

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

Ladislav Štourač

Galvanometrické jevy v polovodičích a jejich technický význam

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 9 (1964), No. 6, 343--351

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/139553>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1964

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>

aplikace. Kromě těchto dvou pracovišť se otázkami matematické lingvistiky zabývají různé skupiny menší, jako skupina MÚ ČSAV (matematická teorie jazyků zpracovávaná K. ČULÍKEM), VÚMS, mimo Prahu Ústav slovenského jazyka v Bratislavě a skupina brněnské university.

Dosavadní i nové výsledky naše i zahraniční je možno sledovat zejména v časopisech Slovo a slovesnost, Acta Universitatis Carolinae a dnes již i v časopise Kybernetika.

#### Literatura

- [1] DOBRUŠIN R. Z.: Matematické metody v lingvistice. Matematicke prosvetšenie 6 (1961), 37.
- [2] MATHESIUS V.: *Čeština a obecný jazykozpyt*. Praha 1947.
- [3] BAR-HILLEL Y.: *Four Lectures on Algebraic Linguistics and Machine Translation*. Jerusalem 1963.
- [4] TĚŠITELOVÁ M.: K statistickému výzkumu slovní zásoby. Slovo a slovesnost 22 (1961), 171.
- [5] SGALL P. a kolektiv: *Cesty moderní jazykovědy*. Praha 1964.
- [6] SGALL P.: Nové otázky matematických metod v jazykovědě. Slovo a slovesnost 20 (1959), 44.
- [7] ZVEGINCEV V. A.: *Očerki po obščemu jazykoznaniju*. Moskva 1962.
- [8] DOLEŽEL L.: Předběžný odhad entropie a redundance psané češtiny. Slovo a slovesnost 24 (1963), 165.
- [9] CHOMSKY N.: On the Notion "Rule of Grammar". Structure of language and its mathematical aspects. PSAM 12, Providence (1961), 6.
- [10] CHOMSKY N.: *Syntactic Structures*. 's-Gravenhague 1957. (Ruský překlad — sborník Novoje v lingvistike 2, Moskva 1962).
- [11] CHOMSKY N.: Formal properties of grammars (v ruském překladu: O někotorych formal'nych svojstvach grammatik. Kibernetičeskij sbornik 5, Moskva 1962, 279).
- [12] JAURISOVI A. a M.: Užití teorie množin v jazykovědě. Slovo a slovesnost 21 (1960), 34.
- [13] REVZIN I. I.: *Modeli jazyka*. Moskva 1962.
- [14] MARCUS S.: *Linguistică matematică. Modele lingvistice în lingvistică*. Bukurešť 1963.
- [15] LOCKE W. N., BOOTH A. D. (vyd.): *Machine Translation of Languages*. New York 1955 (ruský překlad Mašinnyj perevod, Moskva 1957).
- [16] SGALL P.: Převodní jazyk a teorie gramatiky. Slovo a slovesnost 24 (1963), 114.

## GALVANOMAGNETICKÉ JEVY V POLOVODIČÍCH A JEJICH TECHNICKÝ VÝZNAM

LADISLAV ŠTOURÁČ, Praha

Studium transportních jevů v polovodičích zaujímá v současné fyzice pevných látek významné místo. Tyto jevy, které jsou spojeny s pohybem elektronů a fononů v polovodičích za přítomnosti vnějších polí, mají však i značný technický význam. Mnohé transportní jevy se staly základem pro konstrukci polovodičových součástek a čidel

citlivých na vnější podmínky, jako např. na elektrická a magnetická pole, tlak a teplotu. Staly se rovněž základem zařízení pro přímou přeměnu energie v polovodičích. Při podrobném objasňování transportních jevů je nutno brát zřetel na vlastnosti reálných krystalů, na jejich krystalovou strukturu, chemické složení a obsah příměsí, na vzájemné působení elektronů a fononů a na jejich interakci s poruchami krystalů, jež mají značný vliv na vlastnosti polovodičů.

Na základě jednoduchého modelu podává tento článek stručnou rekapitulaci základních poznatků o galvanomagnetických jevech v polovodičích a ukazuje technický význam některých těchto jevů.

