

АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ  
ІНСТИТУТ ФІЗИКИ

На правах рукопису

ЛЕВШИН ОЛЕКСІЙ ЄВГЕНОВИЧ

ПЕРІОДИЧНІ СТРУКТУРИ  
НА ВІЛЬНИХ НОСІЯХ  
В НАПІВПРОВІДНИКАХ

01.04.07-фізика твердого тіла

АВТОРЕФЕРАТ

дисертації на здобуття наукового ступеня  
кандидата фізико-математичних наук

Київ - 1994



Дисертація є рукопис

Робота виконана в Інституті фізики АН України

Науковий керівник: доктор фізико-математичних наук,  
професор Томчук Петро Михайлович

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук  
Іванов Михайло Олексійович,  
доктор фізико-математичних наук  
Щедрін Анатолія Іванович

Провідна організація: Інститут хімії поверхні  
АН України, м.Київ

Захист відбудеться "23" червня 1994р. в 10<sup>00</sup> годин,  
на засіданні спеціалізованої Вченої ради К 016.04.01  
при Інституті фізики АН України  
(252650, м.Київ-22, проспект Науки,46)

З дисертацією можна ознайомитись в науковій бібліотеці  
Інституту фізики АН України.

Автореферат розіслано "23" травня 1994р.

Вчений секретар спеціалізованої Ради  
кандидат фізико-математичних наук

Пржонська О.В.

ДБ-30-101

Актуальність теми. Вивчення явищ в напівпровідниках і конденсованих середовищах займає важливе місце в фізиці твердого тіла. Одним з таких явищ є утворення періодичних структур (суперграток) на вільних носіях в напівпровідниках. Періодичні структури можуть суттєво змінювати властивості напівпровідника. Супергратки можна утворювати модульованим просторовим розподілом домішок, сполученням напівпровідникових шарів з різними властивостями. Періодичні структури на вільних носіях можна також отримувати за допомогою звукових чи світлових пучків. В роботах Дикмана і Томчука вперше було запропоновано новий механізм утворення суперграток на вільних носіях в полі стоячої лазерної хвилі. Такі супергратки на вільних носіях, утворені когерентними світловими променями, мають дуже маленький час релаксації і є досить досконалими.

Одним з цікавих об'єктів досліджень є феромагнітні напівпровідники, в яких одночасно поєднуються напівпровідникові та магнітні властивості. Наявність сильної  $s-d$  обмінної взаємодії між електронною та магнітною підсистемами веде до того, що в зовнішніх полях, в феромагнітних напівпровідниках реалізуються умови для розігріву не тільки носіїв заряду, а й спінових хвиль. Це призводить до зміни фізичних властивостей напівпровідника. Виявляється цікавим вивчення періодичних структур на вільних носіях, утворених когерентними світловими пучками, і їх вплив на властивості феромагнітного напівпровідника. У цьому випадку можлива поява нових закономірностей у взаємодії вільних носіїв з магнітною підсистемою, що може привести до зміни властивостей останньої. Також, для динамічної самодифракції, має інтерес пошук середовищ з малим часом релаксації і достатньо великою глибиною модуляції записаної супергратки. Одним з можливих засобів реалізації цих вимог є самодифракція на супергратках на вільних носіях. В звичайних напівпровідниках запис суперграток на вільних носіях супроводжується появою великих полів просторового заряду, що суттєво обмежує глибину модуляції. Викликає інтерес розгляд енергообміну між когерентними світловими пучками в багатодолинних напівпровідниках. В них перерозподіл носіїв заряду відбувається між долинами з різними ефективними масами, а не у просторі, тому амплітуда записаної супергратки не обмежується виникненням сильних

полів просторового заряду. Також має інтерес дослідження впливу інтерференційної картини, утвореної когерентними світловими пучками, на процес утворення структур у напівпровідниках з негативною диференційною провідністю. Відомо, що в напівпровідниках з негативною диференційною провідністю при прикладанні постійного електричного поля виникають домени сильного поля - домени Гана, з періодом обумовленим довжиною кристала. Викликає інтерес вивчення поведінки структур в таких напівпровідниках під дією інтерференційного поля когерентних світлових пучків. Особливий інтерес має випадок співвимірності періодів інтерференційної картини і структур утворених в середовищі, оскільки обидва ці ефекти обумовлені механізмами розігріву носіїв заряду.

