos no capítulo II, colocando o tubo porta-origem no meio da câmara, aumentando a espessura da parede e empregando dois orifícios opostos de diâme-

tro menor. A posição da fonte no meio do aparelho tem a vantagem de permitir avaliar o número de positões provenientes da materialização dos raios gama e também a de aumentar o número de raios estudados para um mesmo número de clichés visto que se podem utilizar dois orifícios em vez dum. Emfim, o aumento da espessura da parede do tubo diminue o número de fotões de fraca energia que atravessam a câmara e que dão por efeito fotoeléctrico e Compton electrões que prejudicam um pouco os clichés.

Do número de positões observados e do número de raios beta de energia superior a 1,0 MeV. Skobeltzyn e Stepanowa deduziram o valor da secção eficaz. Êstes autores acharam o valor de $1{,}5 \times 10^{-22}$ cm.^{2}. Êste valor é aproximadamente o dobro do valor achado por nós ($0{,}8 \times 10^{-22}$ cm.^{2}). Esta divergência pode explicar-se pelos erros estatísticos por um lado e por outro lado pelo facto que êstes autores atribuiram todos os positões observados à materialização da energia cinética dos raios beta porque o seu dispositivo lhes não permitia avaliar o número dos que provinham da materialização dos fotões e êles desprezaram os que provinham directamente da fonte.

Em todo o caso é de notar que para os ecrans estudados e cuja espessura vai de 0,06 a 0,23 g/cm.^{2} o número total de positões observados (em relação ao número de raios beta) coincide muito aproximadamente com o que nós próprios obtivemos.

No que diz respeito à variação da secção eficaz êstes autores tinham reconhecido também que ela era aproximadamente proporcional a Z e não a Z^2 como se devia esperar segundo a teoria.

É de notar que a divergência é no sentido duma secção eficaz um pouco menor para os elementos leves do que a que corresponderia a uma proporcionalidade rigorosa ao número atómico. Nós achamos também uma divergência neste mesmo sentido mas supomos que se trata simplesmente duma coincidência fortuita visto que o valor do desvio é suficientemente pequeno para poder ser devido simplesmente às flutuações estatísticas.

Os mesmos autores realizaram uma nova série de experiências (18) colocando a fonte no exterior do aparelho Wilson, a uma distância de cêrca de 30 cm. Os raios beta emitidos por esta fonte (3 a 5 mc. de brometo de rádio) passavam através duma fenda e eram desviados por um pequeno electro-íman para entrar na câmara

através duma janela de alumínio. Na câmara estavam dispostos vários alvos que eram chocados pelos raios beta. Com êste dispositivo podia observar-se a formação de pares no ponto de impacto do raio beta com o alvo.

Com o chumbo os autores observaram 10 pares em 300 expansões com uma média de 4 partículas atravessando a câmara em cada expansão. Algumas vezes observa-se em vez dum par um simples positão. Êste último caso era mesmo o mais frequente com o alumínio.

É de notar que nunca se observou uma forquilha tripla saindo do alvo ao contrário do que se podia prever. Êste facto pode explicar-se admitindo que a energia do raio beta passa inteiramente às partículas criadas por materialização.

Segundo estas experiências a secção eficaz de materialização da energia dos raios beta no alumínio seria de 5×10^{-24} cm.^{2} enquanto que segundo as primeiras experiências ela devia ser de cêrca de 10^{-23} cm.^{2}. Vê-se portanto que os primeiros valores dados por êstes autores devem ser demasiadamente grandes por um factor 2, o que está absolutamente de acôrdo com o resultado das nossas experiências.

b) *Experiências de Staub.*— Outras experiências foram realizadas por Staub (19). O dispositivo empregado era excelente mas o número de expansões foi insuficiente para obter resultados numéricos concludentes.

