

5. Борин В. П., Наумов А. П. Радиотехника и электроника, 24, 824 (1985).
6. Кондратьев К. Я., Тимофеев Ю. М. Термическое зондирование атмосферы. Гидрометеиздат, Л., 1974.
7. Скольник М. Н. Справочник по радиолокации. Изд. Сов. радио, М., 1972.

ՄԹՆՈՒՈՐՏԻ ՎԵՐԻՆ ՇԵՐՏՅՈՐԻ ԳԱԶԱՅԻՆ ԲԱՂԱԴՐՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՄԱՆ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՄԵԹՈԴԸ ԴՈՊԼԵՐԻ ԷՖԵԿՏԻ ՄԻՋՈՑՈՎ

Ա. Գ. ԳՈՐԵԼԻԿ, Ժ. Բ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Քննարկված է մթնոլորտի վերին շերտերի գազային բաղադրիչների որոշման հնարավորությունը ակտիվ ռադիոլոկացիայի միջոցներով, որոնք աշխատում են էլեկտրամագնիսական ճառագայթման օպտիկական տիրույթում՝ ներառյալ ինֆրակարմիր տիրույթը:

OPTICAL DETERMINATION OF GAS CONTENT IN UPPER ATMOSPHERE BASED ON DOPPLER EFFECT

A. G. GORELIK, ZH. B. KHACHATRYAN

We consider the possibility of determining the gas content in the layers of upper atmosphere using methods of active radiolocation in optical range including the infrared region of electromagnetic radiation.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 3, 126—131 (1989)

УДК 539.219.1

РЕЗОНАНСНОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ СКВОЗЬ ТОНКУЮ ПЛЕНКУ, НАХОДЯЩУЮСЯ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

З. А. КАСАМАНЯН, М. А. ЧАЛАБЯН, А. В. ПЕТРОСЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 3 ноября 1988 г.)

Вычислено сопротивление тонкой полупроводниковой пленки, находящейся в магнитном поле, направленном вдоль плоскости пленки. При приложении напряжения в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, проходящий ток имеет осцилляционный характер, обусловленный осцилляционной зависимостью сопротивления образца от положения уровня Ферми.

Поведение электронов в слоистой системе в магнитном поле, направленном вдоль плоских границ, имеет интересные особенности. При движении электронов по классическим орбитам они могут пересекать границу раздела и оказаться в подсистеме с другими характерными параметрами (эффективной массой, величиной потенциальной энергии и т. д.). При квантовомеханическом рассмотрении это приводит к изменению энергетического спектра электрона, что может привести к наблюдаемым на опыте

эффектам. В частности, при прохождении электронов сквозь тонкую пленку, находящуюся в продольном магнитном поле, могут возникнуть резонансные явления, обусловленные квантованием спектра электронов в направлении их движения. Рассмотрение этой задачи показывает, что при определенных значениях энергии падающих электронов тонкая пленка становится прозрачной, что в реальной системе при соответствующих условиях (например, для вырожденного электронного газа) может привести к осцилляциям тока.

В настоящей работе вычисляется сопротивление образца конечной толщины в направлении, перпендикулярном плоским границам. Внутри пленки пусть имеется продольное магнитное поле. Задача о прохождении электронов сквозь такую систему, по существу, является трехмерной, но, оказывается, ее можно свести к квазиодномерной, тем самым использовать результаты относительно простой и хорошо разработанной одномерной теории прохождения электронов сквозь слоистую систему.

Мы рассматриваем неограниченную в двух направлениях пленку, контактирующую с вакуумом плоскостями $x = x_1$ и $x = x_2$. Магнитное поле направим по оси z и выберем векторный потенциал в виде $A = (0, xH, 0)$. Пусть на систему из вакуума падает электрон, характеризующийся волновой функцией $\psi_{\text{пад}}(r) = \exp[i(ky + k_z x)]$. Чтобы показать, каким образом удастся свести задачу к квазиодномерной, для простоты будем считать $x_2 \rightarrow \infty$, т. е. электрон падает на полубесконечную систему, находящуюся в магнитном поле. Решение такой контактной трехмерной задачи удобно сформулировать на языке функции Грина (ФГ) отдельных, не взаимодействующих и неограниченных со всех сторон подсистем. Точнее, мы считаем ФГ G_1 и G_2 известными и удовлетворяющими во всем пространстве уравнениям

$$(E - \hat{H}_i) G_i(r, r'; E) = -\delta(r - r'), \quad i = 1, 2, \quad (1)$$

где $\hat{H}_i$ — гамильтониан в соответствующей подсистеме. Уравнение для волновой функции (ВФ) контактной задачи имеет вид (θ — единичная ступенчатая функция)

$$[E - \hat{H}_1(r) \theta(x_1 - x) - \hat{H}_2(r) \theta(x - x_1)] \psi(r) = 0. \quad (2)$$

