

Uma hipótese sobre a estrutura do núcleo em camadas

I. Introdução. Actualmente admite-se que o núcleo de um átomo é constituído por protões e por neutrões. Considera-se que o protão, núcleo do átomo de hidrogénio, é uma partícula elementar, de carga $+e$, igual e de sinal contrário à do electrão; a sua massa é próxima da unidade (a unidade de massa é $1/16$ da massa do isótopo ^{16}O do oxigénio). O neutrão, de massa sensivelmente igual à do protão, não tem carga eléctrica e é também considerado como uma partícula elementar. Pode-se caracterizar um núcleo pelo número de protões e pelo número de neutrões que o constituem. O número de protões é afinal o número de cargas eléctricas do núcleo ou número atómico Z . O número de neutrões é evidentemente $N = A - Z$, sendo A o número da massa, isto é, o número inteiro mais próximo da massa exacta expressa em «unidade de massa». Se admitirmos que os protões e os neutrões são os únicos constituintes do núcleo (excluindo especialmente os electrões), as referidas partículas podem designar-se, de um modo mais geral, por nucleões.

Um dos problemas fundamentais da Física Nuclear consiste em determinar o modo de associação destes nucleões para formar um núcleo. Até hoje este problema não foi resolvido de modo perfeitamente satisfatório. De acordo com duas hipóteses estabelecidas há cerca de quinze anos concebeu-se para o núcleo dois modelos aparentemente contradito-

rios: o modelo da gota líquida e o modelo quase atómico ou modelo em camadas. Os físicos seguiram o primeiro modelo até 1949, mas o segundo modelo foi muito desenvolvido nos últimos anos, em virtude de explicar muito facilmente um grande número de factos experimentais.

II. Dimensões e forças de coesão nucleares. Pode-se considerar o núcleo aproximadamente esférico e o seu raio, de acordo com as experiências de Rutherford, de desvio de partículas α pelos núcleos, deve ser inferior a 10^{-12} cm. Estudos sistemáticos realizados posteriormente mostraram que os núcleos mais pesados tinham raios da ordem de 8×10^{-13} cm a 9×10^{-13} cm; o raio dos núcleos aumenta regularmente com o número de massa A , e em primeira aproximação podemos dizer que um núcleo tem um raio dado pela relação $R = r_0 A^{1/3}$ sendo $r_0 \approx 1,48 \times 10^{-13}$ cm. Segundo esta lei parece pois que os nucleões se distribuem no interior do núcleo sem deixar grandes lacunas como sucede, por exemplo, nas órbitas electrónicas do cortejo; pode exprimir-se isto dizendo que a densidade da «matéria nuclear» é constante.

A partir das ideias clássicas é pois impossível conceber a estabilidade do edifício nuclear, visto que as forças de Coulomb devidas à carga dos protões são repulsivas; há assim necessidade de admitir que existem forças de natureza desconhecida, atractivas, assegu-

rando a coesão dos diferentes nucleões. O estudo da difusão de um feixe de protões ou de neutrões por protões, permitiu pôr em evidência experimentalmente a existência de tais forças, e afirmar que o seu raio de acção é da ordem de grandeza de 10^{-13} cm.

A mecânica ondulatória lançou um pouco de luz sobre estas interacções, introduzindo a ideia de que elas eram certamente forças de troca, isto é, forças análogas às que são criadas pelas ligações homopolares entre os átomos. Sabe-se que uma das características essenciais dessas forças é o fenómeno de saturação que consiste em um átomo só poder estar ligado com um determinado número de outros átomos vizinhos; esta característica opõe-se nitidamente às forças electrostáticas que não apresentam saturação. Parece que para as forças nucleares há também saturação, porque se verifica que a energia de ligação é proporcional ao número de constituintes o que significa que cada nucleão só actua sobre os imediatamente vizinhos.

O conjunto destes factos conduziu a pensar que o núcleo é um agregado de nucleões fortemente ligados entre si, cuja estabilidade reside no equilíbrio entre a repulsão de Coulomb e as forças atractivas que se exercem entre os nucleões; a energia de ligação será então análoga a uma energia molecular. Foi esta imagem que permitiu estabelecer uma comparação entre o núcleo e uma gota líquida. Esta maneira de ver é confirmada por outros factos.