A fonte estava colocada na extremidade de um solenoide, no qual se fazia passar uma corrente eléctrica de maneira a criar um campo magnético. Êste campo magnético tem por efeito curvar os raios beta emitidos pela fonte e focalizá-los num certo ponto. Um cilindro de chumbo de comprimento suficiente colocado no interior do solenoide impedia os raios gama, não desviados de atingir êsse ponto. Focalizavam-se assim os raios beta duma determinada energia sôbre uma janela praticada na parede de vidro da câmara de Wilson que era fechada pelo alvo que se queria estudar. Com êste dispositivo o autor achou que a secção eficaz de materialização no chumbo era inferior a $3{,}4 \times 10^{-23}$ cm.^{2}.

Deve notar-se que uma trajectória cuja curvatura corresponderia a um positão proveniente do alvo foi considerada pelo autor como um electrão negativo dirigindo-se para o alvo e produzido

por efeito fotoeléctrico por fotões difundidos. A razão desta atribuição é que se obteve outros fotoelectrões dirigindo-se para outras partes da parede do cilindro de vidro. Contudo parece-nos que o número de expansões foi insuficiente para que esta atribuição seja segura. Em todo o caso, visto que o valor máximo da secção eficaz indicada por Staub é da mesma ordem de grandesa que a que nós achamos os resultados de Staub e os nossos não podem considerar-se como contraditórios.

c) *Experiências de Champion e Barber.*— Estas experiências foram realizadas com uma câmara de Wilson cheia de uma mistura de 95 % de azoto e 5 % de vapor de mercúrio-dimetilo e atravessada pelos raios beta do Ra E. Tomaram-se cêrca de 1000 fotografias, correspondendo a cêrca de 40^m de trajectória de raios beta de energia compreendida entre 1,0 e 1,3 Me V. Observaram-se dois casos de materialização. Mediu-se o balanço energético do melhor par e obteve-se o seguinte resultado:

Energia do raio beta incidente . . .	1,10	MeV
» do positão.	0,15	»
» do electrão negativo	0,03	»

As energias das duas primeiras partículas foram medidas a partir do raio de curvatura das suas trajectórias, a da última a partir do seu precurso; esta última é muito menos precisa que as outras; em todo o caso o balanço energético parece mostrar que há conservação de energia no fenómeno. Não havia uma segunda trajectória de electrão negativo partindo do ponto de criação do par.

A seccção eficaz determinada é da ordem de 10^{-22} cm.^{2}; evidentemente a precisão sôbre êste número é muito fraca visto que se obtiveram apenas dois casos de materialização. Em todo o caso ela é da mesma ordem de grandesa dos valores obtidos por Skobeltzyn e por nós.

Os autores não puderam observar materialização no azoto para 200 m. de trajectória fotografados, o que mostra que a secção eficaz decresce com o número atómico sem que destas experiências se possa deduzir uma lei que relacione estas duas grandesas.

2 — Experiências pelo método de focalização.— Estas experiências foram realizadas por Alichanow, Alichanian e Kosodaew (8).

Êstes autores estudaram a emissão de positões pelas origens radioactivas e a produção de electões positivos em alvos bombardeados por raios gama; êles não puderam pôr em evidência a criação de positões por materialização da energia cinética dos raios beta. Nós pensamos no entanto que a sua conclusão sôbre êste ponto, que está em desacordo com a nossa é discutível. Com efeito êstes autores notaram que um alvo de alumínio de qualquer espessura diminue sempre o número de positões contados. Êste resultado está de acôrdo com os de Skobeltzyn e Stepanowa e com o nosso (V. curva da figura 3) e resulta do facto que a absorpção pelos alvos dos positões da fonte é mais importante que a criação por materialização. Êstes autores contaram o número de positões interpondo alvos de espessura crescente em frente da fonte e para diferentes valores do campo magnético, cerrespondendo a partículas de diferentes energias. Os resultados obtidos estão indicados no quadro seguinte:

Energia keV	132	170	210	276	396	497	565	750	930
$H\varrho$	1300	1500	1700	2000	2500	2900	3150	3850	4500
mmAl 0	139	203	203	310	315	319	315	175	180
0,5	52	82	98	135	145	162	127	117	103
1	43	54	60	82	89	88	103	68	46
3	44	48	67		90	119	86	57	53

Nenhum dos positões observados depois da travessia dum alvo de 3 mm. de alumínio pode provir da fonte. Com efeito o espectro de energia dos positões naturais (determinado por êstes mesmos autores) tem um limite de energia de cêrca de 1200 k e V, ao qual corresponde um percurso no alumínio de cêrca de 2 mm. Êles são portanto criados no alvo. Nós vamos mostrar que seria difícil atribuí-los ùnicamente à materialização dos fotões.

