თბილისის უნივერსიტეტის შრომები
181

ფიზიკა

თბილისი

თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა
Издательство Тбилисского университета
TBILISI UNIVERSITY PRESS

ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY

ФИЗИКА
PHYSICS

Тбилиси 1976 TBILISI

თბილისის უნივერსიტეტის შრომები

ფ ი ზ ი კ ა

181

თბილისი

1976 წ.

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო

უნივერსიტეტის შრომები 181, 1976

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени

государственного университета, 181, 1976

КИНЕМАТИКА И ДИНАМИКА НЕИНЕРЦИАЛЬНЫХ СИСТЕМ ОТСЧЕТА В СПЕЦИАЛЬНОЙ И ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

В.С.Кирия

§ I. Введение

Данная работа представляет продолжение работы "Неинерциальные системы отсчета в специальной и общей теории относительности" /I/, в которой были введены релятивистские формулы преобразования ускоренных систем отсчета (СО) в четырехмерном пространстве-времени (П-В), искривленном гравитационным полем (G- полем). Эти формулы связывают между собой пространственно-временные промежутки (П-ВП) двух неинерциальных СО (НСО) в искривленном П-В аналогично лоренцовой связи П-ВП двух инерциальных СО (ИСО) в плоском П-В. Но, ввиду неоднородности П-В при наличии G-поля и ускоренного движения СО, формулы преобразования П-ВП в данном случае, в отличие от соответствующих преобразований Лоренца (ПЛ) для ИСО, могут быть записаны локально, при неголономности (неинтегрируемости) преобразований СО.

Согласно вышеуказанному, формулы перехода от одной локальной СО к другой определяются в виде неголономных преобразований (НП) /2,3/

$$d\overset{o}{x}{}^{\alpha} = K^{\alpha}_{A}\, dx^{A}_{N}\,, \quad dx^{A}_{N} = \tilde{K}^{A}_{\alpha}\, d\overset{o}{x}{}^{\alpha} \qquad (I)$$

где $d\overset{o}{x}$ - галилеевы П-ВП в касательном локально афинном (псевдоэвклидовом) П-В, определенные в локальной СО ($\overset{o}{x}$), а dx -негалилеевы П-ВП, определенные в другой локальной СО (x_o), движущейся относительно ($\overset{\circ}{x}$) с произвольной поступательной и вращательной скоростью. При этом коэффициенты НП K_λ^α и $\tilde{K}_\alpha^\lambda$ имеют вид

$$K_\lambda^\alpha = \Omega_\beta^\alpha a_\lambda^\beta , \quad \tilde{K}_\alpha^\lambda = \tilde{a}_\beta^\lambda \tilde{\Omega}_\alpha^\beta \tag{2}$$

$$\Omega_\beta^\alpha = \left(\frac{\partial \overset{\circ}{x}{}^\alpha}{\partial x^\lambda}\right)_o B_{\mathcal{D}\beta}^\lambda \sqrt{\Lambda^{\beta\beta}} , \quad \tilde{\Omega}_\lambda^\beta = B_{\mathcal{D}\lambda}^\beta \sqrt{\Lambda_{\beta\beta}} \left(\frac{\partial x^\lambda}{\partial \overset{\circ}{x}{}^\alpha}\right) \tag{2'}$$

где $B_{\mathcal{D}\beta}^\lambda$ - коэффициенты, ортогонализирующие dx^λ, а $\Lambda_{\beta\beta} = 1/\Lambda^{\beta\beta}$ - коэффициенты Ламе /I/. Кроме того, индекс o при производных $\partial \overset{\circ}{x} / \partial x$ $\partial x / \partial \overset{\circ}{x}$ обозначает взятие производных от координат

$$\overset{\circ}{t} = t , \quad \overset{\circ}{x}{}^i = \overset{\circ}{x}{}^i (t, x^k) \tag{3}$$

при $t = t_o = const$. Наконец, коэффициенты НП a_λ^α и $\tilde{a}_\alpha^\lambda$ определяются по формулам /3/:

$$a_\lambda^\alpha = \sqrt{\pm g_{\lambda\lambda}}\, L_\lambda^\alpha , \quad \tilde{a}_\alpha^\lambda = \sqrt{\pm g^{\lambda\lambda}}\, \tilde{L}_\alpha^\lambda , \tag{4}$$

где L - коэффициенты обобщенных ПП

$$L_o^o = \gamma \frac{V_{x^o}}{c} , \quad L_i^o = L_o^i = \gamma \frac{V_{x^i}}{c} , \quad L_k^i = \delta_k^i - (1 - \lambda\gamma) \frac{V_{x^i} V_{x^k}}{V^2} \tag{4}$$

$$\tilde{L}_o^o = L_o^o , \quad \tilde{L}_i^o = \tilde{L}_o^i = -L_i^o , \quad \tilde{L}_k^i = L_k^i$$

При этом величины V_{x^o}, V_{x^i}, V и λ имеют следующие значения:

а) при определении скорости НСО (x_N) относительно ($\overset{\circ}{x}$) по наблюдению из СО ($\overset{\circ}{x}$)

$$V_{x^o} = c , \quad V_{x^i} = \overset{\circ}{V}_{x^i} , \quad V = \overset{\circ}{V} = \sqrt{\sum_i (\overset{\circ}{V}_{x^i})} , \quad \gamma = 1 / \sqrt{1 - \overset{\circ}{V}{}^2 / c^2} ; \tag{4a}$$

б) при определении той же скорости из СО (x_N)

$$\left.\begin{aligned} & V_{x^0}=\sqrt{g_{00}}\,c,\ V_{x^i}=\sqrt{-g_{ii}}\,v^i\ \ (v^i=dx^i/dt), \\ & V=V_6=\sqrt{\sum_i (V_{x^i})^2},\ \gamma=1/\sqrt{g_{00}-(V_6/c)^2},\ \lambda=\sqrt{g_{00}} \end{aligned}\right\}\quad (4б)$$

При преобразовании системы координат (СК) по формулам (3) в сопровождении ортогонализации и линеаризации коэффициенты НП преобразуются так:

$$\overset{0}{x}\rightarrow x\quad K^\alpha_\lambda\rightarrow \Omega^\alpha_\beta a^\beta_\lambda,\quad a^\beta_\lambda=\tilde{\Omega}^\beta_\alpha K^\alpha_\lambda$$

Основными свойствами, которыми обладают определенные выше НП, являются:

I) при отсутствии G -поля, т.е. при $g_{\lambda\mu}\rightarrow e_{\lambda\mu}$ $a^\alpha_\lambda\rightarrow L^\alpha_\lambda$ (условия лоренцовости); ($e_{\lambda\mu}=e_\lambda\delta_{\lambda\mu}$ $e_0=1,\ e_1=e_2=e_3=-1$);

2) $g_{\lambda\mu}=inv$ относительно преобразований СО, а именно

$$g'_{\lambda\mu}=K^\alpha_\lambda K^\beta_\mu e_{\alpha\beta}=a^\alpha_\lambda a^\beta_\mu e_{\alpha\beta}=g_{\lambda\mu}=inv\,.$$

Условия лоренцовости I) представляют НП (I) как обобщение ПЛ на зависимость от гравитационных потенциалов и от ускоренного движения СО. Свойство 2), т.е. $g_{\lambda\mu}=inv$ относительно НП (I), означает, что в этих преобразованиях исключены координатные эффекты и возникновение геометрических (фиктивных) G-полей. Иначе говоря, преобразования локальных СО (I) устраняют координатные эффекты и описывают только гравитационные явления, обусловленные истинным G-полем и ускоренным движением СО.

§ 2. Кинематика ускоренных систем отсчета при наличии гравитационного поля

Формулы преобразования П-ВП, относящихся к разным СО, позволяют по-новому рассмотреть кинематические эффекты СТО при наличии G-поля и ускоренного движения СО. Из-за отсутствия ранее преобразований СО, заменяющих в ОТО ПЛ, возможность подобного рассмотрения вопросов в ОТО отсутствовала.

Ради простоты мы рассмотрим кинематические эффекты в СО ($x_{нг}$), движущейся относительно ($\overset{\circ}{x}$) вдоль направления координатной линии x' , при котором $V_x = V$, $V_y = V_z = 0$. Тогда по формулам (4) и (4') и (4 а) имеем

$$\left.\begin{aligned} & d\overset{\circ}{t} = \gamma\left(\sqrt{g_{00}}\,dt + \frac{V}{c^2}\sqrt{-g_{11}}\,dx\right), \quad d\overset{\circ}{x} = \gamma\left(V\sqrt{g_{00}}\,dt + \sqrt{-g_{11}}\,dx\right), \\ & \gamma = 1/\sqrt{1-V^2/c^2}, \quad d\overset{\circ}{y} = \sqrt{-g_{22}}\,dy, \quad d\overset{\circ}{z} = \sqrt{-g_{33}}\,dz \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Для применения формул (5) к интерпретации кинематических эффектов в ОТО введем следующий принцип измерения: <u>физическую величину будем считать определенной в данной СО, если эта величина измерена приборами, неподвижными относительно этой системы</u>.

I) Сокращение длины стержня. Пусть твердый стержень бесконечно малой длины (б.м.) помещен неподвижно в негалилеевой СО (x_G) в направлении координатной линии и скорости x' и $\vec{V}$. Для определения длины стержня в СО ($\overset{\circ}{x}$) необходимо его концы зафиксировать в ($\overset{\circ}{x}$). Положив в (5) $d\overset{\circ}{t} = 0$, получим

$$d\overset{\circ}{x} = \sqrt{-g_{11}}\,\sqrt{1-V^2/c^2}\,dx$$

Если стержень неподвижен в ($\overset{\circ}{x}$), то для определения его длины в (x_G) подставляем в (5) $dt = 0$, что дает $\sqrt{-g_{11}}\,dx = \sqrt{1-V^2/c^2}\,dx$. Длину стержня в СО ($\overset{\circ}{x}$) и (x_G) , согласно принципу измерения, представляют $dl = d\overset{\circ}{x}$ и $dl_G = \sqrt{-g_{11}}\,dx$. Для них, согласно вышеуказанным соотношениям, можно написать

$$dl_{0G} = dl_{GG}\sqrt{1-V^2/c^2}\,, \qquad dl_{G0} = dl_{00}\sqrt{1-V^2/c^2} \qquad (6)$$

Здесь первый индекс относится к наблюдателю, а второй - к СО, в которой помещен стержень, при этом индекс 0 обозначает отсутствие силового G-поля, а G-наличие этого поля. Соответственно этому, dl_{0G}- длина стержня, помещенного в (x_G) и измеренного по наблюдению из ($\overset{\circ}{x}$), dl_{GG}-длина стержня, помещенного в (x_G) и измеренного в той же системе и т.д.

При $\overset{\circ}{\vec{V}} \neq 0$ имеет место взаимное сокращение движущегося стержня $1/\sqrt{1-\overset{\circ}{V}{}^2/c^2}$ - раз. При неподвижности стержня относительно наблюдателя имеем $dl_{0G} = dl_{00} = dl_{GG} = dl_{00} = inv$, т.е. длина неподвижного стержня не зависит от G -поля и от наблюдателя.

2) Замедление часов (растяжение времени) в G-поле. Обозначим через U_0 и U_G часы одинаковой конструкции, помещенные в СО ($\overset{\circ}{x}$) и (x_{NG}) и соответствующим образом синхронизированные между собой.

При движении часов U_G относительно ($\overset{\circ}{x}$) с произвольной скоростью $\overset{\circ}{\vec{V}}$ для его координат в ($\overset{\circ}{x}$) и (x_{NG}) имеем $d\overset{\circ}{x} = \overset{\circ}{V} d\overset{\circ}{t}$, $dx = 0$. Тогда по формулам (5) получим $d\overset{\circ}{t} = \gamma\sqrt{g_{00}}\,dt$. Здесь $d\overset{\circ}{t}$ - время, показываемое часами U_0, а dt - время, показываемое часами U_G ($d\overset{\circ}{t}$ и dt - промежутки времен, отвечающие одинаковым процессам в СО ($\overset{\circ}{x}$) и (x_{NG}), например, одинаковому числу колебаний этих часов). Учитывая <u>принцип измерения</u> при наблюдении из СО (x_{NG}), имеем

$$dt_{0G} = \frac{1}{\sqrt{g_{00}}}\sqrt{1-\frac{\overset{\circ}{V}{}^2}{c^2}}\,dt_{G0} . \tag{7}$$

Так как часы U_0 неподвижны в ($\overset{\circ}{x}$), то теперь $d\overset{\circ}{x} = 0$ и $dx = -V_G\,dt$ ($V_G = \sqrt{g_{00}}\,\overset{\circ}{V}/\sqrt{-g_{11}}$ /3,4/), поэтому из (5) получим $d\overset{\circ}{t} = \gamma^{-1}\sqrt{g_{00}}\,dt$. Учитывая <u>принцип измерения</u>, при наблюдении из СО ($\overset{\circ}{x}$) будем иметь

$$dt_{00} = \sqrt{1-\overset{\circ}{V}{}^2/c^2}\,\sqrt{g_{00}}\,dt_{0G} . \tag{7a}$$

Для установления связи между dt_{00} и dt_{GG} положим, что $\overset{\circ}{\vec{V}} = 0$. Тогда, согласно (5), $d\overset{\circ}{t} = \sqrt{g_{00}}\,dt$. Если мы допустим, что $d\overset{\circ}{t}$ измеряется часами U_0 по наблюдению из ($\overset{\circ}{x}$), а dt_G - из (x_{NG}), то тогда можно написать

$$dt_{oo} = \sqrt{g_{oo}}\, dt_{ee} \tag{7б}$$

Из формул (7), (7а) и (7б) следует

$$dt_{eo} = \sqrt{g_{oo}}\, dt_{oe} \tag{7в}$$

Формулы (7), (7а), (7б) и (7в) показывают, что часы, помещенные в G - поле, отстают от часов, находящихся вне G-поля, как по измерению наблюдателем, находящимся в G-поле, так и по измерению наблюдателем, находящимся вне G-поля, а скорость оказывает влияние на ход часов, как при наличии, так и при отсутствии G-поля таким образом, что всегда отстают движущиеся часы. Это значит, что растяжение времени G-полем есть односторонний и абсолютный эффект, а растяжение времени скоростью, при относительности движения, - взаимный и относительный эффект. Очевидно, это следствие того факта, что G-поле есть абсолютное явление, а скорость - относительное.

