

Josef Sahánek

O netlumených vlnách Hertzových

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 54 (1925), No. 4, 361--376

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/122320>

## Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1925

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

## O netlumených vlnách Hertzových.

Sděluje *Josef Sahánek.*

### I.

Hertzovými vlnami rozumí se elektromagnetické vlny nejvýše několikametrové. Zde speciálně vlny v mezích od decimetru do ca. pěti metrů.

K buzení netlumených vln těchto délek užívá se těchto prostředků jako k buzení netlumených oscilací vůbec. Tedy elektrického oblouku a různých druhů elektronových lamp. Nejprve všimneme si experimentální stránky buzení těchto oscilací.

Oblouk elektrický za podmínek, jak je stanovil Poulsen, dával oscilace do frekvence řádu  $10^6$ , tedy vlny stokráté menší než o jaké se nám jedná. Zvýšení frekvence podařilo se dosíci S. Arndtovi,<sup>1)</sup> kterýžto získal vlny až 11 cm dlouhé. Jeho generátor sestával ze dvou mosazných válečků nad sebou izolovaně umístěných. Spodní byl uprostřed vyhlouben a tvořil tak nádobku, jež se naplnila zředěnou kyselinou sírovou — kladná elektroda — a horní tvořil matici pro krátký šroub, který nesl na konci dolním platinový drátek — zápornou elektrodu. Užité napětí bylo několik set volt. Ukázalo se, že oblouk tvořící se mezi těmito elektrodami při jisté svojí délce chová se podobně, jako rychle vyhasínající jiskřiště, takže kmitá každá polovice oscilátoru sama pro sebe. Délka vlny je určena rozměry polovice, nikoliv rozměry celého oscilátoru, jak je tomu obvykle. Oscilace — zvláště při kratších vlnách — byly ale nestálé, ježto kyselina se rozstříkuje a tím mění se délka oblouku. Nověji nalezl jsem jinou metodu.<sup>2)</sup> Získal jsem snadno vlny kratší jednoho metru, když užil jsem obvyklých elektrod uhlíku a chlazené mědi. Generátor měl tvar lineárního Hertzova oscilátoru. Tvořily jej dvě stejně dlouhé kovové trubice, ležící na téže přímce. Jedna opatřena dvěma dny, z nichž jedno bylo měděné a tvořilo elektrodu oblouku. Trubicí protékala voda. Druhá trubice opatřena byla uvnitř šroubem, který nesl na konci krátký roubík uhlíkový. Oblouk hořel v atmosféře svítiplynové. Proud z baterie byl přiváděn pokud možno blízko elektrod. Ukázalo se, že tento generátor vysílá vlny, jejichž délka je dána rozměry jeho, jako u Hertzova lineárního oscilátoru, zamění-li se obvyklá polarita elektrod, takže uhlík tvoří anodu, chlazená měď katodu. Při napětí baterie 120 Volt jsou oscilace již tak stálé, že hodí se zcela dobře k demonstracím obvyklých Hertzových pokusů.

Při elektronových lampách vyšlo se také od užívaného spojení pro lampu-generátor oscilací, s oscilačním kruhem ve vedení anodovém a se zpětným spřažením na mřížku. Autoři snaží se zmen-

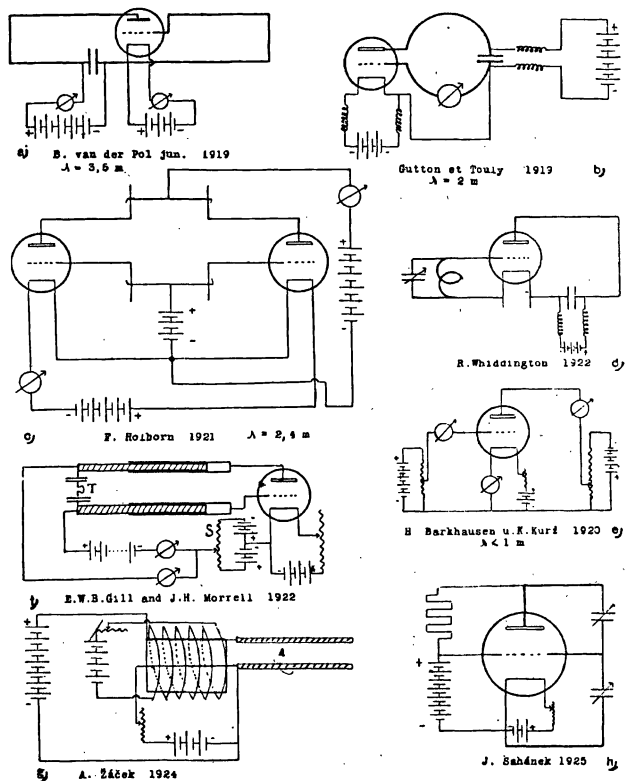
šovati rozměry oscilačního kruhu a zachovati při tom oscilace. Tak dosáhl Balth. van der Pol jun.<sup>3)</sup> netlumených vln délky  $\lambda = 3,5 m$ . Spojení podává schema 1a. Oscilační kruhy byly redukovány na smyčky z drátu, jednak od anody ku katodě, jednak od mřížky ke katodě. Smyčka první přerušena byla malým proměnným kondensátorem. Vhodné zpětné spřažení dosaženo změnami tohoto kondensátoru, k němuž paralelně připojena byla anodová baterie. Ukázalo se, že při zmenšování oscilačního kruhu nelze překročit určitou hranici, takže na počátku uvedená hodnota pro  $\lambda$  tvoří dolní dosažitelnou mez. V téže době dosáhli Gutton a Toully<sup>4)</sup> délky vlny až  $\lambda = 2 m$ . Spojení liší se jen málo od předšlého (viz schema 1b). Oscilační kruh utvořený z drátěné smyčky přerušené kondensátorem  $0,001 \mu F$  je připojen k anodě a mřížce. Zpětné spřažení dosaženo připojením katody krátkým drátkem ke kondensátoru na straně mřížky. Na kondensátor je připojena jako svrchu baterie o napětí 320 Volt.