III. O modelo da gota líquida. Este modelo foi justificado principalmente a partir do estudo das reacções nucleares. Na acepção mais geral há uma reacção nuclear sempre que uma partícula tem uma interacção com um núcleo. É evidente que as interacções especificamente nucleares apenas se dão se a partícula se aproximar suficientemente do núcleo (um protão ou uma partícula α deverão possuir, pelo menos, a energia necessária para vencer a influência repulsiva da carga Ze do núcleo, o que não sucede para um neutrão).

A teoria procurou prever o comportamento ulterior do sistema formado pelo núcleo que serviu de alvo e pela partícula incidente, quando esta penetra no núcleo.

Niels Bohr considerou que se constituia um novo núcleo de vida extremamente curta ($\approx 10^{-14}$ s). Por exemplo uma partícula α que penetra num núcleo de alumínio ${}_{13}^{27}\text{Al}$ produz durante um curto instante um núcleo de fósforo (${}_{13}^{27}\text{Al} + {}_2^4\text{He} \rightarrow {}_{15}^{31}\text{P}^*$) com uma certa energia de excitação. A hipótese de Bohr consiste essencialmente em admitir que a partícula incidente perde a individualidade no interior do núcleo e que a sua energia se distribui por todos os nucleões por meio de numerosos choques. A probabilidade de tais choques pode-se calcular a partir do livre percurso médio dos nucleões no interior do núcleo. De um modo geral, a evolução ulterior do núcleo intermédio (ou núcleo composto) consiste na emissão de radiação electromagnética (radiação gama) ou de uma partícula transportando a energia de excitação. A probabilidade de expulsão de uma partícula está relacionada com a probabilidade que a energia do núcleo tem de se concentrar sobre a referida partícula devido aos choques que ela sofre. Pode comparar-se este processo com a emissão de um átomo por um corpo aquecido em que os choques devidos à agitação térmica podem fornecer a este átomo uma energia suficiente para vencer as energias de ligação.

De acordo com esta hipótese, os estudos teóricos devidos principalmente a Bohr, Beth, Frenkel, Landau e Weisskopf, permitiram o desenvolvimento de uma «termodinâmica do núcleo» que explicou correctamente as diferentes leis experimentais relativas às reacções nucleares. Designadamente podem-se explicar a probabilidade de emissão de radiação γ , os afastamentos dos níveis energéticos do núcleo, e a possibilidade de ressonâncias agudas; os primeiros cálculos teóricos em que se supunha que a partícula incidente podia atravessar os núcleos e entrar em interacção apenas com um nucleão estavam em desacordo com a experiência.

IV Os números mágicos. Vimos que a concepção geral que é possível fazer do núcleo conduz a considerá-lo como um sistema muito complexo de nucleões encerrados num volume muito pequeno; a distância média entre os nucleões é da ordem de 10^{-13} cm., e cada nucleão está ligado aos seus vizinhos imediatos por forças desconhecidas. Pode-se acrescentar que é verosímil que as interações entre um neutrão e um próton sejam da mesma ordem de grandeza que as forças de interação que ligam entre si dois prótons ou dois neutrões.

Em contradição com esta imagem nuclear existem factos experimentais, que parecem provar que os neutrões e os prótons são independentes e se agrupam em camadas sucessivas de modo um pouco análogo ao dos electrões periféricos do átomo: é o modelo quase atómico ou em camadas.

A ideia essencial que presidiu à elaboração deste modelo foi devida a ter-se posto em evidência «números mágicos»: observou-se que os núcleos com um número de prótons ou de neutrões igual a certos valores determinados, tinham uma estabilidade particular. O facto destes números terem aparecido sem nenhuma relação com os factos anteriormente conhecidos pareceu aos físicos um pouco misterioso e levou-os a designá-los por «números mágicos»; estes números são 2, 8, 20, (28); 50, 82, 126. Ainda se discute se o número 28 e alguns outros (40 e 70 em particular), se podem incluir nesta designação. Naturalmente, esta estabilidade especial faz lembrar que existem propriedades semelhantes nos átomos para os gases raros e sugere que os nucleões no interior do núcleo se poderiam reunir para formar camadas; os núcleos mais estáveis seriam aqueles para os quais essas camadas estivessem completas. Mas o facto que parece mais curioso é um núcleo possuir esta estabilidade quando Z ou N é igual a um número mágico; este facto levou a pensar que os neutrões e os prótons formam independentemente o seu sistema de camadas. Pode-se mesmo ir mais longe e dizer que esse sistemas são semelhantes, visto que os nú-

meros mágicos são os mesmos para os prótons e para os neutrões.