В формулах (7) и (7а) $\vec{V} = \vec{V}(t)$ представляет произвольную скорость ускоренного движения СО (в данном случае - часов). Поэтому мы приходим к выводу, что замедление времени в данной теории не зависит от ускорения. Очевидно, этот факт здесь является следствием того обстоятельства, что коэффициенты общих преобразований СО (4) и (4′) зависят от ускорения только через скорость, но не явно. Заметим, что экспериментальное подтверждение независимости замедления времени от ускорения дает нам эффект Мёссбауэра. Согласно Г.Вертхейму, "ускорения, испытываемые атомами в твердом теле, очень велики и превосходят 10^{14} раз ускорение на поверхности Земли, однако это никоим образом не влияет на замедление времени" /5/. К такому же выводу, на основе опытов Паунда и Ребки, приходят К.Шверин /6/ и др. На основании этих опытов можно считать, что замедление времени зависит от скорости, но не зависит от ускорения, если только ускорение часов не превосходит $10^{14} g$. Однако "есть все основания ожидать, что дальнейшие эксперименты по эффекту Мёсбауэра увеличат этот предел" /7/.

3) Законы сложения скоростей и ускорений. Общие формулы преобразования П-ВП (I) могут быть использованы для преобразования трехмерной скорости и ускорения /2,4,8/ при переходе $(\overset{\circ}{x}) \rightleftarrows (x_{N})$. Они имеют вид

$$\overset{\circ}{v}{}^{i} = c\,\frac{K^{i}_{\lambda}\, v^{\lambda}_{N}}{K^{0}_{\mu}\, v^{\mu}_{N}}\,, \quad v^{i}_{N} = c\,\frac{\tilde{K}^{i}_{\alpha}\, \overset{\circ}{v}{}^{\alpha}}{\tilde{K}^{0}_{\beta}\, \overset{\circ}{v}{}^{\beta}} \qquad (\overset{\circ}{v}{}^{0} = v^{0} = c); \qquad (8)$$

$$\overset{\circ}{a}{}^{i} = \frac{c^{2}}{K^{0}_{\lambda}\, v^{\lambda}_{N}}\,\frac{d}{dt}\left(\frac{K^{i}_{\mu}\, v^{\mu}_{N}}{K^{0}_{\nu}\, v^{\nu}_{N}}\right), \quad a^{i}_{N} = \frac{c^{2}}{\tilde{K}^{0}_{\alpha}\, \overset{\circ}{v}{}^{\alpha}}\,\frac{d}{d\overset{\circ}{t}}\,\frac{\tilde{K}^{i}_{\beta}\, \overset{\circ}{v}{}^{\beta}}{\tilde{K}^{0}_{\gamma}\, \overset{\circ}{v}{}^{\gamma}}, \qquad (9)$$

где $\overset{\circ}{v}{}^{\alpha} = d\overset{\circ}{x}{}^{\alpha}/d\overset{\circ}{t}$, $\overset{\circ}{a}{}^{\alpha} = d\overset{\circ}{v}{}^{\alpha}/d\overset{\circ}{t}$, и т.д. Покажем, что (8) и (9) удовлетворяют принципу постоянства скорости света и закону предельности скоростей (законы $c = const$ и $v < c$) /8/. По второй формуле (8) и по формулам (2), (2а), (4), (4'), и (4б) имеем

$$\left.\begin{aligned} \sqrt{-g_{ii}}\; v^{i}_{N} = \frac{\sqrt{g_{00}}}{\sqrt{g_{00}} - \frac{1}{c^{2}}\sqrt{-g_{ll}}\; V^{l}\, \overset{\circ}{v}{}^{l}_{N}} \Big\{ -\gamma\sqrt{-g_{ii}}\; V^{i} + \\ + v^{i}_{N} - (1 - \gamma\sqrt{g_{00}})\sqrt{-g_{kk}}\; V^{k}\, \overset{\circ}{v}{}^{k}_{N} \Big\} \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

где $\overset{\circ}{v}{}^{l}_{N} = \sqrt{\Lambda_{ll}}\,(\partial x^{l}/\partial \overset{\circ}{x}{}^{i})_{0}\, \overset{\circ}{v}{}^{i}$ – линейные компоненты скорости $\vec{\overset{\circ}{v}}$, отнесенные к фиксированной (неподвижной) СК (x_0), имеющей в рассматриваемый момент времени ориентацию движущейся СК (x_N) (на самом деле это последовательность СК, неподвижных относительно $(\overset{\circ}{x})$, определяющейся из соотношений (3) при $t = t_0$

Для абсолютной величины скорости, согласно (4б) и (10), получим

$$\left.\begin{aligned} v_N^2 = \frac{g_{00}}{\left(\sqrt{g_{00}} - \frac{1}{c^2}\sqrt{-g_{\ell\ell}}\; V^\ell \overset{\circ}{v}{}_N^\ell\right)^2} \Big\{ & V_G^2 + \gamma^2 \overset{\circ}{v}{}^2 + \\ & + \frac{1}{c^2}\left(\sqrt{-g_{kk}}\; V^k \overset{\circ}{v}{}_N^k\right)^2 - 2\sqrt{g_{00}}\sqrt{-g_{kk}}\; V^k \overset{\circ}{v}{}_N^\ell \Big\} \end{aligned}\right\} \quad (10a)$$

Применим (10а) к скорости света $\overset{\circ}{v} = c$. Это дает $c_N = \sqrt{g_{00}}\, c$. Скорость $c_N = \sqrt{g_{00}}\, c$ удовлетворяет уравнению $ds = 0$, поэтому c_N можно рассматривать как скорость света в G-поле. Таким образом, сложение скорости света со скоростью СО (x_{NG}) дает опять скорость света в любой НСО (x_{NG}). Это значит, что в НСО (x_{NG}) выполняется закон $c = const$ Далее, в лоренцовой (в галилеевой) СО для любых скоростей справедлив закон $v_N < c$. В самом деле, $V_G^2 + \gamma^{-2}\overset{\circ}{v}{}^2 < V_G^2 + \gamma^{-2} c^2 = g_{00} c^2$, поэтому из (10а) имеем: $v_N < \sqrt{g_{00}}\, c < c$ /8/.

4) Обобщение понятия гиперболического движения. Асимптотическое движение. Движение точки с любым ускорением относительно сопутствующей в данный момент времени ИСО ($\overline{x}$) будем называть асимптотическим движением, если скорость подобного движения удовлетворяет закону $v < c$. Оно может быть определено подобно определению гиперболического (равноускоренного) движения в СТО, которое получается подстановкой в выражение ускорения $\vec{v} = 0$ ($\vec{v}$ - скорость точки относительно движущейся СО). Положив в (9) $\vec{v}_N = 0$, мы получим

$$\overset{\circ}{a}{}^i = \frac{1}{(K_0^0)^2}\left(K_\ell^i - \frac{K_0^i K_\ell^0}{K_0^0}\right) a^\ell + \frac{c^2}{(K_0^0)^2}\left(K_{0,0}^i - \frac{K_0^i K_{0,0}^0}{K_0^0}\right)_{\vec{v} = \overset{\circ}{v}}, \quad (11)$$

где $\vec{a} = (a^1, a^2, a^3)$ - ускорение точки относительно сопутствующей ИСО ($\bar{x}$), а индекс $\vec{V} = \overset{o}{v}$ означает, что производные K_o^α по времени берутся при $\vec{V} = const$ с последующей подстановкой $\vec{V} = \overset{o}{\vec{v}}$. Этим учитывается инерциальность сопутствующей СО ($\bar{x}$).

Формулы (II) содержат всю кинематику асимптотического движения точки относительно СО ($\bar{x}$) /4/. В случае $\vec{a} = const$ и $g_{\alpha\beta} = e_{\alpha\beta}$ (плоское пространство) из (II) получаются формулы СТО для гиперболического движения точки. В качестве нового примера рассмотрим чисто вращательное движение точки по окружности радиуса R. В этом случае $\overset{o}{a}{}^1 = -R\omega_G^2$, $\overset{o}{a}{}^2 = \overset{o}{a}{}^3 = 0$, что по формулам (II) дает

$$v_G = R\omega_G = c\sqrt{\frac{g_{00}Ra}{(g_{00})^{3/2}c^2 + Ra}}, \tag{IIa}$$

где v_G и ω_G – линейная и угловая скорости точки, вращающейся в G-поле. При $r = R \to \infty$ $v_G \to c$, а при конечных R $v_G < c$. Для удовлетворения закона $v_G < c$ раньше полагали $R < c/\omega$ /9/. Согласно же (IIa), никакое ограничение радиуса здесь не требуется.

§ 3. Динамика ускоренных систем отсчета при наличии гравитационного поля

Уравнениями движения частицы при наличии G-поля являются

$$m\frac{Du^\alpha}{d\tau} = m\left(\frac{du^\alpha}{d\tau} + \Gamma^\alpha_{\beta\gamma}u^\beta u^\gamma\right) = \mathcal{K}^\alpha_A, \tag{12}$$

где $\mathcal{K}^\alpha_A$ - внешняя 4-сила. Выражение $\mathcal{F}^\alpha_G = -m\Gamma^\alpha_{\beta\gamma}u^\beta u^\gamma$ представляет гравитационную силу (G-силу), которая в отличие от $\mathcal{K}^\alpha_A$, не является вектором. Причиной нековариантности $\mathcal{F}^\alpha_G$ является появление в НСО других сил, которые мешают выделить ковариантную часть истинной G-силы. Однако, следуя принципу равновесия Ньютона-Даламбера, который мы будем назнвать законом действия, можно выделить G-силу и так определить силу инерции ($\mathcal{J}$-силу), чтобы каждая из них удовлетворяла требованиям ковариантности.

Согласно закону действия, $\mathcal{J}$-силой в неподвижной СО или в ИСО (x) является $\mathcal{F}^\alpha_{\mathcal{J}} = -m\,du^\alpha/d\tau$, поэтому, согласно (I2)

$$\mathcal{F}^\alpha_{\mathcal{J}} + \mathcal{F}^\alpha_G + \mathcal{K}^\alpha_\lambda = 0 \tag{I3}$$

$$\mathcal{F}^\alpha_{\mathcal{J}} = -m\,du^\alpha/d\tau, \quad \mathcal{F}^\alpha_G = -m\Gamma^\alpha_{\beta\gamma}u^\beta u^\gamma \tag{I4}$$

Уравнения (I2), (I3) и (I4) описывают законы динамики ОТО в основной (неподвижной) СО (x), при наличии G-поля. Подвергнув НП уравнения (I2), мы получим уравнения движения в НСО (x_{NG})

$$m\frac{\mathcal{D}u^\lambda_N}{d\tau} = m\left(\frac{d\,u^\lambda_N}{d\tau} + G^\lambda_{\mu\nu}u^\mu_N u^\nu_N\right) = \mathcal{K}^\lambda_{NA} \quad . \tag{I5}$$

где $G^\lambda_{\mu\nu}$ - неголономные связности

$$G^\lambda_{\mu\nu} = \tilde{\mathcal{K}}^\lambda_\alpha \mathcal{K}^\beta_\mu \mathcal{K}^\gamma_\nu \Gamma^\alpha_{\beta\gamma} + \tilde{\mathcal{K}}^\lambda_\alpha \mathcal{K}^\alpha_{\mu,\nu} \tag{I6}$$

которые определены так, что обеспечивают связь $\mathcal{D}u^\alpha/d\tau = \mathcal{K}^\alpha_\lambda \mathcal{D}u^\lambda_N/d\tau$, отвечающую НП $u^\alpha = \mathcal{K}^\alpha_\lambda u^\lambda_N$.

Выражение $\mathcal{F}^\lambda_N = -mG^\lambda_{\mu\nu}u^\mu_N u^\nu_N$ определяют силу, действующую на частицу помимо внешней силы $\mathcal{K}^\lambda_{NA}$. Поэтому она содержит собственно G-силу и $\mathcal{J}$-силу в (x_{NG}). Придерживаясь закона действия (I3), силы тяготения и инерции в (x_{NG}) мы определим следующим образом:

$$\mathcal{F}^\lambda_{NG} = -\tilde{\mathcal{K}}^\lambda_\alpha \mathcal{K}^\beta_\mu \mathcal{K}^\gamma_\nu \Gamma^\alpha_{\beta\gamma} u^\mu_N u^\nu_N = -m\tilde{\mathcal{K}}^\lambda_\alpha \Gamma^\alpha_{\beta\gamma} u^\beta u^\gamma \tag{I7}$$

$$\mathcal{F}^{\lambda}_{NT} = -m\left(\frac{du^{\lambda}_{N}}{d\tau} + \tilde{\mathcal{K}}^{\lambda}_{\alpha}\,\mathcal{K}^{\alpha}_{\mu,\nu}\,u^{\mu}_{N}u^{\nu}_{N}\right) \qquad (17a)$$

Эти силы связаны с соответствующими силами в (x) ковариантно:

$$\mathcal{F}^{\lambda}_{NG} = \tilde{\mathcal{K}}^{\lambda}_{\alpha}\mathcal{F}^{\alpha}_{G}\,, \quad \mathcal{F}^{\alpha}_{G} = \mathcal{K}^{\alpha}_{\lambda}\mathcal{F}^{\lambda}_{NG}\,, \qquad (18)$$

$$\mathcal{F}^{\lambda}_{NT} = \tilde{\mathcal{K}}^{\lambda}_{\alpha}\mathcal{F}^{\alpha}_{T}\,, \quad \mathcal{F}^{\alpha}_{T} = \mathcal{K}^{\alpha}_{\lambda}\mathcal{F}^{\lambda}_{NT}\,. \qquad (18a)$$

Так как $\mathcal{K}^{\lambda}_{NA}$ вектор, то, в силу (15), (18) и (18a), имеем

$$\mathcal{F}^{\lambda}_{NT} + \mathcal{F}^{\lambda}_{NG} + \mathcal{K}^{\lambda}_{NA} = 0 \qquad (13')$$

Это значит, что закон действия справедлив и в НСО (x_{NG}).