Ke stejné asi hranici dospěl F. Holborn,<sup>5)</sup> který užil dvou 10Wattových lamp Telefunken ve spojení vyznačeném schematem 1c. V místech, kde připojena je anodová baterie, jsou uzly napětí. Maxima napětí jsou na *A* a *M*. Nejkratší vlna dosažená měřila  $\lambda = 2,4 m$ . Intensita oscilací pokud nejsou příliš rychlé ( $\lambda = 3,5 m$ ) byla taková, že možno přiblížením smyčky s malou zárovňkou k uzlům napětí tuto rozsvítiti. Odtud při zkracování délky vlny intensity rychle ubývá, takže při udané nejkratší délce vlny je intensita oscilací již tak malá, že se dá právě ještě naměřiti.

R. Whiddington<sup>6)</sup> uvádí obdobné spojení jako B. v. d. Pol. j. s tím rozdílem, že také na mřížku a katodu je připojen malý oscilační kruh, sestávající ze samoindukce a proměnné kapacity. Naladí-li se kondensátorkem tento kruh na kruh anodový, získají se Hertzovy vlny značné intensity. Dolní hranice délky vlny není v práci udána (obr. 1d).

Z uvedeného je patrné, že nelze délku vlny dále zkracovati, používá-li se obvyklého spojení pro lampu jako generátor oscilací. Podařilo se ale najít jiné metody, jež umožnily další postup ke kratším vlnám. První z nich je metoda, kterou udali na počátku roku 1920 H. Barkhausen a K. Kurz.<sup>7)</sup> Autoři našli, při použití vysílací lampy s cylindrickými elektrodami, při čemž mřížka uvedena byla na vysoký potenciál proti katodě (několik set Volt), anoda proti tomu na menší negativní potenciál proti katodě a na anodu a mřížku připojeny ve formě vhodné dlouhých drátů anteny, že vznikají v jistých případech krátké elektromagnetické vlny, jejichž délku bylo možno hned při prvních pokusech snížit pod  $1 m$ . Znakem, že oscilace vznikly, je skutečnost, že anodovým kruhem prochází proud mající směr uvnitř lampy od anody k mřížce. To znamená, že na anodu dopadá negativní náboj prošlý od katody mřížkou, ačkoliv má anoda nižší potenciál než katoda.

Nepodařilo se autorům přiměti k oscilacím lampy s rovinnými elektrodami a lampy přijímací. Dokonce ani všechny typy lamp vysílacích s válcovými elektrodami se k buzení oscilací nehodí. Tyto zkušenosti byly potvrzeny dalšími pracemi, v nichž je buď přímo studována tato metoda, nebo používáno této k jiným účelům. [L. Bergmann,<sup>8)</sup> C. Schaefer a Merzkirch,<sup>9)</sup> A.



Obr. 1.

Scheibe.<sup>10)</sup>] Ukázalo se, že není třeba úplné symetrie elektrod (Scheibe), což se považovalo na počátku za nutnou podmínku. C. Schaeferovi a J. Merzkirchovi podařilo se také rozkmitati jistým obratem lampy přijímací určitého typu, ale oscilace byly nestabilní, za krátko ustávaly.

Byla studována také závislost vzniku oscilací na plynovém obsahu trubice. [L. Nattleton,<sup>11)</sup> E.W.B. Gill a J.A. Morrell.<sup>12)</sup>] Ukázalo se, že oscilace jsou možny nejen v trubicích čistě elektro-  
nových, nýbrž i v těch, jež obsahují zbytky plynů. První ze jmeno-

vaných autorů nemohl přiměti k oscilacím trubice, v nichž klesl tlak pod  $5 \cdot 10^{-5} \text{ mm Hg}$ . Maximální intenzitu oscilací obdržel ve vzduchu při zředění na  $0,0025 \text{ mm Hg}$ .

Krátce po uveřejnění práce Barkhausen-Kurzovy byla otisknuta práce R. Whiddingtona,<sup>13)</sup> který užil lampy se zbytky plynu (Hg). Pole mřížka-katoda bylo slabě zrychlující, pole anoda-mřížka silně zrychlující pohyb náboje. Při tomto spojení vznikaly také bez připojení oscilačních kruhů Hertzovy vlny, jichž délka se měnila s potenciálem mřížky.

V uplynulém právě roce uveřejněny byly další dvě metody:

A. Žáček<sup>14)</sup> užil kenetronu s cylindrickou anodou a centrálním vláknem-katodou. Ukázalo se, že vytvoří-li se magnetické pole rovnoběžné s katodou, tak intensivní, že se dostaví klesání intenzity anodového proudu; dostaví se rovněž rychlé oscilace, jež možno vyzářiti pomocí vhodně volených anten připojených na obě elektrody. Nejkratší vlna byla asi  $29 \text{ cm}$ .

G. Breit<sup>15)</sup> získal vlnu ca.  $60 \text{ cm}$  dlouhou, jejíž intenzita byla odvislá od topného proudu, použiv lampy s mřížkou, při čemž tato byla uvedena proti katodě na vysoký potenciál, jako u Barkhausena a Kurze, naproti tomu anoda zůstala izolována — nepřipojena.

## II.

Výklad vzniku Hertzových vln při použití elektrického oblouku posud podán nebyl.

Pokud se týče metod B. van der Pole j,<sup>3)</sup> Guttona a Toulyho,<sup>4)</sup> Holborna<sup>5)</sup> i Whiddingtona<sup>6)</sup>, je vznik oscilací principiálně shodný se vznikem těchto v obvyklém spojení se zpětným spřažením. Předpokládáme-li totiž, že potenciální rozdíl mezi anodou a katodou je konstantní a mění se napětí mezi anodou a mřížkou, odpovídá stoupajícímu napětí anoda-mřížka, klesající intenzita anodového proudu a obráceně. Lampě přísluší tedy klesající charakteristika, a lze tedy lampy použítí k buzení oscilací do frekvencí, při nichž doba kmitová stává se řádově shodnou s dobou, za níž náboj proběhne prostor mezi mřížkou a anodou, neboť pak lze očekávati tak velké deformace charakteristiky, že tato ztrácí svoji klesající tendenci. To také souhlasí se zkušenostmi dříve uvedenými.

