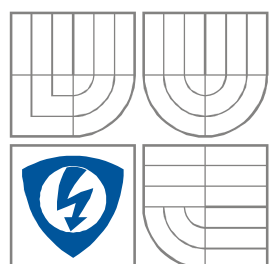


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



**FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ**
ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

TEPELNÁ ANALÝZA GUNNOVY DIODY

THERMAL ANALYSIS OF GUNN DIODE

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S PROJECT

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Pavel Chára

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

Ing. Michal Pokorný

BRNO, 2010



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav radioelektroniky

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor
Elektronika a sdělovací technika

Student: Pavel Chára

ID: 98546

Ročník: 3

Akademický rok: 2009/2010

NÁZEV TÉMATU:

Tepelná analýza Gunnovy diody

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Prostudujte mechanismy generace tepla ve struktuře Gunnovy diody a vlastnosti transportu tepla v polovodičových strukturách.

V programu COMSOL Multiphysics vytvořte model Gunnovy diody, který bude zahrnovat tepelné jevy. Navrhněte vhodný chladič pro diodu a jeho správnou funkci ověřte simulacemi.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] SELBERHERR, S. Analysis and Simulation of Semiconductor Devices. Hiedelberg: Springer-Verlag, 1984.

[2] KRAMER, K. M., HITCHON, W. N. G. Semiconductor Devices a Simulation Approach. Englewood Cliffs: Prentice Hall, 1997.

Termín zadání: 8.2.2010

Termín odevzdání: 28.5.2010

Vedoucí práce: Ing. Michal Pokorný

prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida
Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor bakalářské práce nesmí při vytváření bakalářské práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

LICENČNÍ SMLOUVA

POSKYTOVANÁ K VÝKONU PRÁVA UŽÍT ŠKOLNÍ DÍLO

uzavřená mezi smluvními stranami:

1. Pan/paní

Jméno a příjmení: Pavel Chára
Bytem: Vrchlického 680, Choceň, 565 01
Narozen/a (datum a místo): 21. Ledna 1987 v Hradci Králové

(dále jen „autor“)

a

2. Vysoké učení technické v Brně

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií
se sídlem Údolní 53, Brno, 602 00
jejímž jménem jedná na základě písemného pověření děkanem fakulty:
prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida, předseda rady oboru Elektronika a sdělovací technika
(dále jen „nabyvatel“)

Čl. 1

Specifikace školního díla

1. Předmětem této smlouvy je vysokoškolská kvalifikační práce (VŠKP):

- ☐ disertační práce
- ☐ diplomová práce
- ☒ bakalářská práce
- ☐ jiná práce, jejíž druh je specifikován jako
(dále jen VŠKP nebo dílo)

Název VŠKP: Tepelná analýza Gunnovy diody

Vedoucí/ školitel VŠKP: Ing. Michal Pokorný

Ústav: Ústav radioelektroniky

Datum obhajoby VŠKP: _____

VŠKP odevzdal autor nabyvateli*:

- ☒ v tištěné formě – počet exemplářů: 2
- ☒ v elektronické formě – počet exemplářů: 2

2. Autor prohlašuje, že vytvořil samostatnou vlastní tvůrčí činností dílo shora popsané a specifikované. Autor dále prohlašuje, že při zpracovávání díla se sám nedostal do rozporu s autorským zákonem a předpisy souvisejícími a že je dílo dílem původním.

3. Dílo je chráněno jako dílo dle autorského zákona v platném znění.

4. Autor potvrzuje, že listinná a elektronická verze díla je identická.

* hodící se zaškrtněte

Článek 2

Udělení licenčního oprávnění

1. Autor touto smlouvou poskytuje nabyvateli oprávnění (licenci) k výkonu práva uvedené dílo nevýdělečně užít, archivovat a zpřístupnit ke studijním, výukovým a výzkumným účelům včetně pořizování výpisů, opisů a rozmnoženin.
2. Licence je poskytována celosvětově, pro celou dobu trvání autorských a majetkových práv k dílu.
3. Autor souhlasí se zveřejněním díla v databázi přístupné v mezinárodní síti
 - ☒ ihned po uzavření této smlouvy
 - ☐ 1 rok po uzavření této smlouvy
 - ☐ 3 roky po uzavření této smlouvy
 - ☐ 5 let po uzavření této smlouvy
 - ☐ 10 let po uzavření této smlouvy(z důvodu utajení v něm obsažených informací)
4. Nevýdělečné zveřejňování díla nabyvatelem v souladu s ustanovením § 47b zákona č. 111/ 1998 Sb., v platném znění, nevyžaduje licenci a nabyvatel je k němu povinen a oprávněn ze zákona.

Článek 3

Závěrečná ustanovení

1. Smlouva je sepsána ve třech vyhotoveních s platností originálu, přičemž po jednom vyhotovení obdrží autor a nabyvatel, další vyhotovení je vloženo do VŠKP.
2. Vztahy mezi smluvními stranami vzniklé a neupravené touto smlouvou se řídí autorským zákonem, občanským zákoníkem, vysokoškolským zákonem, zákonem o archivnictví, v platném znění a popř. dalšími právními předpisy.
3. Licenční smlouva byla uzavřena na základě svobodné a pravé vůle smluvních stran, s plným porozuměním jejímu textu i důsledkům, nikoliv v tísní a za nápadně nevýhodných podmínek.
4. Licenční smlouva nabývá platnosti a účinnosti dnem jejího podpisu oběma smluvními stranami.

V Brně dne: 28. května 2010

.....
Nabyvatel

.....
Autor

Anotace

Cílem bakalářské práce byla tepelná analýza Gunnovy diody. Model Gunnovy diody zahrnující tepelné jevy byl analyzován programem COMSOL Multiphysics. Dalším úkolem bylo navrhnout pro diodu vhodný chladič a jeho správnou funkci ověřit simulacemi.

Klíčová slova: Gunnova dioda, Gunnův jev, Comsol, teplo, chlazení, chladič

Annotation

The aim of bachelor's project has been thermal analysis of Gunn diode. Gunn diode model involving thermal effects was analyzed in COMSOL Multiphysics. Another task was to design a suitable heat sink for diode and its proper function to verify simulations.

Keywords: Gunn diode, Gunn effect, Comsol, heat, cooling, cooler

CHÁRA, P. *Tepelná analýza Gunnovy diody*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií. Ústav radioelektroniky, 2010. 36 s. Bakalářská práce. Vedoucí práce Ing. Michal Pokorný.

Prohlášení

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma Tepelná analýza Gunnovy diody jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne 28. května 2010

.....
podpis autora

Poděkování

Děkuji vedoucímu bakalářské práce Ing. Michalu Pokornému za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mé bakalářské práce.

V Brně dne 28. května 2010

.....
podpis autora

Obsah

Obsah.....	1
Seznam obrázků.....	3
Seznam tabulek.....	4
1 Úvod	5
2 Gunnova dioda	6
2.1 Vlastnosti Gunnovy diody	6
2.1.1 Gunnův jev.....	6
2.2 Pracovní režimy Gunnovy diody	7
2.2.1 Průletový oscilační režim (Gunnův režim)	9
2.2.2 Oscilační režim se zpožděnou doménou	10
2.2.3 Oscilační režim se zhášenou doménou	11
2.2.4 Oscilační režim LSA	11
2.2.5 Režim stabilního zesílení.....	12
3 Použití Gunnových diod.....	13
3.1 Mikrovlnné oscilátory	13
3.2 Reflexní zesilovače.....	13
4 Vývin a odvod tepla Gunnovy diody.....	14
5 Chlazení polovodičových součástek.....	16
5.1 Výpočet tepelných odporů	16
5.2 Návrh chladiče	17
5.2.1 Deskové chladiče.....	17
6 Přenos tepla v polovodičových strukturách.....	19
6.1 Základní rovnice polovodičů	19
6.2 Fyzikální parametry	20
6.2.1 Závislost pohyblivosti nosičů na teplotě mřížky	20
6.2.2 Gunnův jev.....	21
7 Teoretická příprava simulace.....	23
7.1 Odvození potřebných rovnic.....	23
7.2 Výpočty.....	24
7.2.1 Výpočet tepla $H(Q)$	24
7.2.1 Výpočet rozměrů chladiče.....	26

8 COMSOL Multiphysics.....	28
8.1 Model Gunnovy diody bez chladiče	28
8.2 Model Gunnovy diody s navrženým chladičem.....	31
9 Závěr	35
Seznam zkratek.....	36
Použitá literatura.....	36

Seznam obrázků

Obr. 1: Statická VA charakteristika Gunnovy diody	7
Obr. 2: Diagram pracovních režimů Gunnovy diody	8
Obr. 3: Zapojení Gunnovy diody v rezonančním obvodu	9
Obr. 4: Průběhy napětí a proudu - průletový oscilační režim	9
Obr. 5: Průběhy napětí a proudu - oscilační režim se zpožděnou doménou.....	10
Obr. 6: Průběhy napětí a proudu - oscilační režim se zhasenou doménou.....	11
Obr. 7: Model epitaxní struktury Gunnovy diody	14
Obr. 8: Zjednodušené rozměrové schéma Gunnovy diody	24
Obr. 9: VA – charakteristika Gunnovy diody	25
Obr. 10: 3D model Gunnovy diody.....	28
Obr. 11: Vygenerovaná síť konečných prvků.....	30
Obr. 12: Teplotní profil prostupu tepla Gunnovou diodou bez chladiče	30
Obr. 13: Vygenerovaná síť konečných prvků pro diodu s chladičem	32
Obr. 14: Teplotní profil prostupu tepla Gunnovou diodou s chladičem $h = 5 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ – nejhorší případ	33
Obr. 15: Teplotní profil prostupu tepla Gunnovou diodou s chladičem $h = 15 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$	33
Obr. 16: Závislost teploty na napětí Gunnovy diody s chladičem $h = 15 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$	34

Seznam tabulek

Tab. 1: Typické stykové odpory R_{ts}	17
Tab. 2: Tepelné vodivosti nejpoužívanějších materiálů	18
Tab. 3: Korekční konstanty C	18
Tab. 4: Tabulka hodnot materiálových veličin pro GaAs	21

1 Úvod

Objev Gunnova jevu a následně Gunnovy diody sahá do 60. tých let 20. století. Konkrétně roku 1963 Američan John Battiscombe Gunn při pracích se vzorky polovodičů arzenidu galia a fosfidu india zjistuje, že přiložením dostatečně velkého stejnosměrného napětí vznikají ve vzorku proudové oscilace o velikosti jednotek ampér a kmitočtu několika GHz. Tímto objevem začal vývoj nového aktivního prvku - Gunnovy diody, někdy označované jako dioda s přenosem elektronů.

Gunnův jev je velice důležitý z hlediska technického využití, zejména v oscilátorech a zesilovačích v pásmu od 1 do 100 GHz.

Tato bakalářská práce se zabývá tepelnou analýzou Gunnovy diody. U Gunnových diod dochází vlivem zahřátí k zhoršení vlastností vzorku, to se nejvíce projevuje při poklesu účinnosti a nasazení lavinového mechanismu. Vzrůst průměrné teploty v aktivní vrstvě mění tepelnou vodivost vzorku tak, že se zvětší již existující teplotní rozdíl v aktivní vrstvě. Tím se zmenší hodnota, při které dochází v materiálu k průrazu, a zmenšuje se maximální dosažitelný mikrovlnný výkon prvku.

K omezení tepelných jevů Gunnových diod slouží chladiče. Chlazení má rozhodující vliv na funkční vlastnosti, ale i na životnost a provozní spolehlivost. Při návrhu chladičů vycházíme ze znalostí tepelných odporů součástky, pomocí kterých jsme schopni zjistit potřebné parametry chladiče.

2 Gunnova dioda

Roku 1963 Američan John Battiscombe Gunn při pracích se vzorky polovodičů arzenidu galia GaAs a fosfidu india InP zjistil, že přiložením dostatečně velkého stejnosměrného napětí (kdy intenzita elektrického pole ve vzorku dosáhne několika tisíc V/cm) vznikají ve vzorku proudové oscilace o velikosti jednotek ampér a kmitočtu několika GHz. Tímto objevem začal vývoj nového aktivního prvku - Gunnovy diody, někdy označované jako dioda s přenosem elektronů.