Если учесть соотношения $d\tau = \gamma dt = \gamma_N dt_N$, то для трехмерных компонент будем иметь

$$u^{\alpha} = \gamma v^{\alpha}; \quad u^{\lambda}_{N} = \gamma_N v^{\lambda}_{N}; \quad \mathcal{F}^{\alpha} = \gamma F^{\alpha}; \quad \mathcal{F}^{\lambda}_{N} = \gamma_N F^{\lambda}_{N}; \qquad (19)$$

$$\left.\begin{aligned} &\gamma = 1/\sqrt{g_{00} - (v_G/c)^2}\,, \quad \gamma_N = 1/\sqrt{g_{N00} - (v_N/c)^2}\,, \\ &v_G = \sqrt{-g_{ik}v^i v^k}\,, \qquad v_N = \sqrt{-g_{Nik}v^i_N v^k_N} \end{aligned}\right\} \qquad (19a)$$

Согласно (17), (17a) и (19), для трехмерных компонент сил имеем

$$\mathcal{F}^{\lambda}_{NG} = -m\gamma_N \tilde{\mathcal{K}}^{\lambda}_{\alpha}\mathcal{K}^{\beta}_{\mu}\mathcal{K}^{\gamma}_{\nu}\Gamma^{\alpha}_{\beta\gamma}v^{\mu}_{N}v^{\nu}_{N} \qquad (17')$$

$$\mathcal{F}^{\lambda}_{NT} = -m\gamma_N\left\{\frac{d}{dt_N}(\gamma_N v^{\lambda}_{N}) + \tilde{\mathcal{K}}^{\lambda}_{\alpha}\mathcal{K}^{\alpha}_{\mu,\nu}v^{\mu}_{N}v^{\nu}_{N}\right\} \qquad (17'a)$$

Формулы (18) и (18a) определяют законы преобразования сил тяготения и инерции при переходе от одной СО к другой, сопровождающиеся преобразованием СК (3), одновременно с ортогонализацией и линеаризацией элементов координат dx^{λ} /1/. Это позволяет выделить закон преобразования сил, отвечающий преобразованиям СК, сопровождающих НП СО. Как мы выяснили /1/, при преобразовании СК $x \to x'$ ($= x_N$) коэффициенты НП преобразуются по формулам (2). Таким образом:

$$\overset{\circ}{\mathcal{F}}{}^{\lambda}_{NG} = \tilde{a}^{\lambda}_{\beta}\,\tilde{\Omega}^{\beta}_{\alpha}\,\overset{\circ}{\mathcal{F}}{}^{\alpha}_{G}, \qquad \overset{\circ}{\mathcal{F}}{}^{\alpha}_{G} = \Omega^{\alpha}_{\beta}\,a^{\beta}_{\lambda}\,\overset{\circ}{\mathcal{F}}{}^{\lambda}_{NG} \tag{I8'}$$

$$\overset{\circ}{\mathcal{F}}{}^{\lambda}_{NT} = \tilde{a}^{\lambda}_{\beta}\,\tilde{\Omega}^{\beta}_{\alpha}\,\overset{\circ}{\mathcal{F}}{}^{\alpha}_{T}, \qquad \overset{\circ}{\mathcal{F}}{}^{\alpha}_{T} = \Omega^{\alpha}_{\beta}\,a^{\beta}_{\lambda}\,\overset{\circ}{\mathcal{F}}{}^{\lambda}_{NT}. \tag{I8' a}$$

Из формул (I7), (I7a) и (I7' a) и (I7') следует, что если $\overset{\circ}{\mathcal{F}}{}^{\alpha}_{G}$ и $\overset{\circ}{\mathcal{F}}{}^{\alpha}_{T}$ не равны нулю в какой-нибудь СО, то они не равны нулю в любой другой СО. Следовательно, силы тяготения и инерции не зависят от выбора СО и ни от выбора СК, что определяет эти силы как истинные физические силы.*)

Как частный случай НСО (x_{NG}) изучим сопутствующую СО (ССО) (x'_N), неизменно связанную с частицей. Для такой СО $\vec{v} = \vec{V}_N$, где $\vec{V}_N$ - скорость СО (x'_N), а $\vec{v}$ - скорость частицы относительно (x). В силу $\overset{\circ}{v}{}^{0} = v^{0} = c$, из (9) имеем $a^{0}_{N} = 0$, $\vec{a}_{N} = 0$, $\gamma = 1/\sqrt{g_{N00}}$. В ССО ($x'_N$), согласно (I7) и (I7' a), имеем:

$$F'^{0}_{NG} = -\frac{mc^2}{\sqrt{g'_{N00}}}\,\tilde{\mathcal{K}}^{\lambda}_{\alpha}\,\mathcal{K}^{\beta}_{0}\,\mathcal{K}^{\gamma}_{0}\,\Gamma^{\alpha}_{\beta\gamma} \tag{20}$$

$$F'^{0}_{NT} = -mc^2\left(\gamma_{N,0} + \frac{\tilde{\mathcal{K}}^{0}_{\alpha}\mathcal{K}^{\alpha}_{0,0}}{\sqrt{g'_{N00}}}\right), \qquad F'^{i}_{NT} = -\frac{mc^2}{\sqrt{g'_{N00}}}\,\tilde{\mathcal{K}}^{i}_{\alpha}\,\mathcal{K}^{\alpha}_{0,0}. \tag{20a}$$

В случае перехода к локально лоренцовой ССО $g'_{N00} = 1$. Заметим также, что коэффициенты НП $\mathcal{K}^{\alpha}_{\lambda}$ и $\tilde{\mathcal{K}}^{\lambda}_{\alpha}$ зависят от времени t через $\vec{V}_N = \vec{V}_N(t)$, так что $\mathcal{K}^{\alpha}_{0,0} \neq 0$ и при движении СО в стационарном поле.

Согласно (20) и (20a), в ССО (x'_N) справедлив закон действия

---

*) Под независимостью сил инерции и тяготения от выбора СО подразумевается необращение этих сил в нуль в ни одной СО, если они не равны нулю в какой-нибудь СО.

$$\vec{F}'_{NG} + \vec{F}'_{NT} + \vec{F}'_{A} = 0 \tag{21}$$

Отсюда следует, что при отсутствии внешней силы $\vec{F}_A$ силы тяготения и инерции компенсируют друг друга $\vec{F}_{NG} + \vec{F}_{NT} = 0$.

В качестве конкретных примеров рассмотрим равноускоренную и свободно падающую в G-поле СО (СПСО) (x'_{NG}).

I) Силы инерции в равноускоренной СО (x'_N). По уравнениям равноускоренного (гиперболического) движения имеем

$$\frac{d}{dt}(\gamma v) = g, \quad v = \frac{c(gt+b)}{\sqrt{c^2+(gt+b)^2}}, \quad b = \dot{x}_0 \Big/ \sqrt{1-\left(\frac{\dot{x}_0}{c}\right)^2}.$$

Эта скорость по формуле (5) определяет коэффициенты НП a^α_λ и $\tilde{a}^\lambda_\alpha$ для перехода к равноускоренной ССО (x'_N) /I/, которые по формулам (I7a) и (20a) для силы инерции дают:

$$\left.\begin{aligned} \mathcal{F}^0_T = \mathcal{F}^0_A = -m\gamma\frac{v}{c}g, \quad \mathcal{F}^1_T = -\mathcal{F}^1_A = -m\gamma g, \\ \mathcal{F}^2_T = -\mathcal{F}^2_A = 0, \quad \mathcal{F}^3_T = -\mathcal{F}^3_A = 0; \end{aligned}\right\} \tag{22}$$

$$\left.\begin{aligned} \mathcal{F}^0_{NT} = -\mathcal{F}^0_{NA} = 0, \quad \mathcal{F}^1_{NT} = -\mathcal{F}^1_{NA} = mg, \\ \mathcal{F}^2_{NT} = -\mathcal{F}^2_{NA} = 0, \quad \mathcal{F}^3_{NT} = \mathcal{F}^3_{NA} = 0. \end{aligned}\right\} \tag{22'}$$

Согласно (22) и (22′) в равноускоренной ССО (x'_N) сила инерции не равна нулю, но соответственно (2I) сила инерции и внешняя сила компенсируют друг друга.

2) Силы тяготения и инерции в СО, свободнопадающей в центральном G-поле /3/. В случае радиального падения частицы уравнения движения частицы в СО (x) приводятся, согласно (I2), к виду

$$\gamma^{-1}\dot{\gamma} + g_{00,r}\,\dot{r}/g_{00} = 0, \tag{23}$$

где $\dot{\gamma} = d\gamma/dt$, $\dot{r} = dr/dt$, $g_{00,r} = \partial g_{00}/\partial r$.

Первый интеграл уравнения (23) имеет вид

$$g_{00}/\sqrt{g_{00}-\dot{r}^2/g_{00}c^2} = E/mc^2, \tag{23$'$}$$

где $E=const$ - полная энергия частицы в G-поле. Согласно (23$'$), для скорости СПСО (x'_{NG}) имеем

$$V_r = \sqrt{-g_{11}}\,\dot{r} = \dot{r}/\sqrt{g_{00}} = V_G, \quad V_\vartheta = 0, \quad V_\varphi = 0 \tag{24}$$

Коэффициенты НШ a^α_λ и $\tilde{a}^\lambda_\alpha$ для перехода $(x) \rightleftarrows (x'_{NG})$, согласно (4), (4$'$) и (24), в том случае, когда в (x) присутствует G- поле, а (x'_{NG}) представляет локально лоренцовую (галилееву) СО, имеют вид /3/

$$\left.\begin{array}{l}
a^0_0 = \gamma, \; a^0_1 = \gamma\dot{r}/g_{00}c, \quad a^0_2 = a^0_3 = 0, \\
a^1_0 = \gamma\dot{r}/c, \; a^1_1 = g_{00}\gamma, \; a^1_2 = a^1_3 = 0, \\
a^2_0 = a^2_1 = 0, \; a^2_2 = 1/r, \quad a^2_3 = 0, \\
a^3_0 = a^3_1 = a^3_2 = 0, \quad a^3_3 = 1/r\sin\vartheta;
\end{array}\right\} \tag{25}$$

$$\left.\begin{array}{l}
\tilde{a}^0_0 = g_{00}\gamma, \; \tilde{a}^0_1 = -\gamma\dot{r}/g_{00}c, \; \tilde{a}^0_2 = \tilde{a}^0_3 = 0, \\
\tilde{a}^1_0 = -\gamma\dot{r}/c, \; \tilde{a}^1_1 = \gamma, \; \tilde{a}^1_2 = \tilde{a}^1_3 = 0, \\
\tilde{a}^2_0 = \tilde{a}^2_1 = 0, \; \tilde{a}^2_2 = r, \quad \tilde{a}^2_3 = 0, \\
\tilde{a}^3_0 = \tilde{a}^3_1 = \tilde{a}^3_2 = 0, \quad \tilde{a}^3_3 = r\sin\vartheta.
\end{array}\right\} \tag{25$'$}$$

Эти коэффициенты описывают свободнопадающую в G-поле Шварцшильда СПСО (x'_{NG}). Они могут быть применены к решению многих задач ОТО, например, к расчету движения в СПСО (x'_{NG}) нейтральных и заряженных частиц и т.д.

Используя (25) и (25$'$) к вычислению в СПСО сил $\mathcal{F}'^{\alpha}_{NG}$ и $\mathcal{F}'^{\alpha}_{NJ}$ получим

$$\left.\begin{array}{c}
\mathcal{F}'_{NG} = 0, \; \mathcal{F}'^{1}_{NG} = -\dfrac{GmM}{r^2}\gamma^3\left(g_{00} - 3\dot{r}^2/g_{00}c^2\right), \\
\mathcal{F}'^{2}_{NG} = 0, \quad \mathcal{F}'^{3}_{NG} = 0 \\
\mathcal{F}'_{NJ} = 0, \quad \mathcal{F}'^{1}_{NJ} = -\mathcal{F}'^{1}_{NG}, \quad \mathcal{F}'^{2}_{NJ} = 0, \quad \mathcal{F}'^{3}_{NJ} = 0.
\end{array}\right\} \tag{26}$$

Согласно (26), G-сила и J-сила в СПСО (x'_{NG}) не совершают работу. Кроме того, G-сила в (x'_{NG}) не устраняется, а компенсируется J- силой. Это можно интерпретировать как причину "невесомости" в СПСО. Согласно формулам (26), причиной возникновения сил инерции в СПСО (x'_{NG}) и, вообще говоря, в любой ССО (x'_{N}), является ускорение частицы не относительно этих систем, а относительно ИСО, или, в частности, относительно Системы покоя Вселенной. Подобное поведение сил инерции в данном описании означает абсолютность ускоренного движения, что вполне аналогично поведению сил инерции в описании классической механики, в предположении, что силы инерции являются не фиктивными, а реальными физическими силами.

§ 4. Заключение

Вышеуказанная неголономная теория локальных СО сформулирована аналогично лоренцовой ИСО в СТО, а именно благодаря условиям лоренцовости НП (I) представляют собой обобщение ПЛ на зависимость от гравитационного потенциала и от ускоренного движения локальной СО.

Коэффициенты НП $\mathcal{K}^{\alpha}_{\lambda}$ и $\tilde{\mathcal{K}}^{\lambda}_{\alpha}$ (или a^{α}_{λ} и $\tilde{a}^{\lambda}_{\alpha}$) благодаря их зависимости от координат и скоростей описывают СО глобальным образом. Например, если физическая величина (A) есть вектор, определенный в СО (x_{α}), то его значением в СО (x_N) будет $A^{\lambda}_{N} = \tilde{a}^{\lambda}_{\alpha} A^{\alpha}$, которая не связана с какой-нибудь фиксированной и изолированной точкой.

Коэффициенты $a^{\alpha}_{\lambda}(g_{\mu\nu}, \vec{V}, \vec{\Omega})$ содержат большую по объему информацию о физических свойствах гравитационных и инерционных полей. Именно этим отличаются коэффициенты $a^{\alpha}_{\lambda}(g_{\mu\nu}, \vec{V}, \vec{\Omega})$ от тетрадных коэффициентов $h^{(\alpha)}_{\lambda}(x)$, которые не содержат даже связи между П-ВП разных СО (ибо в тетрадной теории $dx^{(\alpha)} = h^{(\alpha)}_{\lambda} dx^{\lambda}$ представляют преобразования градуировки в одной и той же СО /10/).

Многие авторы (Ландау, Лифшиц, Зельдович, Новиков, Тоннела, Шмутцер, Мёллер и др.) понятие СО при отсутствии G-поля определяют на основании преобразований СК, т.е. считают, что преобразования СК и СО одно и то же. В нашем определении понятия СК и СО принципиально отличаются друг от друга /I-3/. Это отличие математически выражается тем, что СО при ускоренном движении и при наличии G-поля могут быть определены только локально, на основе НП (I), с коэффициентами $\mathcal{K}^{\alpha}_{\lambda}$, подчиняющимися условиям лоренцовости. Таким образом, неголономный подход к описанию СО в ОТО необходим. Например, с помощью преобразований СК Мёллеру удалось ввести формулы преобразования только лишь для равноускоренных СО, а решить простую задачу - произвести расчет свободнопадающей СО ($x'_{нс}$) с помощью преобразований СК невозможно, тогда как решение этой задачи дают коэффициенты НП (25) и (25'), которые не могут быть получены помимо неголономных методов.

Поступило 20.XI.75

Кафедра общей
физики

ЛИТЕРАТУРА

I. В.С.Кирия, Труды ТГУ, т. 168, физика,кибернетика,1976.

2. В.С.Кирия, Обобщение преобразований Лоренца при наличии

гравитационного поля, Тезисы международной конференции ГР-II, СССР, Тбилиси, 1965.