R. Whiddington<sup>13)</sup> podává ke svojí metodě následující vysvětlení: První mrak elektronů přicházejících od katody, nabývá značné kinetické energie v prostoru mřížka-anoda a vznikne v důsledku toho mrak pozitivních iontů (v daném případě rtuťových iontů). Tyto jsou puzeny ke katodě a zde při dopadu vyvolávají sekundární mrak elektronový, touto druhou vlnu pozitivní atd., čímž je určena frekvence oscilací.

Barkhausen a Kurz<sup>7)</sup> vysvětlují vznik oscilací následující hypotésou:

Elektrony vystupující z katody nabývají v prostoru katoda-mřížka určité rychlosti. Z nich jen malá část dopadne na mřížku, většina prolétne do prostoru mřížka-anoda, ježto pak anoda je negativní proti katodě, zabrzdí se elektrony dříve než k ní dolétnou a vrací se zpět přes mřížku ke katodě. Tak kývají elektrony tak dlouho, pokud se všechny nezachytí mřížkou. Tento čistě mechanický kývavý pohyb elektronů tvoří vlastní elektrický kmit. Doba kmitová je tedy rovna době, za kterou proběhne elektron dráhu od katody přes mřížku k anodě a zpět. Tato doba je závislá ale jen od rozměrů lampy a od užitých napětí.

Výpočet proveden byl pro případ rovinných elektrod. Výsledky početní srovnány s hodnotami naměřenými u lampy s elektrodami cylindrickými, ukázaly skutečně jistý souhlas. Hodnoty vypočítané byly sice vesměs asi o 30% větší než naměřené, ale průběh závislosti na napětí mřížkovém resp. anodovém byl v obou případech stejný. Lze očekávat, že propočítání pro cylindrické elektrody odstraní i prvý nesouhlas, neboť v tomto případě je v prostoru katoda-mřížka největší spád potenciálu v blízkosti katody, v prostoru mřížka-anoda největší v blízkosti mřížky, ale mírnější nežli v případě předešlém. Proběhne tedy elektron dráhu katoda-mřížka mnohem rychleji než v případě rovinných elektrod, v prostoru mřížka-anoda se sice rychleji zabrzdí, než při lampě s rovinnými elektrodami, ale zabrzdění není tak náhlé jako bylo rozběhnutí mezi katodou-mřížkou. Lze tedy očekávat, že počtem nalezené hodnoty pro dobu kmitovou budou menší než dle počtu Barkhausena a Kurze. Výpočet tento provedl ve své práci Scheibe.<sup>10)</sup> Souhlas, který našel mezi počítanými a naměřenými hodnotami, je skutečně velmi pěkný. Ale i zde většinou jsou naměřené hodnoty kratší než vypočítané.

V tom vidím právě jednu ze závad teorie. Výpočet proveden byl za zanedbání vlivu prostorového náboje. Tento negativní náboj je ve skutečnosti do jisté míry nahromaděn v okolí katody a v okolí anody. Musí mít tedy za následek v prvém případě zmenšení potenciálního spádu v blízkosti katody, v druhém případě zvětšení potenciálního spádu v blízkosti mřížky. To zn., že elektron ve skutečnosti nerozběhne se tak rychle, jak je počítáno, zabrzdí se pak rychleji v blízkosti mřížky, takže probíhá jak prostor katoda-mřížka, tak prostor mřížka-anoda delší dobu, než je počítáno. Ukáže-li se tedy jistý nesouhlas mezi nalezenými a počítanými hodnotami, mají býti skutečné doby kmitové delší než počítané, kdežto výsledky Scheibeho jsou právě opačné.

Hypothesa tato má ale i jiné stinné stránky. Vyjma o frekvenci kmitů, neříká nám ničeho o podmínkách, kdy jsou oscilace možny a zkušenost ukazuje, že nelze jich vždy dosáhnouti, ani o velikosti energie, kterou lze v oscilacích získati. Ponechává také nerozřešenu otázku, čím jsou oscilace udržovány, neboť nutno předpo-

kládají, že při tomto kývavém pohybu nastane periodické rozdělení hustoty náboje (elektronů), neboť jinak by jich šlo v každém okamžiku stejně v jednom i druhém směru a nemohlo by se mluvit o oscilacích. Mimo to počalo se ukazovati, že nejsou zcela bez vlivu připojené oscilační systémy na frekvenci, což hypotéza B. K. vylučuje. Ukazují se také skutečně pokusy vysvětliti oscilace z jiného hlediska.

Tak ná př. V. P a g l i a r u l o<sup>16)</sup> zavádí předpoklad, že odpor lampy v případě, kdy oscilace nastávají, je negativní a rovný ohmickému odporu kruhu. Nedostatek při této teorii vidím v tom, že se zde předpokládá vlastnost — klesající charakteristika — kteroužto by bylo nutno buď prokázati experimentálně, nebo dovésti ji počtne.

Dále pokročili jak experimentálně tak teoreticky Gill a M o r e l l.<sup>12)</sup> Tito ukázali, že oscilace se objevují nejen při anodovém napětí negativním, nýbrž i při pozitivním. Jejich uspořádání je znázorněno ve schematu l. f. K anodě a mřížce připojeny byly pozounovitě měnitelné trubice paralelně spolu vedené. Mezi konce druhé dvojice byly připojeny do řady dva kondensátory o kapacitě ca. milli-microfaradu, mezi něž vložen byl thermoelement s galvanometrem (můstek). K posuvným kontaktům připojena dále mřížková baterie, jejíž záporný pól připojen byl k potenciometru S. Střední bod baterie potenciometru připojen byl k zápornému konci katody. Tímto zařízením bylo možno uvést anodu proti katodě na potenciál  $\pm 6$  Volt. Normální topný proud byl 6 Volt, užíváno obvykle poněkud nižšího.

Tímto zařízením získali pozoruhodný výsledek. Když totiž za stálého topného proudu a stálého napětí vnější elektrody (anody), kteréžto hodnoty voleny zkusmo tak, aby byly nejpříznivější vzniku oscilací, bylo měněno napětí mřížkové a můstek nastaven vždy na maximální intensitu oscilací, dostali závislost vyznačující se více maximy a sice tyto případly na hodnoty:

$$\begin{array}{l} V = 16 \quad 24 \quad 42 \quad 58 \quad 82 \quad 114 \text{ Volt, tak} \\ \lambda = 586 \quad 451 \quad 366 \quad 307 \quad 262 \quad 233 \text{ cm} \end{array}$$

Maximum při 16 Voltech nízké, při 42 Voltech nejvyšší a odtud opět maxima stále nižší, takže při 114 Voltech zcela malé. Když byly utvořeny součiny  $\lambda^2$ . V ukázalo se, že je přibližně pro všechna maxima tato hodnota stálou.

