

ման կոլիմատոր մոնոխրոմատոր առանց ճեղքերի: Կոլիմացիան իրականացվել է կվարցի երկու բյուրեղների ռեֆլեկցիայով, որոնք դառնում են անդրադարձման և լրիվ վերամղման պայմաններում ընկնող մոնոխրոմատիկ փնջի տարրեր անկյունային տիրույթների համար: Կոլիմացիայի անկյունը կախված է այդ բյուրեղների անդրադարձնող հարթությունների նորմալների կազմած անկյունից անդրադարձման հարթության մեջ:

X-RAY COLLIMATOR MONOCHROMATOR WITHOUT FISSURES

V. K. MIRZOYAN, S. N. NOREYAN

Using the complete pump over of X-ray intensity from the primary direction to diffraction direction in case of Laue geometry in the presence of thermal gradient, an X-ray collimator monochromator without fissures was designed and realized. For different incident angles of monochromatic beam, the collimation was achieved with the help of two quartz crystals, which were in positions of reflection and complete pump over. The collimation angle depends on the angle between the normals to reflecting plane of these crystals.

Изв. АН Армении, Физика, т. 26, вып. 1, 38—42 (1991)

УДК 537.33

ВНУТРИЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В СЛАБО ЛЕГИРОВАННЫХ И СЛАБО КОМПЕНСИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ ПРИ НАЛИЧИИ РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ

С. А. АРУТЮНЯН, В. А. АРУТЮНЯН, А. А. ДЖИВАНЯН

Ленинakanский филиал Ереванского политехнического института

(Поступила в редакцию 20 июня 1990 г.)

Рассмотрено внутризонное поглощение света в тонких пленках в условиях размерного квантования и слабой компенсации. Показано, что коэффициент поглощения складывается из двух серий поглощения. Первая из них соответствует переходам электронов из полузаполненной примесной зоны в пустые примесные зоны, а вторая — переходам электронов из тех же исходных состояний в подзоны размерного квантования. В первом случае коэффициент поглощения представляет собой серии гауссовских кривых, а во втором случае носит скачкообразный характер на резонансных частотах.

Изучению примесных состояний в условиях слабого легирования (СЛ) и слабой компенсации (СК) посвящено множество работ (см., напр., [1]).

В работе [2] показано, что в тонких пленках в условиях реализации квантового размерного эффекта (КРЭ) (где ограниченность образца в одном направлении (z) приводит к повышению роли окружающей среды) при передаче взаимодействия между частицами [3], и СЛ, СК примесные состояния обладают рядом особенностей, которые в основном сводятся к следующим:

а) Под каждым энергетическим уровнем размерного квантования $E_n = \pi^2 \hbar^2 n^2 (2md^2)^{-1}$ (d — толщина пленки, $n = 1, 2, \dots$) возникают примесные классические зоны (ПКЗ) с плотностью состояний

$$g_i(\tilde{E}_i) = \frac{N_D}{\gamma \sqrt{\pi}} \exp \left[-\frac{(\Delta/2 + E_1 - E_0 - \tilde{E}_i)^2}{\gamma^2} \right] \Theta(\Delta/2 - E_1 - E_0 + \mu - \tilde{E}_i); \quad (1)$$

$$g_f(\tilde{E}_f) = \frac{N_D}{\gamma \sqrt{\pi}} \exp \left[-\frac{(\Delta/2 + E_2 - E_0 - \tilde{E}_f)^2}{\gamma^2} \right], \quad n=2, 3, \dots, \quad (2)$$

где $g_i(\tilde{E}_i)$, $g_f(\tilde{E}_f)$ — плотности состояний начальной (полузаполненной) и конечной (пустой) ПКЗ с энергиями $\tilde{E}_i$ и $\tilde{E}_f$ соответственно, N_D — концентрация донорных примесей, Δ — ширина запрещенной зоны, E_0 — энергия основного состояния изолированного донора.