Решение уравнения (2) с правильно считыми на границе $x = x_1$ ВФ и ее производной можно представить в виде [1]

$$\begin{aligned} \psi(r, x) = & \psi_{\text{пад}}(r, x) + \int [G_1(r, x; r'; x_1) \psi'(r, x_1) - \\ & - G_1'(r, x; r'; x_1 + 0) \psi(r', x_1)] dr', \quad \text{при } x < x_1, \\ \psi(r, x) = & \int [G_2(r, x; r'; x_1) \psi'(r, x_1) - \\ & - G_2'(r, x; r'; x_1 - 0) \psi(r', x_1)] dr', \quad \text{при } x > x_1, \end{aligned} \quad (3)$$

где $r = \{\rho, x\}$, штрихи у функций означают производные по x_1 , причем, ввиду наличия разрыва у производных ФГ, при совпадающих одномер-

ных координатах следует различать производные слева и справа (указанные символически $\mp$). Формулы (3) явно выражают ВФ по обе стороны плоскости раздела через ФГ отдельных подсистем, если известны ВФ и их производные на самой границе. Последние должны находиться из системы интегральных уравнений, получаемой из (3) предельным переходом $x \rightarrow x_1$.

В нашем случае в каждой подсистеме имеет место разделение переменных. Это позволяет представить трехмерную ФГ G_1 через одномерную $G_1(x, x'; E - E_k)$:

$$G_1(\rho, x; \rho', x') = \sum_k G_1(x, x'; E - E_k) \exp[ik(\rho - \rho')]. \quad (4)$$

Для второй подсистемы воспользуемся билинейным разложением

$$G_2(\rho, x; \rho', x') = - \sum_{n, k_y, k_z} \frac{\psi_n(x - x_0) \psi_n(x' - x_0) \exp[ik(\rho - \rho')]}{E - E_n - E_{k_z}}, \quad (5)$$

где $x_0 = \lambda_0^2 k_y$, λ_0 — магнитная длина, $E_n = \hbar \omega(n + 1/2)$, ω — циклотронная частота.

Используя (4) и (5) для ВФ из (3) получаем

$$\psi(\rho, x) = \exp i(k\rho + k_x x) - \exp i(k\rho + k_x x_1) \frac{G_1(x, x_1; E - E_k)}{G_1(x_1, x_1; E - E_k)} r_{12} \quad \text{при } x < x_1, \quad (6)$$

$$\psi(\rho, x) = \exp i(k\rho + k_x x) \frac{G_2(x - x_0, x_1 - x_0; E - E_{k_z})}{G_2(x_1 - x_0, x_1 - x_0; E - E_{k_z})} (1 - r_{12}), \quad \text{при } x > x_1. \quad (7)$$

Здесь

$$r_{12} = \left[\frac{G'_1 - 1}{G_1} - \frac{G'_2 - 1}{G_2} \right] \left[\frac{G'_1 + 1}{G_1} - \frac{G'_2 - 1}{G_2} \right]^{-1} \quad (8)$$

амплитуда отражения электрона при падении из первой подсистемы на вторую,

$$G_1 = G_1(x, x_1; E - E_k), \quad G'_1 = \frac{\partial}{\partial x_1} G_1(x_1, x_1; E - E_k) -$$

одномерная ФГ электрона и ее производная в первой подсистеме,

$$G_2(x - x_0, x_1 - x_0; E - E_{k_z}) = - \sum_n \frac{\psi_n(x - x_0) \psi_n(x_1 - x_0)}{E - E_n - E_{k_z}} -$$

одномерная ФГ электрона в магнитном поле.

Сравнение (6) и (7) с соответствующей задачей об отражении и прохождении электрона в одномерной теории, без конкретизации потенциалов в отдельных подсистемах [2] показывает, что в рассматриваемой здесь задаче с магнитным полем можно пользоваться результатами одномерной теории, только здесь амплитуда отражения r_{12} зависит от $x_0(k_y)$ в качестве параметра. Поэтому решение двухконтактной задачи о рассеянии, полученное в [2] в терминах амплитуд отражения, в двухконтактной задаче имеет вид

$$R_{12} = \frac{r_{12} + \lambda r_{23}(1 - r_{12} - r_{21})}{1 - \lambda r_{21} r_{23}}, \quad (9)$$

r_{23} — получается из r_{12} очевидной заменой соответствующих индексов (в том числе $x_1 \rightarrow x_2$), а

$$\lambda = \frac{G_2(x_1 - x_0, x_2 - x_0)}{G_2(x_1 - x_0, x_1 - x_0)} \frac{G_2(x_2 - x_0, x_1 - x_0)}{G_2(x_2 - x_0, x_2 - x_0)}. \quad (10)$$

Коэффициент отражения дается формулой $R = |R_{12}|^2$, а коэффициент прохождения — $T = 1 - R$.