Autoři, aby tyto zkušenosti vysvětlili, vypracovali teorii, jež znamená značnější pokrok proti hypotéze Barkhausen-Kurzově. Předpokládáme-li totiž, že vedle stálého napětí mezi mřížkou a vnější elektrodou působí ještě napětí periodické  $V_0 \cdot \sin pt$  a počítáme práci, kterou elektron dodá této při svém pohybu od mřížky k vnější elektrodě a práci kterou spotřebuje při zpětném pochodu,

dostáváme ( $T$  doba, za níž projde elektron trať mřížka-vnější elektroda,  $t_0$  čas, kdy prošel mřížkou,  $d = \frac{1}{2} \cdot f \cdot T^2$ ) pro prvou

$$\int_{t_0}^{t_0+T} f e \frac{V_0}{d} (T + t_0 - t) \sin p t dt = \frac{2e V_0}{T^2} \left( \frac{T \cos p t_0}{p} + \frac{\sin p t_0 - \sin p(t_0 + T)}{p^2} \right)$$

pro druhou stejně

$$\frac{2e V_0}{T^2} \left( \frac{T \cos p(t_0 + 2T)}{p} + \frac{\sin p(t_0 + T) - \sin p(t_0 + 2T)}{p^2} \right)$$

Kdyby všechny elektrony, o nichž se předpokládá, že jich mřížkou vchází stále konstantní množství, se opět vracely zpět, byly by integrály těchto výrazů přes periodu  $\tau = \pi/p$  rovny oba nule. Ve skutečnosti však periodicky část náboje se zachycuje vnější elektrodou a tak dostává se příp. přebytek energie, výraz druhý integrován přes periodu  $\tau$  je negativní. Jako příklad voleno  $V_m = 44$  Volt,  $T = 4,3 \cdot 10^{-9}$  sec a obdrží se tak následující:

$p = \pi/4 T$	$pt_0 = 165^\circ - 345^\circ$	práce	—	$\lambda = 1040$ cm
$p = \pi/2 T$	$pt_0 = 150^\circ - 330^\circ$	"	-0,47	520 cm
$p = 3\pi/4 T$	$pt_0 = 135^\circ - 315^\circ$	"	-0,85	347 cm
$p = \pi/ T$	$pt_0 = 120^\circ - 300^\circ$	"	-0,36	260 cm
$p = 2\pi/ T$	$pt_0 = 90^\circ - 180^\circ$	"	-0,32	130 cm

Měření, provedené při  $V_m = 44$  Volt, ukázalo, že obor vln byl mezi 320 cm až 451 cm, při čemž maximum intensity bylo při  $\lambda = 323$  cm.

Doba, za níž dospěje náboj od mřížky ke vnější elektrodě, je určena vztahem

$$T = b \sqrt{\frac{2m}{eV} \ln \frac{b}{a}} \int_0^{\sqrt{\ln \frac{b}{a}}} e^{-x^2} dx$$

Při určité lampě z toho hned plyne, volíme-li délky vln, při nichž nastává maximum oscilací, t. j. tedy, když  $\tau = \frac{8}{3} T$ ,

$$\lambda^2 \cdot V = \text{konst.},$$

kterýžto vztah byl experimentálně také nalezen, jak již svrchu bylo poznamenáno.

Teorie tedy ukazuje, že oscilace nejsou co do frekvence pevně určeny užitou lampou a napětími baterie mřížkové a vnější elektrody, nýbrž souvisí s přívody ke mřížce a vnější elektrodě. Při určitých napětích těchto baterií jsou možny všechny frekvence v jistém oboru kolem  $\tau = \frac{8}{3} T$ . Intenzita oscilací má při této střední



frekvenci maximum. Tyto důsledky nalezeny ve shodě se skutečností (až na rozsah oboru oscilací).

Teorie nečiní žádného rozdílu mezi různými typy lamp. Počet proveden pro případ rovných elektrod, ale u lamp právě tohoto typu nepodařilo se posud oscilace získati. Z teoretického stanoviska je výklad pochybený v tom, že pracuje nejprve opět jen s jediným elektronem a v důsledku toho nepřihlíží i k jiným ztrátám, jež se mohou vyskytnouti.

Uvažujeme-li totiž případ, kdy vnější elektroda je proti negativnímu konci katody pozitivní, tak, pokud periodické napětí nepůsobí, prochází kruhem vnější elektroda-katoda jistý proud a v důsledku toho baterie v tomto kruhu zapnutá se nabíjí, resp. vybíjí. Začne-li působiti nyní také periodické napětí mezi mřížkou a vnější elektrodou, zůstane střední intenzita v kruhu zmíněném táž jako prve, tedy také energie spotřebovaná, resp. dodaná baterii, vnější elektroda-katoda je táž. Energie ztracená při dopadu elektronů na vnější elektrodu se ale zvětší, což snadno vyplyne z názorného představení si pohybujícího se náboje. Jestliže tato ztráta je rovna nebo větší než volná energie, plynoucí z výše uvedené teorie, tak patrně oscilace nejsou možny.

Na základě zkušeností, o nichž se zmíním ještě později, pokusil jsem se přiměti k oscilacím ve spojení Barkhausen-Kurzově přijímací lampy určitého typu (Schrack, Vídeň).<sup>17)</sup> K tomu cíli připojen byl mezi vývody od anody a mřížky malý proměnný vzduchový kondensátopek a na katodu upevněna horizontální anténa proměnné délky. Dalo se pak, při normálním topném proudu ( $i = 0,50$  Amp.) a mřížkovém napětí  $V_m = 32$  Volt, změnami kapacity zmíněného kondensátorku a změnami délky antény, dosáhnouti poměrně snadno oscilací o délce vlny kratší jednoho metru. Anodové napětí voleno trvale  $V_a = -2$  Volty. Snižováno bylo postupně mřížkové napětí a dolaďováno (kapacitu bylo nutno zmenšovati). Anténa spřažena byla s Lecherovými dráty. Tak bylo možno oscilace sledovati při použití zrcadlového galvanometru až do napětí  $V_m = 6$  Volt. Délka vlny vzrostla při těchto změnách  $V_m$  z hodnoty  $\lambda_{32} = 97$  cm na  $\lambda_6 = 102,6$  cm.