3. В.С.Кирия, Неголономные методы в общей теории относительности (докторская диссертация), Тбилиси, 1975.
4. В.С.Кирия, Труды ТГУ, т.146 (А-4), 1972, стр.83.
5. Г.Вертхейм, Эффект Мёсбауера, "Мир", 1966,
6. К.Шервин, Эффект Мёсбауера, Сборник статей, ИЛ, 1962; G.W.Sherwin, Phys.Rev., 120, No 1, 17 (1960)
7. И.И.Гольденблат, Парадоксы времени в релятивистской механике, "Наука", 1972.
8. В.С.Кирия, Известия ВУЗ-ов, № 4, 1975, стр.72.
9. К.Мёллер, Теория относительности, Москва, 1975.
10. В.И.Родичев, Геометрические свойства систем отсчета, "Эйнштейновский сборник", Москва, 1971.

ვ.ქირია

არაინერციული ათვლის სისტემების კინემატიკა და დინამიკა სპეციალურ და ზოგად ფარდობითობის თეორიაში

რ ე ზ ი უ მ ე

ამ შრომაში გამოყენებულია [I] შრომაში მითითებული გარდაქმნის ფორმულები ლოკალური ათვლის სისტემებისათვის, რომლებიც მოძრაობენ გრავიტაციული ველის მიერ გამრუდებულ სივრცეში ნებისმიერი გადატანითი და ბრუნვითი სიჩქარეებით. ეს ფორმულები გამოყენებულია კინემატიკური და დინამიკური ეფექტების აღწერისათვის

ნებისმიერ არაინერციულ სისტემებში. განხილულია შემდეგი საკითხები: დროის შენელება, სიჩქარეების შეკრების კანონები, ჰიპერბოლური მოძრაობის ცნების განზოგადოება; ინერციის და მიზიდვის ძალების გარდაქმნის კანონები ნებისმიერ ათვლის სისტემებში და მიმყოლ სისტემებში. მაგალითების სახით განხილულია ინერციული ეფექტები თანაბრად აჩქარებულ სისტემაში და შვარცშილდის ველის ცენტრზე რადიალურად და თავისუფლად ვარდნილ ათვლის სისტემაში.

V.Kiria

KINEMATICS AND DYNAMICS OF NONINERTIAL SYSTEMS OF COUNTING IN THE SPECIAL AND GENERAL RELATIVITY THEORY

S u m m a r y

In the given paper transformation formulae of local systems of counting, moving with arbitrary, progressive and rotary velocities in the space distorted by gravitation field indicated in are used. These formulae are applied to the description of kinematic and dynamic effects in arbitrary noninertial systems. The following questions are investigated: time delay, laws of velocity compotion, generalization of the notion of hyperbolic motion, laws of transformation of inertial forces and gravitation in arbitrary noninertial systems and concomitant systems.

As an example ianertial effects in the uniformly accelerated system and the counting system, free-falling radially on the centre of Schwarzchild gravitation field are investigated.

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები 181, 1976

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета, 181, 1976

ПРИБЛИЖЕНИЕ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ В ЗАДАЧЕ О ЧАСТИЦЕ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ С КВАНТОВАННЫМ ПОЛЕМ

Ш.И.Вашакидзе, В.А.Матвеев

Более чем двадцать пять лет тому назад в работе Н.Н.Боголюбова, при рассмотрении задачи о взаимодействии нерелятивистской частицы со скалярным квантованным полем, был развит приближенный метод, не предполагающий малость взаимодействия частицы с полем /I/.

В основе этого метода лежит каноническое преобразование, позволяющее разделить степени свободы, соответствующие приближенно равномерному движению квазичастичного образования и "квантовой дрожи", обусловленной остаточным взаимодействием с флуктуациями поля. Преобразование Боголюбова позволило снять вырождение относительно преобразований группы трансляции, при выполнении всех соответствующих законов сохранения, и развить модифицированную теорию возмущений, опирающуюся лишь на предположении об адиабатичности связи, т.е. "инертности" поля.

В работах Е.П.Солодовниковой, А.Н.Тавхелидзе, О.А.Хрусталёва преобразование Боголюбова было использовано при построении теории сильной связи /2/.

Одним из результатов этих исследований применительно к модели нерелятивистской частицы в скалярном квантованном поле является указание на осцилляторный характер низколежащих энергетических уровней системы и когерентную природу соответствующих функций состояния. Эти результаты дают возможную теоретическую интерпретацию эвристической модели когерентных состояний, развитой в работах /3/ при описании взаимодействия адронов , рассматриваемых как сложные системы с внутренними степенями свободы.

Работы по развитию методов теории сильной связи ведутся в различных направлениях (см.,например, /4-7/).

В настоящей работе мы рассмотрим приближение сильной связи в задаче о тяжелой частице, взаимодействующей со скалярным квантованным полем. Особенность данной задачи в отличие от модели, рассматриваемой в работах /2/, состоит в следующем. Масса частицы велика и составляет величину порядка g^2 , где $g \gg 1$ - константа связи частицы с полем. Предполагается, что в основном состоянии масса частицы почти полностью "съедается" взаимодействием. Таким образом, модель характеризуется большим дефектом массы покоя. Эффективная инертная масса состояния, определяемая как значение производной от полного импульса системы по параметру средней скорости частицы, возрастает в присутствии взаимодействия.*) При этом средняя скорость квазичастицы и размеры области её локализации являются величинами порядка $\frac{1}{g}$. Подчеркнем, что уровни энергии низколежащих состояний и соответственно число уровней в заданном интервале энергий имеют в рассматриваемой

---

*) Подобное явление аналогично поведению массивного тела в жидкости: его вес уменьшается на величину, равную весу вытесняемой им жидкости, тогда как инертная масса тела возрастает благодаря эффекту "присоединенной" массы /8/.

нами модели конечный нетривиальный предел при $g \to \infty$.

2. Определим гамильтониан системы выражением вида ($c = \hbar = 1$)

$$H = \sqrt{M^2 - \nabla_r^2} + \frac{1}{2}\sum \omega_f (b_f^+ b_f + b_f b_f^+) + \tag{I}$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{2}}\, g \sum A_f e^{i\vec{f}\vec{r}} (b_f^+ + b_{-f}),$$

где

$$A_f = A_{-f} \qquad \omega_f = \omega_{-f} \qquad [b_f b_{f'}^+] = \delta_{ff'} \tag{2}$$

Считаем, что масса частицы M велика и составляет величину порядка $g^2 \gg 1$, тогда как $A_f \, \omega_f \sim 1$. Очевидно, при этом имеем

$$\sqrt{M^2 - \nabla_r^2} \cong M - \frac{1}{2M}\nabla_r^2 \qquad (M = g^2 m) \tag{3}$$

Переходя к комплексным координатам и импульсам поля

$$q = \frac{1}{g}\,\frac{b_f + b_{-f}^+}{\sqrt{2}} \qquad\qquad p_f = ig\,\frac{b_f^+ - b_{-f}}{\sqrt{2}}\,, \tag{4}$$

приведем выражение для гамильтониана системы к виду

$$H = g^2 m - \frac{1}{g^2}\frac{1}{2m}\nabla_r^2 + g^2 \sum A_f e^{i\vec{f}\vec{r}} q_f + \frac{1}{2}\sum \omega_f \left(g^2 q_f q_{-f} + \frac{1}{g^2} p_f p_{-f}\right) \tag{5}$$

Совершим преобразование Н.Н.Боголюбова к переменным $\vec{q}$, $\vec{\lambda}$ и Q_f:

$$q_f = e^{-i\vec{f}\vec{q}} \left(U_f + \frac{1}{g} Q_f\right) \qquad \vec{r} = \vec{q} + \frac{1}{g}\vec{\lambda} \tag{6}$$

Здесь U_f - некоторые c-числа, которые будут определены ниже, Q_f - новые координаты поля, а переменные $\vec{q}$ и $\vec{\lambda}$ определяют соответственно движение центра потенциальной ямы, обусловленной поляризацией поля вокруг частицы, и квантовое "дрожение" частицы, взаимодействующей с полем. Т.к. число независимых переменных возросло на три, следует наложить три дополнительных условия, которые выбираются следующим образом:

$$\sum \vec f\, v_f^* Q_f = 0 \tag{7}$$

где v_f - некоторые числа, удовлетворяющие условию вещественности:

$$v_f^* = v_{-f} \tag{8}$$

Без ограничения общности можно допустить, что величины v_f и u_f удовлетворяют соотношению ортогональности

$$\sum f_\alpha f_\beta v_f^* u_f = \delta_{\alpha\beta} . \tag{9}$$

Чтобы выразить H в новых координатах и соответствующих им импульсах, используем тождество, которое следует из (6) и (7):

$$\sum \vec f v_f^* (q_f e^{i\vec f\vec q} + u_f) = 0 \tag{I0}$$

Отсюда нетрудно видеть, что $\vec q$ зависит лишь от q_f. Таким образом, получаем

$$\vec\nabla_q = g\nabla_\lambda$$

$$i\frac{\partial}{\partial q_f} = e^{i\vec f\vec q}\left\{gP_f' + i v_f^* \vec h_f\left(\vec p + ig\vec\nabla_\lambda + i\sum_{f'} \vec f' P_{f'}' Q_{f'}\right)\right., \tag{II}$$

где

$$\vec P = -i\nabla_q$$

$$P_f' = P_f - v_f^* \sum_{f'} (\vec f\vec f') u_{f'} P_{f'} \qquad P_f = -i\frac{\partial}{\partial Q_f} , \tag{I2}$$

а h_f удовлетворяет уравнению

$$\vec h_f = \vec f - \frac{1}{g}(\hat z \vec h_f) ,$$

где

$$\hat z \equiv z_{\alpha\beta} = \sum f_\alpha f_\beta v_f^* Q_f . \tag{I3}$$

Разлагая (I3) в ряд по степеням малого параметра $\frac{1}{g}$, имеем

$$\vec h_f = \vec f - \frac{1}{g}\sum \vec f'(\vec f'\vec f) v_{f'}^* Q_{f'} . \tag{I4}$$

Нетрудно заметить, что в силу трансляционной инвариантности переменная $\vec{q}$ не входит в выражение для гамильтониана, т.е. является циклической переменной. Это дает возможность искать решение в виде

$$\Psi = e^{ig\vec{J}\vec{q}} F(\vec{\lambda}, \ldots, Q_{\vec{f}} \ldots) , \tag{15}$$

где $g\vec{J} = \vec{P}$ – значение полного импульса системы. Далее удобно совершить каноническое преобразование

$$F = e^{i \Sigma S_f Q_f} \Phi , \tag{16}$$

где числа могут быть выбраны таким образом, что

$$\Sigma S_{\vec{f}} U_{\vec{f}} \vec{f} = 0 \qquad S_{\vec{f}} = S^*_{-\vec{f}} \tag{17}$$

Нетрудно видеть, что каноническое преобразование (16) эквивалентно C-числовому сдвигу импульсов поля:

$$P'_{\vec{f}} \rightarrow P'_{\vec{f}} + S_f \tag{18}$$

Разлагая $P_f = -i\frac{\partial}{\partial q_f}$ в ряд по степеням g и оставляя только члены высшего порядка, получаем

$$-i\frac{\partial}{\partial q_f} = -e^{i\vec{f}\vec{q}} \left[g(P'_f + \alpha_f - U^*_f (\vec{f}\vec{\nabla}_\lambda) \right] + \ldots . \tag{19}$$

где

$$\alpha_f = S_f + iU^*_f (\vec{f}\vec{J}) .$$

При этом, как видно из (17), выполняется соотношение

$$\Sigma \vec{f} \alpha_f U_f = i\vec{J} . \tag{20}$$

Проделанные выше преобразования теперь дают возможность разложить H по степеням g :

$$H_2 = m + \Sigma A_f U_f + \frac{1}{2} \Sigma w_f |U_f|^2 \tag{21}$$

$$H_1 = i\Sigma A_{\vec{f}} U_{\vec{f}} (\vec{f}\vec{\lambda}) + \Sigma Q_{\vec{f}} (A_{\vec{f}} + w_{\vec{f}} U^*_{\vec{f}}) \tag{22}$$

$$H_0=-\frac{1}{2}\vec{\nabla}_\lambda^2-\frac{1}{2}\sum \mathcal{A}_f U_f(\vec{f}\vec{\lambda})^2+\sum \mathcal{A}_f Q_f(\vec{f}\vec{\lambda})+$$
$$+\frac{1}{2}\sum \omega_f Q_f Q_{-f}+\frac{1}{2}\sum \omega_f\left[P_f'+\alpha_f-U_f^*(\vec{f}\vec{\nabla}_\lambda)\right]\left[P_{-f}'+\alpha_f^*+U_f(\vec{f}\vec{\nabla}_\lambda)\right]. \qquad (23)$$

3. Рассмотрим теперь изолированный уровень, соответствующий решению уравнения

$$(H-E)\Psi=0\ , \qquad (24)$$

где

$$E=E_0+O\left(\frac{1}{g}\right), \qquad (25)$$

т.е.

$$H_2=H_1=0\ .$$

Отсюда следует, что

$$\mathcal{A}_f+\omega_f U_f^*=0\ , \qquad (26)$$
$$m-\frac{1}{2}\sum\frac{1}{\omega_f}|\mathcal{A}_f|^2=0\ .$$

Таким образом, задача описывается гамильтонианом H_0 , который представим в виде:

$$H_0=-\frac{1}{2m}\vec{\nabla}_\lambda^2+\frac{1}{2}\sum \omega_f\left\{\tilde{Q}_f\tilde{Q}_{-f}+\tilde{P}_f\tilde{P}_{-f}\right\}, \qquad (27)$$

где

$$\tilde{Q}_f=Q_f+iU_f(\vec{f}\vec{\lambda}),$$
$$\tilde{P}_f=P_f'+\alpha_f-U_f^*(\vec{f}\vec{\nabla}_\lambda) \qquad (28)$$

Переменные $\tilde{P}_f$, $\tilde{Q}_f$, в силу (I2) и (9), удовлетворяют коммутационным соотношениям

$$[\tilde{P}_f,\tilde{Q}_{f'}]=-i\delta_{ff'}\ , \qquad (29)$$

$$[-i\vec{\nabla}_\lambda,\tilde{Q}_f]=U_f\vec{f}.$$

Исходя из (29), (20), (7) и (9), легко получить соотношения

$$\sum \vec{f} v_f^* \tilde{Q}_f = i\vec{\lambda} \,,$$
$$\sum \vec{f} u_f \tilde{P}_f = i\vec{J} - \vec{\nabla}_\lambda \,. \qquad (30)$$

Эти соотношения дают возможность исключить из расомотрения $\vec{\lambda}$, выбирая в качестве независимых величин переменные Q_f.