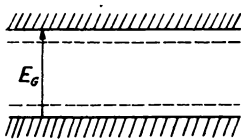
## 1. PÁSOVÝ MODEL

Pro galvanomagnetické jevy v polovodičích jsou závažné děje, které probíhají ve vodivostním a valenčním pásu polovodiče. Při jejich výkladu budeme vycházet z jednoduchého pásového modelu, který je znázorněn na obr. 1. Valenční pás, který je za teploty 0°K zcela zaplněn elektrony, je od vodivostního pásu oddělen pásem zakázaných energií o šířce  $E_G$ . V pásovém modelu nutno dále brát v úvahu přítomnost energetických hladin elektricky aktivních příměsí, donorů a akceptorů, jež jsou položeny v pásu zakázaných energií.

Mezi energií elektronu  $\varepsilon(\mathbf{k})$  ve vodivostním pásu polovodiče a jeho vlnovým vektorem  $\mathbf{k}$ , který charakterizuje kvantový stav elektronu, platí kvadratická závislost

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \hbar^2 k^2 / 2m^* . \quad (1)$$

Efektivní hmotu  $m^*$  je skalár a zavádí se proto, aby bylo možno co nejlépe přiblížit vlastnosti elektronu, který se pohybuje v periodickém potenciálu pevné látky, k elektronům zcela volným o hmotě  $m_0$ . Ve vztahu (1) je  $\hbar = h/2\pi$  Planckova konstanta. Podle tohoto vztahu jsou plochy konstantní energie vodivostního elektronu zobrazené v  $\mathbf{k}$ -prostoru kulově symetrické. Podobného modelu lze použít i pro energetické spektrum děr ve valenčním pásu. Polovodičům s kulovými izoenergetickými plochami říkáme izotropní. Použití tohoto jednoduchého modelu energetického spektra nositelů proudu v polovodičích je pro objasnění galvanomagnetických jevů v mnoha případech velmi užitečné. Nutno však mít přítom na zřeteli, že kulová symetrie ploch konstantní energie v prostoru  $\mathbf{k}$  se u polovodičů vyskytuje poměrně zřídka. Proto je takový model použitelný jen v omezené míře.



Obr. 1. Pásová struktura polovodiče.

Podobného modelu lze použít i pro energetické spektrum děr ve valenčním pásu. Polovodičům s kulovými izoenergetickými plochami říkáme izotropní. Použití tohoto jednoduchého modelu energetického spektra nositelů proudu v polovodičích je pro objasnění galvanomagnetických jevů v mnoha případech

velmi užitečné. Nutno však mít přítom na zřeteli, že kulová symetrie ploch konstantní energie v prostoru  $\mathbf{k}$  se u polovodičů vyskytuje poměrně zřídka. Proto je takový model použitelný jen v omezené míře.

Další skutečnost, která má vliv na galvanomagnetické jevy, je odchylka od kvadratické závislosti energetického spektra elektronu na vlnovém vektoru. Odchylka od parabolického průběhu je význačná pro polovodiče s malou šířkou zakázaného pásu, jako např. jsou některé sloučeniny typu  $A^{III}B^V$  a  $A^{II}B^{VI}$ . V těchto případech je závis-

lost energie elektronu na vlnovém vektoru vyjadřována dvěma členy, původním kvadratickým a přídavným lineárním. Lineární člen závisí na aktivační energii  $E_G$ . Efektivní hmotnost nositelů proudu pak není konstantní, jak jsme dosud předpokládali, ale mění se podle

$$m^*(\varepsilon) = m^* \left( 1 + 2 \frac{\varepsilon(\mathbf{k})}{E_G} \right). \quad (2)$$

Podle toho, jak je pás zaplněn, roste efektivní hmotnost nositelů od určité hodnoty  $m^*$ , jež označuje efektivní hmotnost na dně vodivostního pásu nebo ve vrcholu pásu valenčního.

Poloha energetických pásů, jejich vzájemná vzdálenost a průběh v okolí extrémů, tj. maxima valenčního pásu a minima pásu vodivostního, mají přímý vliv na galvanomagnetické jevy v polovodičích. Proto pro studium a objasnění těchto jevů je nutná podrobná znalost pásové struktury polovodičů. Pro náš případ budeme vycházet z kulové symetrie ploch konstantní energie a z konstantní efektivní hmotnosti nositelů proudu.