Com efeito, segundo o espectro obtido para os positões provenientes da materialização dos fotões duma fonte de Ra C (estudada empregando como alvo uma fôlha espessa de chumbo) êstes têem

uma energia máxima de cêrca de 1200 ke V, ou seja um percurso no alumínio de 0,6 g/cm.^{2} ou 2,2 mm. No alvo de 3 mm. de alumínio tem-se portanto já equilíbrio entre a radiação gama e os positões de materialização. Ora os autores reconheceram que a razão entre o número de positões emitidos por uma fonte de Ra C cercada duma fôlha espessa de chumbo e a mesma fonte nua era de 1,10. Os mesmos autores determinaram a razão entre o número de positões emitidos por uma fonte cercada por uma lâmina espessa de chumbo e por uma lâmina espessa de alumínio e obtiveram o valor 5 (ela devia ser 6,3 se a lei de proporcionalidade ao quadrado do número atómico fôsse rigorosamente satisfeita). Segundo êstes dados devia esperar-se (se estas proporções, que foram estabelecidas para o número total de positões fôssem verificadas para os positões de cada energia) ao número seguinte de positões criados por materialização dos raios gama.

Energia keV	132	170	210	276	396	497	564	750	930
Número de positões	31	45	45		69	70	69	39	40

Vê-se que êstes números são regularmente menores que os números achados pelos autores, o que parece mostrar que ao fenómeno de materialização dos fotões se sobrepõe um outro fenómeno que dá origem a êste excesso de positões, e que seria precisamente a materialização da energia cinética dos raios beta.

Há ainda um outro facto nestas experiências que indica a existência dêste fenómeno. Parece bem estabelecido do ponto de vista experimental que a secção eficaz para a materialização dos fotões cresce proporcionalmente a Z^2, como prevê a teoria. Irradiando por uma mesma fonte de raios gama fôlhas de chumbo, de alumínio e de berílio de espessura suficiente para que haja equilíbrio entre a radiação gama e os positões criados e contando êstes devia esperar-se encontrar as razões seguintes entre o número de positões

$$\frac{N_{Pb}}{N_{Al}} = 6{,}3 \qquad \frac{N_{Al}}{N_{Be}} = 3$$

sendo N_{Pb}, N_{Al} e N_{Be} os números de positões que emergem respectivamente das fôlhas de chumbo, de alumínio e de berílio.

Os autores citados efectuaram realmente esta experiência e acharam os números seguintes:

$$\frac{N_{Pb}}{N_{Al}} = 5 \qquad \frac{N_{Al}}{N_{Be}} = 1.5$$

quer dizer um excesso de positões no caso dos elementos leves. Êste desvio, no caso do berílio, parece absolutamente fora do limite dos erros experimentais. Êste facto explicar-se-ia fàcilmente se no número total de positões houvesse uma parte proveniente da materialização da energia cinética dos raios beta e se para êste fenómeno a secção eficaz fôsse proporcional a Z e não a Z^2, como o indicam as experiências de Skobeltzyn e Stepanowa e as nossas.

Resulta de todos os argumentos apresentados que os resultados devidos a Alichanow, Alichanian e Kosodaew não parecem poder considerar-se incompatíveis com o fenómeno de materialização da energia cinética dos raios beta.

3 — **Experiências pelo método da trochoide.** — a) *Experiências de Benedetti* — Os resultados destas experiências (9) foram também negativos. O autor concluíu que se o fenómeno de materialização da energia cinética dos raios beta existia êle devia ser de importância menor que a emissão expontânea da fonte e a materialização dos fotões. Em todo o caso, como os autores anteriores, êle acha uma emissão anormalmente elevada no caso dos elementos leves. Êste excesso de positões, absolutamente fora das flutuações estatísticas não parece poder explicar-se por erros experimentais tais como impurezas dos alvos empregados ou emissão pelas peças polares.