Используя (29), получаем:

$$-i\vec{\nabla}_\lambda = -i\sum \frac{\partial \tilde{Q}_f}{\partial \vec{\lambda}} \frac{\partial}{\partial \tilde{Q}_f} = \sum \vec{f} u_f \frac{\partial}{\partial \tilde{Q}_f} \,, \qquad (31)$$

откуда следует:

$$\tilde{P}_f = -i\frac{\partial}{\partial \tilde{Q}_f} + \alpha_f \,. \qquad (32)$$

Произведем теперь еще одно каноническое преобразование

$$\Phi = e^{im(\vec{c}\vec{\lambda})} \varphi \equiv e^{m\sum(\vec{f}\vec{c}) v_f^* \tilde{Q}_f} \varphi \,, \qquad (33)$$

которое приводит к замене

$$\tilde{P}_f \to \tilde{P}_f - im(\vec{f}\vec{c}) v_f^* = -i\frac{\partial}{\partial \tilde{Q}_f} + \alpha'_f \,, \qquad (34)$$

где

$$\alpha'_f = S_f + i v_f^* (\vec{f}[\vec{J} - m\vec{c}]) \,, \qquad (35)$$

при этом, как нетрудно установить из (9) и (I7),

$$\sum \vec{f} \alpha'_f u_f = i(\vec{J} - m\vec{c}) \,. \qquad (36)$$

Принимая во внимание каноническое преобразование и учитывая (9), представим (3I) в виде

$$-i\vec{\nabla}_\lambda = m\vec{c} + \sum \vec{f} u_f \frac{\partial}{\partial \tilde{Q}_f} \,. \qquad (37)$$

В новом представлении гамильтониан H_0 принимает вид

$$H_0 = W_0 + \mathcal{D} + N \qquad (38)$$

где

$$W_0 = \frac{m\vec{c}^2}{2} + \frac{1}{2}\sum \omega_f |\alpha'_f|^2$$

$$\mathcal{D}=\frac{1}{2m}\left(\sum \vec{f} U_f \frac{\partial}{\partial \bar{a}_f}\right)^2+\frac{1}{2}\sum\left\{\tilde{Q}_f \tilde{Q}_f-\frac{\partial}{\partial a_f}\frac{\partial}{\partial \bar{a}_f}\right\}\omega_f$$

$$\mathcal{N}=\sum\left\{U_f(\vec{f}\vec{c})-i\omega_f\alpha_f'^*\right\}\frac{\partial}{\partial \bar{a}_f} \tag{39}$$

Требуя обращения величины $\mathcal{N}$ в нуль, найдем:

$$\alpha_f'=i\frac{U_f^*}{\omega_f}(\vec{f}\vec{c}), \tag{40}$$

что однозначно определяет c- числа S_f через величины ω, $\mathcal{A}_f$ и $\vec{c}$. При этом вектор $\vec{c}$ может быть найден из соотношения (36). Тем самым мы определили все параметры использованных выше канонических преобразований.

Смысл вектора $\vec{c}$ может быть установлен следующим образом. Подставляя (40) в (36), находим

$$\frac{\vec{P}}{g}\equiv\vec{J}=m\vec{c}+\sum\frac{1}{\omega_f}|U_f|^2\vec{f}(\vec{f}\vec{c}). \tag{41}$$

W_0 можно представить в виде

$$W_0=\frac{1}{2}m\vec{c}^2+\frac{1}{2}\sum\frac{1}{\omega_f}|U_f|^2(\vec{f}\vec{c})^2=\int \vec{J}(\vec{c})d\vec{c}, \tag{42}$$

откуда видна простая зависимость энергии системы от полного импульса $\vec{J}$. Найдем теперь среднее значение скорости частицы:

$$\vec{v}=\langle\dot{\vec{r}}\rangle=\frac{\partial E_0}{\partial \vec{P}} \tag{43}$$

Так как оператор $\mathcal{D}$ от $\vec{c}$ не зависит, получаем

$$\vec{v}=\frac{1}{g}\frac{\partial W_0}{\partial \vec{J}}=\frac{\vec{c}}{g}, \tag{44}$$

т.е. $\vec{c}$ с точностью до масштабного фактора $\frac{1}{g}$ определяет скорость частицы. W_0 можно теперь представить как кинетическую энергию частицы

$$W_0 = \frac{1}{2}\mu_{эфф}\vec{v}^2 \tag{45}$$

с эффективной массой

$$\mu_{эфф} = g^2 m + \frac{g^2}{3}\sum \frac{f^2}{\omega_f}|U_f|^2 . \tag{46}$$

Исследуем теперь спектр оператора $\mathcal{D}$:

$$\mathcal{D} = \frac{1}{2m}\left|\sum \vec{f} U_f P_f\right|^2 + \frac{1}{2}\sum \omega_f \left(|Q_f|^2 + |P_f|^2\right), \tag{47}$$

где для упрощения записи убраны " $\sim$ " над операторами

$$P_f = -i\frac{\partial}{\partial Q_f} \qquad P_f^+ = P_{-f} \qquad Q_f^+ = Q_f \tag{48}$$

Выпишем уравнения движения, прокоммутировав $\mathcal{D}$ с Q_f и P_f. Получаем:

$$\dot{Q}_f = \omega_f P_f + \frac{1}{m}\vec{f} U_f \sum \vec{f}' U_{f'} P_{-f'}$$

$$\dot{P}_f = -\omega_f Q_{-f} \tag{49}$$

Ищем решение в виде разложения Q_f и P_f по нормальным координатам

$$Q_f = \frac{1}{\sqrt{2}}\sum_n \left\{ \xi_f^n a_n + \overset{*}{\xi}{}_{-f}^n a_n^+ \right\},$$

$$P_f = \frac{i}{\sqrt{2}}\sum_n \left\{ \overset{*}{\eta}{}_f^n a_n^+ + \eta_{-f}^n a_n \right\}. \tag{50}$$

Здесь a_n и a_n^+ удовлетворяют перестановочным соотношениям

$$[a_n a_{n'}^+] = \delta_{nn'} \tag{51}$$

и уравнениям движения

$$\dot{a}_n = i\Omega_n a_n , \quad \dot{a}_n^+ = i\Omega_n a_n , \tag{52}$$

где Ω_n - нормальные частоты коллективных колебаний в системе частицы и поля. Параметры разложения ξ^n_f и η^n_f находятся из уравнений (49) и (52)

$$\frac{1}{2}\sum(\xi^n_f \eta^{*n}_{f'} + \xi^n_{-f}\eta^n_{-f'}) = \delta_{ff'},$$

$$\frac{1}{m}\sum_{f'} U_f(\vec{f}\vec{f'})U_f U^*_{f'}\eta^n_{f'} + \omega_f \eta^n_f = \xi^n_f \Omega_n, \tag{53}$$

$$\omega_f \eta^{*n}_{-f} + \frac{1}{m}\vec{f} U_f \sum \vec{f'} U^*_{f'} \eta^*_{-f'} = \xi^n_{-f}\Omega_n,$$

$$\Omega_n \eta^n_{-f} = \omega_f \xi^n_{-f}.$$

В результате оператор $\mathcal{D}$ принимает диагональный вид:

$$\mathcal{D} = \sum \Omega_n a^+_n a_n + c, \tag{54}$$

где

$$c = \frac{1}{4}\sum_{nf}\omega_f\{|\eta^n_f|^2 + |\xi^n_f|^2\} + \frac{1}{4m}\sum_n\Big|\sum_f \vec{f} U_f \eta^n_{-f}\Big|^2.$$

Для определения нормальных частот находим уравнения

$$(\Omega^2_n - \omega^2_f)\xi^n_f = \frac{1}{m}U_f\sum(\vec{f}\vec{f'})U^*_{f'}\omega_{f'}\xi^n_{f'}. \tag{55}$$

Введем обозначение

$$\vec{\xi}^n = \sum \vec{f}\omega_f U^*_f \xi^n_f,$$

после чего уравнение (55) принимает вид

$$\vec{\xi}^n = \frac{1}{m}\sum \omega_f |U_f|^2 \vec{f}(\vec{f}\vec{\xi}_n)\frac{1}{\Omega^2_n - \omega^2_f} \tag{56}$$

Отсюда нетрудно найти дисперсионное правило сумм, определяющее частоты нормальных колебаний

$$f = \frac{1}{3m} \sum_f w_f\, f^2 \frac{|U_f|^2}{\Omega_n^2 - w_f^2} \tag{57}$$

или

$$\frac{1}{3m} \sum \frac{f^2}{w_f} \frac{|A_f|^2}{\Omega_n^2 - w_f^2} = 1 \tag{58}$$

Рассмотрим для иллюстрации пример, в котором

$$A_f = \frac{1}{\sqrt{V}} \frac{const}{|f|} \qquad w_f = w_0 \ , \tag{59}$$

т.е. модель полярона.

Используя формулы (59) и (58), нетрудно показать, что в этом случае частота коллективных колебаний в системе определяется выражением

$$\Omega = \sqrt{w_0^2 + \frac{2}{3} f_{max.}^2} \ ,$$

где f_{max} – импульс обрезания.

Поступило 24.I.76

Кафедра ядерной физики высоких энергий

ЛИТЕРАТУРА

I. Н.Н.Боголюбов, УМЖ, 2, 3, I950; Избранные труды, "Наукова думка", т.2, I970.

2. Е.П.Солодовникова, А.Н.Тавхелидзе, О.А.Хрусталев, ТМФ, I0, I62, (I972); Е.П.Солодовников, А.Н.Тавхелидзе, О.А.Хрусталев, ТМФ, II, 3I7, I972; I2; I64, I972.

3. V.A.Matveev, A.N.Tavkhelidze. JINR, E2-5242, 1970. Report at the XV International Conference on High Energy Physics, Kiev, 1970.

П.Н.Боголюбов, ОИЯИ, Р2-5684, Дубна (1971).

4. Е.П.Солодовникова, А.Н.Тавхелидзе. ТМФ, 21, 13 (1974); ОИЯИ Р2-7659, Дубна (1974).

5. А.А.Архипов, Н.Е.Тюрин, ТМФ, 17, 57 (1973); С.В.Семенов, О.Д.Тимофеевская, Н.Е.Тюрин, ТМФ, 21, 207 (1974); Н.Е.Тюрин, А.В.Шургая, Препринт ИФВЭ 72-15, Серпухов (1972); Н.Е.Тюрин, А.В.Шургая, Препринт ИФВЭ 72-32, Серпухов (1972); О.Д.Тимофеевская, Н.Е.Тюрин, А.В.Шургая, Препринт ИФВЭ 72-62 (1972).

6. Л.Г.Заставенко, ОИЯИ Р2-6910, Дубна, 1973.

7. С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, М.А.Смондырев, ОИЯИ, Р2-6937, Дубна, 1973.

8. Г.Биркгоф, Гидродинамика, "Иностранная литература", 1963, стр. 196.

შ. ვაშაკიძე, ვ. მატვეევი

ძლიერი ბმის მიახლოება დაკვანტულ ველთან ურთიერთქმედ ნაწილაკის ამოცანაში

რ ე ზ ი უ მ ე

განიხილება ძლიერი ბმის მიახლოება ნ.ნ. ბოგოლუბოვის მოდელში. ნ.ნ. ბოგოლუბოვის გარდაქმნის გამოყენებით ნაპოვნია სისტემის ნორმალური რხევის სიხშირეები. მაგალითისთვის აღებულია პოლარონის ამოცანა.

SH. Vashakidze, V.Matveev

APPROXIMATION OF A STRONG BOND IN THE PROBLEM OF THE PARTICLE INTERACTING WITH QUANTIZED FIELD

Summary

Approximation of a strong bond in the N.N.Bogolubov model is considered. With the help of the Bogolubov transformation frequencies of normal oscillations of the system are calculated. The polaron model is taken as an example.

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები 181, 1976

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета, I8I, 1976

РЕНТГЕНО-ДИФРАКТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАЗОРИЕНТИРОВКИ ЗЁРЕН ТВЁРДЫХ РАСТВОРОВ GaAs-InAs

Г.Г.Гегиадзе, А.А.Мирцхулава, Л.Г.Сакварелидзе,
Р.В.Шаламберидзе

Ранее нами сообщалось о получении моно- и поликристаллов твердых растворов GaAs-InAs в широком интервале составов /I-2/, в настоящей же работе исследуется совершенство полученных монокристаллов.

Для измерения параметра кристаллической решетки твердых растворов требовался вырез атомной плоскости, соответствующей большим 2θ (7II), (55I), что автоматически приводило к определению плоскости роста слитка. Было доказано, что рост монокристалла не проходит строго по определенному кристаллографическому направлению, но часто ближайшим с направлением роста кристалла оказывается направление $\{110\}$.

Рентгеновскому исследованию подвергались и слитки заведомо худшего качества. Так, например, в нескольких случаях среди больших блоков монокристалла после выявляющего травления были видны маленькие светящиеся вкрапления. Исследование показало, что эти вкрапления по направлению роста совпадают с направлением роста матрицы $\{110\}$, но по другим направлениям, например, $\{111\}$ они отличаются приблизительно на 180°. Здесь налицо процесс двойникования, где $\{110\}$ одновременно является и плоскостью двойникования, и плоскостью роста.

Изучались также слитки хорошего качества в области ухудшения роста монокристалла, например, в области, где образец можно назвать крупнозернистым поликристаллом. После того, как мы убеждались в совершенстве зерен, ставили перед собой задачу определения преимущественной ориентировки (если таковая имелась) среди зёрен. Для этого использовали методику, разработанную в работе /3/. Здесь также использовался дифрактометрический метод измерения, отличающийся от фотометода более высокой точностью и быстротой выполнения процедуры /3,4,5,6/.

На приставке ГП-4 (к ДРОНу-I или УРСу-50 ИМ) крепится образец, отражающая грань которого параллельна плоскости кристаллодержателя приставки. Используя " φ - вращение" образца (вращение отражающей грани в своей плоскости) и " ω - вращение" от гониометра дифрактометра (ГУР-5, ГУР-4), добиваются максимального показания стрелочного прибора. Ограничивающим такой поиск отражения условием является $\alpha > \vartheta$, где α - угол разориентировки отражающей грани образца от нужной его кристаллографической плоскости, а ϑ - угол Вульфа-Брегга. Используя кратные (h, k, l) отражения более высоких порядков (nh, nk, nl), можно существенно повысить диапазон возможных α , т.е. при данном α подобрать ϑ_n, когда $\alpha < \vartheta_n$; ϑ_n - угол Вульфа-Брегга для отражения (nh, nk, nl).

Ориентацию монокристалла будут определять значения α и φ при данном ϑ (т.е. hkl)

φ - показание лимба приставки ГП-4 после прекращения " φ - вращения", " ω - вращения", уточнения углов φ и $\omega(\nu)$. Если за ось Oy принять ось " φ - вращения", за ось Oz - ось вращения гониометра дифрактометра (вертикальная ось), выбрать также перпендикулярную им ось Ox , то значения α_{oi}, φ_{oi}

будут характеризовать положение вектора обратной решетки H_{hkl} в экваториальной плоскости (рис.I.); φ_{oi} в данном случае является "нулевым" отсчетом, пригодным только для сравнения положения H_{hkl} с $H_{h_1k_1l_1}$ (другого вектора обратной решетки). Ясно, что, переходя на другое отражение ($h_1k_1l_1$), мы можем найти угол между векторами $\vec{H}_{hkl}$ и $\vec{H}_{h_1k_1l_1}$ ($\varkappa_{12}$) по формуле:

$$\cos\varkappa_{12} = \cos\alpha_{01}\cdot\cos\alpha_{02} + \sin\alpha_{01}\cdot\sin\alpha_{02}\cdot\cos\varphi_{12} \quad (\mathrm{I})$$

где $\varphi_{12} = |\varphi_{02} - \varphi_{01}|$, $\alpha_{01}, \varphi_{01}$ соответствуют вектору H_{hkl}, а $\alpha_{02}, \varphi_{02}$ – вектору $H_{h_1k_1l_1}$.