## 2. VLIV ELEKTRICKÝCH A MAGNETICKÝCH POLÍ NA POLOVODIČ

Předpokládejme, že galvanomagnetické děje probíhají pouze v jednom pásu; je tedy přítomen pouze jeden typ nositelů proudu, např. elektrony o koncentraci  $n$ . Tato podmínka je dobře splněna u polovodiče typu  $n$  v oblasti příměsové vodivosti. Dále předpokládáme, že teplota v celém objemu polovodiče je stejná. Působí-li na polovodič pole elektrické  $\mathbf{E}$  a magnetické  $\mathbf{H}$ , je vektor hustoty proudu dán vztahem

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} + \sigma^2 R [\mathbf{H}, \mathbf{E}] + \sigma^3 R^2 [\mathbf{H}, [\mathbf{H}, \mathbf{E}]], \quad (3)$$

ve kterém značí  $\sigma$  elektrickou vodivost a  $R$  Hallovu konstantu.

Pro případ, kdy na polovodič působí pouze elektrické pole ( $\mathbf{H} = 0$ ), je elektrická vodivost, jak plyne z (3), dána jako podíl proudové hustoty a elektrického pole ve směru proudu

$$\sigma = j/E. \quad (4)$$

V izotropním polovodiči platí

$$\sigma = e^2 n \frac{1}{m^*} \langle \tau \rangle \quad (5)$$

a jak patrně, elektrická vodivost závisí na koncentraci nositelů proudu  $n$ , na jejich střední relaxační době  $\langle \tau \rangle$  a na velikosti efektivní hmotnosti  $m^*$ . Ve výrazu (5) je  $e$  náboj elektronu. Pro vyjádření elektrické vodivosti v uvedeném tvaru je nutno řešit Boltzmannovu stacionární podmínku za přítomnosti elektrického pole a znát mechanismus rozptylu nositelů proudu. Většinou se vystačí s použitím Boltzmannovy klasic-

ké statistiky a se závislostí relaxační doby  $\tau$  na energii ve tvaru

$$\tau \sim \varepsilon^p. \quad (6)$$

Konstantu  $p$  lze určit z experimentu, např. ze závislosti pohyblivosti nositelů proudu na teplotě. O relaxační době budeme pro naše případy předpokládat, že je skalárem.

### 3. PŘÍČNÝ MAGNETOVODIVOSTNÍ JEV

Vliv příčného magnetického pole na elektrickou vodivost lze odvodit ze vztahu (3). Magnetické pole kolmo orientované vůči poli elektrickému způsobuje vlivem Lorentzovy síly zakřivení původních drah elektronů v rovině kolmé na směr magnetického pole. Tím nastává pokles elektrické vodivosti polovodiče o hodnotu

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_H, \quad (7)$$

kde  $\sigma_H$  je elektrická vodivost v přítomnosti příčného magnetického pole  $\mathbf{H}$ . Současně se změnou elektrické vodivosti však vzniká příčné elektrické pole spojené s Hallovým jevem, které změnu elektrické vodivosti způsobenou magnetickým polem kompenzuje.

Pro slabá magnetická pole je relativní pokles elektrické vodivosti dán výrazem

$$-\Delta\sigma/\sigma = R^2\sigma^2[a - 1]H^2. \quad (8)$$

Součín  $R\sigma = \mu_H$  je Hallova pohyblivost nositelů proudu a výraz v hranaté závorce, který závisí na mechanismu rozptylu, je pro nedegenerovaný případ

$$a = \frac{\Gamma(p + \frac{5}{2}) \Gamma(3p + \frac{5}{2})}{\Gamma^2(2p + \frac{5}{2})}. \quad (9)$$

Jak patrně, je změna elektrické vodivosti vlivem příčného magnetického pole úměrná čtverci pohyblivosti nositelů proudu a čtverci magnetického pole. Hodnota závorky ve vztahu (8) je 0,275 pro případ rozptylu na akustických fononech, kdy  $p = -\frac{1}{2}$  a 0,57 pro druhý mezní případ, kdy dochází k jejich rozptylu na ionizovaných příměšech ( $p = \frac{3}{2}$ ). Když je relaxační doba pro všechny elektrony stejná, nezávislá na jejich energii, pak  $p = 0$  a změna elektrické vodivosti v příčném magnetickém poli není pozorována. V silných magnetických polích se podle teoretických představ dosáhne nasycení.