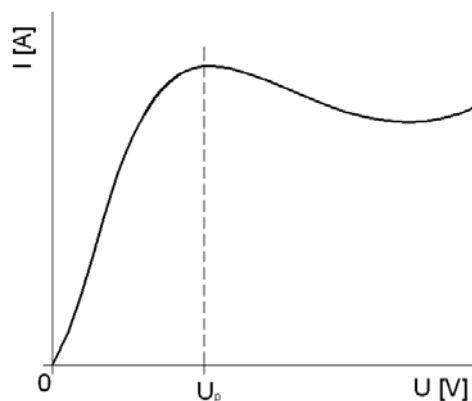
Podstatou Gunnova jevu je vznik záporného diferenciálního odporu v relativně velkém objemu polovodiče a s ním spojené vytváření prostorového náboje ve vzorku. Gunn zjistil, že vznik oscilací je vázán na celý objem polovodiče, a nikoli pouze na oblast při kontaktech vzorku. Gunnova dioda se od obvyklých diod odlišuje tím, že neobsahuje polovodičový přechod P-N, ale je tvořena homogenní vrstvou polovodiče jednoho vodivostního typu (obvykle se jedná o typ N).

Gunnův jev je tedy jevem objemovým, který využívá majoritních nosičů proudu, a to v celém objemu vzorku polovodiče. Prvky založené na těchto jevech mohou proto zpracovávat velké výkony na kmitočtech spadajících až do pásma milimetrových vln. Gunnův jev našel od svého objevu velmi široké použití a Gunnovy diody prakticky zcela vyloučily použití tunelových diod v mikrovlnné technice. Gunnovy diody jsou dnes využívány zejména v mikrovlnných oscilátorech a zesilovačích v pásmu asi od 1 do 100 GHz.[3]

2.1 Vlastnosti Gunnovy diody

2.1.1 Gunnův jev

Základním mechanismem, na němž jsou založeny objemové jevy v polovodičích, je přenos elektronů z nejnižšího energetického minima vodivostního pásu do některého vyššího postranního minima. Gunnův jev vzniká totiž typicky v polovodičových sloučeninách typu $A_{III}B_V$, jejichž energetický pásový model vykazuje ve vodivostním pásmu několik minim energie tzv. energetických jam. Velmi výrazná je tato struktura právě u arzenidu galia GaAs, naopak žádná energetická minima nejsou ve vodivostním pásmu polovodičů Ge a Si, a proto v nich Gunnův jev nenastane. Přesáhne-li na Gunnově diodě napětí prahovou hodnotu U_p (elektrické pole ve vzorku prahovou intenzitou $E_p = U_p/l$, kde l je tloušťka vzorku polovodiče), nastává ve vzorku GaAs rychlý přesun volných elektronů z nejnižšího (hlavního) minima do postranního energetického minima vodivostního pásu. V postranním minimu mají však elektrony mnohem větší efektivní hmotnost, a tím také menší pohyblivost i rychlost než v hlavním minimu. Zmenšení rychlosti elektronů má za následek zmenšení proudu diodou. Při $U > U_p$ tedy proud Gunnovy diody s rostoucím napětím klesá a na voltampérové charakteristice vzniká oblast záporného diferenciálního odporu (**obr. 1**). [4]



Obr. 1: Statická VA charakteristika Gunnovy diody

Prahová hodnota intenzity elektrického pole E_p nutná pro vznik Gunnova jevu, činí pro GaAs přibližně 3,5 kV/cm. Při značně vyšším napětí ($U \gg U_p$) se diferenciální odpor diody stává opět kladným, neboť všechny elektrony již přešly do postranního minima ve vodivostním pásu. Přiložíme-li na vzorek GaAs napětí U , které je podstatně menší než hodnota U_p , rozloží se toto napětí rovnoměrně podél vzorku. Se zvětšujícím se vnějším napětím se však toto rozložení stává nerovnoměrným. V blízkosti katody vzniká oblast s vyšší intenzitou pole než ve zbývající části vzorku (tzv. Gunnova doména). Když napětí přiložené na vzorek překročí hodnotu U_p , začíná se tato doména pohybovat směrem k anodě rychlostí $v_D \approx 10^5$ m/s, tedy driftovou rychlostí elektronů v polovodiči. Během pohybu narůstá intenzita elektrického pole v doméně (až na 50 kV/cm) a pole ve zbývající části vzorku klesá pod prahovou hodnotu E_p . Záporný diferenciální odpor tak vzniká pouze v oblasti domény, neboť jen zde je splněna potřebná podmínka $E > E_p$. Po dosažení anody doména zmizí, elektrony na anodě rekombinují. Jakmile jsou obnoveny podmínky vzniku, vytvoří se u katody nová doména vysoké intenzity a celý děj se periodicky opakuje.[4][3]

Pro vznik netlumených oscilací je tedy rozhodující vytvoření a pohyb Gunnovy domény, jenž je důsledkem přenosu elektronů mezi energetickými minimy ve vodivostním pásu polovodiče. Doména se začíná pohybovat při napětí $U > U_p$. Experimentálně však bylo prokázáno, že již vzniklá doména se ve vzorku udrží i při zmenšení napětí pod prahovou hodnotu U_p . Teprve při poklesu napětí pod tzv. zhašecí hodnotu U_s ($U_s < U_p$) zaniká i existující doména. U Gunnovy diody pozorujeme tedy určitou hysterezi, projevující se rozdílnými hodnotami napětí, při nichž Gunnův jev vzniká (U_p) a zaniká (U_s).[4][3]

2.2 Pracovní režimy Gunnovy diody

Je známo, že objemová hustota volných nábojů ve vodivém či polovodivém prostředí s časem exponenciálně klesá podle vztahu

$$Q(t) = Q_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau_R}}, \quad (1)$$

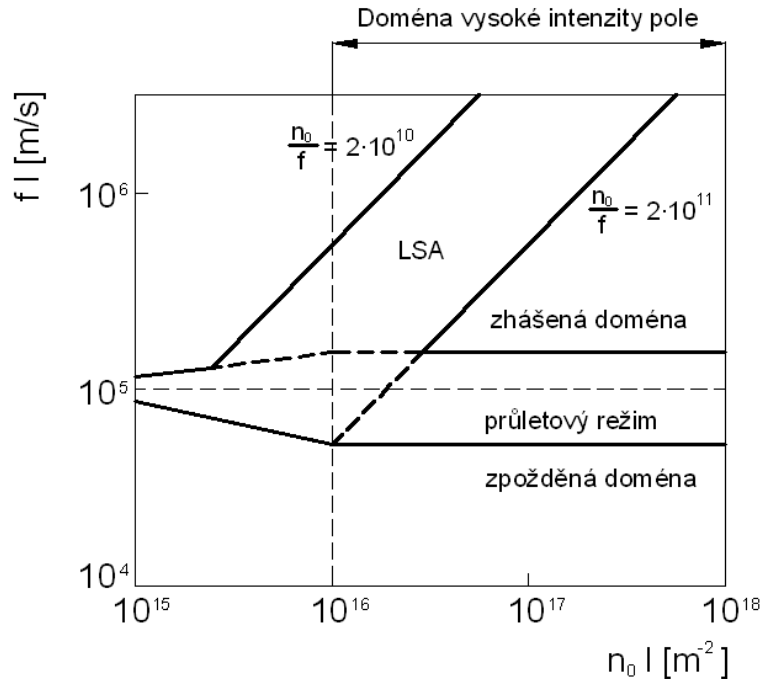
kde $\tau_R = \varepsilon/\sigma$ je tzv. relaxační doba daného prostředí [2]. Pro polovodičový GaAs je relaxační doba

$$\tau_R = \frac{\varepsilon}{\sigma} = \frac{\varepsilon}{n_0 \cdot e \cdot \mu}, \quad (2)$$

když $\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r$ je permitivita GaAs ($\varepsilon_r \approx 11,1$), n_0 je koncentrace volných elektronů ve vzorku, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C je velikost náboje elektronu a $\mu = dv/dE$ je diferenciální pohyblivost elektronů v polovodiči. Při $U > U_P$, tedy při vzniku záporného diferenciálního odporu Gunnovy diody, je rovněž veličina μ záporná, takže i relaxační doba τ_R (2) je záporná. To podle vztahu (1) znamená, že hustota volných nábojů v GaAs s časem neklesá, ale naopak narůstá – vzniká doména vysoké intenzity elektrického pole a hustoty náboje. Relaxační doba τ_R se nazývá časová konstanta narůstání Gunnovy domény. Aby se doména vysoké intenzity plně vyvinula, musí být časová konstanta jejího růstu τ_R menší než doba, za kterou se doména přesune od katody k anodě. Tedy $\tau_R < l/v_D$. Nutnou podmínku pro vznik domény lze vyjádřit vztahem

$$n_0 \cdot l > \frac{\varepsilon \cdot V_D}{e \cdot \mu}, \quad (3)$$

po dosazení charakteristických hodnot pro GaAs je hodnota pravé strany této nerovnosti asi 10^{16} m^{-2} . Podle toho, splňuje-li součin $n_0 \cdot l$ nerovnost, pracuje Gunnova dioda v různých režimech. Tyto pracovní režimy jsou vyjádřeny graficky na (obr. 2) jako závislost hodnoty $f \cdot l$ (f je kmitočet generovaného signálu) na součinu $n_0 \cdot l$. Číselné hodnoty platí pro GaAs.

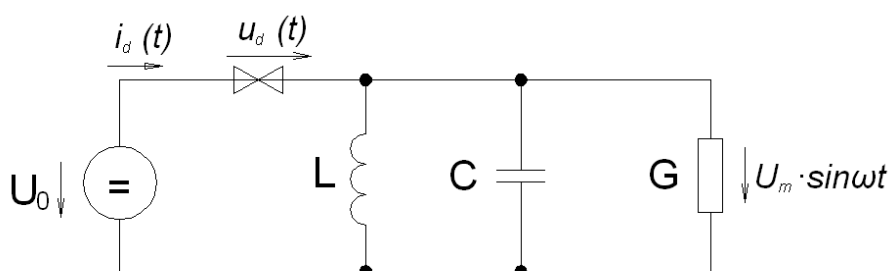


Obr. 2: Diagram pracovních režimů Gunnovy diody

Zapojením diody do rezonančního obvodu (**obr. 3**), s níž je dioda spojena sériově či paralelně, pak na diodu působí kromě stejnosměrného napětí U_0 i střídavé napětí $U_m \cdot \sin \omega t$ nakmitané na obvodě. Okamžitá hodnota napětí na Gunnově diodě je tedy

$$u_d(t) = U_0 + U_m \cdot \sin \omega t \quad (4)$$

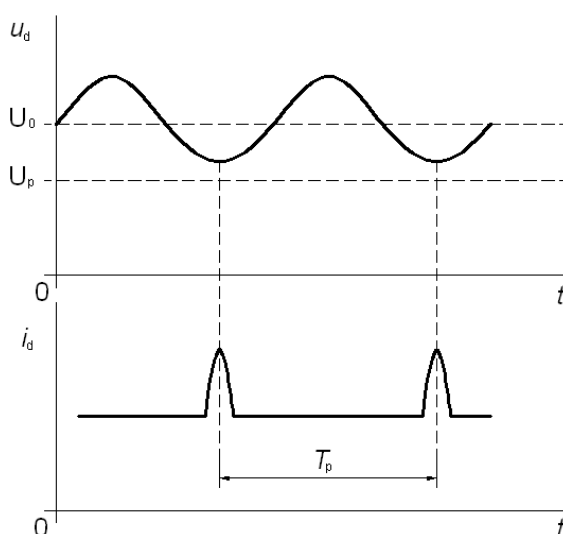
a jeho velikost spolu s rezonančním kmitočtem, na nějž je vyladěn kmitavý okruh, rozhoduje rovněž o pracovním režimu Gunnovy diody. Pracovní režim diody je tedy určen hodnotou $n_0 \cdot l$ a vlastnostmi vnějšího rezonančního obvodu, do kterého je dioda zapojena.[4][2]



Obr. 3: Zapojení Gunnovy diody v rezonančním obvodu

2.2.1 Průletový oscilační režim (Gunnův režim)

Průletový oscilační režim (**obr. 4**) vzniká ve vzorku GaAs při splnění nerovnosti $n_0 \cdot l > 10^{16} \text{ m}^{-2}$ a za předpokladu, že okamžité napětí $u_d(t)$ na diodě nikdy neklesne pod prahovou hodnotu U_p . V diodě se tak vytváří doména vysoké intenzity pole, která prolétá od katody k anodě. V okamžiku zániku domény na anodě se na katodě vytváří nová doména a děj se opakuje. Vznik domény způsobí pokles proudu a zánik domény je naopak provázen prudkým vzrůstem protékajícího proudu.