Výsledky tyto potvrzují, že oscilace ve spojení B.—K. jsou odvisly od připojených oscilačních kruhů. V případech dřívějších tyto oscilační kruhy tvoří se patrně přímo uvnitř lampy z elektrod, resp. částí přívodů k nim. Skutečně také lampy, jichž bylo možno bez připojení oscilačních kruhů použítí, vyznačují se poměrně značně většími elektrodami než lampy přijímací.

Výsledek dalších předběžných zkoušek byl následující:

#### A. Kondensátor mezi mřížkou a anodou:

1. Intenzita oscilací s rostoucí kapacitou zprvu roste, dosahuje maxima a opět klesá až k nule.

2. Délka vlny v tomto oboru s rostoucí kapacitou roste. Při tom ostatní podmínky zůstávají nezměněny.

3. S klesajícím mřížkovým napětím dostavuje se maximum intenzity oscilací při větší kapacitě a tedy také při delší vlně.

**B. Kondensátor mezi mřížkou a katodou:**

S rostoucí kapacitou mění se intenzita oscilací. Obecně dostavila se d v ě maxima intenzity.

Délka vlny zůstala v mezích pozorovacích chyb konstantní.

Z těchto předběžných pokusů možno usuzovati na následující:

1. Oscilace jsou možny jen v určitém oboru pro délku vlny a sice s rostoucím mřížkovým napětím posouvá se tento obor ke kratším délkám vln.

2. Délka vlny je závislá na konstantách oscilačního kruhu, připojeného mezi mřížkou a anodu. Intenzita oscilací dosahuje při určitých rozměrech tohoto kruhu maxima.

3. Délka vlny nezávisí na oscilačním kruhu, připojeném mezi mřížkou a katodu. Závisí ale na tomto kruhu intenzita oscilací.

S těmito výsledky do jisté míry nesouhlasí pozorování A. Scheibeho<sup>40)</sup> na lampě k tomu účelu zvláště konstruované. U této byly od anody a mřížky vyvedeny rovnoběžné dráty, po nichž byl posouván kruhový rozpůlený můstek. (Resonátor.) K můstku přivedeno potřebné napětí pro mřížku a anodu. S těmito dráty sprážen byl Lecherův systém. Ukázalo se, že poloha můstku nemá vliv na délku vlny, naproti tomu ale rozhodující vliv na intenzitu oscilací. Při vzdalování můstku od elektrod lampy dostaly se rezonanční křivky a sice prvé maximum dostavilo se v jedněch případech ve vzdálenosti můstku od elektrod circa  $\lambda/2$ , v jiných při vzdálenosti  $\lambda/4$ . Ponechán-li můstek naopak na určitém místě a měněna délka vlny změnami napětí  $V_a$ , obdržel rovněž rezonanční křivku, jejíž maximum bylo při vlně rovné vlastní vlně resonátoru, ale maxima pro různé polohy můstku nejsou stejně vyvinuta, nýbrž dá se jimi opět proložit křivka stejného tvaru jako rezonanční s jedním maximem.

Měření tato patří patrně do skupiny, kde oscilační kruh tvoří se uvnitř lampy, pak je hned jasno, že při změnách polohy můstku dostane se rezonanční křivka. Že tomu tak je, pro to mluví také druhý fakt, neboť maximum intenzity dostavuje se zde opět při vlně, na níž je resonátor naladěn. Křivka, proložená maximy, dá se vysvětliti předpokladem, že oscilační systém, utvořený uvnitř lampy, je nejpříznivější vzniku oscilací určité frekvence, t. j. té, již přísluší maximum této křivky.

### III.

Konečně chci naznačiti teorii vzniku oscilací Hertzových v elektronových lampách, ke které jsem došel sám.<sup>47)</sup> Teorie tato je mnohem obecnější než posud jmenované, ježto se vztahuje nejen

na metodu buzení oscilací, kterou jsem za tím účelem konstruoval, nýbrž i na některé metody jiné. Mimo to určuje také mnohem více faktorů, neboť nejen že ukazuje možnost vzniku oscilací, nýbrž stanoví také typy lamp, jež se k buzení oscilací hodí, stanoví obor frekvencí, jež lze získati, ukazuje na čem závisí délka vlny a intenzita oscilací.

Zkušenost učí a i teoreicky bylo dovozeno, že k buzení oscilací vůbec hodí se vodivé dráhy vyznačující se klesající charakteristikou, t. j. dráhy, jež vyhovují podmínce

$$\int_0^t e i dt < \theta,$$

kde  $e$ ,  $i$  jsou periodická napětí a intenzita proudu drahou procházejícího, při čemž počítáme intenzitu kladně, má-li uvnitř dráhy směr potenciálního spádu. Vodivost drah tohoto typu pokud se hodí pro praxi je podmíněna pohybem náboje vázaného na ionisovaný plyn, nebo pohybem volných elektronů. Ukazuje se, že všechny tyto dráhy od určité frekvence ztrácejí svoji schopnost buzení oscilací, jak také bylo v I. části uvedeno. U elektronových lamp dostaví se tento stav patrně tehdy, když doba kmitová oscilací bude řádově shodna s dobou, za níž náboj projde trať katoda-mřížka, resp. mřížka-anoda. Při jisté frekvenci nastane pak případ, že v okamžiku, kdy je mezi anodou-mřížkou napětí největší, je také v tomto prostoru největší náboj a tak charakteristika původně klesající může se státi případně stoupající.

Soudíme-li obráceně, je možno zvýšiti dále obor frekvencí, najdeme-li vodivou dráhu založenou na pohybu volného náboje, jejíž stacionární charakteristika by byla stoupající. Neboť lze očekávati od určité frekvence analogicky se svrchu uvedeným i n v e r s i této a tím umožnění použití dráh k buzení velmi rychlých oscilací.