Contudo o gradiante do campo magnético empregado nestas experiências era muito fraco, a decalagem das diferentes espiras da trochoide era muito pequena o que obrigava os positões a atravessar um grande número de vezes os alvos antes de os ultrapassar definitivamente para atingir o contador. Havia portanto uma absorpção apreciável que diminuía notàvelmente o rendimento.

b) *Experiências de Monadjemi* (21) — Nós assinalamos êste facto a M. Monadjemi que retomou as experiências modificando a

forma das peças polares de maneira a aumentar o gradiante do campo e introduzindo outras modificações no dispositivo experimental afim de aumentar o rendimento. Com o novo dispositivo êle poude pôr em evidência a existência do fenómeno de materialização da energia cinética dos raios beta e apesar de não ter podido medir com precisão a secção eficaz para êste fenómeno reconheceu em todo o caso que ela era proporcional ao número atómico Z do elemento irradiado.

CAPÍTULO IV

Comparação dos resultados experimentais com as previsões teóricas. Conclusões.

Parece portanto bem estabelecido do ponto de vista experimental que a secção eficaz para o fenómeno da materialização da energia cinética dos raios beta do RaC está compreendida entre 10^{-23} cm^2 e 10^{-22} cm^2 para o chumbo e que ela é proporcional ao número atómico Z do núcleo no campo do qual tem lugar a materialização.

Estes resultados estão em completo desacôrdo com as previsões teóricas expostas no capítulo primeiro.

As fórmulas deduzidas para a secção eficaz não são, bem entendido, rigorosas. Nos cálculos os autores limitaram-se à aproximação de Born, quer dizer que a interacção entre as particulas é considerada como uma perturbação. O emprêgo desta aproximação não basta contudo para explicar o desvio enorme que existe entre o valor teórico e o valor experimental da secção eficaz, tanto mais que o mesmo método conduz a um excelente acôrdo entre a teoria e a experiência no caso da materialização dos fotões.

Skobeltzyn e Stepanowa pensaram que êste desvio provinha do facto que êste fenómeno não corresponde à imagem que dele dá a teoria de Dirac, e que por conseqüência se deve encarar uma nova teoria para a sua interpretação. Nós pensamos que há talvez uma maneira de pôr a experiência e a teoria de acôrdo sem ser obrigado a renunciar à teoria de Dirac que rendeu em diversos domínios serviços notáveis.

Com efeito nós vimos no capítulo primeiro que para se chegar a calcular a secção eficaz para a materialização da energia duma partícula carregada se era levado a decompor a transição total das três particulas (partícula incidente, núcleo chocado e electrão no estado de energia negativa), do seu estado inicial ao seu estado final, em duas étapes e que a maneira de fazer esta decomposição não era única.

Com efeito fêz-se o cálculo da secção eficaz admitindo as duas decomposições seguintes:

1.º Supõe-se que o electrão no estado de energia negativa interactua com uma das partículas que se chocam e passa imediatamente ao seu estado final de energia positiva enquanto que a partícula considerada fica num estado intermediário. Esta partícula interactua em seguida com a segunda partícula e ambas passam ao seu estado final.

2.º Supõe-se que uma das partículas que se chocam interactua com o electrão no estado de energia negativa e passa imediatamente ao seu estado final, enquanto que o electrão fica num estado intermediário. Em seguida o electrão sofre a interacção com a outra partícula e ambos passam ao seu estado final.

As fórmulas obtidas para a secção eficaz nas duas hipóteses são respectivamente as seguintes:

$$Q = \left(\frac{1}{137}\right)^2 \left(\frac{e^2}{m_0\, c^2}\right)^2 \frac{m_0^2\, c^2}{M_1\, T_1}\, Z_1^4\, Z_2^2 \left(1 - \frac{M_1\, Z_2}{M_2\, Z_1}\right)$$

$$Q = \frac{28}{27\pi} \left(\frac{Z_1\, Z_2}{137}\right)^2 \left(\frac{e^2}{m_0\, c^2}\right)^2 \log^3 \frac{k}{\gamma}$$

Comparando estas duas fórmulas vê-se que elas diferem consideràvelmente na sua estrutura.