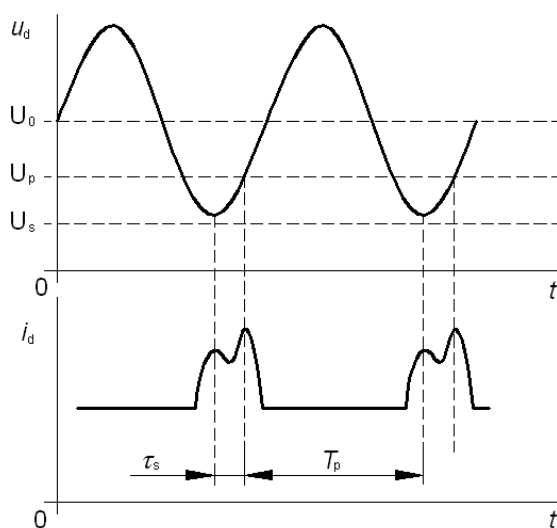
Obr. 4: Průběhy napětí a proudu - průletový oscilační režim

Během pohybu domény je protékající proud téměř konstantní a kmitočet generovaného signálu (tzv. průletový kmitočet) je roven převrácené době průletu domény diodou

$$f_p = \frac{1}{T_p} = \frac{v_D}{l}, \quad (5)$$

kde $v_D \approx 10^5$ m/s je rychlost pohybu domény v GaAs. Na tento kmitočet musí být též naladěn rezonanční obvod. V praxi se průletový režim nepoužívá. V tomto režimu lze oscilátor přeladovat jen ve velmi malých mezích změnou napájecího napětí U_0 . Vnější rezonanční obvod nemá na průletový kmitočet prakticky vliv.[4][2]

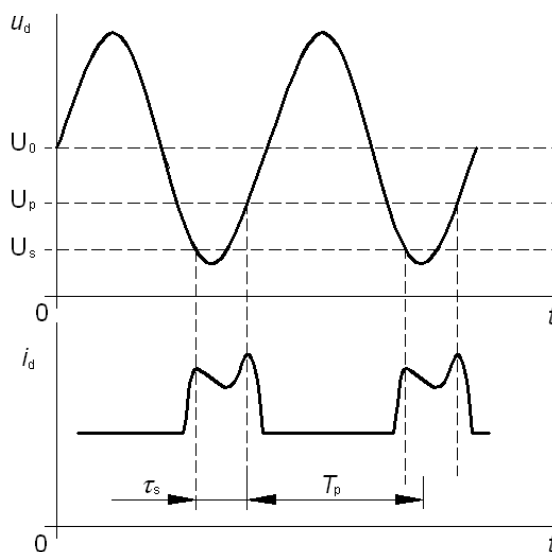
2.2.2 Oscilační režim se zpožděnou doménou



Obr. 5: Průběhy napětí a proudu - oscilační režim se zpožděnou doménou

Tento režim (**obr. 5**) vzniká, když okamžitá hodnota napětí u_d klesá po určitou dobu pod prahovou hodnotu U_p , je však vždy větší než zhasací napětí U_s . Při $n_0 \cdot l > 10^{16} \text{ m}^{-2}$ vzniká v diodě opět Gunnova doména, která po průletu vzorkem u anody zaniká. Je-li v okamžiku zániku domény $u_d(t) < U_p$, nejsou splněny podmínky pro vznik nové domény. Nová doména může vzniknout až při napětí $u_d(t) > U_p$. Tím vzniká zpoždění a kmitočet oscilací je nižší než průletový kmitočet f_p . Hodnota kmitočtu je určena naladěním připojeného rezonančního obvodu. Tento režim existuje jen tehdy, je-li kmitočet rezonančního obvodu nižší než průletový kmitočet diody, což je v diagramu pracovních režimů na (**obr. 2**) vymezeno podmínkou $f \cdot l < 0,5 \cdot 10^5$ m/s. Zpoždění vzniku domény lze přitom měnit od nuly do hodnoty přibližně $T_p/2$. [4][2]

2.2.3 Oscilační režim se zhášenou doménou



Obr. 6: Průběhy napětí a proudu - oscilační režim se zhášenou doménou

Pro oscilační režim se zhášenou doménou (**obr. 6**) je charakteristické, že okamžité napětí na Gunnově diodě $u_d(t)$ je po část periody menší než prahové napětí U_p a také menší než zhášecí napětí U_s potřebné k udržení existující domény. Doména zaniká dříve, než dosáhne anody (v tomto okamžiku může být kmitočet oscilací vyšší než průletový kmitočet f_p) a dioda se po jistou dobu chová jako činný odpor. Průběh proudu po zániku domény do okamžiku jejího nového vzniku je dán Ohmovým zákonem. Okamžik vzniku a zániku domény lze ovlivňovat naladěním připojeného rezonančního obvodu. Přeladění je možné zhruba od kmitočtu $f_p/2$ (při $U_0 = U_p$) do kmitočtů několikrát vyšších než f_p . [4][2]

2.2.4 Oscilační režim LSA

Režim LSA (Limited Space-Charge Accumulation - režim s potlačenou doménou) je výkonově nejúčinnějším pracovním režimem Gunnových oscilátorů. Vzniká tehdy, působí-li na diodu střídavé napětí s dostatečně velkou amplitudou U_m a s vysokým kmitočtem, větším než průletový kmitočet f_p . Stejnoseměrné předpětí $U_0 \gg U_p$, takže okamžité napětí na diodě $u_d(t)$ klesá jen na krátkou dobu τ_s pod prahovou hodnotu U_p . Při velmi krátké periodě vznikajících oscilací se nestačí ve vzorku vytvořit doména vysoké intenzity pole a u katody vzniká jen malá oblast omezeného nahromadění prostorového náboje. Za těchto podmínek je elektrické pole ve vzorku rozloženo téměř rovnoměrně, po většinu periody je v celém vzorku $E > E_p$, a proto v celém objemu Gunnovy diody vzniká záporný diferenciální odpor. Tím roste účinnost oscilátoru. Za dobu τ_s , kdy $u_d(t) < U_p$, musí dojít k rozptýlu nahromaděného prostorového náboje, tedy τ_s musí být větší než relaxační doba volných elektronů. Z této podmínky a podmínky potlačení vzniku Gunnovy domény

($T \ll \tau_R$) plyne kmitočtové omezení režimu LSA, které je v diagramu na (**obr. 2**) vymezeno nerovnostmi $2 \cdot 10^{10} < n_0/f < 2 \cdot 10^{11} \text{ s/m}^3$. Výhodou režimu LSA je, že průletová doba domény v něm nehraje podstatnou roli, jako je tomu u ostatních režimů Gunnovy diody. Délka vzorku pro daný kmitočet může být tedy větší a tím lze dosahovat větších výstupních výkonů. [4][2]

2.2.5 Režim stabilního zesílení

Vzniká ve vzorcích GaAs, u nichž neplatí nerovnost (3), tj. platí v nich $n_0 \cdot L < 10^{16} \text{ m}^{-2}$. V takovém vzorku nevzniká Gunnova doména a elektrické pole je v něm rovnoměrně rozloženo. Ve spojení s rezonančním obvodem a při $E > E_p$ vykazuje dioda záporný diferenciální odpor a může být použita jako zesilovač signálu s kmitočtem blízkým průletovému kmitočtu f_p . V diodě vzniká vrstva prostorového náboje, která se pohybuje od katody k anodě a je při tom zesilována. [4]

3 Použití Gunnových diod

3.1 Mikrovlnné oscilátory

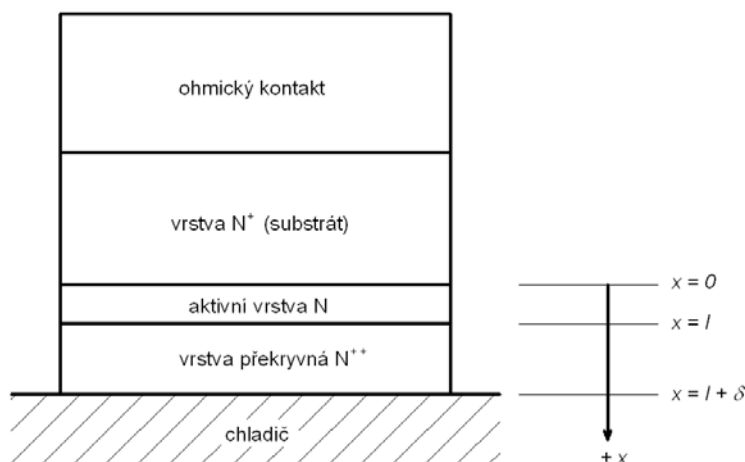
Gunnovy diody nacházejí nejrozsáhlejší uplatnění v mikrovlnných oscilátorech. Tyto oscilátory mohou být jak v kontinuálním (nemodulovaném) provozu nebo v impulzním provozu. V obecném oscilátoru je Gunnova dioda spojena s rezonančním obvodem. V mikrovlnných oscilátorech Gunnovy diody pracují s doménovou formou nestability v pracovním režimu se zhášenou doménou. Laděním rezonančního obvodu pak lze oscilátor přeladovat v rozsahu až jedné oktávy na kmitočtech nižších i vyšších než je průletový kmitočet f_p . Ladění oscilátoru může být buď mechanické (mechanicky měníme délku rezonančního úseku vedení), elektrické (dáno změnou kapacity připojené mikrovlnné kapacitní diody) nebo magnetické (změnou feromagnetického rezonančního kmitočtu feritového prvku vloženého do rezonátoru).

V současnosti Gunnovy oscilátory představují nejrozšířenější typ mikrovlnných generátorů malého výkonu. Gunnovy oscilátory se vyznačují velmi malým šumem, který je menší nebo srovnatelný než odpovídající hodnoty nízkošumových klystronů.[4]

3.2 Reflexní zesilovače

Reflexní (odrazové) zesilovače s Gunnovou diodou pracují na principu zesílení odražené vlny po odrazu od záporné impedance Gunnovy diody. Reflexní zesilovače s Gunnovými diodami byly již realizovány na kmitočtech 1 – 12 GHz s maximálním ziskem 10 – 15 dB. Šířka kmitočtového pásma u těchto zesilovačů bývá asi 20% středního kmitočtu. U diody z GaAs je nejnižší dosažená hodnota šumového čísla 8 dB, typické hodnoty se však pohybují okolo 15 – 20 dB.[4]

4 Vývin a odvod tepla Gunnovy diody



Obr. 7: Model epitaxní struktury Gunnovy diody

Na obrázku (**obr. 7**) je znázorněn jednorozměrný model epitaxní struktury Gunnovy diody, který využijeme pro diskusi tepelných poměrů ve vzorku Gunnovy diody. Model vystihuje vlastnosti skutečných prvků, neboť epitaxní struktury patří k nejpoužívanějším strukturám a i teplo z diody se odvádí převážně jedním směrem shodně s tímto modelem. Předpokládáme, že se teplo vyvíjí pouze v aktivní vrstvě a odvádí se ve směru $+x$ a vzorek má kruhový průřez $\pi \cdot r^2$.