Таким чином, все вище згадане і обумовлює актуальність теми досліджень проведених у дисертації.

#### Метою роботи є:

-Вивчення впливу інтерференційної картини, утвореної високочастотним полем когерентних світлових пучків, на процес утворення суперграток у феромагнітних напівпровідниках,

-дослідження і розрахунок характеристик енергообміну (при динамічній самодифракції) між когерентними світловими пучками на супергратці на вільних носіях у багатодолинних напівпровідниках,

-дослідження впливу інтерференційної картини, утвореної когерентними світловими пучками, на процес утворення структур в напівпровідниках з негативною диференційною провідністю.

Наукова новизна: В дисертації досліджені процеси утворення і взаємоперетворення періодичних структур на вільних носіях у напівпровідниках. Вперше показано, що в феромагнітних напівпровідниках в полі когерентних світлових пучків в системі нерівноважних електронів і магнонів утворюються супергратки по кількох параметрах, в тому числі і супергратка магнітного момента.

Вивчено умови виникнення і розраховано параметри описаних суперграток як з урахуванням переходів електронів між спіновими підзонами, так і без них. Досліджений енергообмін між когерентними світловими пучками на супергратках на вільних носіях у багатодолинних напівпровідниках. Показано, що точне урахування температурної залежності перерозподілу носіїв між долинами з різними ефективними масами призводить не до степенної (як було відомо раніш), а до експоненційної залежності світлоіндукованного додатку

до діелектричної проникливості від інтенсивності поля когерентних світлових пучків. Вивчено вплив інтерференційного поля когерентних світлових пучків на процес утворення структур в напівпровідниках з негативною диференційною провідністю.

#### Практична цінність:

Отримані в роботі нові дані о властивостях періодичних структур на вільних носіях становлять як науковий так і практичний інтерес. Так, супергратки, утворені когерентними світловими пучками у феромагнітних напівпровідниках, завдяки їх однорідності і безінерційності можуть використовуватись при вивченні властивостей напівпровідників оптичними методами. Утворення супергратки намагніченості у феромагнітних напівпровідниках може використовуватись для аналізу та керування пучками ультрахолодних нейтронів. Динамічна самодифракція на супергратках на вільних носіях у багатодоліних напівпровідниках має інтерес для динамічної голографії. З'явилися перші експериментальні дані, що свідчать о перспективності суперграток на вільних носіях у багатодоліних напівпровідниках для нелінійної оптики.

#### Положення що виносяться на захист:

1. В феромагнітних напівпровідниках під впливом когерентних світлових пучків, внаслідок сильної електрон-магноної взаємодії, утворюються супергратки не тільки на електронах провідності, а й на магнонах, що призводить до утворення супергратки магнітного моменту.
2. Урахування переходів електронів між спіновими підзонами у феромагнітному напівпровіднику веде до можливості утворення просторово-неоднорідного розподілу магнів навіть при однорідному розподілу електронів.
3. Можливість керування розсіянням ультрахолодних нейтронів на супергратці магнітного моменту в феромагнітних напівпровідниках шляхом зміни параметрів інтерференційного поля когерентних світлових пучків.
4. Можливість ефективного енергообміну між когерентними світловими пучками на супергратці на вільних носіях у багатодоліних напівпровідниках. Можливість компенсації енергообміну між когерентними світловими пучками у багатодоліних напівпровідниках при порушенні квазінейтральності.