Com efeito a primeira dá uma secção eficaz inversamente proporcional à energia cinética da particula chocante, enquanto que a segunda dá uma secção eficaz crescente com esta energia cinética. Além disso, enquanto que na primeira se tem um factor Z^4_1 na segunda tem-se Z^2_1.

Se se comparar os valores absolutos das secções eficazes dados pelas duas fórmulas vê-se que para uma energia cinética de 10^8 eV

o valor dado pela segunda fórmula é mais de 1000 vezes superior ao dado pela primeira.

Isto mostra-nos a importância extrema da escolha adoptada para a decomposição do fenómeno, decomposição que não é mais do que um artifício matemático sem relação com a realidade física.

Ora, parece-nos que as duas decomposições encaradas e que foram submetidas ao calculo não são as únicas que se podem fazer. Poder-se-ia por exemplo admitir a decomposição seguinte: as duas particulas que se chocam interactuam entre si uma passando imediatamente ao seu estado final enquanto a outra fica num estado intermediário; em seguida esta reagiria com o electrão no estado de energia negativa e ambas passariam ao seu estado final.

Seria possível que o calculo nesta hipótese conduzisse a resultados de acôrdo com a experiência. Com efeito, quando um raio beta penetra suficientemente no interior da atmosféra electrónica dum átomo êle é atraído para o núcleo. Se a sua energia não é muito grande êle poderá ser fortemente desviado e apróximar-se muito do núcleo ao mesmo tempo que a sua energia cinética aumentará apreciàvelmente. Êste facto poderia fazer entrar na zôna em que a materialização é possível raios cuja trajectória, se ela fôsse rectilinea, passaria bastante longe desta zôna, o que corresponde a um notável aumento da secção eficaz. Poder-se-ía mesmo esperar que a secção eficaz tenha um valor máximo, êste valor não sendo talvez muito afastado do valor mínimo de 1,024 MeV.

Poder-se-ia ainda esperar que particulares cuja energia cinética fôsse um pouco inferior a 1,024 MeV se pudessem materializar graças à aceleração que lhes faz sofrer a acção do núcleo. Com efeito esta aceleração pode fazer com que a particula chegue à zona em que a materialização da sua energia cinética é possível com uma energia suficiente para esta materialização, mesmo se a energia cinética inicial da particula não bastava. Simplesmente nêste caso a energia cinética comunicada ao electrão creado não seria suficiente para que êle se possa afastar do núcleo e como não há órbita livre em que êle possa ficar seria necessário que esta materialização fôsse seguida duma desmaterialização. Êste facto ajuntaria uma nova interacção entre o núcleo e a particular incidente que poderia talvez explicar as divergências entre a teoria e a experiência no que diz respeito aos choques entre os raios beta e os núcleos.

Poder-se-ia admitir também que nêste caso o electrão seria absorvido pelo núcleo mais isso exigiria que ao mesmo tempo fôsse emitido um neutrino; ter-se-ia portanto uma transmutação. Contudo, a secção eficaz para êste fenómeno é provàvelmente extremamente fraca.

CAPÍTULO V

Materialização dum fotão no campo de um electrão

1— **Energia necessária para êste fenómeno.**— Em 1933 F. Pereira (11) previu e estudou do ponto de vista teórico a possibilidade de materialização de um fotão por interacção com um electrão. Nós vimos no primeiro capítulo que no caso em que a materialização tem lugar no campo do núcleo, a conservação simultânea da energia e da impulsão exige que o núcleo tome uma impulsão considerável, mas que, em razão da sua grande massa, a energia correspondente é desprezível de tal maneira que a materialização é possível desde que a energia do fotão é superior à soma das massas dos dois electrões criados ou seja cerca de 1,024 MeV.