Pro vývin a odvod tepla v takové struktuře platí

$$\frac{d}{dx} \left(\lambda \frac{dT}{dx} \right) = -p_z(x), \quad (6)$$

kde λ je tepelná vodivost a p_z hustota ztrátového výkonu pro kterou platí

$$p_z = \gamma_E \gamma_J \frac{E_p^2}{\rho} (1 - \eta), \quad (7)$$

kde $\gamma_E = E_0/E_p$, $\gamma_J = J_{min}/J_p$ a E_0 - stejnosměrná složka intenzity elektrického pole (vyvolána napětím přiloženým na vzorek), E_p - prahová hodnota, J_{min} - minimální hodnota proudové hustoty ve vzorku, J_p - prahová hodnota proudové hustoty ve vzorku, η - účinnost přeměny na mikrovlnný výkon

V bodě ($x = l + \delta$) dostaneme pro teplotu $T_{(l+\delta)}$ vztah

$$T_{(l+\delta)} = T_0 + \frac{r \int_0^l p_z(x) dx}{\lambda_m}, \quad (8)$$

kde T_0 - teplota okolí, λ_m - tepelná vodivost materiálu chladiče.

Dále pak teplota v místě ($x = l$) znázorněném na obrázku (**obr. 7**) bude

$$T_l = T_{(l+\delta)} \cdot e^{\left(\frac{\int_0^l p_z(x) dx}{\lambda_{20}} \delta \right)} \quad (9)$$

a maximální teplota T_{max} v místě ($x = 0$) pak

$$T_{max} = \left(T_0 + \frac{r \int_0^l p_z(x) dx}{\lambda_m} \right) \cdot e^{\left(\frac{1}{\lambda_{10}} \int_0^x p_z(x) dx + \frac{\delta}{\lambda_{20}} \int_0^l p_z(x) dx \right)}. \quad (10)$$

Jestliže budeme v aktivní vrstvě předpokládat rovnoměrný vývin tepla potom

$$T_{max} = \left(T_0 + \frac{r p_z l}{\lambda_m} \right) \cdot e^{\left(\frac{p_z l^2}{2 \lambda_{10}} + \frac{p_z l \delta}{\lambda_{20}} \right)}. \quad (11)$$

Pro celkový ztrátový výkon, který se v diodě přemění na teplo, platí

$$P_z = p_z \pi \cdot r^2 \cdot l. \quad (12)$$

Vlivem zahřátí dochází k zhoršení vlastností vzorku, to lze pochopit, uvažujeme-li odděleně účinky tepelného gradientu v aktivní vrstvě a účinky vzrůstu průměrné teploty aktivní vrstvy. Tepelný gradient se nejvíce projevuje při poklesu účinnosti a nasazení lavinového mechanismu. Vzrůst průměrné teploty v aktivní vrstvě mění tepelnou vodivost vzorku tak, že se zvětší již existující teplotní rozdíl v aktivní vrstvě. Tím se zmenší hodnota, při které dochází v materiálu k průrazu, a zmenšuje se maximální dosažitelný mikrovlnný výkon prvku. Za horní hranici maximální dovolené teploty můžeme pro vzorek GaAs přibližně považovat 500 K. Na základě tohoto omezení lze pak určit horní mez poměru tloušťky aktivní vrstvy k měrnému odporu pro trvalý provoz Gunnovy diody.[2]

5 Chlazení polovodičových součástek

Polovodičové součástky jsou konstruovány pro vhodný způsob chlazení, které zajistí, aby při běžných provozních podmínkách teplota nepřekročila udanou hodnotu. Malé součástky (do výkonu 1W) jsou navrhovány tak, aby se vznikající teplo stačilo odvést sáláním z povrchu krytu a konvekcí podél přívodů. U některých součástek se k odvodu tepla využívá i měděná fólie plošného spoje, ve kterém je daná součástka upevněna. U součástek, které jsou určeny pro větší výkony vzniká tak velké množství tepla, že se nemůže odvést do okolního prostředí přes povrch pouzdra nebo vývody, proto je nutné tyto součástky montovat na chladiče, které vzniklé teplo převádějí do okolního prostředí.

U polovodičových prvků jsou zdrojem tepla zejména přechody PN a Jouleovo teplo na ohmických oblastech polovodiče. Maximální tepelná energie, kterou součástka dokáže snést, aniž je teplem poškozena nebo zničena, závisí na polovodičovém materiálu a na opatřeních podniknutých pro odvod tepla. Dále pak má zvýšená teplota vliv i na vlastnosti obvodu a jeho spolehlivost.[5]

5.1 Výpočet tepelných odporů

V praxi se nejčastěji počítá velikost tepelného odporu chladiče R_{tr} , který je potřebný pro dané podmínky provozu. K tomuto odporu následně určíme velikost zvoleného typu chladiče.

Postup výpočtu tepelného odporu chladiče R_{tr}

1. Uvažujeme-li polovodičovou součástku upevněnou na chladiči, pak platí:

$$R_t = R_{ti} + R_{ts} + R_{tr} \quad (13)$$

kde R_{ti} – vnitřní tepelný odpor (*udáván katalogovou hodnotou*),
 R_{ts} – stykový odpor (*stykový odpor pouzdro – chladič*),
 R_{tr} – tepelný odpor chladiče

2. Současně také platí, že celkový tepelný odpor R_t , který odpovídá požadovanému výkonu P_c , lze určit pomocí maximální přípustné teploty čipu T_{jmax} a nejvyšší uvažované teploty okolního prostředí T_{okmax} , při které bude součástka pracovat:

$$R_t = \frac{T_{jmax} - T_{okmax}}{P_c} \quad (14)$$

3. Nakonec zbývá určit tepelný odpor chladiče R_{tr} a pro tuto hodnotu navrhnout chladič

$$R_{tr} = R_t - (R_{ti} + R_{ts}) = \frac{T_{jmax} - T_{okmax}}{P_c} - (R_{ti} + R_{ts}) \quad (15)$$

Tab. 1: Typické stykové odpory R_{ts}

Typ stykové plochy	R_{ts} [°C/W]
neizolovaný suchý	0,2 – 0,3
neizolovaný s vazelínou	0,1 – 0,2
izolovaný slídou, suchý	0,8 – 1,2
izolovaný slídou, s vazelínou	0,5 – 0,8
eloxovaný suchý	0,3 – 0,8
eloxovaný s vazelínou	0,15 – 0,2

5.2 Návrh chladiče

Z hlediska návrhu rozměrů chladiče vyplývá z dosavadních úvah rozhodující význam požadovaného tepelného odporu R_{tr} . Pro stanovení tohoto odporu platí obecná úměra

$$R_{tr} \approx \frac{1}{S \cdot h \cdot \eta}, \quad (16)$$

kde S – plocha chladiče, h – součinitel přestupu tepla, η – účinnost chladiče.

V tomto vztahu jsou skryty všechny zásadní problémy, spojené s návrhem chladiče. Jeho vnější tepelný odpor je přímo úměrný chladičí ploše. Dalším rozhodujícím parametrem je komplexní činitel přestupu tepla mezi chladičem a okolím, ke kterému většinou dochází sáláním a konvekcí. Činitel h proto závisí na mnoha okolnostech, zejména na konstrukčním provedení chladiče (rovná nebo profilovaná deska, materiál, barva povrchu), charakteru (přirozený/nucený oběh vzduchu, volný/uzavřený prostor, komínový efekt) a teplotě prostředí, orientaci desky nebo žeber (vodorovná, svislá) v prostoru. Stanovení činitele h je největším problémem při návrhu chladiče. Účinnost chladiče η vyjadřuje nerovnoměrné rozložení teploty chladiče směrem od zdroje (součástky), závisí na materiálu chladiče a na poměru plochy a tloušťky chladiče.

5.2.1 Deskové chladiče

Při návrhu deskového chladiče se uvažuje přibližně čtvercová rovná chladičí deska s rovným povrchem, umístěná buď svisle, nebo vodorovně s oboustranným přístupem vzduchu (přirozený oběh). Umístění chlazené součástky se předpokládá ve středu desky.

Pro řešení tepelných poměrů chladiče ve tvaru desky se v praxi osvědčuje v literatuře uváděný přibližný vzorec:

$$R_{tr} = \frac{3,3}{\sqrt{\lambda \cdot d}} \cdot C^{0,25} + \frac{650}{S} \cdot C, \quad (17)$$

kde R_{tr} [K/W] – tepelný odpor chladicí desky
 λ [W/Kcm] – tepelná vodivost materiálu desky (uvedeny v **Tab. 2**)
 d [mm] – tloušťka desky
 C [-] – korekční konstanta závislá na poloze a povrchu (uvedeny v **Tab. 3**)
 S [cm²] – plocha desky

Tab. 2: Tepelné vodivosti nejpoužívanějších materiálů

Materiál	λ [W/Kcm]
měď	3,8
hliník	2,1
mosaz	1,1
ocel	0,46

Korekční konstanta C vyjadřuje vliv polohy a způsobu opracování chladicí desky, hodnoty C pro nejčastější případy jsou uvedeny v následující tabulce (**Tab. 3**).

Tab. 3: Korekční konstanty C

Povrch	Poloha	C
lesklý	vodorovná	1
lesklý	svislá	0,85
černěn	vodorovná	0,50
černěn	svislá	0,43

Ze vztahu (17) je zřejmé, že hodnoty λ a d se uplatňují pouze u velkých desek, tj. jsou-li tepelné odpory desek malé. Pro malé desky není tedy nutné hodnoty λ a d uvažovat. K samotnému výpočtu je pak možno použít zjednodušeného tvaru

$$R_{tr} \cong \frac{650 \cdot C}{S}. \quad (18)$$

Z toho vyplývá, že pro malé chladicí desky je možné použít libovolného kovu a že není důležitá ani tloušťka materiálu. Zato je velmi důležitá poloha a povrchové opracování desek.

Protože deskové chladiče zabírají mnoho místa, nebývá tvar chladicí desky obvykle rovinný, ale bývá zahnut do tvaru písmene U nebo L. Při tvarování chladiče je nutné zajistit dostatečnou vzdálenost ohybů od sebe tak, aby nedocházelo k vzájemnému ovlivňování (tzv. tepelnému stínění). V opačném případě je nutné počítat se snížením účinnosti chladiče.[5][6]

6 Přenos tepla v polovodičových strukturách

6.1 Základní rovnice polovodičů

Modelování polovodičových prvků a součástek představuje v praxi problém transportu částic v makroskopickém měřítku. V takovém případě uvažujeme popis pohybu nosičů náboje (např. elektronu) mezi jednotlivými interakcemi s atomovou mřížkou polovodiče Newtonovými zákony a samotné interakce popisujeme statisticky nástroji kvantové fyziky. Takový systém je možné popsat Boltzmanovou kinetickou rovnicí, jejímž řešením je distribuční funkce nosičů náboje v objemu polovodiče. Takové řešení je však matematicky velice náročné, proto byla zavedena řada zjednodušení, která redukuje takový systém v jednoduchou soustavu parciálních diferenciálních rovnic, které tvoří matematický popis polovodičů nazývaný model driftu a difúze. Tyto rovnice jsou v některých publikacích nazývány jako základní rovnice pro polovodiče a jejich forma vychází z Maxwellových rovnic, ze kterých se dají pomocí idealizujících předpokladů snadno odvodit.[8][9]

$$\nabla \cdot (\nabla \psi) = \frac{q}{\varepsilon} (n - p - N) \quad (19)$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{J}_n) = qR \quad (20)$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{J}_p) = -qR \quad (21)$$

$$\mathbf{J}_n = qn\mu_n \mathbf{E} + qD_n \nabla n \quad (22)$$

$$\mathbf{J}_p = qp\mu_p \mathbf{E} - qD_p \nabla p \quad (23)$$

$$H = -\nabla \cdot k_T \nabla T \quad (24)$$

Kde rovnice (19) představuje Poissonovu rovnici pro elektrický potenciál ψ , kde q – elementární náboj, ε – permitivita, n – koncentrace záporně nabitých elektronů, p – koncentrace kladně nabitých děr a N – koncentrace pevného náboje příměsi.

Následující dvě rovnice (20) a (21) jsou rovnice kontinuity, ve kterých představuje R – četnost generace rekombinace elektronů a děr, $\mathbf{J}_n$ – proudovou hustotu způsobenou elektrony a $\mathbf{J}_p$ – proudovou hustotu způsobenou dírami.

Rovnice (22) a (23) vyjadřují proudovou hustotu elektronů a děr, kde $\mathbf{E}$ – elektrické pole, μ_n – pohyblivost elektronů, μ_p – pohyblivost děr, $D_{n,p}$ – difúzní koeficient definovaný pomocí Einsteinova vztahu

$$D_{n,p} = \mu_{n,p} \frac{kT}{q}, \quad (25)$$

kde k je Boltzmannova konstanta.