5. Вплив інтерференційної картини, утвореної когерентними світловими пучками, на напівпровідник з негативною диференційною провідністю веде до зсуву хвильового вектора моди, що першою генерується, та до неспіввимірності періодів утворених структур як з періодом інтерференційної картини поля когерентних світлових пучків, так і з періодом структур що були раніш.

Апробація роботи: Основні матеріали дисертації доповідались на 5 Всесоюзній конференції по голографії Рига, 1985; XII Нараді з теорії напівпровідників Ташкент, 1985; а також на наукових семінарах ІФ АН України.

Публікації: По темі дисертації опубліковано 7 друкованих праць, перелік яких наведено в кінці автореферата.

Об'єм і структура дисертації: Дисертаційна робота складається з введення, чотирьох глав, трьох додатків, заключення та списку цитованої літератури. Робота викладена на 98 сторінках машинописного тексту, включає 3 малюнки та список цитованої літератури з 73 наведенувань.

#### ЗМІСТ РОБОТИ.

У вступі зроблено огляд літератури, що має безпосереднє відношення до даної проблеми, обгрунтована актуальність теми дисертації, сформульовані цілі та коротко викладено зміст дисертації.

В першій главі досліджується кінетика нерівноважних електронів і магнітонів у феромагнітному напівпровіднику під дією постійного електричного поля  $\vec{E}_0$  та інтерференційного поля когерентних світлових пучків, вектор-потенціал котрих у матеріалі задається у вигляді

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \sum_{j=1}^N \vec{A}_j \cos(\omega t - \vec{\alpha}_j \vec{r} + \varphi_j), \quad (1)$$

а частота  $\omega$  задовольняє умові  $\varepsilon_g > \hbar\omega \gg \bar{\varepsilon}$  де,  $\bar{\varepsilon}$  - середня енергія носіїв,  $\varepsilon_g$  - ширина забороненої зони. При цій умові інтерференційне поле когерентних світлових пучків, не змінюючи повної концентрації носіїв в зоні провідності, може привести до просторового перерозподілу концентрації. Електрони вважаються

невиродженими, поле  $\vec{E}_0$  не дуже великим, так що  $\vec{E}_0 \hbar \omega_j \ll \epsilon \hbar \omega_j$  а середня енергія електрона у полі когерентних світлових пучків  $\epsilon \hbar \omega_j \ll \hbar \omega_j$  ( $\vec{p}$  — кінематичний імпульс електрона,  $\hbar \omega_j$  — розщеплення спінових підзон). Ці нерівності дають можливість обмежитися розглядом підзони, в якій електрони мають спін "вгору". Нерівноважний стан електрон-магноної системи феромагнітного напівпровідника під дією зовнішнього постійного електричного поля  $\vec{E}_0$  і поля когерентних світлових пучків, викликається як розігрівом електронів полем  $\vec{E}_0$ , так і шляхом поглинання квантів світла вільними носіями з подальшою передачею енергії від електронів магнонам. Фонони виконують роль термостату.

Поведінку електронів та магнонів за умов, коли поле когерентних світлових пучків впливає на акт зіткнення електронів з магнонами, неможна описувати системою звичайних кінетичних рівнянь. Для розв'язку цієї задачі необхідно користуватися відповідними квантовими кінетичними рівняннями для електронів та магнонів у формі, що має координатну залежність в явному вигляді. Будемо виходити з квантових аналогів класичних мікроскопічних функцій розподілу електронів  $f$  та магнонів  $N$  у вігнерівському поданні. З рівнянь руху для операторів  $f$  і  $N$  отримується система кінетичних рівнянь для знаходження звичайних функцій розподілу електронів  $f(\vec{r}, \vec{p}, t)$  та магнонів  $N(\vec{q}, \vec{r}, t)$ . Отримана система кінетичних рівнянь для середніх по періоду  $2\pi/\omega$  амплітуд  $f^{(0)}(\vec{r}, \vec{p})$  та  $N^{(0)}(\vec{r}, \vec{q})$  має вигляд