O mesmo fenómeno deve poder ter lugar no campo dum electrão, mas então, a conservação da impulsão exige que êste electrão preexistente tome também uma energia considerável, de tal modo que a energia mínima do fotão incidente para a qual o fenómeno é possível deve ser mais elevada do que no caso precedente.

Um cálculo simples mostra que êste valor mínimo é então de $4\ m_0c^2$, ou seja cerca de 2,048 MeV. Para um fotão de uma tal energia, a metade da energia serve para criar a massa própria dos electrões materializados e a outra metade aparece sob a forma de energia cinética das três partículas. Cada uma delas é projectada na direcção do fotão incidente com uma velocidade $v = \frac{4}{5}c$ que corresponde a uma energia cinética de $\frac{2m_0c^2}{3}$, ou seja cerca de 340 keV. Se a energia do fotão incidente é maior do que êste valor limite a materialização sôbre um electrão dará ainda 3 elec-

trões (2 negativos e 1 positivo) projectados para diante mas de energias e de inclinação diversas.

As energias das 3 partículas estarão então compreendidas entre os valores

$$\frac{\alpha^2 - 2\alpha - 2 \pm \alpha\sqrt{\alpha(\alpha-4)}}{2\alpha+1} m_0 c^2$$

sendo α a razão $\frac{h\nu}{m_0 c^2}$ entre a energia do fotão e a de um electrão em repouso.

O ângulo máximo de inclinação das trajectórias em relação à do fotão incidente é dado por:

$$\cos \Theta_M = \frac{2}{\sqrt{\alpha}}$$

Para os fotões de 2,65 MeV do ThC'' tem-se $\alpha = 5{,}17$ o que dá

$$E_m = 0{,}173\ m_0 c^2 = 75 \text{ keV} \qquad \Theta_M = 28^0{,}4$$
$$E_M = 2{,}39\ m_0 c^2 - 1225 \text{ keV}$$

2 — **Secção eficaz para a materialização dum fotão no campo de um electrão.** — As secções eficazes para a materialização dum fotão no campo de um electrão e no campo de um protão devem ser verosimilmente muito próximas, visto que a distribuïção dos campos eléctricos nos dois casos é a mesma (salvo para distâncias inferiores ao raio do electrão, o que não deve intervir dum modo importante).

Nós vimos que a secção eficaz para a materialização de um fotão no campo de um núcleo de número atómico Z é proporcional a Z^2, quer dizer que ela é Z^2 vezes maior que a probabilidade de materialização sôbre um protão. Por outro lado, a secção eficaz de materialização sôbre um qualquer dos Z electrões periféricos é manifestamente Z vezes a secção eficaz de materialização sôbre um electrão, que é a mesma que sôbre um protão.

Conclue-se, portanto, que a secção eficaz para a materialização dum fotão sôbre um qualquer dos electrões periféricos dum átomo de número atómico Z é Z vezes menor que a secção eficaz de materialização sôbre o núcleo.

Visto que se conhecem as fórmulas que dão esta última secção eficaz basta dividi-los por Z para obter as expressões da secção eficaz para a materialização no campo de um electrão.

3 — **Observação experimental do fenómeno.**— Como a materialização sobre um núcleo, a materialização dum fotão no campo dum electrão pode ser observada numa câmara de Wilson se ela tiver lugar no gás que enche a câmara ou num alvo delgado colocado no interior.

Deve-se então observar a partir dum ponto (no gás ou no alvo delgado) uma forquilha tripla constituída por três trajectórias electrónicas das quais duas correspondentes a electrões negativos e uma a um electrão positivo. Se na câmara reina um campo magnético uniforme estas três trajectórias são circulares e o sentido da curvatura indica imediatamente o sinal da carga da partícula. Êste fenómeno distingue-se, portanto, do da materialização da energia cinética de um electrão em que, no caso que nos interessa agora, não há nenhuma trajectória vindo ter ao vértice comum das outras três, visto que o fotão não deixa rasto da sua passagem no gás da câmara.

Medindo o raio de curvatura das trajectórias e a intensidade do campo magnético pode-se fàcilmente avaliar a energia das partículas.