Если вне тонкой пленки движение свободное, то

$$G_1 = \frac{i}{2k_x} \in \text{Im}, \quad G'_1 = 0$$

и, поскольку $G_2 \in \text{Re}$, то сразу получаем $|r_{12}|^2 = 1$, т. е. электрон полностью отражается от полубесконечной системы, находящейся в продольном магнитном поле. При конечной толщине второй подсистемы ($d = x_2 - x_1$) коэффициент прохождения имеет вид

$$T = \left\{ \left| \frac{(1 - \lambda)}{4\sqrt{\lambda}} \left(\frac{(G_2)_{x_1}(G'_2)_{x_2} - (G'_2)_{x_1}(G_2)_{x_2}}{\sqrt{(G_2)_{x_1}(G_2)_{x_2}}} \right) + \frac{(1 + \lambda)}{4\sqrt{\lambda}} \frac{(G_2)_{x_1} + (G_2)_{x_2}}{\sqrt{(G_2)_{x_1}(G_2)_{x_2}}} \right|^2 + |G_1|^2 \left[\frac{(1 - \lambda)}{4\sqrt{\lambda}} \left(\frac{\sqrt{(G_2)_{x_1}(G_2)_{x_2}}}{|G_1|^2} - \frac{(G'_2)_{x_1}(G_2)_{x_2}}{\sqrt{(G_2)_{x_1}(G_2)_{x_2}}} + \frac{1}{\sqrt{(G_2)_{x_1}(G_2)_{x_2}}} + \frac{(1 + \lambda)}{4\sqrt{\lambda}} \frac{(G_2)_{x_2} - (G'_2)_{x_1}}{\sqrt{(G_2)_{x_1}(G_2)_{x_2}}} \right]^2 \right\}^{-1}. \quad (11)$$

Сопротивление в направлении x для вырожденного электронного газа выражается через коэффициент прохождения на уровне Ферми [3].

$$\left(\frac{e^2}{h} = 1 \right)$$

$$\rho_c = \frac{1}{T} - 1. \quad (12)$$

Выражение (11) существенно упрощается при условии $x_1 - x_0 = -\frac{d}{2}$, тогда $\lambda = 1$, $(G_2)_{x_1} = (G_2)_{x_2}$, $(G'_2)_{x_1} = -(G'_2)_{x_2}$. Тогда для ρ_c

$$\text{имеем} \quad \rho_c = |G_1|^2 \left[\frac{(G'_2)_{x_2}}{(G_2)_{x_2}} \right]^2. \quad (13)$$

Если энергия падающего электрона совпадает с дискретными значениями энергии во второй подсистеме ($E \rightarrow E_n$), то используя выражение ФГ электрона в магнитном поле в координатном представлении [4], для ρ_c получаем

$$\rho_c = 4|G_1|^2 \left[\frac{\psi'_n(x_2 - x_0)}{\psi_n(x_2 - x_0)} \right]^2, \quad (14)$$

где ψ_n — ВФ осциллятора.

Для основного состояния ($n = 0$) из (14) получаем

$$\rho_c = |G_1|^2 d^2 \lambda_0^{-4},$$

т. е. экспоненциальное возрастание ρ_c с толщиной заменяется возрастанием, пропорциональным d^2 . Для $n = 1$ сопротивление точно обращается в нуль, при $d = 2\lambda_0$. Это соответствует случаю, когда центр окружности классического движения электрона находится в середине пленки, а радиус орбиты равен $d/2$. Для последующих значений $n = 2, 3, \dots$ сопротивление обращается в нуль при определенных соотношениях толщины пленки с магнитной длиной.