Dráhu, jejíž vodivost je podmíněna pohybem elektronů a při tom jí přísluší charakteristika stoupající, sestavil jsem si z elektronové lampy s mřížkou tak, že mezi katodou a mřížkou byla baterie jako u metody B.-K., ale anoda spojena byla proměnným odporem s mřížkou. Dráha má tu výhodu, že je snadno přístupna počtu. Označíme-li topné napětí  $V_t$ , mřížkové napětí  $V_m$ , napětí na odporu  $R$   $V_R = R \cdot i_a$  (viz obr. 1h bez oscil. kruhů) a volíme  $R$  tak, aby byla splněna nerovnice

$$V_m > V_R > (V_m - V_t),$$

pak rostoucímu  $V_R$  odpovídá zmenšující se proud  $i_a$ . Tento se však uvnitř vodivé dráhy (mřížka-anoda) namířen proti potenciálnímu spádu a je tedy charakteristika této dráhy stoupající. Z energetického stanoviska dodává se dráze z prostoru katoda-mřížka za čas  $dt$  energie

$$dE = i_a \cdot (V_m - V_t/2) \cdot dt.$$

Energie tato se spotřebuje jednak v odporu  $R$ , jednak při dopadu

náboje na anodu a konečně část běže zpět náboj vracející se do prostoru mřížka-katoda. Byl uvažován nyní případ, že paralelně s odporem  $R$  je zapojen kondensátor, jehož odpor pro vyskytnuvší se frekvence proudu je zanedbatelně malý proti odporu  $R$  a v řadě s tímto odporem myšlen zdroj proměnné elektromotorické síly s dobou kmitovou  $\tau$ .

Aby bylo umožněno matematické vyjádření vztahů energetických, právě naznačených, bylo předpokládáno:

1. Z každého elementu katody vystupuje za týž čas stejně veliký náboj, t. j. vlákno je po celé délce stejně silné a stejně žhne. Jinak o poloze vlákna nebylo nic dále předpokládáno.

2. Amplituda proměnné el. síly je malá proti napětí  $V_m$ , takže lze zanedbat vliv její na pohyb náboje. Předpoklad lze splnit, ježto amplituda proměnné el. s. nesmí být větší než  $V_0/2$ , kterážto hodnota je obvykle malá proti  $V_m$ .

Počítáno bylo s případem válcových elektrod. Výsledek počtu dával podmínku, kdy může nastati inverze charakteristiky v klesajícím vztahem

$$\Theta < -\frac{1}{4} \ln r_a/r_m,$$

kde  $r_a$ ,  $r_m$  jsou poloměry anody a mřížky a  $\Theta$  je dáno výrazem

$$\Theta = \mathfrak{A} \cdot \cos \frac{2\pi}{\tau} \vartheta + \mathfrak{B} \cdot \left( \frac{2\pi}{\tau} \vartheta \right) \cdot \sin \frac{2\pi}{\tau} \vartheta - \\ - \mathfrak{C} \left( \frac{2\pi}{\tau} \vartheta \right)^2 \cdot \cos \frac{2\pi}{\tau} \vartheta - \dots,$$

kde  $\tau$  je doba kmitová prom. el. s. a  $\vartheta$  je doba, za níž náboj projde dráhu od mřížky k bodu obratu. Konstanty  $\mathfrak{A}$ ,  $\mathfrak{B}$ ,  $\mathfrak{C}$ , ... jsou konečně funkcemi výrazu

$$A = \left[ \int_0^x e^{-x^2} dx \right]^2$$

kde  $x = \sqrt{\frac{V_0}{V_R} \ln r_a/r_m}$  a  $V_0$  je napětí v bodě obratu  $V_0 = (V_m + V_R - V_t)/2$ . Byl stanoven průběh  $\Theta$  pro případ  $V_0/V_R = 0,99$  a  $r_a/r_m = 1,25 \cdot 2,0 \cdot 2,5 \cdot 3,0 \cdot 5,0$ . Tab. 1. a graf. obr. 2. podává tuto závislost  $\Theta$  na  $\tau$  v mezích pro

$$\vartheta \leq \tau \leq 4\vartheta.$$

Ježto výraz  $V_0/V_R$  je obecně blízko uvedené hodnoty, platí nalezené výsledky velmi přibližně také obecně. Dostáváme tedy následující pravidla, stanovící, kdy lze lampy v uvedeném spojení použít k buzení velmi krátkých elektromagnetických vln:

1. K buzení Hertzových vln lze použít jen tákových lamp, u nichž je poměr poloměrů anody a mřížky v mezích

$$2,0 < r_a/r_m < 5,0.$$

Lampy s deskovými elektrodami oscilace dávati nemohou.

2. Nezávisí na poloze katody, pokud je splněn předpoklad 1.

Tab. I.

$r_a/r_m$	1,25	2,0	2,5	3,0	5,0
$-\frac{1}{4} \ln r_a/r_m$	-0,045	-0,173	-0,229	-0,275	-0,402
$\tau$	$\theta_1$	$\theta_2$	$\theta_3$	$\theta_4$	$\theta_5$
$\vartheta$	+0,00	+0,00	+0,00	+0,10	+0,16
$\frac{4}{3}\vartheta$	-0,02	-0,17	-0,24	-0,28	-0,37
$2\vartheta$	-0,02	-0,17	-0,25	-0,30	-0,40
$3\vartheta$	+0,01	+0,03	+0,03	+0,03	+0,03
$4\vartheta$	+0,03	+0,15	+0,18	+0,20	+0,26