Poslední rovnici (24) definujeme generované teplo H , kde k_T je tepelná vodivost a T teplota.[8][9]

6.2 Fyzikální parametry

Výše uvedené rovnice umožňují analýzu a simulaci většiny polovodičových prvků. V některých případech však může nastat situace, kdy nabývají na významu fyzikální jevy, které nejsou těmito rovnicemi dostatečně ošetřeny. V praxi je efektivnější v těchto případech aplikovat empirické korekce, než daný systém rovnic dále rozšiřovat. Fyzikální parametry v těchto rovnicích definují geometrii prvku, druh polovodičového materiálu a technologii použitou při jeho výrobě.

Dotační profil, který definuje geometrii zařízení, je dán koncentrací akceptorů N_A a donorů N_D . Ustálený náboj lze popsat následující rovnicí

$$N = N_D - N_A. \quad (26)$$

Shockley-Read-Hall rekombinace a generace je dominantním mechanismem, která je modelována jako past mezi valenčním a vodivostním pásem polovodiče v zakázaném pásmu. Výsledný vztah je dán

$$R^{SRH} = \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)}, \quad (27)$$

kde n_i je hodnota intrinsické koncentrace a τ_n a τ_p jsou doby života nosičů. Za předpokladu, že je hladina pasti uprostřed zakázaného pásma, jsou koncentrace n_1 a p_1 rovné intrinsické, tj. n_1 a p_1 jsou rovné n_i .

Nicméně při vysokých koncentracích dotování se předpokládá změna doby životnosti nosičů s dotováním. Závislost doby života nosičů je uvedena následujícím empirickým vztahem[8][9]

$$\tau_{n,p} = \frac{\tau_{n0,p0}}{1 + \frac{N_D + N_A}{N_{n,p}^{ref}}}. \quad (28)$$

6.2.1 Závislost pohyblivosti nosičů na teplotě mřížky

Jedním ze základních mechanismů ovlivňujícím kolize jsou vibrace atomů v mřížce čistého krystalu polovodiče, kde intenzita vibrací je úměrná teplotě mřížky. Tento jev lze modelovat vztahem (29), který vychází z experimentálně naměřených hodnot pohyblivosti nosičů při různých teplotách, ze kterých byly určeny hodnoty koeficientů $\alpha_{n,p}$.

$$\mu_{n,p}^L = \mu_{n,p}^{300} \left(\frac{T}{300K} \right)^{-\alpha_{n,p}}. \quad (29)$$

Vhodnou aproximací vztahu (29) lze modelovat tepelnou vodivost v závislosti na teplotě

$$k_T = k_{T300} \left(\frac{T}{300K} \right)^{-\beta}. \quad (30)$$

Lokálně generované teplo pro nedegenerované polovodiče je dáno vztahem

$$H = (\mathbf{J}_n + \mathbf{J}_p) \mathbf{E}. \quad (31)$$

Hodnoty uvedených materiálových veličin pro GaAs jsou shrnuty v (Tab. 4) [8].

Tab. 4: Tabulka hodnot materiálových veličin pro GaAs

n_i	$1,45 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$
τ_p	$0,1 \cdot 10^{-6} \text{ s}$
τ_n	$0,1 \cdot 10^{-6} \text{ s}$
τ_{p0}	$3,52 \cdot 10^{-5} \text{ s}$
τ_{n0}	$3,95 \cdot 10^{-4} \text{ s}$
N^{ref}	$7,1 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$
μ_n^{300}	$0,8 \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$
μ_p^{300}	$0,04 \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$
α_n	1
α_p	2,1
k_{T300}	$46 \text{ Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$
β	5/4

6.2.2 Gunnův jev

Saturace driftové rychlosti elektronů při vysokých intenzitách elektrického pole, které odpovídá snížení efektivní pohyblivosti, je klíčovým parametrem Gunnova jevu. Pro elektrony GaAs lze tento jev modelovat následujícími vztahy

$$\mu_n^{LE} = \frac{\mu_n^L + v_{sat} \frac{(E)^3}{(E_{crit})^4}}{1 + \left(\frac{E}{E_{crit}} \right)^4} \quad (32)$$

$$v_{sat} = \frac{v_{sat}^{300}}{(1 - A_n) + A_n \left(\frac{T}{300 K} \right)}, \quad (33)$$

kde μ_n^L – pohyblivost nosičů v závislosti na teplotě (29), v_{sat} – tepelně závislá saturační rychlost elektronů, v_{sat}^{300} – rychlost nasycení při 300 K, E_{crit} – prahová hodnota intenzity elektrického pole a A_n – experimentálně získaný koeficient hodnoty v_{sat} .

Typické hodnoty pro GaAs jsou:

$$E_{crit} = 400 \cdot 10^3 \text{ Vm}^{-1}, A_n = 0,56, v_{sat}^{300} = 72 \cdot 10^3 \text{ ms}^{-1}. [8]$$

7 Teoretická příprava simulace

7.1 Odvození potřebných rovnic

Pro simulaci Gunnovy diody programem COMSOL Multiphysics je nutné si předem připravit výpočty potřebné k správnému nastavení podmínek simulace.

Prvním krokem je vyjádření rovnice tepla H , v prostředí Comsol označované jako Q . Vycházíme z rovnice pro generované teplo

$$H(Q) = J \cdot E, \quad (34)$$

kde J značí proudovou hustotu a E intenzitu elektrického pole. Do rovnice (34) dosadíme za proudovou hustotu

$$J = E \cdot \sigma, \quad (35)$$

kde za konduktivitu σ dosadíme

$$\sigma = q \cdot N \cdot \mu_e, \quad (36)$$

kde q – elementární náboj, N – koncentrace nosičů elektrického náboje a μ_e – pohyblivost nosičů.

Těmito kroky dostáváme rovnici

$$H(Q) = J \cdot E = E^2 \cdot q \cdot N \cdot \mu_e, \quad (37)$$

do které zbývá dosadit intenzitu elektrického pole E a pohyblivost nosičů μ_e .

Pro intenzitu elektrického pole vycházíme ze známého vzorce

$$E = \frac{U}{l}. \quad (38)$$

Dále pak pohyblivost nosičů μ_e vyjádříme pomocí rovnice

$$\mu_e = \frac{\mu_0 + v_{sat} \left(\frac{E^3}{E_{crit}^4} \right)}{1 + \left(\frac{E}{E_{crit}} \right)^4}, \quad (39)$$

kde za μ_0 dosadíme

$$\mu_0 = \mu_n^{300} \cdot \left(\frac{T}{300} \right)^{-\alpha_n} \quad (40)$$

a za tepelně závislou saturační rychlost elektronů v_{sat}

$$v_{sat} = \frac{v_{sat}^{300}}{(1 - A_n) + A_n \left(\frac{T}{300} \right)}. \quad (41)$$

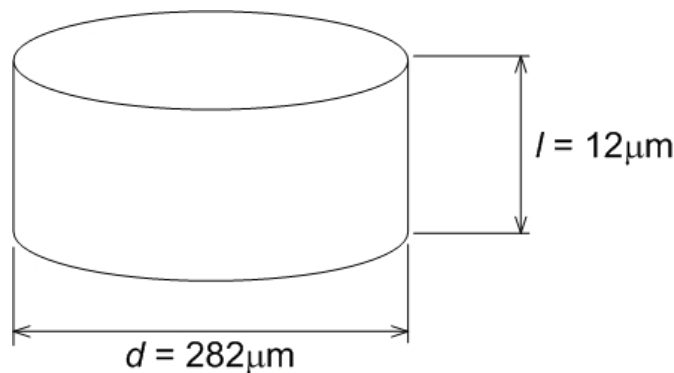
Nakonec po dosazení dostáváme výslednou rovnici tepla H

$$H(Q) = \left(\frac{U}{l} \right)^2 \cdot q \cdot N \cdot \frac{\mu_n^{300} \cdot \left(\frac{T}{300} \right)^{-\alpha_n} + \frac{v_{sat}^{300}}{(1 - A_n) + A_n \left(\frac{T}{300} \right)} \cdot \left(\frac{E^3}{E_{crit}^4} \right)}{1 + \left(\frac{E}{E_{crit}} \right)^4} \quad (42)$$

7.2 Výpočty

7.2.1 Výpočet tepla $H(Q)$

Důležitými hodnotami potřebnými pro výpočty jsou konkrétní rozměry Gunnovy diody. Samotnou Gunnovu diodu si můžeme zjednodušeně představit jako válec s rozměry $l = 12 \mu\text{m}$ a $d = 282 \mu\text{m}$ viz. obrázek (**obr. 8**). Tvar a rozměry diody převzaty z [2]. Dále budeme uvažovat, že dioda se skládá jen z jedné aktivní vrstvy a není uložena v žádném pouzdru.



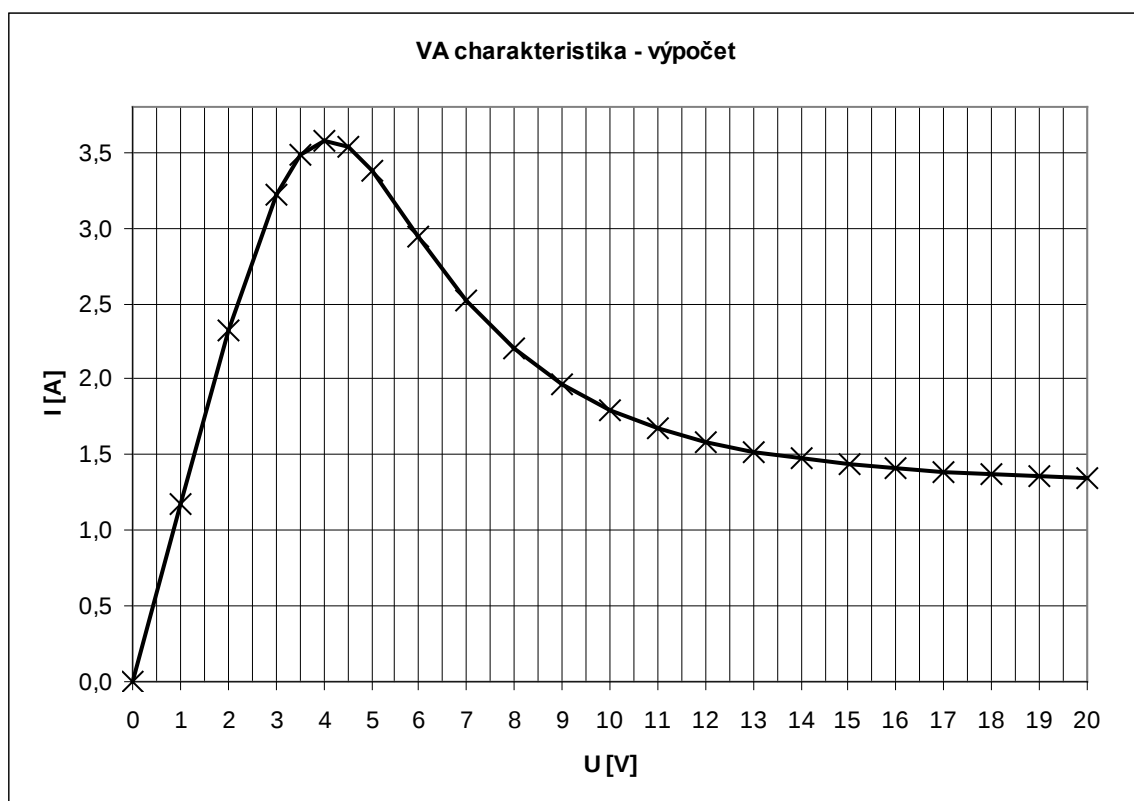
Obr. 8: Zjednodušené rozměrové schéma Gunnovy diody

Pro další výpočty je také nutné určit napětí U_0 , které odečteme z voltampérové charakteristiky Gunnovy diody. K sestrojení voltampérové charakteristiky je nutné znát proudy, které vypočítáme pomocí vzorce

$$I = q \cdot N \cdot \mu_e \cdot E \cdot S_0 \quad (43)$$

kde S_0 je plocha průřezu diody. Průřez diody spočtený ze vzorce $S_0 = \pi \cdot r^2$ a vyjádřený číselně je $S_0 = 2,50 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$.