б) Химический потенциал μ при $T=0$, в зависимости от значений ϵ , ϵ_1 , ϵ_2 (диэлектрические проницаемости пленки, подложки и окружающей среды соответственно) и $n_D = N_D d$, $n_A = N_A d$ (в условиях СК $n_A \ll n_D$) принимает следующий вид:

$$\mu = \begin{cases} 2,38 \frac{e^2 (\pi n_D)^{1/2}}{\epsilon_1 + \epsilon_2}, & \text{при } n_D^{-1/2} \gg \frac{\epsilon d}{\epsilon_1 + \epsilon_2}, \\ \frac{2e^2}{d} \left| \ln \frac{2\epsilon d (\pi n_D)^{1/2}}{\epsilon_1 + \epsilon_2} - C \right| & \text{при } d \ll n_D^{-1/2} \ll \frac{\epsilon d}{\epsilon_1 + \epsilon_2}, \end{cases}$$

где C — постоянная Эйлера, γ — ширина ПКЗ, которая при условии $n_D^{-1/2} \gg \epsilon_1 d (\epsilon_1 + \epsilon_2)^{-1}$ принимает вид

$$\gamma = 0,51 \tilde{E}_D \left| \frac{n_A}{n_D} \right|^{1/2} \ln^{1/2} \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{\epsilon d n_A n_D^{-1/2}},$$

а при

$$\gamma = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^2 (\pi n_D)^{1/2}}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \ln^{1/2} \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2\epsilon d (\pi n_D)^{1/2}}, & \text{при } \frac{\epsilon n_A^{1/2} d}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \ll 1 \\ \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^2}{\epsilon d}, & \text{при } \frac{\epsilon n_A^{1/2} d}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \gg 1. \end{cases}$$

Так что в отличие от массивного образца в пленках в условиях КОЭ и СК имеются достаточно большие возможности для варьирования значениями μ и γ .

Вышеуказанные особенности энергетического спектра электронов в первую очередь должны отражаться на спектре поглощения света в инфракрасном диапазоне, где осуществляются переходы электронов внутри зоны проводимости.

Если монохроматическое световое излучение с частотой ω падает под углом относительно нормали к поверхности пленки, тогда энергия возмущения, осуществляющая указанные перебросы электронов, принимает вид

$$V = -\frac{ie\hbar}{m_0 c} A_0 \sqrt{P(\theta)} \exp[i(qx \cos \theta + qy \sin \theta - \omega t)] \frac{\partial}{\partial z}, \quad (3)$$

где A_0 — амплитуда вектора-потенциала, q — волновой вектор фотона, $\sqrt{P(\theta)}$ — фактор поляризации

$$P(\vartheta) = \begin{cases} \sin^2 \vartheta, & \text{для } \pi \text{ поляризации} \\ 0, & \text{для } \sigma \text{ поляризации} \\ \frac{1}{2} \sin^2 \vartheta, & \text{для круговой поляризации.} \end{cases}$$

Легко убедиться, что весь каскад указанных электронных переходов сводится к двум сериям поглощения:

1. Поглощение света за счет перехода электронов из полузаполненной основной ПКЭ (исходное состояние— $\psi_i(r)$) в пустые ПКЭ, которые находятся под уровнями размерного квантования с $n = 2, 3$, (конечные состояния $\Psi_f(r)$), где $\Psi_i(r)$, $\Psi_f(r)$ есть

$$\Psi_i(r) = U_{co}(\rho) F(\rho) \chi_1(z), \quad (4)$$

$$\Psi_f(r) = U_{co}(\rho) F(\rho) \chi_n(z) \quad (n = 2, 3, \dots). \quad (5)$$

2. Поглощение света за счет перехода электронов из состояний (4) в подзоны размерного квантования, состояния, которые описываются волновой функцией

$$\Psi_f(r) = U_{ck}(\rho) e^{ik\rho} \chi_n(z), \quad (n = 2, 3, \dots) \quad (6)$$

и плотностью состояний

$$g(E_f) = \frac{\tilde{m}}{\pi \hbar^2 d} \sum_n \Theta(1/2 + E_n - E_f), \quad (n = 2, 3, \dots). \quad (7)$$

В (4—7) введены следующие обозначения:

$U_{ck}(\rho)$ —амплитуда блоховской волновой функции с волновым вектором электрона k , $F(\rho) = (a_0^2 \sqrt{\pi})^{-1} \exp(\rho/a)$ — волновая функция электрона двумерного изолированного донора, $\chi_n(z) = \sqrt{2/d} \sin(\pi n z/d)$ — волновая функция электрона в направлении размерного квантования в модели бесконечноглубокой потенциальной ямы.