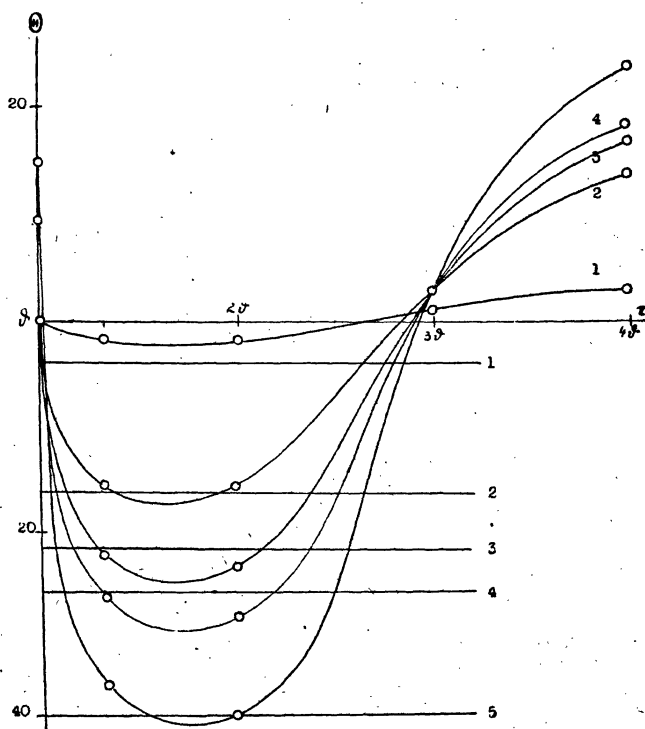
3. Je-li splněna podmínka 1., lze získati oscilace v jistém oboru frekvencí, kterýžto je stanoven v grafu průsečíky přímky paralelní s osou  $\tau$  ve vzdálenosti  $-\frac{1}{4} \ln r_a/r_m$  s příslušnou křivkou  $\theta$

4. Frekvence je funkcí konstant oscilačního kruhu, připojeného mezi anodu a mřížku.

5. Intensita oscilací má růsti od obou mezi, stanovených podmínkou 3. Asi uprostřed má dosáhnouti maxima, t. j. při periodě  $\tau = 9/5 \cdot \vartheta$ . Hodnotu  $\tau$  nelze však přesně ve skutečnosti určití vzhledem ke vlivu prostorového náboje, jak již bylo zmíněno při kritice výsledků A. Scheibeho.<sup>10)</sup> Mimo to vlivem proniku bude také střední rychlost náboje procházející mřížkou menší než  $V_n$ . Lze tedy očekávati, že intensita oscilací bude maximální při frekvenci nižší než vypočítané.

6. Část náboje, jehož velikost se periodicky mění s periodou  $\tau$ , vniká zpět do prostoru katoda-mřížka a odevzdává zde svoji energii. Lze očekávati, že v připojeném oscilačním kruhu mezi ka-

todou-mřížkou budou vynucovány oscilace s periodou  $\tau$ . Fáze těchto oscilací bude obecně jiná než fáze oscilací v kruhu budícím (mřížka-anoda). Fázové posunutí lze ale měnit, měníme-li periodu  $\tau$ , změnami konstant budícího kruhu. Ježto pak oba oscilační kruhy jsou poměrně těsně spřaženy (vývodem od mřížky), mohou se oscilace dle fázového posunutí buď zesilovati nebo zeslabovati. Z úvahy této vychází tedy dále:



Obr. 2.

a) Délka vlny v oscilačním kruhu mřížka-katoda musí být nezávislá na rozměrech tohoto kruhu;

b) intenzita oscilací v kruhu mřížka-katoda je maximální v případě, je-li kruh naladěn na frekvenci budícího kruhu;

c) absolutní maximum intenzity oscilací dostaví se tehdy, když fázové posunutí oscilací bude nejvhodnější (závisí to od bodu, v němž se v oboru

oscilačním nalézáme) a kruh  $M-K$  bude současně nalaďen na kruh budicí.

Experimentální zkouška všech těchto důsledků dopadla příznivě. Lampy s deskovými elektrodami a s válcovými, kde  $r_a/r^n = 2$ , nedávaly oscilace, lampy Schrackovy (přijímací), kde  $r_a/r^m = 2,5$ , daly se všechny k buzení užiti (14 kusů), ačkoliv některé z nich měly katody značně excentricky uloženy. Také mírná excentricita mezi anodou a mřížkou, jež se u některých vyskytovala, nebyla oscilacím na závalu. Z teorie také skutečně plyne, že i v tomto případě jsou oscilace možny, pokud obory vyznačené v obr. 2. neposunou se proti sobě tak, že by se ve svých účincích rušily. Oscilační kruhy byly tvořeny kapacitami mezi elektrodami, vývody od těchto a dvěma malými proměnnými vzduchovými kondensátorky, jež upevněny byly přímo co nejtěsněji, vývodů od elektrod. Ukázalo se skutečně, že s rostoucí kapacitou kruhu mřížka-anoda, délka vlny roste, naproti tomu změny kapacity v kruhu mřížka-katoda neměly na délku vlny vlivu. Intenzita oscilací měnila se také dle očekávání.

Metoda G. Breita,<sup>13)</sup> jež byla v I. části také zmíněna, je jen speciálním případem metody mnou zde udané. Kdyby odpor mezi izolovanou anodou a mřížkou byl nekonečně veliký, nemůže potenciál anody vlivem dopadajících na ni elektronů klesnouti pod potenciál negativního konce katody. Ve skutečnosti má ale ten odpor hodnotu konečnou a v důsledku toho dostavují se oscilace tak, jako při metodě mnou udané.

Při metodě udané prof. A. Žáčkem<sup>14)</sup> vznikají oscilace při kenotronu, použijeme-li magnetického pole rovnoběžného s osou válcovité anody tak silného, že část náboje se vrací zpět, nedosahujíc pro zakřivení dráhy, po níž se pohyboval, anody. Myslíme-li si, že napětí mezi anodou a katodou se periodicky nyní mění, tak při vyšším napětí dospěje k anodě větší náboj, při nižším napětí menší náboj. Charakteristika dráhy užité je stoupající a děj je téměř identický s dějem mezi mřížkou a anodou u metody mojí. Vztahuje se tedy na tento případ také můj výklad vzniku oscilací. Vzhledem k tomu, že nebylo třeba připojovati oscilační kruhy, jde patrně opět o případ větších elektrod a možnosti vzniku oscilačního kruhu uvnitř lampy. Poměr poloměru vlákna a anody je zde ale veliký, takže není vyhověno podmínce na tento podíl kladené. Nesrovnalost tuto lze ale vysvětliti vlivem prostorového náboje kolem katody. Vracející se náboj hromadí se kolem katody a v důsledku toho zmírňuje se potenciální spád při této. Oscilace jsou pak dle teorie možny teprve tehdy, až tato deformace stane se identickou se změnou pole, jež by bylo mezi anodou a »sestřelenou« katodou tak, že je vyhověno podmínce na poměr poloměrů elektrod kladenou. Kdežto u metody mnou udané je možno docílití oscilace v každém bodě charakteristiky, zde tomu tak nemá býti.