$$\frac{\vec{p}}{m} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \vec{r}} + \left\{ e \vec{E}_0 - \frac{e^2 \vec{\nabla}}{4mc^2} \sum_{j,j'=1} J_j J_{j'} \cos[(\vec{x}_j - \vec{x}_{j'}) \vec{r} + \varphi_j - \varphi_{j'}] \right\} \frac{\partial f^{(0)}}{\partial \vec{p}} = I_{en} + I_{ep},$$

$$I_{en} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\vec{p}', \vec{q}, \vec{q}'} |C(\vec{q})|^2 \gamma^2 \left( \frac{e \sqrt{\hbar} \vec{p}}{m \hbar \omega c} \right) \delta_{\vec{p}', \vec{q}} \left\{ (1 - f_{\vec{p}}^{(0)}) f_{\vec{q}}^{(0)} N_{\vec{q}'}^{(0)} (1 + N_{\vec{q}}^{(0)}) - (1 - f_{\vec{p}'}^{(0)}) (2) \right.$$

$$\left. f_{\vec{p}}^{(0)} N_{\vec{q}}^{(0)} (1 + N_{\vec{q}'}^{(0)}) \right\} \delta(\epsilon_{\vec{p}} - \epsilon_{\vec{p}'} + \hbar \omega_{\vec{q}} - \hbar \omega_{\vec{q}'} + \ell \hbar \omega), \frac{\partial \hbar \omega_{\vec{q}}}{\partial \vec{q}} \frac{\partial N^{(0)}}{\partial \vec{r}} = I_{me} + I_{mf},$$

де

$$\gamma_{\vec{p}, \vec{p}'} = \sum_{j,j'=1}^P (\vec{p} \vec{A}_j) (\vec{p}' \vec{A}_{j'}) \cos[(\vec{x}_j - \vec{x}_{j'}) \vec{r} + \varphi_j - \varphi_{j'}],$$

$I_{me}, I_{ep}$  — магнон-фононні та електрон-фононні інтеграли зіткнення відповідно. Вплив інтерференційного поля когерентних світлових

пучків на електрон-магнону систему феромагнітного напівпровідника проявляється двоїм чином. По-перше, як можна бачити з рівняння (2), виникає додатковий тиск на електрони, обумовлений інтерференційною картиною когерентних світлових пучків. По-друге, електрон-магнони та магнон-електрони інтегралі зіткнення стають періодичними функціями координат. Просторово-періодичні залежності імовірності електрон-магноного розсіювання та додаткового тиску світла на електрони спричиняють появу у феромагнітних напівпровідниках, окрім суперграток напруженості постійного електричного поля, концентрації та температури електронів, також характерної тільки для феромагнітних напівпровідників супергратки магноної температури. За умов  $eE/\hbar\omega^2 m_0, eE/\hbar\omega c_0, \omega\tau \gg 1$ , отримані аналітичні вирази для параметрів суперграток напруженості постійного електричного поля, концентрації електронів, електронної та магноної температур. Оцінки показують, що при концентрації електронів  $n_0 = 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , температурі термостату  $0.5 \cdot 10^{-14}$  ерг поле когерентних світлових пучків з частотою  $\omega = 5 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$  та напругою  $E = 10^3 \text{ В/см}$  викликає модуляцію магноної температури порядку 5-10%.