В случае $E \neq E_n$, пользуясь результатами [4], находим асимптотическое выражение для ФГ $\left(d \gg \lambda_0, E = \hbar \omega \left(\nu + \frac{1}{2}\right)\right)$,

$$G_2(x_2 - x_0, x_2 - x_0, \nu) = -\frac{V\pi}{2} \exp \left[-\left(\frac{x_2 - x_0}{\lambda_0}\right)^2 \right] \times \\ \times \left(\frac{x_2 - x_0}{\lambda_0}\right)^{2\nu} \frac{\cos \pi \nu}{\Gamma(1 + \nu) \sin \pi \nu} + \frac{\lambda_0}{2(x_2 - x_0)}, \quad (15)$$

где Γ — гамма функция. Подставляя (15) в (13) для этого случая находим зависимость сопротивления от энергии падающего электрона

$$\rho_c = \frac{|G_1|^2}{\lambda_0^2} \times \\ \times \left[\frac{\exp \left(-\frac{d^2}{4\lambda_0^2}\right) V\pi \left(\frac{d}{2\lambda_0}\right)^{2\nu} \frac{\cos \pi \nu}{\Gamma(1 + \nu) \sin \pi \nu} \left(\frac{d}{2\lambda_0} - \frac{2\lambda_0 \nu}{d}\right) - \frac{2\lambda_0^2}{d^2} \right]^2, \quad (16)$$

Из формулы (16) легко видеть, что ρ_c обращается в нуль при значениях энергии падающего электрона, экспоненциально близких к магнитным уровням второй подсистемы. Между соседними нулями ρ_c имеется асимптотическое возрастание, обусловленное обращением знаменателя правой части (16) в нуль.

Таким образом, при приложении напряжения к тонкой пленке, находящейся в продольном магнитном поле, проходящий ток имеет осцилляционный вид, обусловленный осцилляционной зависимостью сопротивления образца от положения уровня Ферми.

ЛИТЕРАТУРА

1. Iadonisi G., Preziosi B. *Nouvo Cimento*, 27B, 193 (1975).
2. Касаманян Э. А., Юзбашян Э. С. Ученые записки ЕГУ, № 3, 43 (1977).
3. Anderson P. W., Thouless D. J., Abrahams E., Fisher D. S. *Phys. Rev.*, B. 22, 3519 (1980).
4. Kasamanyan Z. A., Gasparyan V. M., Yusbashyan E. S. *Phys. stat. sol.(d)*, 130, № 149 (1985).

Զ. Հ. ԿԱՍԱՄՅԱՆ, Մ. Ա. ՉԱԼԱԲՅԱՆ, Ա. Վ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Հաշված է կիսահաղորդչային թաղանթի դիմադրությունը թաղանթի հարթությանը ուղղված մագնիսական դաշտում: Թաղանթի հարթությանն ուղղահայաց ուղղությամբ լարում կիրառելիս անցնող հոսանքն ունենում է օսցիլյացիոն բնույթ, որը պայմանավորված է Ֆերմիի մակարդակի դիրքից նմուշի դիմադրության օսցիլյացիոն կախումով:

RESONANCE TRANSMISSION OF ELECTRONS THROUGH THIN FILM IN LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD

Z. H. KASAMANYAN, M. A. CHALABYAN, A. V. PETROSYAN

The resistance of a semiconductor thin film in a magnetic field directed along the film plane is calculated. At the application of voltage normal to the film plane, the current of electrons has an oscillating behaviour due to the oscillating dependence of sample resistance on the position of Fermi level.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 3, 131—135 (1989):

УДК 535.534.2:539.2

ОБНАРУЖЕНИЕ ПОЛОСЫ ПОГЛОЩЕНИЯ 285 нм ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КОРУНДА БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

В. В. АРУТЮНЯН, В. А. ГЕВОРКЯН, Р. К. ЕЗОЯН,
Г. Н. ЕРИЦЯН, В. Х. САРКИСОВ

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 20 января 1988 г.)

С использованием частично поляризованного света обнаружена полоса поглощения 285 нм центра окраски (ЦО) в монокристалле α - Al_2O_3 , облученном электронами с энергией 50 МэВ. При возбуждении в полосе 285 нм наблюдается фотолюминесценция (ФЛ) в области 440 нм. Наблюдалось также излучение с максимумом 475 нм при возбуждении в полосе 275 нм. Измерена длительность ФЛ полос 440 и 475 нм при 77 и 300 К. Установлено, что ФЛ подчиняется экспоненциальному закону затухания.

В спектре возбуждения кристаллов α - Al_2O_3 , облученных нейтронами, была обнаружена полоса 285 нм, которая люминесцирует в области 440 нм с длительностью $6 \cdot 10^{-2}$ с и приписывается самостоятельному ЦО [1, 2]. Однако полоса поглощения этого центра в спектре поглощения не была обнаружена вследствие ее перекрытия более интенсивной полосой F^+ -центра. В работе [3] сообщается о полосе 285 нм в спектре поглощения, однако интенсивность поглощения ее настолько слаба, что авторы считают наличие этой полосы сомнительным, а люминесценцию в этой об-