Magnetické pole musí se tak zesílit, aby nahromadění náboje při katodě bylo dostatečně veliké. Že je tomu ve skutečnosti tak, zdá se nasvědčovatí líčení vzniku oscilací v práci prof. A. Žáčka, kde píše: »Zvyšujeme-li zvolna v magnetisační cívice proud z nulové hodnoty, tu nepozorujeme s počátku na anodovém miliampèrmetru žádné změny, při dosažení kritického magnetického pole anodový proud silně klesne a zároveň vzniknou oscilace.«

Použití teorie na metodu B.—K. setkává se s obtížemi, jež záleží v tom, že nutno předpokládati existenci proudu anoda-mřížka, ačkoliv je anoda negativnější katody. Zkušenost sice ukazuje, že vznik oscilací je vázán na objevení se tohoto proudu a Gill a Morrell<sup>12)</sup> také prostě tuto skutečnost užíli při svém výkladu dříve již zde zmíněném. Tím ale není rozřešena otázka, kdy skutečně se oscilace dostaví. Kdežto u metod ostatních užití teorie nečiní potíže, ať předpokládáme počáteční oscilační náraz za libovolně malý, u metody B.—K. bylo by nutno předpokládati počáteční náraz v oscilačním kruhu tak mocný, že by překonal napětí katoda-anoda.

Předpoklad uvedený lze ale těžko udržeti, neboť ze zkušenosti víme, že oscilace dostaví se nejen při zapnutí baterií — kdy bychom snad mohli jej očekávatí — ale také při pomalém zvětšování topného proudu od nuly ku potřebné hodnotě, nebo při pozvolném měnění kapacity připojeného oscilačního kruhu.

Na druhé straně úplná analogie vlastností oscilací v případě tomto a u metod ostatních ukazuje, že zde podstatného dějového rozdílu není.

Východiště vidím v následujícím:

Teorie dříve uvedená je založena na předpokladu, že periodické napětí nemá vlivu na pohyb náboje. U metody B.—K. znamená to, že každý element náboje projde dráhu mřížka-bod obratu-mřížka v  $\frac{1}{2}$  času  $T$ , tedy energie dodaná rovná se energii spotřebované a není přebytku energie, jenž by umožňoval udržení nebo zesílení oscilačního nárazu.

Opustíme-li předpoklad, tak i při libovolně malé amplitudě periodické elektromotorické síly, stane se čas  $T$  periodickou funkcí času o periodě  $\tau$  oscilačního kruhu. Důsledkem toho je periodické rozvrstvení hustoty náboje. Hustota náboje, jdoucího zpět do prostoru mřížka-katoda, bude se periodicky měniti. Pokud  $T$  bude malé proti  $\tau$ , patrně se prakticky nic nestane. Stane-li se ale na př.  $T = \tau$ , bude záležití nyní na fázovém posunutí mezi hustotou náboje u mřížky a periodickým napětím, odnese-li náboj větší nebo menší energii, nežli přinesl. V posledním případě je dráha schopna udržeti, případně zesílití oscilace a v tom vidím také možnost výkladu vzniku oscilací ve spojení B.—K. i při libovolně malém počátečním nárazu.



### Použitá literatura.

1. S. Arndt: Einige Methoden zur Bestimmung von Dielektrizitätskonstanten u. ein neues Verfahren zur Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen. Inaugural-Disertation, Leipzig 1911.
2. J. Sa h á n e k: Hertzovy vlny vysílané el. obloukem. Spisy vyd. přír. fak. Masarykovy univ., č. 45. 1924.
3. B. van der Po l j.: The production and measurement of short continuous electromagnetic waves. Phil. Mag. (6) 38, 90—97, 1919.
4. Gutton et Touly: Oscillations de courtes longueurs d'onde. C. R. CLXVIII, 1919.
5. F. Holborn: Ueber Versuche mit kurzen ungedämpften elektrischen Wellen. ZS. f. Ph. 6, 328—338. 1921.
6. R. Whiddington: Short electric waves obtained by valves. Phil. Mag. (6) 44, p. 1064. 1922.
7. H. Barkhausen u. K. Kurz: Die kürzesten mit Vakuumröhren herstellbaren Wellen. Phys. ZS. 21, 1—6. 1920.
8. L. Bergmann: Messungen im Strahlungsfelde eines Hertzschens u. eines Abrahamschen ungedämpfter Erregers. Ann. d. Ph. (4) 67, 13—42. 1922.
9. C. Schaefer u. J. Merzkirch: Experimentelle Untersuchungen über die Beugung ungedämpfter elektrischer Wellen am dielektrischen Zylindern. ZS. f. Ph. 13, 166—194. 1923.
10. A. Scheibe: Untersuchungen über die Erzeugung sehr kleiner Wellen mit Glühkatodenröhren nach B. u. K. Ann. d. Ph. (4). 73, 54—88. 1924.
11. L. L. Nattleton: Characteristics of a short wave oscillator et very low pressures. Proc. Nat. Ac. America 8, 1922. Ref. Phys. Rew. (2). 21, 208. 1923.
12. E. W. B. Gill and J. H. Morrell: Short Electric Waves obtained by Valves. Phil. Mag. (6) 44, 161—178—. 1922.
13. R. Whiddington: The self-oscillations of a thermionics Valve. Proc. Cambr. Phil. Soc. 19, 346. 1920. Ref. Phys. Ber. 1920, p. 1607.
14. A. Ž á č e k: Nová metoda k vytvoření netlumených oscilací. Cas. p. p. mat. a fys. LIII. 1924.
15. G. Breit: A singular case of electron tube oscillations. Phys. Rew. 23, 300. 1924.
16. V. Pagliarulo: Theory of oscillating electric circuit. Phys. Rew. 23, 300. 1924.
17. J. Sa h á n e k: Výklad vzniku krátkých el. vln v elektronových lampách. Sp. přír. fak. Masarykovy univ., č. 51. 1925.