Задача фактически остается неизменной, если первичный рентгеновский пучок охватывает два зерна и мы находим α_{01}, φ_{01} для одного зерна, а α_{02}, φ_{02} – для другого зерна при одном и том же 2ϑ (положение счетчика излучения, т.е. однородных двух векторов H_{hkl}). В данном случае найденный угол $\varkappa_{12}$ соответствует разориентировке зёрен (рис.2.).

Вышеприведенные рассуждения легко обобщить (для нескольких зерен, для крупнозернистого поликристалла), когда первичный пучок рентгеновских лучей охватывает несколько зерен. Значения α_{oi} и φ_{oi} дают возможность определять все возможные $\varkappa_{ij}$ между однотипными векторами H_{hkl}^{ij}. Следует заранее взять 2ϑ такое, чтобы условие $\alpha > \vartheta_n$ не вызывало потери большого количества зёрен, подлежащих сравнению друг с другом.

Для данных твердых растворов мы провели такое исследование, результаты которого приведены в таблице и на рис.2. В таблице приведены все значения углов между векторами типа $\vec{H}_{422}$. Из справочника /7/ выписываем возможные углы между направлениями

ТАБЛИЦА

№	2θ	φ_{0i}	α_{0i}	$\varkappa_{ij}$ / φ_{ij}	$\varkappa_{12}$ 26°45′	$\varkappa_{13}$ 26°43′	$\varkappa_{14}$ 44°81′	$\varkappa_{15}$ 28°04′	$\varkappa_{16}$ 22°54′	$\varkappa_{17}$ 35°32′
	83,574	285	34°25′	φ_{12} 128°		$\varkappa_{23}$ 19°	$\varkappa_{24}$ 32°25′	$\varkappa_{25}$ 05°46′	$\varkappa_{27}$ 11°33′	$\varkappa_{27}$ 09°02′
	82,989	10	23°31′	φ_{13} 142°	φ_{23} 14°		$\varkappa_{34}$ 35°13′	$\varkappa_{35}$ 25°08′	$\varkappa_{36}$ 11°45′	$\varkappa_{37}$ 05°12′
	83,388	322	04°38′	φ_{14} 269°	φ_{24} 141°	φ_{34} 127°		$\varkappa_{45}$ 21°57′	$\varkappa_{46}$ 35°29′	$\varkappa_{47}$ 34°44′
	83,438	144	37°46′	φ_{15} 306°	φ_{25} 178°	φ_{35} 164°	φ_{45} 370°		$\varkappa_{56}$ 17°32′	$\varkappa_{57}$ 33°32′
	83,420	347	29°23′	φ_{16} 331°	φ_{26} 203°	φ_{36} 189°	φ_{46} 620°	φ_{56} 25°		$\varkappa_{67}$ 04°54′
	83,259	350	14°12′	φ_{17} 334°	φ_{27} 206°	φ_{37} 192°	φ_{47} 65°	φ_{57} 28°	φ_{67} 03°	

типа $\{211\}$ (в пределах решётки одного зерна). Эти углы равны: 33,56°; 48,19°; 70,53°; 80,41°. Точность расчетов $\varkappa_{ij}$ составляет ~ 0,5°. Поэтому, надо думать, что все рассчитанные $\varkappa_{ij}$ (из таблицы) принадлежат зёрнам (блокам) крупнозернистого образца. (Некоторые сомнения может вызвать только $\varkappa_{24}$ =32°25, который меньше 33°56 на 1° с лишним). Следовательно, в образце находились не менее 6 зёрен и основная ориентировка векторов H_{422} оказалась в октанте $x, y, -z$. Это неудивительно, так как в области ухудшения роста монокристалла могла сохраниться преимущественная ориентация зёрен в некотором диапазоне её разброса.

Таким образом, дифрактометрическое исследование поперечных срезов слитка в области ухудшения роста монокристалла дает возможность быстрой оценки отклонения направления роста других кристаллов от направления роста основного кристалла и преимущественной ориентации зёрен.

Поступило 20.XII.75

Проблемная лаборатория
физики полупроводников

ЛИТЕРАТУРА

1. Т.В.Джахуташвили, А.А.Мирцхулава, Л.Г.Сакварелидзе, А.Л. Школьник, М.С.Матинова, ФТП, 5, 2, 222, 1971.

2. А.И.Бердзенишвили, И.П.Даиси, М.С.Матинова, А.А.Мирцхулава, З.В.Лобжанидзе, Л.Г.Сакварелидзе, Р.А.Чармакадзе, А.Л.Школьник, Сообщения АН ГССР, 60, 2, 1970.

3. Г.Г.Гегиадзе, В.Н.Керашвили, Е.В.Фоменко, А.Л.Хуцаидзе, Научные труды Груз.политехнич.института, 8 (164), 104, 1973.

4. J.W.Teffery, Acta Cryst. 2, 15, 1949

5. А.Гинье, Рентгенография кристаллов, ФМ, Москва, 283, 1961.

6. Л.И.Доценко, Украинский физич. журнал, 7, 67, 1962.

7. Л.И.Миркин, Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов. Изд.физ.-мат. литер.,Москва, 1961.

ვ. გეგიაძე, ა. მირცხულავა, ლ.საყვარელიძე, რ.შალამბერიძე

GaAs-InAs-ის მყარი ხსნარების კრისტალური მარცვლების ორიენტაციის რენტგენო-დიფრაქტომეტრული გამოკვლევა

რ ე ზ ი უ მ ე

რენტგენო-დიფრაქციული მეთოდით დადგენილია მიმმართველის გარეშე მიმართული კრისტალიზაციის მეთოდით გაზრდილი GaAs-InAs-ის მყარი ხსნარების მონოკრისტალების ზრდის უპირატესი ორიენტაცია.

შესწავლილი იქნა მონოკრისტალიდან პოლიკრისტალში გადასვლის უბანში კრისტალური მარცვლების ძირითადი ორიენტაციიდან გადახრა.

ნაჩვენებია, რომ დიფრაქტომეტრიული გამოკვლევა საშუალებას იძლევა სწრაფად შეფასდეს პოლიკრისტალური მარცვლების უპირატესი ორიენტაცია და არაძირითადი კრისტალების მიმართულების გადახრა კრისტალის ზრდის ძირითადი მიმართულებიდან.

G.Gegiadze, A.Mirtskhulava, L.Sakvarelidze,
R.Shalamberidze

ROENTGENO-DIFFRACTOMETRIC STUDIES OF GRAIN DISORIENTATION IN GaAs-InAs SOLID SOLUTIONS

Summary

The preferential growth orientation of GaAs-InAs solid solution grown by directed crystallization without seeding has been established by the roentgeno-diffractometric method.

The grain disorientation was studied in the region of crystal deterioration, i.e. where a single crystal becomes a coarsegrained polycrystal.

It is shown that diffractometric studies enable quick estimation of the deviation of the growth direction of other crystals from that of the host crystal as well as the preferential grain orientation.

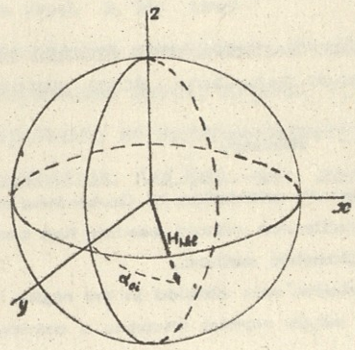

Рис. I

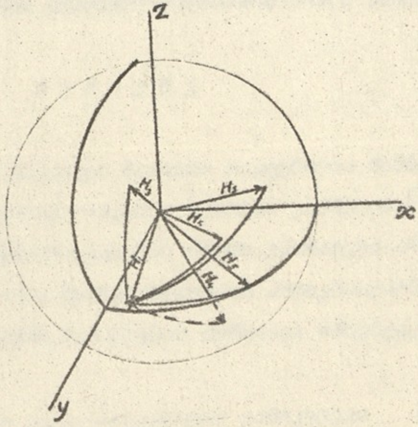

Рис. 2

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო უნივერსიტეტის შრომები 181, 1976

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени государственного университета, I8I , 1976

ОБ УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИНДУЦИРОВАННЫХ ФОТОНОВ

М.И.Джибладзе, Л.Э.Лазарев, Т.Я.Челидзе, З.Г.Эсиашвили

Отсутствие экспериментов по угловому распределению индуцированных фотонов затрудняет изучение элементарного акта взаимодействия интенсивного потока фотонов с возбужденным атомом. Интерес к изучению элементарного акта взаимодействия между фотоном и возбужденным атомом возрастает, если учесть важность данной проблемы для дальнейшего исследования процессов, происходящих при генерации и усилении лазерного излучения, а также для дальнейшего исследования фотон-фотонного взаимодействия через вещество.

В настоящей работе приведены результаты исследования усиления дифракционной картины от щели оптическим квантовым усилителем на рубине /I/. Источником излучения являлся рубиновый оптический квантовый генератор с плоскопараллельными зеркалами с селекцией типов колебаний, а в качестве оптического квантового усилителя был выбран параллелепипед из высококачественного кристалла рубина, накачиваемого импульсной ксеноновой лампой.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. I. Рубиновый стержень (I) длиною I0 см и диаметром 0,8 см помещался в эллиптический двухламповый отражатель и накачивался двумя импульсными газоразрядными лампами ИФП-2000. Для осуществления селекции мод по угловым индексам между зеркалами (2) оптического резонатора находилась диафрагма d = I мм (3). Длина оптического резонатора составляла 60-70 см. Выходное излучение, после коллимирующей оптической системы (4), освещало вертикальную щель шириной 0,45 мм (5). Полученная картина Фраунгофера разделялась на две части: верхняя часть усиливалась оптическим квантовым усилителем (6), а нижняя часть проходила мимо усилителя. Активным элементом ОКУ являлся рубиновый параллелепипед размером 30 х I0 х 4 мм. Нижняя часть кристалла закрывалась серебряной фольгой, а сверху специальной оптической системой накачивалась параллельным потоком светового импульса от ксеноновой лампы. Усиленные и неусиленные картины Фраунгофера фиксировались на фотопленке (7) (рис.2). Смещение максимумов усиленной и неусиленной дифракционных картин вызвано двулучепреломлением рубина.

Измерения ширины линии дифракционных максимумов усиленной и неусиленной картины показали, что усиление интенсивности излучения с помощью ОКУ приводит к некоторому увеличению угловых размеров отдельных дифракционных максимумов. Были проведены контрольные эксперименты при невозбужденном кристалле усилителя; установлено, что невозбужденный ОКУ не приводит к уширению дифракционных максимумов. Отметим, что измерялись ширины линий только тех дифракционных максимумов, которые находились в линейном участке почернения фотоэмульсии.

Известно, что интенсивность дифракционных максимумов Фраунгофера уменьшается при удалении от центрального максимума. Следовательно, измеряя уширения отдельных максимумов, можно получить зависимость уширения от интенсивности падающего на усилитель света. Интенсивности падающих на усилитель дифракционных максимумов изменялись также диэлектрическими зеркалами.

На рис. 3 приведена полученная нами экспериментальная зависимость углового уширения дифракционных максимумов, проходящих через оптический квантовый усилитель, от мощности падающего на усилитель оптического излучения. Как видно из рисунка, уширение максимумов дифракционной картины, вызванное усилением, экспоненциально уменьшается с ростом интенсивности падающего на усилитель светового потока: увеличение плотности светового потока в пределах $10^{-3} + 10^{-2}$ вт-см^2 приводит к уменьшению уширения в три раза: от $1,2.10^{-4}$ рад. до 4.10^{-5} рад. Следует отметить, что в результате измерения интенсивности усиленного и неусиленного сигналов коэффициент усиления ОКУ оказался порядка $K=0,05$ см$^{-1}$. Необходимо отметить также относительно большую погрешность измеренных величин уширения, что привело к необходимости проведения большого числа измерений.

Существенно, что угловое уширение максимумов наблюдается при малых плотностях излучения и быстро падает с ростом плотности потока, входящего в ОКУ. Необходимо отметить, что вопрос об усилении оптического изображения был рассмотрен в работах /2,3/, причем в работе /2/ оптическое изображение усиливалось с помощью регенеративного оптического квантового усилителя, а в работе /3/ - с помощью ОКУ бегущей волны. В указанных работах наблюдалось сильное искажение изображения из-за оптической неоднородности кристалла усилителя.

Необходимо отметить, что уширение дифракционных максимумов не может быть вызвано оптической неоднородностью кристалла усилителя: наличие таких неоднородностей не может объяснить экспериментальной зависимости уширения от падающего потока (рис.3), они, по-видимому, приводят к сравнительно большим относительным ошибкам измерений. Уширение максимумов также не может быть обусловлено спонтанными фотонами усилителя, так как последние могут дать на фотопленке только равномерный фон.

Следует отметить, что к уширению дифракционных максимумов может привести нелинейность оптического квантового усилителя (ОКУ): ОКУ сильнее усиливает более слабые световые потоки. Но в этом случае более существенные уширения, вызванные нелинейностью ОКУ, должны наблюдаться при больших световых потоках. Таким образом, уширение максимумов должно увеличиваться с ростом интенсивности входящего светового потока. Это противоречит нашим экспериментальным данным (см.рис.3). Следовательно, надо полагать, что в нашем случае уширение максимумов не вызвано нелинейностью оптического квантового усилителя.

Наблюдаемый экспериментальный результат можно объяснить, если предположить, что уширение дифракционных максимумов связано с тем, что при взаимодействии потока фотонов с возбужденными атомами имеет место вероятностное угловое распределение по направлениям распространения индуцированных фотонов /I/. Можно полагать, что чем меньше плотность фотонов, падающих на возбужденный атом, тем больше должна быть разность между направлениями индуцированных и индуцируемых фотонов. Следует отметить, что для точного построения вероятностного углового распределения индуцированных фотонов по направлениям необходимо, чтобы число индуцированных фотонов превышало число входящих в оптический усилитель фотонов. Оценка величины поперечного сечения индуцированного излучения (10^{-18} см^2) дает возможность заключить, что в наших экспериментах на каждый возбужденный атом падало не более одного фотона.

Таким образом, впервые экспериментально было показано, что при элементарном акте взаимодействия фотона с возбужденным атомом наблюдается определенное угловое распределение интенсивности фотонов. Это необходимо учитывать при изучении элементарного акта электрон-фотонного взаимодействия, а также кинетики генерации лазера.