Vê-se toda a diferença que existe entre este modelo e o da gota líquida, e as dificuldades que há em adoptar este, se atendermos aos factos seguintes:

— a formação de camadas sucessivas implica que cada nucleão, ocupe um lugar, isto é, uma determinada casa quântica, como sucede com os electrões do cortejo e impõe a presença de um campo de forças central que desempenha o mesmo papel que o núcleo em relação ao cortejo electrónico.

— a independência das camadas de neutrões e de prótons parece em contradição com o facto das forças nucleares serem provavelmente as mesmas entre neutrão e próton que entre dois neutrões e dois prótons.

Apesar destas dificuldades parece indiscutível que o modelo em camadas dá conta de um grande número de factos experimentais.

Nos parágrafos seguintes procuraremos ainda que sumariamente:

1.º — resumir os factos experimentais que põem em evidência os números mágicos.

2.º — lembrar como se concebe, do ponto de vista teórico, o modelo em camadas.

3.º — comparar as propriedades que se podem deduzir deste modelo teórico, com os resultados experimentais.

V — Factos experimentais que permitem pôr em evidência os números mágicos. *Abundância isotópica:* pode-se pensar que a abundância relativa dos diferentes isótopos reflecte a estabilidade dos núcleos: um isótopo é tão mais abundante quanto mais estável for o núcleo; é possível então fazer um certo número de observações simples: para o estanho ($Z=50$) o número de isótopos é máximo; a diferença de massa entre o isótopo mais leve ^{112}Sn e o mais pesado ^{124}Sn é 12.

Esta diferença de massa entre os dois isótopos mais extremos apenas se encontra para o Xe (^{124}Xe e ^{136}Xe), mas para ^{136}Xe tem-se $N=82$.

— O cálcio ($Z = 20$) tem 5 isótopos o que é invulgar nesta região.

— Do mesmo modo, se procurarmos o número de isótonos, isto é, o número de núcleos com o mesmo número de neutrões N , verifica-se que o número de isótonos é máximo para $N = 82$ (7 isótonos), e depois para $N = 50$ (6 isótonos).

— Pode-se assinalar enfim que para os núcleos de Z par e superior a 33 a abundância relativa do isótopo mais pesado é sempre inferior a 60 % salvo para $^{88}_{38}\text{Sr}$ (82 %), $^{138}_{56}\text{Ba}$ (71,66 %) e $^{140}_{58}\text{Ce}$ (90 %) nos quais há respectivamente 50, 82 e 82 neutrões.

Energia de ligação: A partir da energia de ligação do último nucleão pode-se obter uma prova mais concludente e mais directa. Mais exactamente, estudar-se-á a variação desta energia para pôr em evidência discontinuidades.

Desde 1934, W. Elsasser, examinando as energias de desintegração α , mostrou que existiam tais discontinuidades para 82 prótons e 126 neutrões. Sabe-se, com efeito, que

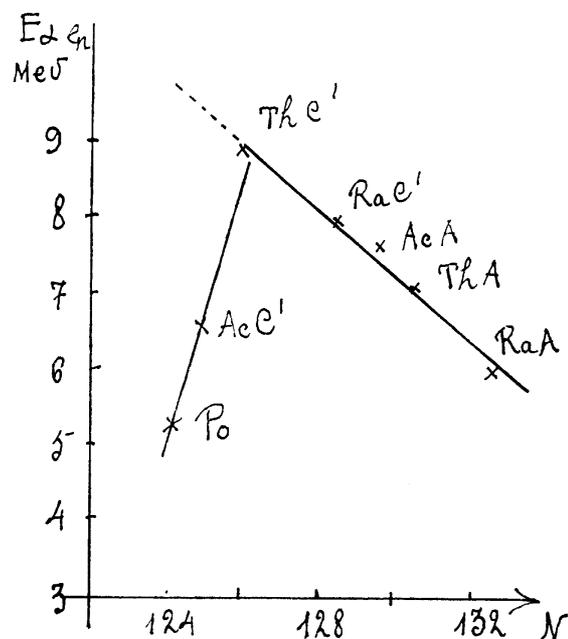


Fig. 1

para lá do chumbo ($Z = 82$) certos elementos instáveis emitem espontaneamente uma partícula α (^4_2He) cuja energia é ordinariamente de vários milhões de electrões volts; esta energia depende da energia de ligação dos