Výsledná voltampérová charakteristika spočtená pro napětí U od 0 V do 20 V je zobrazena v (**obr. 9**).



Obr. 9: VA – charakteristika Gunnovy diody

Z voltampérové charakteristiky Gunnovy diody odečteme hledané prahové napětí $U_0 = 4 \text{ V}$.

Nyní máme všechny potřebné hodnoty pro výpočet tepla H z rovnice (42). Do které dosadíme hodnoty typické pro GaAs, kde hodnota μ_n^{300} a α_n bude číselně vyjádřena pomocí tabulky hodnot materiálových veličin pro GaAs (**Tab. 4**); $v_{sat}^{300} = 72 \cdot 10^3 \text{ m/s}$, $A_n = 0,56$, $E_{crit} = 400 \cdot 10^3 \text{ V/m}$ [8]; $N = 4,4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ [2]; $q = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, Teplotu T budeme uvažovat $T = 300\text{K}$.

Po dosazení dostáváme

$$H(Q) = \left(\frac{4}{12 \cdot 10^{-6}} \right)^2 \cdot 1,602 \cdot 10^{-19} \cdot 4,4 \cdot 10^{20} \cdot \frac{0,8 \cdot \left(\frac{300}{300} \right)^{-1} + \frac{72 \cdot 10^3}{(1 - 0,56) + 0,56 \left(\frac{300}{300} \right)} \cdot \left(\frac{\left(\frac{4}{12 \cdot 10^{-6}} \right)^3}{(400 \cdot 10^3)^4} \right)}{1 + \left(\frac{4}{\frac{12 \cdot 10^{-6}}{400 \cdot 10^3}} \right)^4}$$

$$H(Q) = 4,7774 \cdot 10^{12} \text{ W/m}^3$$

7.2.1 Výpočet rozměrů chladiče

Pro výpočet rozměrů chladiče je nutné znát tepelný odpor chladiče R_{tr} , při jeho výpočtu budeme postupovat pomocí rovnic z kapitoly (5.1). V našem případě budeme uvažovat, že dioda není umístěna v pouzdře, takže se neprojeví stykový odpor R_{ts} , ani vnitřní tepelný odpor R_{ti} . Pak můžeme psát, že tepelný odpor chladiče R_{tr} je stejný jako celkový tepelný odpor diody R_t , pro jeho výpočet budeme vycházet z rovnice

$$R_{tr} = \frac{T_{j\max} - T_{ok\max}}{P}. \quad (44)$$

Z rovnice (44) je vidět, že další potřebnou hodnotou pro výpočet tepelného odporu je výkon P , který vypočítáme pomocí jednoduchého vzorce

$$P = Q \cdot V = Q \cdot \pi \cdot r^2 \cdot l. \quad (45)$$

Po dosazení konkrétních hodnot kdy za maximální teplotu čipu $T_{j\max}$ dosazujeme 400K a za teplotu okolí $T_{ok\max}$ 300K, dostáváme

$$R_{tr} = \frac{T_{j\max} - T_{ok\max}}{P} = \frac{T_{j\max} - T_{ok\max}}{Q \cdot \pi \cdot r^2 \cdot l} = \frac{400K - 300K}{4,7774 \cdot 10^{12} \cdot \pi \cdot (2,82 \cdot 10^{-4})^2 \cdot 12 \cdot 10^{-6}}$$

$$R_{tr} = 7 \text{ K/W}$$

Při návrhu konkrétního deskového chladiče budeme uvažovat, že se jedná o čtvercovou rovnou desku s lesklým povrchem, která je umístěná vodorovně s oboustranným přístupem vzduchu. Z těchto kritérií se bude dále vycházet při

dalších výpočtech rozměrů chladiče. Hodnoty těchto konstant jsou uvedeny v příslušných tabulkách (**Tab. 2** a **Tab. 3**) a budou u příslušného výpočtu znovu připomenuty.

Pro výpočet rozměrů chladiče budeme vycházet ze vzorce (17), ze kterého vyjádříme plošný obsah S

$$R_{tr} = \frac{3,3}{\sqrt{\lambda \cdot d}} \cdot C^{0,25} + \frac{650}{S} \cdot C,$$

konkrétně po úpravách dostáváme

$$S = \frac{650 \cdot C}{R_{tr} - \frac{3,3 \cdot C^{0,25}}{\sqrt{\lambda \cdot d}}},$$

kde po dosazení hodnot λ [W/Kcm] = 3,86 (uvedeny v **Tab. 2**), C [-] = 1 (uvedeny v **Tab. 3**), další hodnotou je minimální tloušťka desky d [mm], kterou vypočteme

$$d_{\min} \cong \frac{6}{R_{tr}} \quad (46)$$

Výsledná plocha chladiče je tedy

$$S = \frac{650 \cdot 1}{7 - \frac{3,3 \cdot 1^{0,25}}{\sqrt{3,86 \cdot \frac{6}{7}}}}$$

$$S = 125,7257 \text{ cm}^2$$

Z výsledné plochy chladiče S dále vypočteme její rozměry. Jelikož se jedná o čtvercovou desku, při výpočtu použijeme vzorec pro výpočet plochy čtverce, ze kterého vyjádříme délku jedné strany a

$$S = a^2 \Rightarrow a = \sqrt{S} \quad (47)$$

po dosazení

$$a = \sqrt{125,7257} = 11,2127 \text{ cm}$$

Tím máme spočteny všechny potřebné hodnoty pro návrh chladiče a známe jeho rozměry.

8 COMSOL Multiphysics

COMSOL Multiphysics umožňuje řešit fyzikální úlohy popsané parciálními diferenciálními rovnicemi metodou konečných prvků. Lze jím také modelovat multifyzikální děje v inženýrské praxi a v mnoha vývojových oblastech technických a vědeckých oborů.

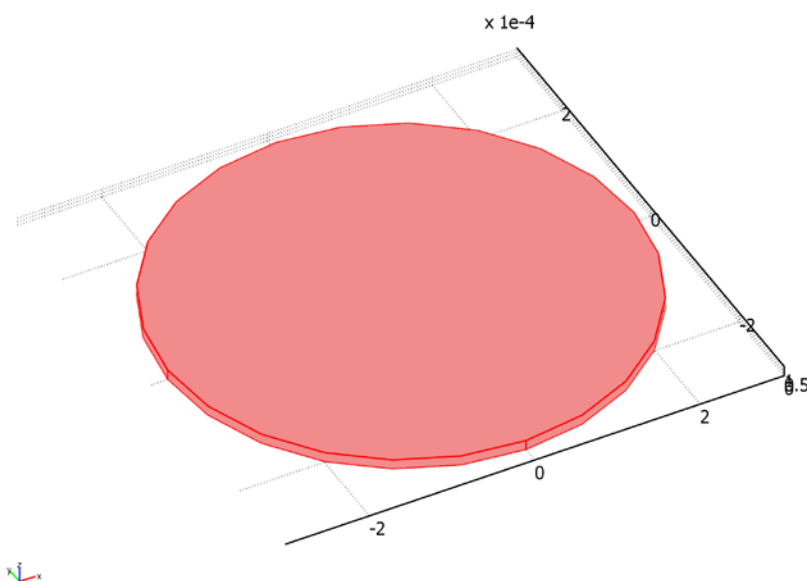
COMSOL Multiphysics je určen všem vývojářům, výzkumným i vědeckým pracovníkům a díky široké nabídce funkcí pro zobrazování vypočtených výsledků je určen také vysokým i specializovaným středním školám. Do řešení je možné zahrnout několik fyzikálních vlivů najednou (multifyzikální úlohy) a tak provádět komplexnější analýzu modelu. COMSOL Multiphysics je těsně propojen s univerzálním nástrojem Matlab určeným pro vědecko-technické výpočty. Funkce tohoto nástroje je možné využívat například při kreslení geometrických tvarů, generování FEM sítí, při vlastním numerickém řešení nebo při konečném zpracování výsledků úlohy.[10]

Základní popis postupu řešení:

- základní nastavení
- vytvoření geometrického modelu
- okrajové podmínky řešení
- popis jednotlivých subdomén (oblastí)
- generování sítě
- spuštění řešení
- vyhodnocování řešení

8.1 Model Gunnovy diody bez chladiče

Model Gunnovy diody bez chladiče budeme modelovat v prostředí Comsol ve 3D, simulace bude probíhat v ustáleném stavu při šíření tepla vedením. Nejdříve vytvoříme 3D model válce podle (obr. 10) o rozměrech $l = 12 \mu\text{m}$ a $d = 282 \mu\text{m}$.



Obr. 10: 3D model Gunnovy diody

Dalším krokem je nastavení subdomény (oblastí), kde vycházíme z rovnice tepla

$$-\nabla(k\nabla T) = Q, \quad (48)$$

zde nastavíme konduktivitu k *isotropic* materiálu GaAs na $k = 46 \text{ W/(mK)}$ viz (**Tab. 4**), za teplo Q dosadíme vypočtené teplo z kapitoly (7.2.1), které bude konkrétně vyčísleno $Q = 4,7774 \cdot 10^{12} \text{ W/m}^3$. Nakonec nastavíme počáteční teplotu $T(t_0)$ na 300 K.

Pokračujeme nastavováním okrajových podmínek, kde budeme brát spodní plochu válce diody jako plochu, která odvádí teplo a všechny ostatní zbylé plochy diody jako tepelný izolant. Dioda samotná bez spodní plochy má tedy hraniční podmínku

$$\mathbf{n} \cdot (k\nabla T) = 0. \quad (49)$$

Ploše diody, která odvádí teplo, nastavíme okrajovou podmínku pro tepelný tok a dostáváme její rovnici

$$\mathbf{n} \cdot (k\nabla T) = q_0 + h(T_{\text{inf}} - T) + \text{Const}(T_{\text{amb}}^4 - T_4), \quad (50)$$

kde vnitřní tepelný tok q_0 , konstanta Const a teplota okolí T_{amb} je rovna nule. Výsledná rovnice pak bude závislá pouze na koeficientu přenosu tepla h a vnější teplotě T_{inf}

$$\mathbf{n} \cdot (k\nabla T) = h(T_{\text{inf}} - T), \quad (51)$$

za koeficient přenosu tepla h dosadíme jeho vypočtenou hodnotu, kterou spočítáme pomocí již dříve vypočtených hodnot R_{tr} a S_o kapitola (7.2.1) z rovnice

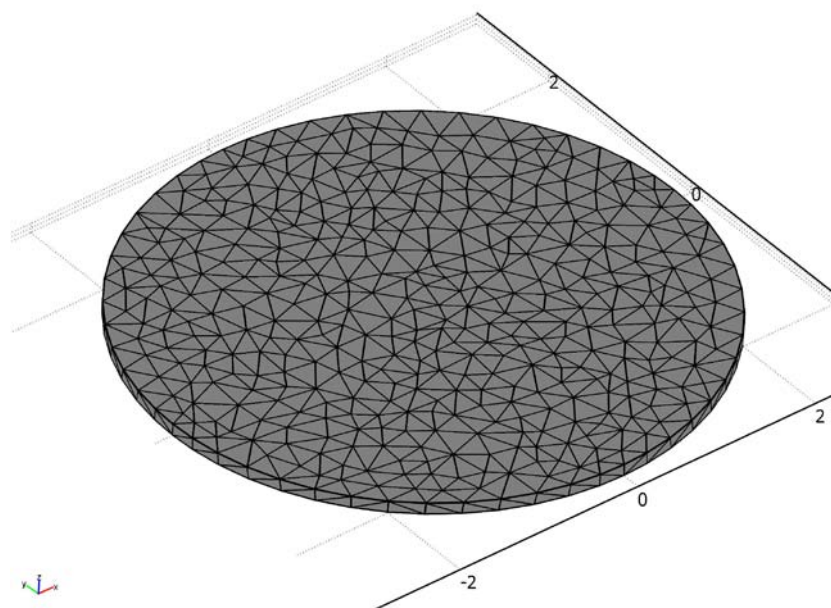
$$h = \frac{1}{R_{tr} \cdot S_o}$$

$$h = \frac{1}{7 \cdot 2,50 \cdot 10^7} = 573297,51 \text{ W/(m}^2\text{K)}$$

nakonec ještě dosadíme za vnější teplotu T 300K.