В другій главі досліджується кінетика нерівноважних електронів і магнів у феромагнітному напівпровіднику з урахуванням переходів електронів між спіновими підзонами під дією постійного електричного поля та інтерференційного поля когерентних світлових пучків (1). Частота світлового поля задовольняє нерівності  $E_g \gg \hbar\omega > \hbar\delta > \bar{E}$ . При цій умові не можна обмежуватись розглядом електронів тільки в підзоні з спіном "вгору", а треба враховувати переходи електронів між спіновими підзонами під дією інтерференційного поля когерентних світлових пучків. Як і у першій главі, роль термостату виконують фонони. Виходячи з квантових аналогів класичних мікроскопічних функцій розподілу електронів  $f_{\sigma\sigma'}(\vec{r}, \vec{p}, t)$  та магнів  $N(q, \vec{q}, t)$  ( $\sigma, \sigma'$  - спінові індекси  $\sigma = \{\uparrow, \downarrow\}$ ,  $\sigma' = \{\uparrow, \downarrow\}$ ) у вігнерівському поданні та записавши рівняння руху для цих операторів, отримана система кінетичних рівнянь для функцій розподілу електронів та магнів, що має вигляд

$$\frac{\partial f_{\sigma\sigma'}(\vec{u})}{\partial t} + \frac{\partial E \vec{p}(\vec{u})}{\partial \vec{r}} \frac{\partial f_{\sigma\sigma'}(\vec{u})}{\partial \vec{r}} + \left\{ e\vec{F} - \frac{\partial E}{\partial \vec{r}} \right\} \frac{\partial f_{\sigma\sigma'}(\vec{u})}{\partial \vec{p}} + \frac{i q}{2} (B_{\sigma} f_{\sigma\sigma'} - B_{\sigma'} f_{\sigma\sigma'}) = I_{\sigma\sigma'}(\vec{u}),$$

$$\frac{\partial f_{n\mu}(t)}{\partial t} \pm \frac{\Delta}{\hbar} f_{n\mu}(t) + \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \vec{r}} \frac{\partial f_{n\mu}(t)}{\partial \vec{r}} + \left[ e\vec{r} - \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \vec{r}} \right] \frac{\partial f_{n\mu}(t)}{\partial \vec{p}} \pm \frac{i g \beta_{\vec{r}}}{2} (f_{n\mu} - f_{n\bar{\mu}}) = I_{en\mu}(t),$$

$$I_{en\mu}(t) = \frac{2\bar{u}}{\hbar} \frac{d\omega \delta}{2N} \sum_{\vec{q}} \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l^2 \left( \frac{e \chi_{\vec{q}}}{m \hbar \omega \vec{q}} \right) \left\{ (N_{\vec{q}} + 1) f_{\vec{p}, \vec{q}, \mu} - N_{\vec{q}} f_{\vec{p}, \vec{q}, \bar{\mu}} \right\} \delta(\mathcal{E}_{\vec{p}, \vec{q}} - \mathcal{E}_{\vec{p}, \vec{q}, \bar{\mu}} + \hbar \omega_{\vec{q}} - l \hbar \omega),$$

$$I_{en\bar{\mu}}(t) = \frac{2\bar{u}}{\hbar} \frac{d\omega \delta}{2N} \sum_{\vec{q}} \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l^2 \left( \frac{e \chi_{\vec{q}}}{m \hbar \omega \vec{q}} \right) \left\{ N_{\vec{q}} f_{\vec{p}, \vec{q}, \bar{\mu}} - (1 + N_{\vec{q}}) f_{\vec{p}, \vec{q}, \mu} \right\} \delta(\mathcal{E}_{\vec{p}, \vec{q}} - \mathcal{E}_{\vec{p}, \vec{q}, \bar{\mu}} - \hbar \omega_{\vec{q}} + l \hbar \omega),$$

$$I_{enN(t)} = -\frac{f_{n\mu}(t)}{\hbar} \frac{d\omega \delta}{2N} \cdot \sum_{\vec{q}} \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_l^2 \left( \frac{e \chi_{\vec{q}}}{m \hbar \omega \vec{q}} \right) \left\{ (N_{\vec{q}} + 1) \delta_{\vec{q}}(\mathcal{E}_{\vec{p}} - \mathcal{E}_{\vec{p}, \vec{q}} + \hbar \omega_{\vec{q}} + l \hbar \omega) + N_{\vec{q}} \delta_{\vec{q}}(\mathcal{E}_{\vec{p}} - \mathcal{E}_{\vec{p}, \vec{q}} - \hbar \omega_{\vec{q}} + l \hbar \omega) \right\}.$$