Если воспользоваться теперь для расчетов методом Кубо-Гринвуда (см., напр., [4]) с учетом (1—7) для коэффициентов поглощения, соответствующих вышеуказанным сериям, получаем следующие выражения:

$$a_1(\omega) = \frac{2^{1/2} \pi e^2 \hbar^2 n_D P(\vartheta)}{n_0 \omega \gamma m_0^2 c^2 d^3 (q^2 a^2 \sin^2 \vartheta + 4)} \times \quad (8)$$

$$\times \sum_{n=2} |F_{1n}|^2 \left[1 + \Phi \left(\frac{2\mu - E_n - E_1 + \hbar\omega}{\sqrt{2}\gamma} \right) \right] \exp \left| -\frac{(E_n - E_1 - \hbar\omega)^2}{2\gamma^2} \right|,$$

$$a_2(\omega) = \frac{2\pi e^2 m P(\vartheta)}{n_0 m_0^2 \omega c d^3} \sum_{n=2} |F_{1n}|^2 \left[\Phi \left(\frac{\mu}{\gamma} \right) - \Phi \left(\frac{2\mu - \hbar\omega + E_n - E_1 + E_0}{\sqrt{2}\gamma} \right) \right] \times$$

$$\times \left(\frac{E_0}{\hbar\omega - E_n - E_1} \right)^3 \Theta[\hbar\omega - (E_n - E_1 + E_0 - \mu)], \quad (9)$$

где n_0 —показатель преломления пленки, E_0 —энергия основного состояния изолированного донора, $\Phi(x)$ —интеграл ошибок, а

$$|F_{1n}|^2 = \left\{ \frac{2\pi^2 n [\pi^2 (n^2 - 1) - (qd \cos \vartheta)^2]}{[\pi^2 (n+1)^2 - qd \cos \vartheta] [\pi^2 (n-1)^2 - (qd \cos \vartheta)^2]} \times \right.$$

$$\left. \times [1 - (-1)^{n+1} e^{iqd \cos \vartheta}] \right\}.$$

Из выражений (8) и (9) следует, что в режиме нормального падения, а также для σ поляризации (для любого режима падения) коэффициенты поглощения (8) и (9) обращаются в нуль, что характерно для любого механизма поглощения внутри одной зоны.

Рассмотрим частный случай, представляющий практический интерес. Для пленки, изготовленной из GaAs при $d \sim 100 \text{ \AA}$ в области внутризонного поглощения ($\omega \sim \hbar^2/md^2$), хорошо выполняется соотношение $qd \ll qa \ll 1$ и тогда $F_{1n} = 16n^2/(n^2-1)^2$, где $n = 2, 4, 6$. Если учитывать также условие линейного экранирования $\gamma/\mu \ll 1$, тогда получают следующие результаты:

1. Для коэффициента поглощения соответствующего переходам между примесными подзонами в нулевом приближении по параметру γ/μ из (8) получается следующее простое выражение

$$\alpha_1(\omega) = \frac{2^{5/2} \pi e^2 \hbar^2 n_D P(\Phi)}{n_0 \omega \gamma d^3 m_0^2 c^2} \sum_{n=2,4} \frac{n^2}{(n^2-1)^2} \exp \left[- \frac{(E_n - E_1 - \hbar\omega)}{2\gamma^2} \right].$$

То есть возникает серия гауссовских симметричных пиков, соответствующих переходам электронов из основной незаполненной примесной зоны в свободные примесные зоны, связанные с четными пленочными подуровнями. Причем интенсивность пиков зависит от номера n пленочного подуровня и убывает по закону n^{-2} . Следует отметить, что в следующем порядке теории возмущений по малому параметру γ/μ симметричность пиков искажается и, вследствие несимметричного заполнения основной примесной зоны, частота максимального поглощения увеличивается на малую величину $\Delta\omega \cong (\gamma/\mu) \exp(-2\mu^2/\gamma^2)$.