Působí-li magnetické pole na polovodič ve směru rovnoběžném s tokem elektrického proudu – tzv. podélný magnetovodivostní jev – nedochází v případě kulové symetrie ploch konstantní energie a pro případ, kdy je přítomen pouze jeden typ nositelů proudu, k žádné změně elektrické vodivosti.

Složitější je vliv příčného magnetického pole na změnu elektrické vodivosti polovodiče s vodivostí ve dvou pásech, např. v oblasti vlastní vodivosti, kdy jsou přítomny oba druhy nositelů proudu, nebo i v oblasti vodivosti příměšové, kdy minoritní nosite-

lé proudy mají vysokou pohyblivost. Pak pro slabá pole a kulovou symetrii ploch konstantní energie je relativní změna vodivosti

$$-\Delta\sigma/\sigma = \xi R^2 \sigma^2 H^2, \quad (10)$$

kde  $\xi = [npb(1+b)^2]/[(p-nb^2)^2]$  a  $b = \mu_n/\mu_p$  značí podíl pohyblivosti elektronů a děr. Když jsou přítomny dva druhy nositelů proudu, je za určitých podmínek relativní změna elektrické vodivosti velická a dochází k ní, i když relaxační doba nositelů proudu nezávisí na energii. Maxima relativní změny se dosáhne tehdy, když kompenzační účinek Hallova pole je zanedbatelně malý. To nastává při určitém poměru koncentrací elektronů a děr, který je závislý na podílu pohyblivosti obou druhů nositelů proudu.

#### 4. HALLŮV JEV

Podle vztahu (3) pro hustotu elektrického proudu vzniká v rovnovážném stavu příčné elektrické pole  $\mathbf{E}$ , nazývané pole Hallovo, tehdy, když kolmo na vektor hustoty proudu působí magnetické pole  $\mathbf{H}$ . Pak

$$\mathbf{E} = R[\mathbf{j}, \mathbf{H}], \quad (11)$$

Hallovo pole je lineárně závislé na  $\mathbf{H}$ . Hallova konstanta je pro nejjednodušší případ, kdy plochy konstantní energie jsou kulové a relaxační doba závisí pouze na energii, přičemž je přítomen pouze jeden typ nositelů proudu, např. elektrony, nepřímou úměrná jejich koncentraci  $n$ :

$$R = -\frac{3\pi^{\frac{1}{2}}}{4 \cdot en} \cdot \frac{\Gamma(2p + \frac{5}{2})}{\Gamma^2(p + \frac{5}{2})}. \quad (12)$$

Podle toho, jak závisí relaxační doba na energii, dostáváme pro jednotlivé případy výrazy pro Hallovu konstantu. Pro rozptyl na akustických fononech dostáváme nejobvyklejší tvar

$$R = -\frac{3\pi}{8} \cdot \frac{1}{en}, \quad (13)$$

pro rozptyl na ionizovaných příměsích

$$R = -\frac{315\pi}{512} \cdot \frac{1}{en}. \quad (14)$$

V těchto případech se Hallova konstanta pouze málo mění s magnetickým polem a při velmi silných polích, kdy  $H \rightarrow \infty$ , dosáhne limitní hodnoty

$$R = -\frac{1}{en}. \quad (15)$$

Její velikost pak již není ovlivněna mechanismem rozptylu nositelů proudu, jak tomu bylo u slabých polí, ale pouze velikostí koncentrace elektronů. Pro děrový typ vodivosti jsou uvedené vztahy obdobné, nutno jen změnit znaménko na kladné.

Když jsou přítomny dva druhy nositelů proudu, má na velikost Hallovy konstanty vedle koncentrace elektronů a děr a mechanismu rozptylu vliv i poměr jejich pohyblivostí  $b$ . Pak

$$R = - \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} \cdot \frac{b^2 n - p}{e(bn + p)^2} \quad (16)$$

a Hallova konstanta mění při kritické koncentraci elektronů a děr znaménko.