Поступило 10.XI.75 Кафедра радиофизики

ЛИТЕРАТУРА

1. М.И.Джибладзе, Аннотации докладов конференции по взаимодействию электрона с сильным электромагнитным полем излучения. Балантонфюред (Венгрия), 1972.
2. Н.Г.Басов, А.З.Грасюк, И.Г.Зубарев, Л.В.Тевелев, Квантовая радиофизика, Труды ФИАН, Москва, т.31, 1965.
3. J.E.Geusis, H.E.D. Scovil, Bell System, Techn. J., 41. 1371, 1962 .

მ. ჯიბლაძე, ლ. ლაზარევი, თ. ჭელიძე, ზ. ესიაშვილი

ინდუცირებული ფოტონების გავრცელების მიმართულების შესახებ

რ ე ზ ი უ მ ე

შრომაში შესწავლილია ოპტიკური ველის ინტენსიობის განაწილების გაძლიერება ლალის ოპტიკური კვანტური გამაძლიერებლის საშუალებით. ექსპერიმენტული შედეგები გვიჩვენებენ, რომ ინდუცირებული ფოტონების მიმართულება აღგზნებულ ატომებზე დაცემული ფოტონების მიმართ განაწილებულია 10^{-4} რად. სხეულოვან კუთხეში.

M.Jibladze, L.Lazarev, T.Chelidze, Z.Esiashvili

ON THE ANGULAR DISTRIBUTION OF STIMULATED PHOTONS

S u m m a r y

It is experimentally shown that when the radiation interacts with an excited atom a probability angular distribution of stimulated photons can be observed within the solid angle of the order of 10^{-4} rad.

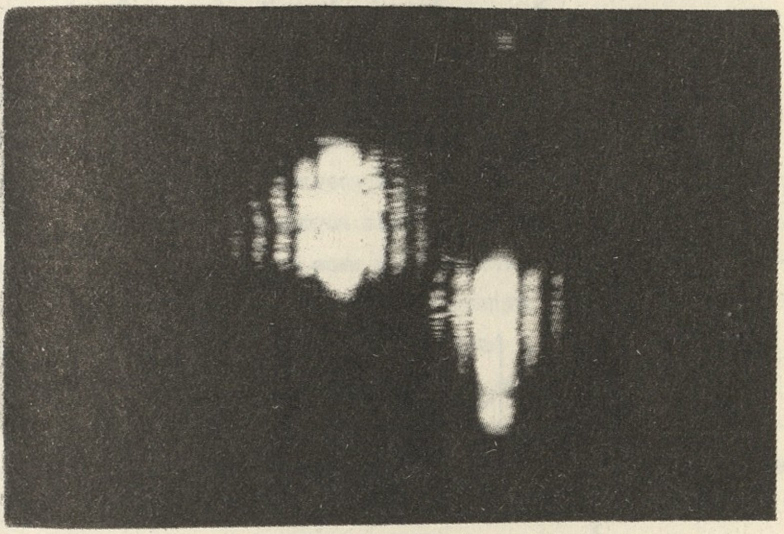

Рис. 3

Зависимость углового уширения дифракционных максимумов от мощности падающего на усилитель оптического излучения.

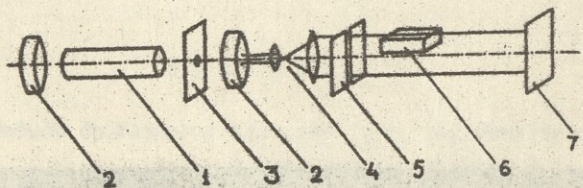

Рис. I

Схема экспериментальной установки

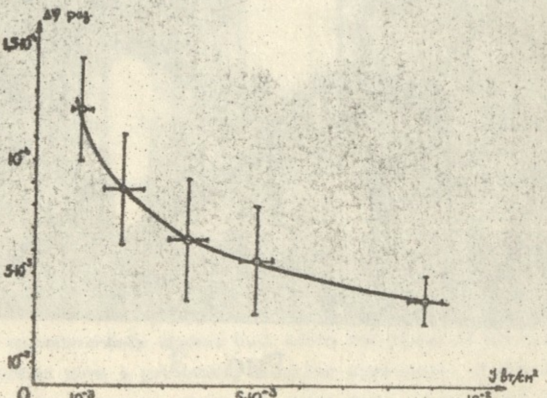

Рис. 2

Распределение интенсивности усиленной и неусиленной дифракционной картины.

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები 181, 1976

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета, 181, 1976

СИНХРОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ЭКЗОЭМИССИИ ПРИ НАГРЕВЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ КРИСТАЛЛОВ LiF

Ф.Ф.Гаврилов, В.С.Кортов, З.Г.Цинцадзе

Аналогия явлений экзоэлектронной эмиссии и люминесценции была отмечена Богуном и Леппером /1,2/. В основе этой аналогии лежит механизм, согласно которому оба эффекта сопровождаются общим актом-выбросом электронов с ионизированных ловушек в зону проводимости. Различаются лишь конечные стадии процессов, при которых электроны из зоны проводимости рекомбинируют с уровнем активатора, обусловливая люминесценцию, или через поверхность покидают кристалл, вызывая эмиссию.

Дальнейшими исследованиями /3/ было показано, что параллельные измерения люминесценции и экзоэлектронной эмиссии являются эффективным средством изучения электронных процессов в кристаллах, в частности, при определении знаков рекомбинационных процессов: одновременная регистрация эмиссии и люминесценции свидетельствует об участии электронов в рекомбинации, отсутствие эмиссии может указывать на дырочный характер процесса.

В работе /4/ показано, что смещение максимумов эмиссии и люминесценции при термостимуляции (ТСЭ и ТСЛ) дает дополнительно информацию об одной из важных характеристик зонной структуры кристалла - электронном сродстве $\varkappa$. Смещение пиков ТСЭ в область более высоких температур, по сравнению с положением пиков ТСЛ, обусловлено затратой дополнительной энергии на преодоление энергии электронного сродства.

Из экстремальных соотношений в пиках ТСЭ и ТСЛ получено /4/ выражение для относительного смещения α температур максимумов ТСЭ ($T_э$) и ТСЛ ($T_л$):

$$\alpha = (2 + E/kT_л)\ln[(E + \varkappa + 0{,}5kT_л)E^{-1}]$$

где $T_э = (1+\alpha)T_л$, E - энергетическая глубина центра.

В настоящей работе синхронные измерения ТСЭ и ТСЛ возбужденных кристаллов LiF были поставлены с целью исследования электронных процессов и оценки величины $\varkappa$.

Измерения проводились на сконструированной нами экспериментальной установке /5/ после возбуждения кристаллов рентгеновскими лучами (25 кэв, I0 ма, 3ч.) или электронной бомбардировкой (I,5 кэв, I0 мка, I0 с.). Спектры ТСЛ измерялись с использованием ФЭУ-84, а ТСЭ регистрировалась вторично-электронным умножителем ВЭУ-IА при нагреве кристаллов со скоростью I0 град/мин в вакууме I,5.10^{-5}тор.

Кривые ТСЭ и ТСЛ предварительно возбужденного кристалла показаны на рис. (а,б). Как видно из рисунка (а), каждому максимуму ТСЛ можно сопоставить максимум ТСЭ, сдвинутый в область более высоких температур.

Обработка полученных кривых производилась в следующей последовательности. Используя известные формулы для расчета E по температуре пика /I,6/, из спектров ТСЛ рассчитывали энергетическую глубину центров. Подстановка найденных значений E в вышеприведенное соотношение с учетом полученных из эксперимента величин α позволила рассчитать $\varkappa$. Результаты расчетов представлены в таблице.

Найденная величина $\varkappa$ соответствует значениям, известным для ионных кристаллов.

Варьирование глубины возбуждения позволяет получить информацию о распределении центров по толщине кристалла. После электронной бомбардировки (I.5кэВ, IO мкА,IOс) кристаллов ТСЛ не обнаружена. В спектрах ТСЭ регистрируется пик при 353°К, который отсутствует при рентгеновском возбуждении и, очевидно, обусловлен центрами адсорбционного происхождения. Пики ТСЭ при 453°К и 493°К проявляются при обоих видах возбуждения, однако после электронной бомбардировки в интервале 453-483°К регистрируется спектр более сложной структуры.

Таблица

Определение параметров зонной структуры кристаллов LiF по спектрам ТСЭ и ТСЛ

Температура пика ТСЛ, К	Параметры зонной структуры	
	E, эв	$æ$, эв
373	0,63	0,68
423	0,73	0,64
483	0,9I	0,59

Таким образом, бомбардировка электронами с энергией I,5 кэВ и рентгеновское облучение возбуждают, в основном, одинаковые центры в кристаллах LiF . Можно предположить, что отсутствие ТСЛ при электронной бомбардировке обусловлено малой концентрацией центров рекомбинации в возбужденном тонком слое кристалла (~ 500 Å).

Выводы

I. При синхронных измерениях возбужденных рентгеновскими лучами кристаллов LiF обнаружено полное соответствие спектров ТСЛ и ТСЭ. Этот результат показывает, что ТСЛ кристаллов определяется электронными процессами.

2. Из смещения пиков ТСЭ и ТСЛ экспериментально определена величина электронного сродства $\varkappa$ кристаллов LiF .

3. Показана неэффективность применения электронной бомбардировки для возбуждения ТСЛ в исследуемых кристаллах.

Поступило II.Ш.76

Уральский политехнический институт им. С.М.Кирова

ЛИТЕРАТУРА

I. A.Bohun, Crech. J. Phys., 5, 224, 429, 1955.
2. J.Lepper, Naturforsch., 10 a, 47, 1955.
3. А.И.Белкинд, Р.И.Календарев, Бердичевская, ФТТ, 8, 2532, 1966.
4. В.В.Бичевин, Автореферат кандидатской диссертации "Процессы возбуждения и механизмы фото- и термостимулированной электронной эмиссии щелочногалоидных кристаллов". Тарту, 1972.
5. З.Г.Цинцадзе, В.С.Кортов, Межвузовский сборник" Физические методы исследования твердых тел". Свердловск, 1976.
6. Ч.Б.Лущик, Труды ИФА АН ЭССР, №3, 3, 1955.

ფ. გავრილოვი, ვ. კორტოვი, ზ. ცინცაძე

ლუმინესცენციისა და ეგზოემისიის სინქრონული გაზომვა LiF კრისტალის გათბობისას

რეზიუმე

ელექტრონული მოვლენების შესწავლისა და კრისტალის თვისობის χ დადგენის მიზნით ჩატარებული იქნა LiF კრისტალის თერმოსტიმულირებული ეგზოემისიისა და ლუმინესცენციის სინქრონული გაზომვა. ნაჩვენებია, რომ თერმოსტიმულირებული ლუმინესცენციის აღგზნებისათვის ელექტრონებით დაყუმბარება არა ეფექტურია. განსაზღვრულია სიდიდე χ, რომელიც შეესაბამება იონური კრისტალის მნიშვნელობას.

F.Gavrilov, V.Kortov, Z.Tsintsadze

SYNCHRONOUS MEASUREMENTS OF LUMINESCENCE AND EXOEMISSION AT HEATING OF LiF CRYSTALS

Summary

Synchronous measurements of TSL and TSE excited LiF crystals were made in order to investigate the electronic processes and value estimation of electron affinity χ.

It is shown that application of electron bombardment to excite TSL in the investigated crystals is non-effective. The value χ has been determined, corresponding to that for ionic crystals.

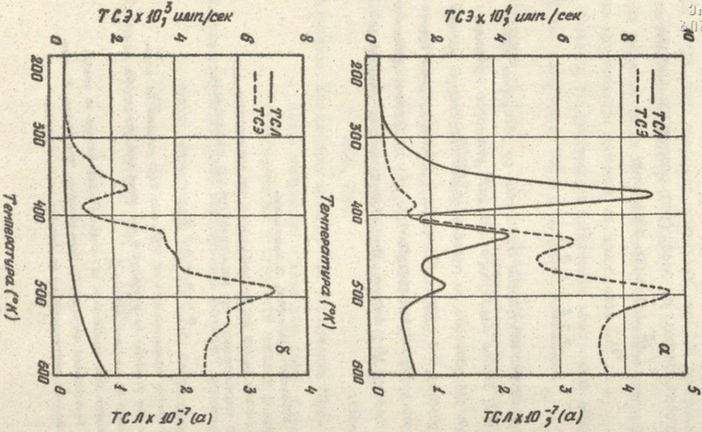

Рис. (а,б). Термостимулированная эмиссия и люминесценция возбужденных кристаллов фтористого лития.

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო

უნივერსიტეტის შრომები 181, 1976

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени

государственного университета, 181, 1976

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ТЕЛАХ КЛИНООБРАЗНОЙ ФОРМЫ

Д.К.Квавадзе, М.И.Тевдорашвили, П.В.Манджгаладзе, К.Д.Квавадзе

Исследование рассеяния электромагнитных волн на телах сложной формы в настоящее время является одной из актуальных задач радиофизики в связи с практическим применением полученных результатов. Теория рассеяния волн на таких телах включает изучение излучения вероятностных характеристик флуктуации амплитуды и фазы отраженного поля, а также флуктуации нормали к фазовому фронту волны и поляризационной структуры отраженного поля /1,2,3,4,5,6,7,8/.

В литературе /7,8,9,10,11,12,13,14,15/ производится решение задачи рассеяния волн на телах простой геометрической формы: шаре, бесконечном цилиндре, полуплоскости и клине. Тела, с которыми встречаемся на практике, в исключительно редких случаях совпадают по форме с указанными выше. С целью сокращения разрыва между теорией и практикой были разработаны приближенные методы расчета рассеянных полей, которые привели к методам краевых волн и методам дифракционных лучей /13,14/.

Применение указанных методов дало возможность рассчитать рассеянные поля от ленты, конечного цилиндра, конечной плоскости, конечного конуса и некоторых других тел. Как было показано, по мере усложнения формы тела и увеличения его размеров (в длинах волны поля) рассеянное поле приобретает многолепестковый характер. Аналитические трудности расчета отраженного поля от тел сложной формы возрастают.

В работах /I3,I4,I6,I7/ дается как теоретическое, так и экспериментальное исследование рассеяния радиоволн от сферы больших электрических размеров.

Рассеяние электромагнитных волн от полосы, когда ширина полосы значительно превосходит длину волны поля, а волна падающего поля является плоской и направлена под углом α к полосе, приводится в работе /I4/.

В работе /I8/ рассматривается отражение коротких импульсов электромагнитного поля от конуса со сферическим основанием.

Наряду с развитием теории, развивается экспериментальное исследование рассеяния и дифракции радиоволн, которое привело к разработке новых методов измерения, как в полигонных, так и лабораторных условиях и к созданию современных измерительных установок /I9,20,2I,22/.