nucleões que serviram para constituir esta partícula. W. Elsasser marcou num gráfico (fig. 1) a energia da partícula α emitida por todos os núcleos com o mesmo número atómico Z , em função do número de neutrões. Nota-se uma brusca diminuição da energia da partícula α emitida, quando esta se cria à custa de um ou vários neutrões pertencentes ao grupo de 126 neutrões como no caso do Ac C' e do Po . Observa-se uma variação análoga para $Z = 82$ prótons quando se marca em abcissas o número de prótons. Estas considerações foram recentemente estendidas aos corpos emissores α obtidos artificialmente e confirma que 82 prótons e 126 neutrões formam um grupo de uma grande estabilidade. Pode-se ligar a este estudo as considerações relativas à secção eficaz de captura de neutrões ou à cisão do urânio 235. A secção eficaz de captura mede a possibilidade que um núcleo tem de absorver um neutrão. Para os núcleos contendo 50, 82 ou 126 neutrões, esta secção eficaz é anormalmente fraca indicando uma estabilidade maior. Do mesmo modo que no estudo da cisão, verificou-se que havia uma probabilidade maior para que os dois núcleos formados tivessem respectivamente 50 e 82 neutrões.

A abundância e a variedade de todos estes factos experimentais estabelecem sem dúvida alguma a existência de estruturas previligeadas no interior do núcleo.

VI. O modelo em camadas. Como dissemos mais acima as estruturas previligeadas no interior do núcleo conduziram naturalmente os físicos a pensar (por analogia com os electrões do átomo), que os nucleões podiam organizar-se em camadas e que os núcleos mais estáveis eram formados por camadas completas, independentemente para os prótons e para os neutrões. Teríamos pois camadas completas para 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126 neutrões ou prótons.

Sabe-se que no átomo os electrões estão submetidos ao potencial central do núcleo $\frac{Ze}{r}$ e que, em primeira aproximação, as

interacções entre os electrões são desprezíveis. Pode-se então definir uma sucessão discreta de níveis caracterizados pela sua energia E , pelo seu momento angular orbital L e pelo momento angular total J . Os momentos angulares L e J para o átomo são os resultantes dos momentos angulares orbital e total j de todos os electrões.

O momento angular orbital \vec{l} é o momento da quantidade de movimento em relação ao centro do átomo e o momento angular total \vec{j} é a resultante $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ em que \vec{s} é o spin próprio do electrão que pode tomar os valores $\pm 1/2$; tem-se portanto $j = l \pm 1/2$ em unidades $h/2\pi$.

No caso do núcleo não se conhece o potencial central. Os físicos teóricos tomaram

como ponto de partida os níveis de energia definidos por um oscilador harmónico num potencial constante V criado pelo conjunto dos outros nucleões; este potencial anula-se para uma distância superior a um dado valor R (poço de potencial: $V=V$ para $R < r_0$, e $V=0$ para $R > r_0$)

A primeira coluna do quadro I representa a ordem dos níveis obtidos para o oscilador harmónico e a 2.^a coluna a ordem que resulta da introdução do «poço de potencial». Verifica-se que certos níveis estão desdobrados e apresentam sub-níveis que se distinguem entre si pelo seu momento orbital (as letras s, p, d, f , etc., designam os sub-níveis de momento angular $l=0, l=1, l=2, l=3$, etc., conforme uma notação habitual).

Observe-se que, desde já, se obtém correctamente os três primeiros números mágicos mas, para os restantes, há desacordo com a experiência.

Foram emitidas duas hipóteses para agrupar os sub-níveis de modo a obter os números mágicos; a mais frutuosa foi a imaginada por M. G. Mayer e independentemente por Haxel, Jensen e Suess, à qual nos limitaremos. M. G. Mayer supõe que, tal como acontece para o cortejo electrónico, o spin próprio do nucleão pode-se acoplar com o seu momento orbital l para dar um momento resultante $j = l \pm 1/2$ (sendo $1/2$ o spin do nucleão): é a hipótese do acoplamento spin-órbita em que se admite que os nucleões têm entre si uma pequena interacção. Na coluna 3 do quadro I, damos a lista dos sub-níveis que resultam desta hipótese; por exemplo, o símbolo $1 d 5/2$ significa que se trata do sub-nível $1 d$ no qual os nucleões têm o seu spin paralelo ao momento angular orbital: a coluna 4 dá o número de nucleões ocupando os sub-níveis sucessivos que se calcula aplicando o princípio de Pauli, isto é, admitindo que cada sub-nível tem, pelo menos, $(2j+1)$ nucleões.