Pro případ dvou druhů nositelů proudu závisí Hallova konstanta na magnetickém poli výrazněji a podle okolností může být tato závislost značně veliká. Při velmi silných polích se však dosáhne jako v předešlých případech limitní hodnoty Hallovy konstanty

$$R = \frac{1}{e(n - p)}, \quad (17)$$

jež je pak závislá pouze na rozdílu koncentrací obou přítomných typů nositelů proudu.

## 5. VYUŽITÍ GALVANOMAGNETICKÝCH JEVŮ

V posledních letech započalo praktické využití galvanomagnetických jevů. Významným předpokladem technického využití galvanomagnetických jevů v polovodičích je skutečnost, že pohyblivost nositelů proudu je zejména u homeopolárních polovodičů poměrně vysoká.

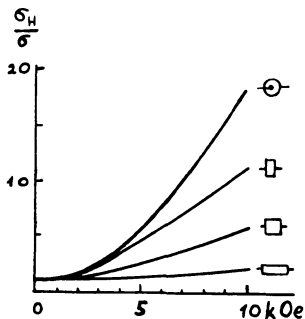
Možnost výrazně ovlivnit elektrickou vodivost polovodiče vnějším magnetickým polem vede k využití magnetovodivostního jevu v technice. Pro tyto účely je závažné dosáhnout co největší relativní změny elektrické vodivosti. Podle provedeného rozboru v předchozích kapitolách je tato relativní změna největší u polovodičů s vysokou pohyblivostí nositelů, neboť podle (8) je závislá na součinu  $\mu_H^2 H^2$ . Tomuto požadavku dobře vyhovují polovodiče s elektronovým typem vodivosti, např. germanium a křemík. Ještě výraznější je však magnetovodivostní jev u polovodivých sloučenin typu  $A^{III}B^V$ , antimonidu a arzenidu india, popř. u některých jejich analogů, kde  $\Delta\sigma/\sigma = 1$  až 2 při 10 000 Oe.

Další skutečnost, která má význam pro praktické využití magnetovodivostního jevu, je přítomnost dvou druhů nositelů proudu v polovodiči. V oblasti vlastní vodivosti je za vhodných podmínek (viz (10)) relativní změna odporu polovodiče největší. Tyto podmínky jsou rovněž dobře splněny u antimonidu india v příměsové oblasti, jestliže se použije vhodného materiálu s děrovou vodivostí.

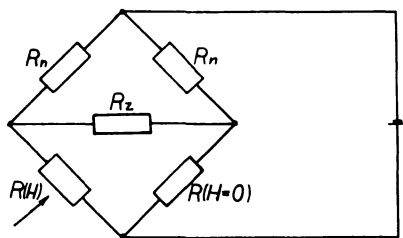
Při využití magnetovodivostního jevu je nutno rovněž brát v úvahu mechanismus rozptylu nositelů proudu. Při rozptylu nositelů na ionizovaných příměsích je jev méně

výrazný než při rozptylu na akustických fononech, neboť pohyblivost legováním klesá, a je zanedbatelně malý při rozptylu nositelů na optických fononech. Proto je pro každý používaný materiál nutno podrobně znát, který mechanismus rozptylu nositelů proudu v látce převládá, popřípadě počítat s kombinací dvou nebo více různých mechanismů rozptylu. Pro mnohé případy technického použití magnetovodivostního jevu je závažné, aby relativní změna vodivosti byla v příslušném pracovním oboru teplot v závislosti na teplotě co nejméně proměnná, aby nedocházelo ke změně citlivosti magnetovodivostního čidla s teplotou. Tato změna může být ovlivněna jednak teplotní závislostí pohyblivosti nositelů, jednak u materiálů se dvěma druhy nositelů proudu ještě teplotní závislostí jejich koncentrace (10).