2. Для коэффициента поглощения, соответствующего переходам из основной незаполненной примесной зоны в подзоны размерного квантования, из (9) получим:

$$\alpha_2(\omega) = \frac{32\pi e^2 m}{n_0 m_0^2 \omega c d} \sum_{n=2,4} \frac{n^2}{(n^2-1)^2} \left(\frac{E_0}{\hbar\omega - E_n - E_1} \right)^2 \times \\ \times \left[1 - \Phi \left(\frac{E_n - E_1 + E_0 - \hbar\omega}{\sqrt{2}\gamma} \right) \right] \Theta(\hbar\omega - (E_n - E_1 + E_0 - \mu)). \quad (10)$$

В этом случае при энергиях фотонов, удовлетворяющих условию $\hbar\omega = E_n - E_1 - E_0 - \mu$ (где n — четные), происходит скачок коэффициента поглощения, причем в области правее каждого порядка формула (10) принимает вид

$$\alpha_2(\omega) = \frac{32\pi e^2 m e^{-(\mu/\gamma)^2}}{n_0 m_0^2 \omega c d^3} \sum_{n=2,4} \frac{n^2 (\hbar\omega - E_n + E_1 + E_0 - \mu)}{(n^2-1)^2 \gamma} \times \\ \times \Theta(\hbar\omega - E_n + E_1 + E_0 - \mu),$$

т. е. после очередного скачка коэффициент поглощения, с увеличением ω , увеличивается по линейному закону.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шклявский Б. И., Эфрос А. А. Электронные свойства легированных полупроводников. Изд. Наука, М., 416 (1979).
2. Арутюнян С. А., Арутюнян В. А. Тезисы докладов на тринадцатое всесоюзное совещание по теории полупроводников. Ереван, 1987, с. 30.

3. Келдыш А. В. Письма в ЖЭТФ, 29, 716 (1979).

4. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. том 1. Изд. Мир, М., 1982.

ԼՈՒՅՍԻ ԻՆԴՉՈՆԱՅԻՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԹՈՒՅԼ ԼԵԳԻՐԱՑՎԱԾ ԵՎ ԿՈՄՊԵՆՍԱՑՎԱԾ ԿԻՍՆԱԶԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ ՉԱՓԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՑՄԱՆ ԱՌԿԱՑՈՒԹՅԱՄԲ

Ս. Լ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Վ. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Հ. Ա. ԶԻՎԱՆՅԱՆ

Քննարկված է լույսի ներգոնային կլանման բարակ թաղանթներում չափային քվանտացման և Բուլլ կոմպենսացիայի պայմաններում ճուշդ է տված, որ կլանման գործակիցը կազմվում է կլանման երկու սերիաներից, որոնցից առաջինը պայմանավորված է կիսով չափ էլեկտրոններով լցված խառնուրդային դոսուց դեպի դատարկ խառնուրդային կատարվող էլեկտրոնների անցումներով, երկրորդը՝ ելակետային միակերպից չափային քվանտացման մակարդակները կատարվող անցումներով:

Առաջին դեպքում կլանման գործակիցը իրենից ներկայացնում է գառայան կորերի սերիա, երկրորդը՝ սինի թորիքային բնույթ ունեցող անհարթակային հաճախականությունների դեպքում:

INTRABAND ABSORPTION OF LIGHT IN WEAKLY DOPED AND WEAKLY COMPENSATED SEMICONDUCTOR FILMS UNDER DIMENSIONAL QUANTIZATION

S. L. HARUTYUNYAN, V. A. HARUTYUNYAN and H. A. DZHIVANYAN

The interband absorption of light in thin films is considered when quantum size effects take place under the condition of weak compensation. It is shown that the absorption coefficient is formed as a sum of two absorption series. The first one corresponds to electron transitions from a semi-filled impurity zone to an empty impurity zone. The second one corresponds to electron transitions from the same initial states to size quantized subzones. In the first case the absorption coefficient is a series of Gauss curves, while in the second one this coefficient has an uneven character at resonance frequencies.

УДК 621.382

Изд. АН Армения, Физика, т. 26, вып. 1 42—46 (1991)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Р. Р. ВАРДАНЯН

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

(Поступила в редакцию 15 мая 1990 г.)

Предложен комплексный, неразрушающий метод измерения параметров неосновных носителей заряда в полупроводниках, основанный на измерении спектральной зависимости фототока р-п-структуры в магнитном поле.

Измерение параметров неосновных носителей заряда (ННЗ) в различных слоях полупроводников (диффузионных, эпитаксиальных и т. д.) имеет важное значение. Существующие методы измерения параметров ННЗ служат в основном для определения только одного параметра, то есть не являются комплексными [1, 2]. В работах [3, 4] предложим комплексный метод определения параметров ННЗ, основанный на со-