Agrupando então os sub-níveis como se indica na coluna 5, obtém-se níveis que têm precisamente um número de nucleões igual aos números mágicos Naturalmente estas

Quadro I

1	2	3	4	5
Ordem dos níveis do oscilador	Ordem com poço de potencial	Acoplamento spin-órbita	Número de nucleões na sub-camada	Agrupamento destes níveis para obter os números mágicos
1	1 s	1 s 1/2	2	Total 2 2
2	1 p	1 p 3/2 1 p 1/2	4 2	} 6 8
3	1 d	1 d 5/2 1 d 3/2	6 4	
	2 s	2 s 1/2	2	} 12 20
4	1 f	1 f 7/2 1 f 5/2	8 6	
	2 p	2 p 3/2 2 p 1/2	4 2	} 8 28
5	1 g	1 g 3/2 1 g 7/2	10 8	
	2 dd	2 d 5/2 2 d 3/2	6 4	} 22 50
	3 s	3 s 1/2	2	
6	1 h	1 h 1/2 1 h 3/2	12 10	} 32 82
	2 f	2 f 7/2 2 f 5/2	8 6	
	3 p	3 p 3/2 3 p 1/2	4 2	
7	1 i	1 i 13/2	14	
	—	—	—	} 44 126
	—	—	—	
	—	—	—	
	—	—	—	

hipóteses arbitrárias só se justificam enquanto permitem deduzir do modelo em camadas conclusões verificáveis pela experiência. É esta comparação com a experiência que vamos agora realizar.

VII. Comparação com os resultados experimentais. Uma das características essenciais do núcleo é o seu momento angular total J chamado muitas vezes spin do núcleo. Este momento angular total J é a resultante dos momentos angulares totais de todos os nucleões. As determinações experimentais de J foram realizadas num grande número de núcleos estáveis e é principalmente neste ponto que se comparam as previsões da teoria e os dados da experiência.

Formulemos em primeiro lugar algumas observações: análogamente ao que sucede no átomo, admite-se que uma camada saturada de neutrões ou de protões tem um momento angular total nulo; poder-se-á pois desprezar no cálculo esta parte saturada de J e ter em conta apenas os nucleões mais exteriores.

Alem disso, no caso dos núcleos a experiência mostra que todos os núcleos, cujo número de neutrões N e o número de protões Z é par, têm também um momento angular total nulo. M. G. Mayer emitiu a hipótese de que 2 nucleões sobre uma camada saturada ou não saturada, se conjugam sempre dando a resultante $J=0$; resulta deste facto que apenas o nucleão solitário contribuirá para dar o momento angular dos núcleos para os quais A é ímpar; foi esta última hipótese que foi submetida à experiência. Tomemos, por exemplo, o isótopo de massa 17 do oxigénio: $^{17}_8\text{O}$, constituído por 8 protões e 9 neutrões; segundo o quadro I vê-se que o 9.º neutrão se deve encontrar na camada 1 d $5/2$ com um momento angular total $j = l + 1/2 = 5/2$; prevê-se pois para este núcleo $J= 5/2$ o que confirma a experiência. De um modo geral o acordo é excelente salvo raras excepções (2 em 70); no entanto devemos acrescentar que o quadro rígido da teoria teve que ser alargado (como sucede para o átomo nas terras raras ou para os elementos

de transições), supondo que o preenchimento das camadas não se efectua sempre na ordem estritamente prevista. Estudou-se uma ordem dos níveis semi-empírica, aliás muito pouco diferente, ajustando os resultados teóricos com os dados experimentais.

Transições γ : é bem conhecido que um núcleo pode estar num estado excitado, isto é, pode ter uma energia maior do que no estado fundamental. Para o átomo, um estado excitado simples é, geralmente, devido ao facto de um electrão se encontrar numa órbita mais exterior que a ocupada no estado fundamental. No caso do núcleo, supondo válido o modelo em camadas, é natural pensar que um estado excitado vizinho do nível fundamental é devido a um nucleão colocado numa camada menos ligada. Pode-se ilustrar esta hipótese com um exemplo: no isótopo de massa 113 do índio $^{113}_{49}\text{I}$ o núcleo é formado por 49 protões e 64 neutrões; o nucleão solitário que confere o seu momento angular total ao núcleo é o 49.º protão; o quadro I mostra que este protão está no sub-nível 1 g $9/2$, e portanto, que o seu momento angular total é $9/2$; efectivamente mediou-se o spin de $^{113}_{49}\text{I}$ e obteve-se o valor $9/2$. No estado fundamental do núcleo existe um lugar vago no sub-nível 1 g $9/2$, pode-se formar um estado excitado, por exemplo, pela passagem de um protão de um sub-nível inferior para este lugar vago: o caso mais simples é aquele em que um protão vem do sub-nível 2 p $1/2$; o momento angular total do núcleo neste caso é $1/2$.