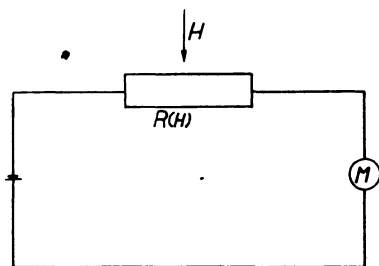
Pro správné využití magnetovodivostního jevu materiálu je nutno brát dále zřetel na tvar čidla. Magnetovodivostní jev je silně závislý na geometrii vzorku (obr. 2). Magnetovodivostní sondy podélného tvaru mají relativní změnu elektrické vodivosti daleko menší, neboť u nich dochází k silnější kompenzaci vzniklým příčným napětím Hallova jevu než u čidel čtvercového tvaru nebo u čidel ve tvaru disku Corbino s jednou elektrodou uprostřed disku a druhou na jeho obvodě. V tomto případě se dosáhne proti čidlům podélného tvaru 20krát vyšší citlivosti, neboť vznik Hallova kompenzujícího napětí je geometrií vzorku vyloučen. Účelné je rovněž sériové zapojení několika čidel o malém rozměru ve směru protékajícího proudu.



Obr. 2. Závislost změny elektrické vodivosti  $\sigma_H/\sigma$  na intenzitě magnetického pole a tvaru vzorku.



Obr. 3. Zapojení magnetovodivostního čidla ve větvi Wheastonova mostu. V diagonále mostu je zatěžovací odpor  $R_z$ .



Obr. 4. Zapojení magneticky proměnného odporu v obvodu spotřebiče.

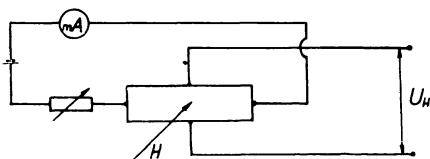
Základní zapojení pro magnetovodivostní čidlo je Wheatstonův most (obr. 3) s konstantním napájecím proudem. Změna odporu čidla  $R(H)$  způsobená magnetickým polem je vyrovnávána proměnným odporem  $R_n$  ve větvi mostu. Účinnost magnetovodivostního čidla je definována jako poměr výkonu v zatěžovacím odporu



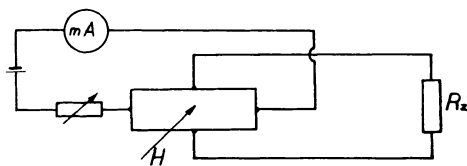
$R_z$  k příkonu čidla bez pole. Účinnost dosahuje až 90%, když se odpor čidla změní vlivem pole 20krát.

Z mnoha možností využití magnetovodivostního jevu uveďme jen některé. Závislosti mezi změnou vodivosti způsobené magnetickým polem se používá pro měření intenzity magnetických polí. V elektrotechnice se často setkáváme s požadavkem plynulého řízení intenzity stejnosměrného elektrického proudu. Tuto regulaci možno provést bezkontaktním odporem, jehož velikost lze při použití polovodičového odporu plynule řídit příčným magnetickým polem (obr. 4). Pro silnoproudou techniku však může být na závalu skutečnost, že regulační člen má určitou základní hodnotu odporu, která pak způsobuje při průtoku proudu Jouleovy ztráty. Magnetovodivostního jevu lze využít i v případě zesilovačů a oscilátorů. Doposud se pro tyto součástky používalo vizmutu a součástka pracovala při nízkých teplotách. Účinnost oscilátoru na principu magnetovodivostního jevu je teoreticky odhadována na 37% a závisí na pohyblivosti nositelů proudu. Dnes je však praktická účinnost zkonstruovaných generátorů malá a rovněž výkon dosahuje pouze zlomků wattů. Tyto generátory však mohou pro frekvence asi do 300 c/s pracovat i při teplotě 20 °C.

Hallův jev v polovodičích je vlivem menší koncentrace elektronů daleko vyšší než v kovech. Hallova konstanta dosahuje hodnot  $R \sim 1 \cdot 10^5 \text{ cm}^3/\text{C}$  v polovodičích s koncentrací nositelů proudu  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Tato skutečnost otevřela značné technické možnosti čidlům a generátorům na principu Hallova jevu. Zdálo by se, že pro tyto účely mají význam polovodiče, u nichž je Hallova konstanta co největší. Technické využití však vyžaduje, aby Hallovy generátory nebo čidla vykazovaly minimální závislost Hallovy konstanty na teplotě v té teplotní oblasti, jež je pro provoz těchto součástek důležitá. To znamená, že nelze použít materiálů co nejčistších, neboť v oblasti jejich vlastní vodivosti je závislost nositelů proudu na teplotě exponenciální a tím i Hallova konstanta dostává exponenciální průběh (12). Proto se obrací pozornost na polovodiče legované donorovou příměsí. V oblasti příměsové vodivosti bývá Hallova konstanta při určité koncentraci nositelů proudu jen velmi málo závislá na



Obr. 5. Hallův generátor s otevřeným výstupem.