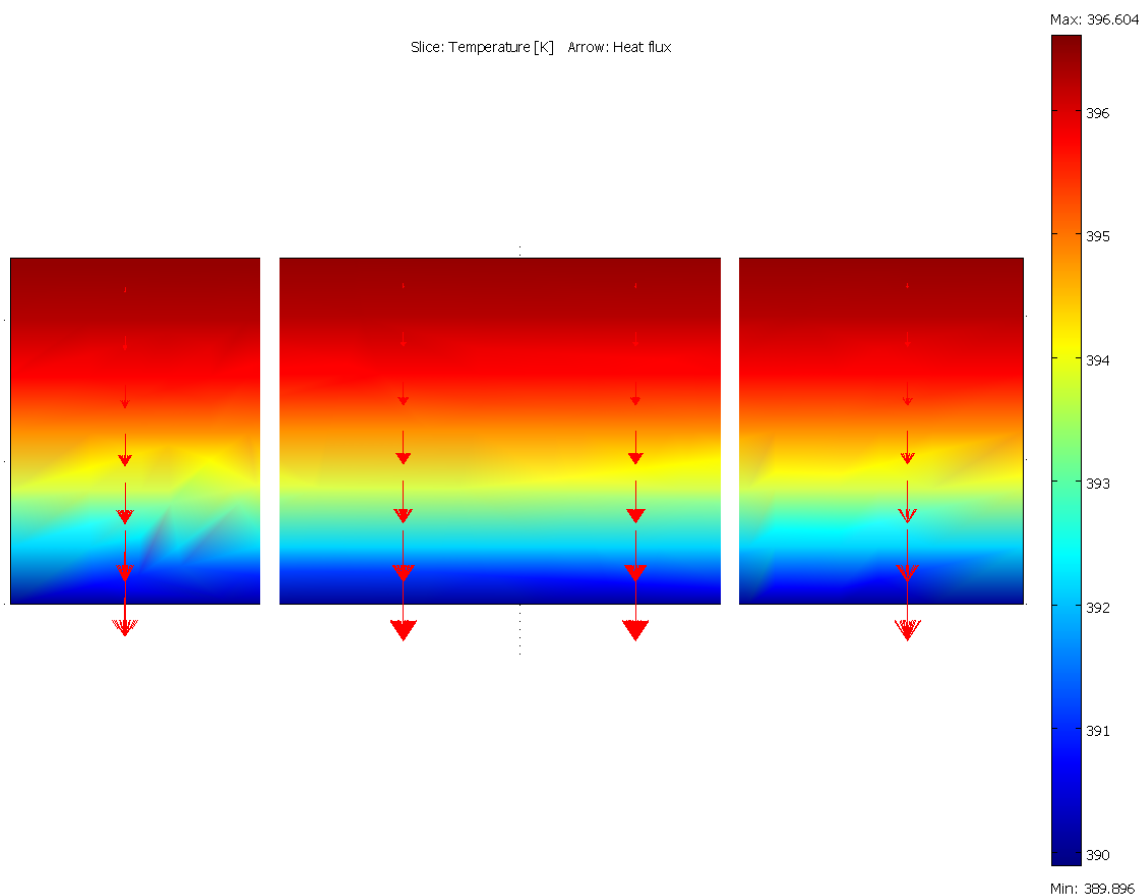
Tím jsou všechny okrajové podmínky nastaveny a může následovat simulace.

Zadáme vytvoření sítě konečných prvků (mesh), kterou necháme automaticky vygenerovat pomocí Comsolu (**obr. 11**). Poté spustíme samotnou simulaci.



Obr. 11: Vygenerovaná síť konečných prvků

Výsledkem simulace je teplotní profil Gunnovy diody bez chladiče (**obr. 12**), kde červené šipky označují směr tepelného toku diody. Výsledný obrázek byl pro přehlednější zobrazení v této práci rozřezán na tři díly.



Obr. 12: Teplotní profil prostupu tepla Gunnovou diodou bez chladiče

8.2 Model Gunnovy diody s navrženým chladičem

Ve druhé simulaci budeme modelovat Gunnovu diodu s chladičem, jehož rozměry jsme určili v kapitole (7.2.1). V prostředí Comsol vytvoříme stejný 3D model diody jako v předchozí kapitole (8.1) rozšířený o přídavný chladič s rozměry stran $a = 112127,45 \mu\text{m}$ a tloušťkou $d = 1000 \mu\text{m}$ (d bylo zvoleno $1000 \mu\text{m}$ s ohledem na vypočtenou hodnotu $d_{\min}$ podle vzorce (46)), simulace bude opět probíhat v ustáleném stavu při šíření tepla vedením.

Dále je nutné nastavit subdomény (oblasti) pro diodu a chladič. Nastavení subdomén diody je stejné jako v kapitole (8.1) kde opět vycházíme z rovnice tepla

$$-\nabla(k\nabla T) = Q, \quad (52)$$

nastavíme konduktivitu k *isotropic* materiálu GaAs na $k = 46 \text{ W/(mK)}$ viz (Tab. 4), za teplo Q dosadíme vypočtené teplo z kapitoly (7.2.1), které bude konkrétně vyčísleno $Q = 4,7774 \cdot 10^{12} \text{ W/m}^3$ a nastavíme počáteční teplotu $T(t_0)$ na 300 K .

Subdoménu chladiče nastavíme tak, že z materiálové knihovny Comsolu vybereme materiál chladiče, v tomto případě měď a všechny potřebné hodnoty se nastaví automaticky. Nakonec ještě zadáme hodnotu počáteční teploty $T(t_0)$ na 300 K .

Dále budeme nastavovat okrajové podmínky, kde celá plocha diody bude tepelný izolant s hraniční podmínkou

$$\mathbf{n} \cdot (k\nabla T) = 0. \quad (53)$$

Ploše diody, která přiléhá přímo k chladiči, nastavíme okrajovou podmínku kontinuity, která má rovnici

$$\mathbf{n} \cdot (k_1 \nabla T_1 - k_2 \nabla T_2) = 0. \quad (54)$$

Celému chladiči nastavíme okrajovou podmínku tepelného toku a dostáváme její rovnici

$$\mathbf{n} \cdot (k\nabla T) = q_0 + h(T_{\text{inf}} - T) + \text{Const}(T_{\text{amb}}^4 - T_4), \quad (55)$$

kde vnitřní tepelný tok q_0 , konstanta Const a teplota okolí T_{amb} je rovna nule. Výsledná rovnice pak bude závislá pouze na koeficientu přenosu tepla h a vnější teplotě T_{inf}

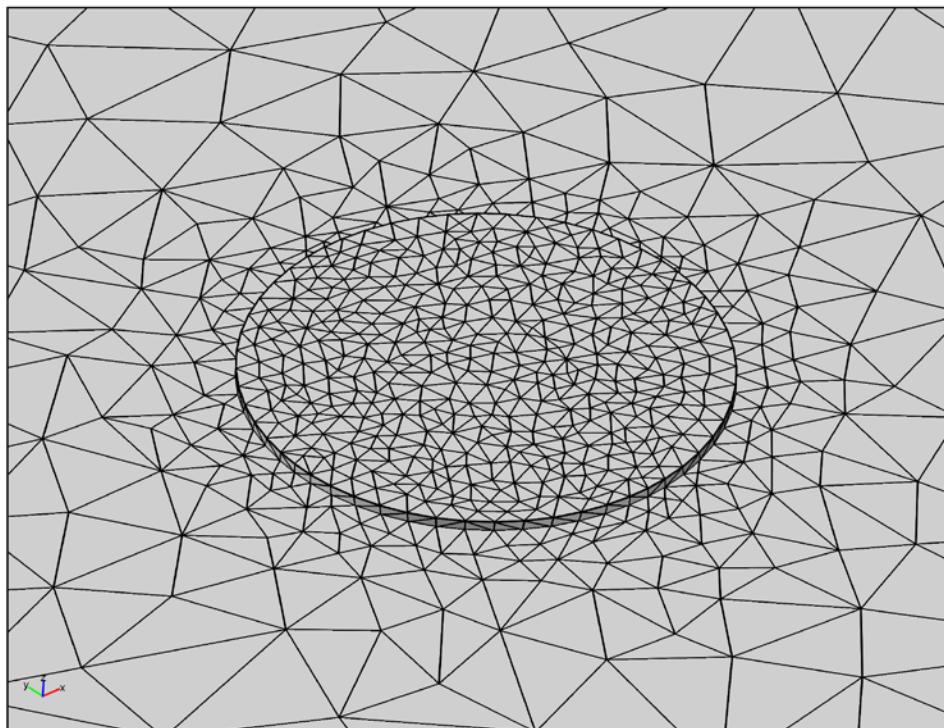
$$\mathbf{n} \cdot (k\nabla T) = h(T_{\text{inf}} - T). \quad (56)$$

Za koeficient přenosu tepla h z materiálu do volného prostoru dosadíme experimentálně navrženou hodnotu, která by se měla pohybovat v rozsahu (5 –

100) $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ [11]. Pro simulaci nejhoršího případu dosadíme hodnotu $h = 5 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$. Jako ideální pro tento navržený chladič se jeví hodnota $15 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$.

Tím jsou všechny okrajové podmínky nastaveny a může následovat simulace.

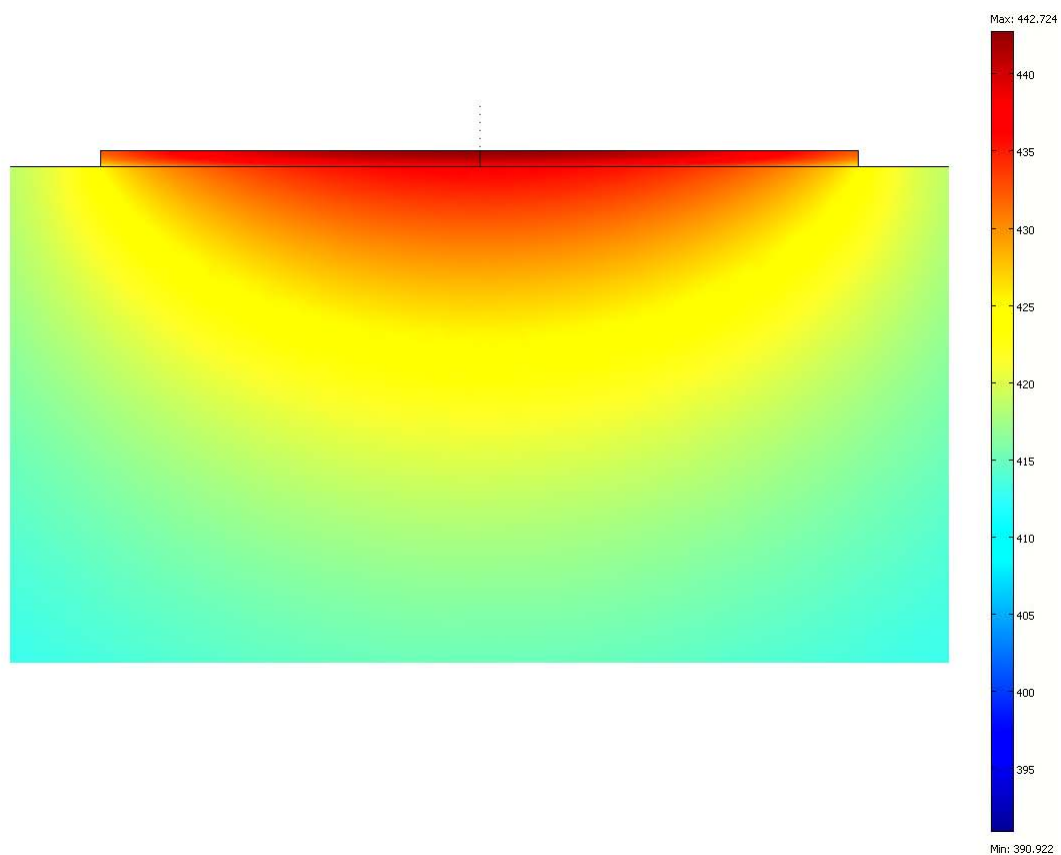
Zadáme vytvoření sítě konečných prvků (mesh), kterou necháme automaticky vygenerovat pomocí Comsolu (**obr. 13**). Poté spustíme samotnou simulaci.