Nós observamos efectivamente uma vez uma tal forquilha tripla (22).

O dispositivo experimental era o seguinte: a fonte era constituida por um pequeno cilindro de latão activado sobre uma das suas bases pelo depósito activo do Th. Esta fonte estava colocada num pequeno canalizador de chumbo no exterior do aparelho de Wilson, em frente de uma janela de alumínio de 30 μ de espessura. No interior da câmara estava colocado, segundo um diâmetro, um alvo de chumbo de 0,05 mm de espessura. A câmara estava cercada por uma bobine destinada a criar um campo magnético.

A forquilha tripla parece ter origem no alvo de chumbo. Segundo os raios de curvatura das três trajectórias deduzem-se para as energias os valores seguintes: para o positão 326 keV, para um dos negatões 223 keV e para o outro 713 keV. Evidentemente nada permite distinguir dêstes dois negatões qual o que foi criado por materialização e qual o que preexistia. Os valores das energias obtidos têm uma precisão de ordem de 10 %.

Somando estas três energias e mais 1,0 MeV necessários para a criação da massa dos dois electrões de materialização obtem-se 2,3 MeV. Êste valor deveria corresponder à energia do fotão. Deve no entanto notar-se que se a materialização teve lugar no interior do alvo de chumbo, as energias medidas são mais fracas que as energias no momento de materialização por causa da perda de energia na travessia do alvo. A travessia completa do alvo por um electrão exige um dispendio de energia de 200 keV.

Pode-se portanto admitir que a energia do fotão materializado é de 2,6 MeV, visto os fotões desta energia serem particularmente abundantes no espectro do Th C".

Vê-se que os resultados quantitativos estão em bom acôrdo com as previsões teóricas, dentro da precisão dos valores experimentais.

Damos na gravura uma reprodução do par de clichés estereográficos da forquilha tripla.

BIBLIOGRAFIA

1 — CARL D. ANDERSON — Phys. Rev., **43** (1933), 491.
2 — J. CHADWICK, P. M. S. BLACKETT e G. OCCHIALINI — Nature, **131** (1933), 473.
3 — IRÈNE CURIE e F. JOLIOT — Comptes Rendus, **196** (1933), 1105.
4 — J. R. OPPENHEIMER e M. S. PLESSET — Phys. Rev., **44** (1933), 53.
5 — W. H. FURRY e J. F. CARLSON — Phys. Rev., **44** (1933), 237.
6 — D. SKOBELTZYN — Nature, **133** (1934), 23.
7 — D. SKOBELTZYN e E. STEPANOWA — Journ. Phys. **6** (1935), 1.
8 — A. I. ALICHANOW, A. I. ALICHANIAN e M. S. KOSODAEW — Journ. Phys. **7** (1936), 163.
9 — S. DE BENEDITTI — Journ. Phys. **7** (1936), 205,
10 — A. MARQUES DA SILVA — Comptes Rendus, **202** (1936), 2070.
11 — F. PERRIN — Comptes Rendus, **197** (1933), 1100.
12 — L. DE BROGLIE — L'electron magnétique. Hermann et C.ie, Paris 1934.
13 — H. BETHE e W. HEITLER — Proc. Roy. Soc., **146** (1934), 83.
14 — L. DE BROGLIE — Une nouvelle conception de la lumière, Hermann et C.ie, Paris, 1934.
15 — W. HEITLER e L. NORDHEIM — Journ. Phys. **5** (1934), 449.
16 — H. J. BHABHA — Proc. Roy. Soc. **152** (1935), 559.
17 — F. JOLIOT — Journ. Phys. **5** (1934), 216.
18 — D. SKOBELTZYN e E. STEPANOWA — Nature, **137** (1936), 272.
19 — H. STAUB — Helv. Phys. Acta, **9** (1936), 306.
20 — F. C. CHAMPION e A. BARBER — Nature, **140** (1937), 105.
21 — M. MONADJEMI — Journ. Phys. **8** (1937), 347.
22 — A. MARQUES DA SILVA — Comptes Rendus, **206** (1938), 1365.