Obr. 6. Hallův generátor se zátěží  $R_z$  na výstupem.

teplotě, např. u InAs typu  $n$  činí tato závislost 0,03% na 1 °C a je rovněž malá u tuhých roztoků na bázi systému InAs-InP.

Při využití Hallova jevu se setkáváme se dvěma základními zapojeními. V prvním je výstup tvořený Hallovými elektrodami otevřen. Podle obr. 5 je Hallova sonda tvořena tenkou destičkou polovodičového materiálu, kterou protéká proud o intenzitě  $I$

jehož regulaci provádíme předřadným odporem. Napětí na výstupních elektrodách vzniklé v příčném magnetickém poli se měří buď kompenzátořem, nebo milivoltmetrem o velikém vnitřním odporu. V takových podmínkách pracují Hallovy sondy zpravidla při měření intenzity magnetických polí od několika tisíců Oerstedů až do 20 000 Oe nebo při indikaci různých neelektrických dějů, popřípadě u násobičů na principu Hallova jevu, kdy napájecí proud a magnetické pole jsou úměrny dvěma veličinám, jež se mají znásobit, a Hallovo napětí pak je rovno jejich součinu. U druhého typu zapojení Hallova generátoru (obr. 6) pracuje jeho výstup do zátěže spotřebiče nebo indikátoru s malým vnitřním odporem. Aby se dosáhlo uspokojivé účinnosti, je třeba použít materiálu o vysoké pohyblivosti nositelů proudu.

Základní požadavky na vlastnosti těchto čidel jsou: optimální citlivost čidla, malá teplotní závislost napájecího proudu a výstupního napětí čidla, malá závislost jeho citlivosti na intenzitě magnetického pole apod. Tyto otázky je možno úspěšně řešit pouze na základě podrobné znalosti transportních jevů v polovodičích a vnějších podmínek, jež na polovodiče působí a jež ovlivňují jejich konkrétní vlastnosti a chování. Vyskytuje se často otázka, kdy je třeba při řešení technického problému dát přednost součástkám na principu Hallova jevu nebo součástkám využívajícím magnetovodivostního jevu v polovodičích. Kritérií pro toto rozhodnutí může být několik. Jedním je účinnost, s jakou součástky v jednotlivých případech pracují. SAKER provedl tuto analýzu a ukázal, že účinnost Hallových generátorů závisí na čtverci magnetického pole pouze v polích do 10 000 Oe a nad tuto hodnotu již roste velmi pomalu. Ačkoliv Hallových generátorů se používá nejčastěji v polích až do 20 000 Oe, jsou z uvedeného hlediska vhodné zejména pro slabá a velmi slabá magnetická pole. Součástky na principu magnetovodivostního jevu dosahují vyšší účinnosti než Hallovy generátory teprve při 2000 Oe a mají proto význam pro použití v oblasti středních a silných magnetických polí.

K hlubšímu obeznámení s fyzikální problematikou galvanomagnetických jevů v polovodičích a jejich využitím jsou vhodné monografie R. A. SMITH: *Semiconductors* (Cambridge 1959) a C. HILSUM, A. C. ROSE-INNES: *Semiconducting III—V Compounds* (Oxford 1961). Obě knihy vyšly rovněž v ruském překladu.

### **Studium aplikací pokulhává za možnostmi techniky**

napsal jeden britský odborník v článku o samočinných počítačích a ilustroval to následujícím podobenstvím: technika nám poskytuje stále přesnější pušky k zasažení našich cílů, ale my jich obvykle používáme tak, že je držíme za hlaveň a tlučeme jimi po hlavě zvířata, která jsou dost pomalá, aby neutekla.

*Ivan Soudek*

### **Stavbu obchodní lodi s atomovým pohonem**

plánuje Japonsko na léta 1966—1969. Po ledoborci Lenin, americké lodi Savannah a západoněmecké lodi, která je nyní ve stavbě, to bude čtvrtá loď s tímto pohonem pro mírové účely.

*Ivan Soudek*