$$\frac{\partial N_{\vec{q}}}{\partial t} + \frac{\partial \hbar \omega_{\vec{q}}}{\partial \vec{q}} \frac{\partial N_{\vec{q}}}{\partial \vec{r}} = I_{ne} + I_{m\phi},$$

де  $B_z = B_x \pm i B_y$  циркулярні складові магнітної індукції,  $\Delta = \int_0^{\delta} \delta$  - розщеплення підзон,  $g$  - гіромагнітне співвідношення. Вплив інтерференційного поля когерентних світлових пучків на електрон-магنونну систему феромагнітного напівпровідника проявляється наступним чином. По-перше, як можна бачити з рівняння (3) виникає додатковий тиск на електрони, обумовлений інтерференційною картиною когерентних світлових пучків. По-друге, електрон-магنونні інтеграли зіткнення, що описують процеси переходу електронів між спіновими підзонами з поглинанням (випромінюванням) магнону, та магنون-електронний інтеграл зіткнення стають періодичними функціями координат. Просторово-періодичні залежності імовірності електрон-магنونного розсіювання та додаткового тиску світла на електрони спричиняють появу у феромагнітних напівпровідниках (як було зазначено раніш) суперграток напруженості постійного електричного поля, концентрації та температури електронів, супергратки магنونної температури. За умов модульованого перерозподілу електронів між спіновими підзонами стає можливим утворення просторово-неоднорідного розподілу магنونів навіть при відсутності модуляції повної концентрації електронів. За цих умов стає можливим більш глибока модуляція магنونної підсистеми, так як перерозподіл електронів між спіновими підзонами не супроводжується

ся появою великих кулонівських полів, що обмежують модуляцію як електронної, так і магноної підсистем. Обчислено параметри статичних суперграток постійного електричного поля, електронної та магноної температур, концентрацій електронів у підзонах. Оцінки показують, що при напрузі поля когерентних світлових пучків  $E = 10^3$  В/см, частоті  $5 \cdot 10^{14} \text{с}^{-1}$  для напівпровідника  $\text{EuO}$  відношення концентрацій у спінових підзонах стає  $n_{\uparrow}/n_{\downarrow} \sim 0,3$ , що суттєво впливає на намагніченість напівпровідника. Також отримано вираз для височастотного струму. Розглянуто розсіяння ультрахолодних нейтронів на супергратці магнітного моменту, утвореної когерентними світловими пучками у феромагнітному напівпровіднику. Показано, що шляхом зміни параметрів інтерференційного поля когерентних світлових пучків можливо управління розсіянням ультрахолодних нейтронів.

В третій главі розглянуто енергообмін між когерентними світловими пучками на супергратці на вільних носіях у багатодолинних напівпровідниках. У багатодолинних напівпровідниках носії розподілені між долинами з різними ефективними масами. Долини можуть бути рознесені або у імпульсному просторі (атомарні напівпровідники, наприклад  $n\text{-Ge}$ ), або по енергії (іонні напівпровідники, наприклад  $\text{AsGa}$ ). Під дією інтерференційної картини, утвореної когерентними світловими пучками, внаслідок розігріву носіїв заряду, відбувається перерозподіл носіїв між долинами з різними ефективними масами. Енергообмін між когерентними світловими пучками на супергратці на вільних носіях у багатодолинних напівпровідниках пов'язан з модуляцією світлоіндукованої складової діелектричної проникливості внаслідок перерозподілу носіїв між долинами з різними ефективними масами; зсув записаної ґратки відносно інтерференційної картини виникає внаслідок дії постійного електричного поля  $E_0$ , орієнтованого вздовж записаної ґратки. У випадку слабого (в порівнянні з енергією міждолинного фонона  $\hbar\omega_0$ ) розігріву носіїв заряду  $\frac{\hbar\omega_0}{T} \frac{\delta T}{T} \ll 1$  (де  $\delta T$  - модуляція температури пов'язана з полем когерентних світлових пучків) світлоіндукована складова діелектричної проникливості має стандартну - степеневу залежність від інтенсивності світлового поля. Коефіцієнт енергообміну  $\Gamma$  у цьому випадку має вигляд