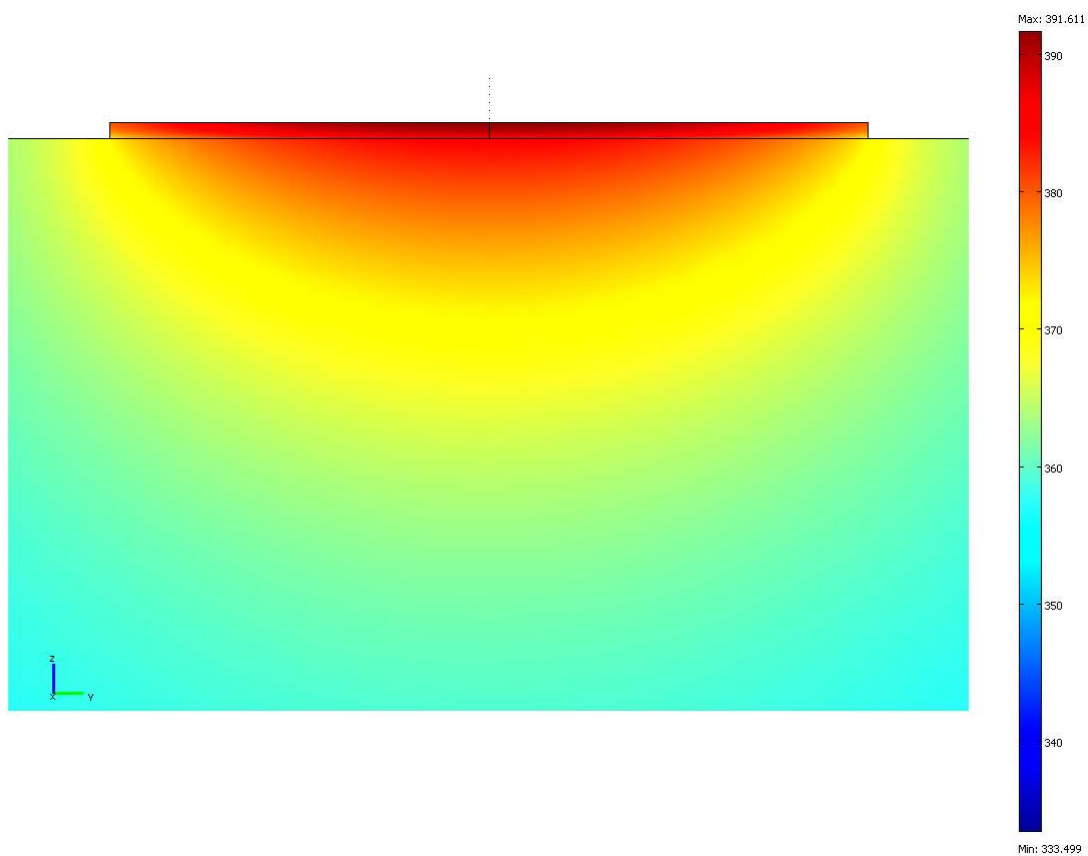
Obr. 13: Vygenerovaná síť konečných prvků pro diodu s chladičem

Výsledkem simulace je teplotní profil prostupu tepla Gunnovou diodou s chladičem pro nejhorší případ, kdy $h = 5 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ (**obr. 14**). Z výsledného teplotního řezu je zřejmé, že chladič s tímto koeficientem není schopen diodu uchladiť na požadovanou hodnotu $T_{j\max} = 400 \text{ K}$.

Podmínce $T_{j\max} = 400 \text{ K}$ nejlépe vyhovuje navržený chladič s nastaveným koeficientem přenosu tepla $h = 15 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$, který Gunnovu diodu bez problémů uchladí s maximální teplotou na diodě $391,6 \text{ K}$ s odchylkou od požadované teploty $2,09 \%$. Příslušný teplotní profil tohoto případu je na (**obr. 15**).

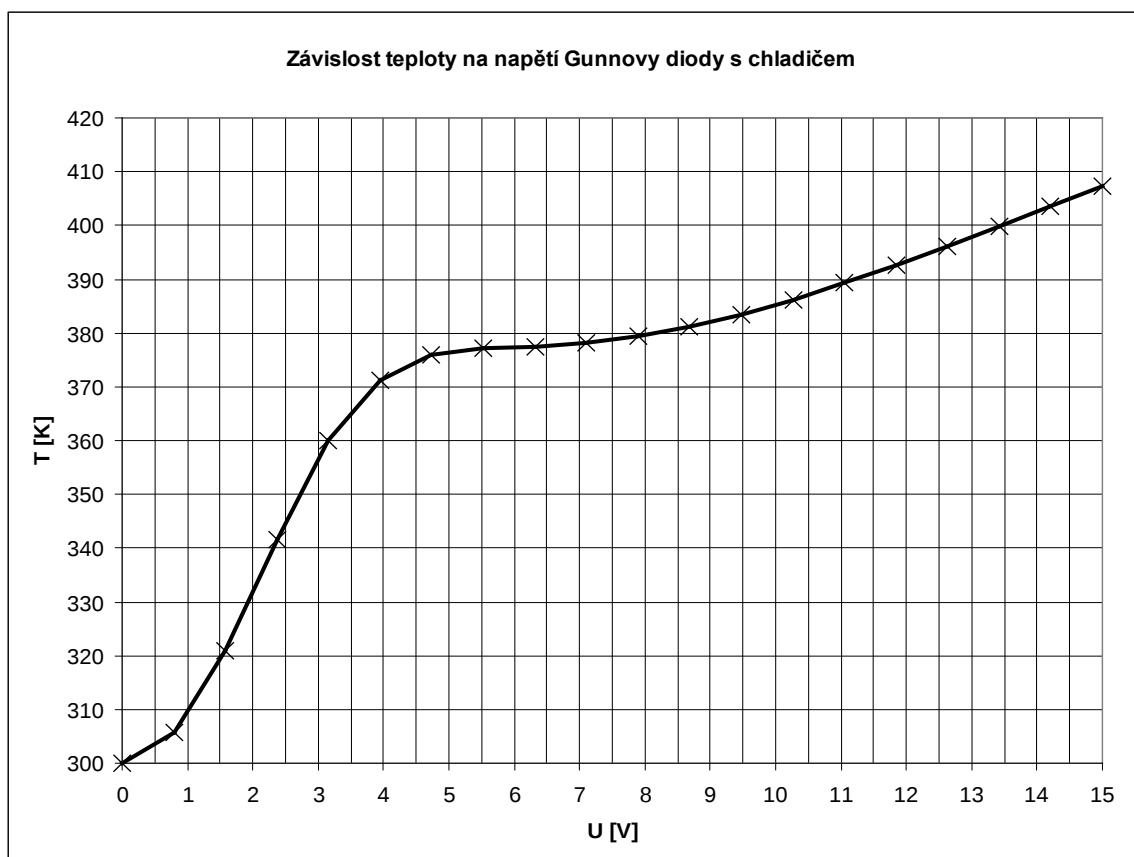


Obr. 14: Teplotní profil prostupu tepla Gunnovou diodou s chladičem $h = 5 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ – nejhorší případ



Obr. 15: Teplotní profil prostupu tepla Gunnovou diodou s chladičem $h = 15 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$

Na obrázku (**obr. 16**) je zobrazena závislost teploty na napětí Gunnovy diody s chladičem pro případ, kdy koeficient přenosu tepla $h = 15 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$.



Obr. 16: Závislost teploty na napětí Gunnovy diody s chladičem $h = 15 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$

9 Závěr

Cílem bakalářské práce na téma Tepelná analýza Gunnovy diody bylo vytvořit v programu COMSOL Multiphysics model Gunnovy diody, který zahrnuje tepelné jevy a navrhnout pro diodu vhodný chladič a jeho funkci ověřit simulacemi.

Gunnova dioda byla modelována pomocí teoretických rozměrů, vzhledem k nedostupnosti technických parametrů a rozměrů čipů průmyslově vyráběných Gunnových diod. Struktura diody byla oproti reálným součástkám zjednodušena tak, že obsahuje pouze jednu aktivní vrstvu a není umístěna v žádném pouzdře. Další zjednodušení se projevilo také při návrhu chladiče a výpočtech tepelného odporu diody, kde byl zanedbán stykový odpor diody s chladičem.

Při návrhu chladiče diody se postupovalo standardně podle známých vzorců, chladič byl navržen jako vodorovná čtvercová deska. Za materiál chladiče byla vybrána měď pro své dobré tepelné vlastnosti.

Dioda byla simulována v ustáleném stavu při šíření tepla vedením. Všechny simulace probíhaly při napětí 4 V, které bylo odečteno z VA - charakteristiky jako prahové napětí.

Nejdříve byla simulována samotná Gunnova dioda bez přídavného chladiče, kde byla celá plocha válce diody brána jako tepelný izolant a spodní plocha nastavena jako plocha která odvádí teplo. Aby se dioda byla schopna sama uchladiť na požadovanou teplotu, musela by mít její spodní plocha, která odvádí teplo nastaven koeficient prostupu tepla, který byl vypočten na $h = 573291,51 \text{ W/(m}^2\text{K)}$.

U simulace Gunnovy diody s přídavným chladičem byl pak koeficient prostupu tepla z chladiče do okolního prostředí experimentálně navržen tak, aby vyhovoval podmínce $h \in (5 - 100) \text{ W/(m}^2\text{K)}$, kterou uvádí literatura. Pro navržený chladič se jeví nejlépe hodnota koeficientu $h = 15 \text{ W/(m}^2\text{K)}$, při které je chladič schopen diodu bez problémů uchladiť na teplotu 391,6 K s odchylkou od maximální teploty diody 2,09 %.

Výsledky této práce mohou dále posloužit k nejrůznějším simulacím tepelných poměrů libovolných zařízení s ohledem na ověřenou hodnotu koeficientu prostupu tepla h pro prostup tepla z materiálu do okolního prostředí, které je tvořeno vzduchem.

Seznam zkratek

LSA – Limited Space-Charge Accumulation (režim s potlačenou doménou)
FEM – Finite Element Method (metoda konečných prvků)
GaAs – Arsenid Galia
InP – Fosfid India

Použitá literatura

- [1] ROTHBAUER, M. Mikrovlnné polovodičové součástky a jejich použití, SNTL, Praha, 1985, 379 s.
- [2] POKORNÝ, J., JELÍNEK, F., KIESLICH, K. Gunnovy diody a lavinové diody, SNTL Praha, 1974, 224 s.
- [3] SVAČINA, J. Speciální elektronické součástky a jejich aplikace, Učební elektronické texty FEKT VUT, Brno, 2004, 96 s.
- [4] HANUS, S., SVAČINA, J. Vysokofrekvenční a mikrovlnná technika - laboratorní cvičení, Učební elektronické texty FEKT VUT, Brno, 2004, 110 s.
- [5] MUSIL, V. Konstrukce a technologie elektronických zařízení, Učební texty FEKT VUT, Brno, 1994, 324 s.
- [6] FUKÁTKO, T., FUKÁTKO, J. Teplo a chlazení v elektronice II, BEN – technická literatura, Praha, 2006, 120 s.
- [7] SELBERHERR, S. Analysis and Simulation of Semiconductor Devices, Springer-Verlag, Wien, 1984, 296 s.
- [8] POKORNÝ, M., RAIDA, Z. Modeling of Microwave Semiconductor Diodes, Radioengineering, vol. 17, no. 1, april 2008.
- [9] RAIDA, Z. a kol. Multimediální učebnice Elektromagnetické vlny - Mikrovlnná technika, 2010, dostupné z www.urel.feec.vutbr.cz/~raida/multimedia/index.php
- [10] COMSOL Multiphysics, www stránky, Humusoft s.r.o., 2010, dostupné z <http://www.humusoft.cz/produkty/comsol/>
- [11] The Engineering ToolBox, Overall Heat Transfer Coefficient, www stránky, 2010, dostupné z http://www.engineeringtoolbox.com/overall-heat-transfer-coefficient-d_434.html