Naturalmente o núcleo terá então uma certa probabilidade de voltar ao estado fundamental energeticamente mais baixo.

Esta passagem liberta, no átomo, a energia sob a forma de fotão X ou luminoso; para o núcleo ter-se-á um fotão γ que, como se sabe, apenas difere dos fotões X ou luminosos pela sua frequência ser em geral mais elevada.

A teoria do núcleo no seu estado actual é insuficiente para prever as energias postas em jogo nestas transições como se pode fazer no átomo. Mas quando o núcleo volta ao estado normal e emite um fotão γ há, não

só conservação da energia, mas também conservação do momento angular total: isto é, o fóton fica com um momento que é a diferença dos momentos angulares dos estados inicial e final do núcleo. No exemplo que tomámos ^{133}In , o modelo em camadas prevê principalmente um fóton de momento angular $l = |J - J'| = 4$.

O estudo experimental dos raios γ permite precisar o momento angular do fóton e em quase todos os casos em que a transição se produz na vizinhança do estado fundamental, há acordo entre as previsões teóricas e os resultados experimentais,

VIII. Conclusão. Limitámos a comparação entre o modelo em camadas e a experiência, aos momentos angulares totais e às transições γ . De facto, o confronto estendeu-se às desintegrações β nas quais o núcleo sofre uma transformação com emissão de um electrão; o electrão assim emitido é criado no interior do núcleo pela transformação de um neutrão em protão. Também neste ponto a teoria obteve um sucesso notável. Apesar das dificuldades que ela traz vê-se que a estrutura em camadas permite ligar de uma maneira muito simples um grande número de factos experimentais acumulados durante estes últimos anos: pode-se supor que constitui, num certo sentido, uma aproximação válida da estrutura do núcleo. Um trabalho impor-

tante para os físicos consiste pois em verificar as previsões deste modelo para determinar os limites, porque como toda a teoria, é a partir das divergências com a experiência, que pode ser aperfeiçoada.

Para concluir, quereríamos insistir no belo exemplo de marcha científica que constitui a elaboração do modelo em camadas. Com efeito, ordinariamente uma teoria elabora-se a partir de observações empíricas que ela procura relacionar deduzindo-as de leis gerais; e se a teoria é frutuosa esta síntese permite obter previsões; é então que voltando à experiência esta consagra ou infirma a validade da teoria proposta.

Foi assim que, sugerida pela existência dos números mágicos, a estrutura em camadas permitiu prever um grande número de propriedades do núcleo que a experiência agora procura verificar.

Do ponto de vista mais geral, notaremos que o sucesso do modelo do núcleo em camadas não destrói os argumentos a favor da teoria do modelo da gota líquida, mas que se aplica antes a um outro aspecto do núcleo; de facto estes dois modelos, opostos na aparência, encerram cada um uma parte de verdade e por analogia com exemplos célebres da história das ciências é provável que uma síntese maior os venha a reunir.

J. TEILLAC

Institut du Radium, Laboratoire Curie. Paris

3. PONTOS DE EXAME

EXAMES DE ENSINO MÉDIO (FÍSICA)

Exames de aptidão para frequência das licenciaturas em Ciências Matemáticas, Ciências Físico-Químicas e Ciências Geofísicas, preparatórios para as escolas militares e curso de engenheiros geógrafos — Ano de 1952.

Ponto n.º 1

147 — Numa queda de água utiliza-se uma turbina que vai accionar um gerador eléctrico.

Sabe-se o seguinte:

Diferença de nível, 100 m.

Perda por atrito, dentro da conduta de água, 10 %.

Vazão 240 m³/minuto.

Rendimento do sistema turbina-gerador eléctrico, 80%.

Tensão da corrente obtida. 3:000 volts.

Pede-se:

a) Qual é em cavalos-vapor, a potência do gerador eléctrico?

b) Qual é a intensidade da corrente obtida? R:

$$\eta = \frac{P_u}{P_m}$$

$$P_m = \frac{9}{10} \frac{mgh}{t} = \frac{9}{10} \times \frac{240 \times 10^3 \times 100}{60} = 36 \times 10^4 \frac{\text{kgm}}{\text{s}}$$