$$\Gamma = \frac{8\pi^2}{\lambda} \eta I_0 \operatorname{tg} \theta,$$

де  $\theta$  - кут сходження світлових пучків,  $\eta$  - коефіцієнт модуляції рухливості носіїв. Оцінки вказують, що для лазера на  $\text{CO}_2$  ( $\lambda = 10$  мкм), при  $I_0 = 4 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>,  $F = 10^3$  В/см,  $n = 3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $\mu = 3 \cdot 10^3$  см<sup>2</sup>/Вс у n-Ge коефіцієнт підсилення  $\Gamma \sim \operatorname{tg} \theta$ . У багатодолинних напівпровідниках з долинами, рознесеними по енергії носії розподілені між долинами за законом  $\frac{n_2}{n_1} = \left(\frac{m_2}{m_1}\right)^{3/2} e^{-\frac{A}{T}}$ . У цьому випадку вже не можна вважати  $\frac{\Delta \delta T}{T} \ll 1$  і необхідно точно враховувати залежність перерозподілу носіїв між долинами внаслідок розігріву. За умов що  $\frac{\Delta \delta T}{T} \sim 1$ , це спричиняє не степеневій, а експоненційній залежності світлоіндукованої складової від інтенсивності поля когерентних світлових пучків. Ця обставина суттєво змінює функційну залежність коефіцієнта підсилення. Також вказано на можливість компенсації енергообміну у багатодолинних напівпровідниках, пов'язану з компенсацією просторово-модульованого перерозподілу носіїв між долинами з різними ефективними масами просторовою модуляцією концентрації всій зони провідності, що має місце при порушенні умови квазінейтральності.

В четвертій главі розглянут вплив інтерференційної картини поля когерентних світлових пучків на процес утворення структур в напівпровідниках з негативною диференційною провідністю. Відомо, що при прикладанні до напівпровідника з негативною диференційною провідністю постійного електричного поля у кристалі виникають домени сильного поля - домени Гана, з періодом, обумовленим довжиною зразка. У дисертації розглядається вплив інтерференційної картини, створеної когерентними світловими пучками на довжину хвильового вектора моди, що першою виходить в генерацію. Показано, що інтерференційна ґратка когерентних світлових пучків спричиняє зсув хвильового вектора моди, що першою виходить у генерацію. Отриман узагальнений термодинамічний функціонал, що описує поведінку системи за (але около) порога нестійкості. Показано, що при виконанні деяких умов період структур, що виникають у напівпровідниках з негативною диференційною провідністю під дією інтерференційного поля когерентних світлових пучків, є неспіввимірним ні з періодом інтерференційного поля когерентних світлових пучків, ні з періодом структур що мали місце раніш.

В заключенні підбито підсумки проведених в дисертації досліджень та сформульовано основні результати дисертації.

В додатках наведенні формули для розрахунку параметрів суперграток у феромагнітних та багатодолинних напівпровідниках.

## ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

1. Вперше побудована нерівноважна кінетика електронів і магнітонів в широкозонному феромагнітному напівпровіднику під впливом постійного електричного поля та поля когерентних світлових пучків.
2. Отримані функціональні залежності параметрів структур, виникаючих під дією поля когерентних світлових пучків як без, так і з урахуванням переходів електронів між спіновими підзонами.
3. Показано можливість керування розсіянням ультрахолодних нейтронів на супергратці намагніченості в феромагнітних напівпровідниках шляхом зміни параметрів інтерференційної картини, утвореної когерентними світловими пучками.
4. Вперше розглянуто енергообмін між когерентними світловими пучками на супергратках на вільних носіях у багатодолинних напівпровідниках. Встановлено, що залежність світлоіндукованої складової діелектричної проникливості може мати не лише степеневу, а й експоненціальну залежність від інтенсивності поля лазерних хвиль. Бказано на новий механізм компенсації енергообміну між світловими пучками (при порушенні квазінейтральності) в таких напівпровідниках.
5. Розглянуто перетворення структур в напівпровідниках з від'ємною диференційною провідністю під дією когерентних світлових пучків. Встановлено, що накладення інтерференційного поля когерентних світлових пучків на напівпровідник з негативною диференційною провідністю спричиняє зсув хвильового вектора моди, що першою генерується, та при задовільненні деяких умов, до неспіввимірності періодів виникаючих структур як з періодом інтерференційного поля когерентних світлових пучків, так і з періодом структур, які мали місце раніш.

МАТЕРІАЛИ ДИСЕРТАЦІЇ ОПУБЛІКОВАНІ В СЛІДУЮЧИХ РОБОТАХ.

1. Левшин А.Е., Семчук А.Ю., Томчук П.М. Сверхрешетки в ферромагнитных полупроводниках, образованные когерентными световыми пучками. - В кн.: Тезисы докладов XII Совещания по теории полупроводников, Ташкент, 1985, ч. II, с. 72-73.
2. Левшин А.Е., Семчук А.Ю., Томчук П.М. Сверхрешетки в ферромагнитных полупроводниках, образованные когерентными световыми пучками. - ФТТ, 1986, т. 28, № 2, с. 412-418.
3. Винецкий В.Л., Левшин А.Е., Томчук П.М., Чумак А.А. Теория динамического преобразования световых пучков электронами проводимости в многодолинных полупроводниках. - В кн.: Тезисы докладов 5 всесоюзной конференции по голографии, Рига, 1985, ч. 2, с. 40-41.
4. Chumak A.A., Levshin A.E., Tomchuk P.M., Vinetskiĭ V.L. Theory of dynamic transformation of light beams by conduction electron in semiconductors. - IEEE Journal, v. QE-22, № 9, p. 1503-1508.
5. Левшин А.Е., Томчук П.М. Влияние межзонных переходов на процесс образования сверхрешеток в ферромагнитных полупроводниках когерентными световыми пучками. - УФЖ, 1992, т. 37, № 4, с. 533-540.
6. Левшин А.Е. О динамической самодифракции когерентных световых пучков в многодолинных полупроводниках. - УФЖ, 1993, т. 38, № 10, с. 1496-1501.
7. Лев Б.И., Левшин А.Е. Поведение структур в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью под действием когерентных световых пучков. - Киев, 1994. - 12с. - Препр./Ин-т физики АН Украины; (робота прийнята до друку).

ЛЕВШИН ОЛЕКСІЙ ЄВГЕНОВИЧ

ПЕРІОДИЧНІ СТРУКТУРИ НА ВІДНИХ НОСІЯХ  
В НАПІВПРОВІДНИКАХ

Нідписано до друку 05.05.94. Формат паперу 60 x 84/16. Непір  
офсетний 80гр./м<sup>2</sup> Друк офсетний. Ум.-друк.аркушів 0.68.  
Ум.-вид. аркушів 0.5. Тираж 100. Зам. № 33. Безкоштовно.

Інститут Фізики АН України, ВНТІ  
252028, Київ-28, МСП, пр.Наука 46

ЛНБ ім. В. Стефаника  
АН України

1957

45722

AB 30.404

**AB 30.404**

безкоштовно