Целью настоящей работы является экспериментальное изучение рассеяний и дифракции электромагнитного поля как в ближней, так и дальней зоне от тел клинообразной формы с различным углом раскрыва, в случае Е-поляризации падающего поля, когда длительность радиоимпульса гораздо больше размером исследуемого объекта, а длина падающей волны несколько раз укладывается в размере тела. Биссектриса угла тела клинообразной формы совпадает с направлением падающей волны.

УСТАНОВКА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ РАССЕЯННОГО ПОЛЯ

Для экспериментального исследования дифракционного и рассеянного электромагнитного поля в ближней и дальней зоне от тел сложной конфигурации была создана экспериментальная установка /I9,2I,22,23/, состоящая в основном из следующих узлов:

I. Механические установки, несущие излучающие элементы и позволяющие установить зонд и приемную рупорную антенну в исследуемом поле.

2. Передатчик, создающий электромагнитный импульс заданной длительности с нужной несущей частотой.

3. Приемник с индикатором, позволяющий определить интенсивность поля в любой точке вокруг исследуемого тела. Общий вид установки дан на рис.I.

Механическая часть. Основную часть механической установки представляет горизонтальная зеркальная поверхность, имеющая форму диска с диаметром 3 метра. Зеркальная поверхность (I) изготовлена из дюралюминиевой пластины, толщиной I,5 мм. Она крепится специальными кронштейнами на подвижном столике (4), который может поворачиваться вокруг вертикальной оси. В зеркальную плоскость вставлена дюралюминиевая плита толщиной I0 мм, она имеет круглое отверстие диаметром I00 мм для дюралюминиевого столика (2), на который ставятся исследуемые экспонаты (3). Центр столика совмещен с центром зеркальной плоскости.

Дюралюминиевая плита имеет радиальную щель для зонда.

Зеркальная плоскость проградуирована в градусах с точностью 0,I$^{\circ}$ и специальным приспособлением крепится так, что она может вращаться в горизонтальной плоскости. При этом столик для экспонатов остается неподвижным.

Исследуемое тело устанавливается на неподвижном столике. Столик проградуирован в градусах для установления нужного угла падения электромагнитной волны.

Передатчик: Сверхвысокочастотным источником электромагнитной энергии является клистрон типа К45. Рабочая частота 27 270 2% ÷ 23 075 2% гц. (I,I см ± 2% ÷ I,3 см ± 2%). Выходная мощность не менее I0 мват. Блок-схема передатчика приведена на рис. I (а). Она состоит из (I) блока питания - стабилизатора, (2) высокочастотного блока, (3) измерительной линии, (4) трансформатора полных сопротивлений, (5) аттенюатора, (6) пирамидальной рупорной антенны, (7) модулятора от внешнего генератора с положительными импульсами длительностью от 0,4 ÷ 2000 мксек с частотой следования от 500 до I000 им/сек. и амплитудой 40 в ± I0%. Передающая рупорная антенна установлена неподвижно у зеркальной плоскости. Плоская часть антенны совмещена с зеркальной плоскостью. Ось симметрии антенны устанавливается радиально к зеркальной плоскости.

Приемная установка. Она состоит из устройств для измерения интенсивности электромагнитного поля. Блок-схема приемного устройства дается на рис. I (б). Она состоит: (I) из четвертьволновой штириевой антенны, (2) аттенюатора, (3) детекторной головки, (4) усилителя низкой частоты и (5) измерительного индикатора. Штириевая антенна смонтирована в специальном держателе. Держатель с зондом помещен в радиальную щель дюралюминиевой плиты и перемещается как по направлению радиуса зеркальной плоскости, так и вокруг исследуемого препятствия с зеркальной плоскостью. Таким образом, с помощью зонда можно измерить как ближнее электромагнитное поле исследуемого препятствия, так и дальнее поле вдоль щели - в случае неподвижной плоскости, и по окружности вокруг исследуемого тела - в случае неподвижного зонда по радиусу плоскости.

Зонд может перемещаться от исследуемого объекта на расстоянии от $1,5\lambda$ до $\sim 100\lambda$. Такое перемещение зонда позволяет перекрыть всю зону излучения от ближней до дальней.

Сигнал после возбуждения зонда передается через кабель длиной 1,5 м с волновым сопротивлением 75 ом. На волноводном тракте, где включены аттенюатор и дедекторная головка, в дальнейшем происходит усиление принятого сигнала, который и регистрируется на индикаторном устройстве.

В качестве приемного устройства использована также рупорная антенна ,блок-схема которой дается на рис. I (в). Она состоит из (I) рупорной антенны, (2) аттенюатора, (3) дедекторной головки , (4) усилителя низкой частоты, (5) индикаторного устройства. Рупорная антенна закреплена неподвижно на край зеркальной плоскости и вращается вместе с ней. С помощью рупорной антенны измеряется угловое распределение суммарного электромагнитного поля вокруг исследуемого препятствия в дальней зоне. Принятые из рупорной антенны сигналы соответственно усиливаются и подаются на индикаторное устройство. В качестве оконечного усилителя был использован усилитель У2-6.

УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

При экспериментальном исследовании дифракции и рассеяния электромагнитных волн от тел сложной формы основными элементами являются исследуемое препятствие, источник электромагнитного колебания и зонд или приемная антенна.

Одной из наиболее сложных задач при проведении эксперимента является устранение или сведение к минимуму всех эффектов, обусловленных вспомогательной аппаратурой (генераторы, усилители, модуляторы, окружающее пространство и т.д.). Волны, отраженные от стен и других объектов, не должны влиять на результаты измерения. Взаимная многократная связь между исследуемым телом и антенной должна быть пренебрежимо малой.

При планировании эксперимента мешающие отражения можно устранить двумя методами.

I. Методом покрытия всех окружающих поверхностей, кроме исследуемого тела, поглощающим материалом или использованием поглощающей диафрагмы.

2. В том случае, когда исследуемое тело имеет плоскость симметрии, можно использовать зеркальную плоскость для разделения основных элементов в виде передающей антенны, исследуемого тела, приемной антенны и вспомогательной аппаратуры.

В нашем эксперименте была использована зеркальная плоскость, а вся вспомогательная аппаратура устанавливалась в нижней части зеркальной плоскости.

Стены помещения были покрыты поглощающими плитами. Для проведения амплитудных измерений СВЧ сигнал f = 25 Ггц, модулированный по амплитуде импульсами длительностью I0 мксек, излучался из передающей рупорной системы. Рупорная антенна согласована с пространством и имеет коэффициент стоячей волны КСВ $\approx$I,I2. Дифракционное поле регистрируется с помощью небольшого пробника (приемного зонда), смонтированного в щели плиты отражающей плоскости, и приемной рупорной антенной, закрепленной на вращающейся зеркальной плоскости.

Размеры зеркальной плоскости определяются из критерия "дальней зоны". Согласно [22] , R_{min} определяется по формуле

$$R_{min} \geqslant P\frac{L^2}{\lambda} \qquad P = 1,2,3,$$

где R - расстояние от передающего рупора до измеряемого объекта, L - поперечный размер исследуемого тела. Величина P выбирается в пределах $1 \div 2$ единиц, в зависимости от требуемой точности измерений. В нашем эксперименте $L \cong 10$ см , $\lambda = 1,2$ см, допустимый $R_{min} \approx 83,3$ см.

В эксперименте использована зеркальная плоскость с радиусом 1,5 м, вследствие чего критерий дальней зоны удовлетворяется.

Для того, чтобы тело укладывалось в первой зоне Френеля, были рассчитаны радиусы зон Френеля по формуле [23]

$$z_n^2 = \frac{n\lambda a}{2} ,$$

где n - порядок зоны Френеля, a - расстояние от препятствия до источника колебаний, λ - длина волны. В нашем случае радиус первой зоны $z_1 \approx 30$ см.

Поверхности исследуемых экспонат были обработаны с учетом критерия гладкости [24]

$$h < \frac{\lambda}{32 \sin \varepsilon}$$

где h - высота шероховатости, λ - длина падающей волны, ε - угол наклона луга. По использованным данным при нормальном падении допустимая величина неровности $h < 0,37$ мм.

В проверке экспериментальной установки было предпринято измерение эффективной поверхности рассеяния конечного цилиндра /14/, при условии, что размеры цилиндра гораздо больше длины падающей волны. Измерение проводили методом КСВ и методом компенсации /I9/.

Из полученных данных видно, что наши результаты хорошо совпадают с теоретическими данными. Максимальная относительная ошибка измерения не превышает I5%.

ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Эксперимент проводился на вышеописанной установке. Из дюралюминия изготовлены экспонаты клинообразной формы, с цилиндрическим основанием с разными углами раскрыва. I экспонат имел угол раскрыва - 120°, П - 90°, Ш - 45° и IУ - 30°. Экспонаты выбирались таких размеров, чтобы на них падала почти плоская волна, т.е. удовлетворялось условие дальней зоны. Кроме того, первая зона Френеля выходила за размеры экспонатов. Экспонаты были обработаны с учетом критерия гладкости. Длина падающей волны $\lambda \approx 1,2$ см. Длительность модулирующих импульсов $\tau = 10.16^{-6}$ сек. Максимальные линейные размеры исследуемого объекта 10 см. В середине зеркальной плоскости помещался исследуемый экспонат, на который по направлению биссектрисы угла раскрыва кромки падала электромагнитная волна. Ориентация передающей рупорной антенны и исследуемого экспоната не менялась во время эксперимента благодаря неподвижному столику в центре зеркальной плоскости. Конструкция установки позволяла подвести зонд на 22 мм от поверхности экспоната. Зонд перемещался дискретно по 2 мм по направлению щели. При каждом положении зонда измеряли напряженность электромагнитного поля вокруг экспоната.

Измерение рассеянного поля проводилось в три этапа: I) ближнее поле в непосредственной близости от экспоната до 5 λ ; 2) распределение поля на 500 мм от центра установки на 2,5 λ через каждые 2 мм; 3) дальнее поле на расстоянии 125 λ .

I. Ближнее поле. Распределение амплитуды ближнего рассеянного поля вокруг исследуемого экспоната приведено на рис. 2 в виде диаграмм в круговых координатах. На каждой диаграмме приведены соответствующие I,II,III,IV экспонаты, графики распределения поля для одного определенного расстояния. На рис. 2 приведена типичная диаграмма распределения поля, когда зонд находится на расстоянии 22 мм от исследуемого тела.

Анализируя результаты измерения можно заключить, что:

I. Рассеянное поле имеет сложную многолепестковую структуру. Число лепестков увеличивается от 5 до 10 при соответствующем увеличении расстояния зонда до экспоната от 22 до 60 мм. Ширина лепестков при этом уменьшается от 10° до 5°.

2. Амплитуда поля в направлении облучения имеет сложный дифракционный характер: можно предполагать, что это вызвано наложением падающих и отраженных волн.

3. За экспонатами наблюдается тень, ширина которой уменьшается при переходе с I экспоната на IV и при удалении зонда от экспоната от 22 до 60 мм. На 22 мм от экспоната I $\sim 110^{\circ}$, II $\sim 100^{\circ}$, III $\sim 60^{\circ}$, IV $\sim 45^{\circ}$ на 60 мм от экспоната I $\sim 60^{\circ}$, II $\sim 58^{\circ}$, III $\sim 40^{\circ}$, IV $\sim 25^{\circ}$.

II. Поле на расстоянии 524 мм от центра экспоната. Измерения проводились на участке от 500 мм до 530 мм через каждые 2 мм. Из приведенного материала можно сделать следующее заключение (рис.3).

I. Сохраняется сложная лепестковая характеристика ближнего поля в районе кромок, но наблюдается уменьшение и сглаживание амплитуды в остальных направлениях. Нужно отметить, что уменьшение амплитуды напряженности поля вызвано удалением зонда от исследуемого препятствия.

2. Как видно из круговых диаграмм, по направлению падающей волны амплитуда поля принимает большее значение по сравнению с дифрагируемой картиной у кромок. Это вызвано приближением зонда к передающей антенне.

3. Наблюдается загибание электромагнитной волны в теневую область экспоната. Характер изменения теневой области аналогичен таковому в ближней зоне. Теневая область уменьшается до $5^o \div 10^o$.

Ш. <u>Дальнее поле.</u> Измерения проводились приемным рупором при расстоянии до экспоната $\approx 125\,\lambda$. Электромагнитная волна падает по направлению биссектрисы угла раскрыва кромки (0^o на рисунках). Из приведенного материала на рис. 4,5,6,7 можно сделать следующее заключение:

I. Для всех экспонатов рассеянное поле можно разделить на поле в тени и поле на кромках.

2. Поле в тени состоит из двух основных лепестков, расстояние между которыми уменьшается с уменьшением угла раскрыва исследуемого объекта. Для I и П экспонатов угол между основными лепестками примерно одинаков $\approx 20^o$. Для Ш и IУ экспонатов $\approx 15^o$.

3. В непосредственной тени при угле 180^o амплитуда поля не превышает $18 \div 23\%$ от амплитуд поля основных лепестков.

4. На боковых кромках для всех экспонатов наблюдаются лепестки с радиальной осью симметрии, которые соответствуют зер-

кальным углам отражения.

5. Со стороны падающей волны наблюдается сложная дифракционная картина, амплитуда которых гораздо меньше уровня поля лепестков.

Поступило 10.IУ.76

Научно-исследовательская лаборатория ионосферы

ЛИТЕРАТУРА

1. Radar Reflectivity (Special issue), Proc. IEEE, 1965, v.53, № 8.
2. G.T.Ruok, D.E.Barrick, W.D.Stuart, Radar cross section handbock "Plenum Press", New-York-London, 1970
3. K.M.Siegel et all. Methods radar cross section analysis - "Acad. Press", New-York-London, 1968.
4. С.Г.Зубкович, Статистические характеристики радиосигналов, отраженных от земной поверхности. М., "Сов.Радио", 1968.
5. Д.Б.Канарейкин, Н.Ф.Павлов, В.А.Потехин, Поляризация радиолокационных сигналов, М., "Сов.Радио", 1966.
6. Ф.Г.Басс, И.М.Фукс, Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М., "Наука", 1972.
7. Л.А.Вайнштейн, Электромагнитные волны.М., "Сов.радио", 1957.
8. Д.Ж.Гудман, Введение в Фурье-оптику. М., "Мир", 1970.
9. Дж.Р.Менцер, Дифракция и рассеяние радиоволн. М., "Сов. радио", 1958.
10. Ф.М.Морс, Г.Фешбах, Методы теоретической физики, т.П, ИЛ, 1960.

11. Д.А.Стреттон, Теория электромагнетизма. М., Гостехиздат, 1948.

12. В.А.Фок, Проблемы дифракции и рассеяния радиоволн. М., "Сов.радио", 1964.

13. Х.Хеил, А.Мауэ, К.Вестпфаль, Теория дифракции, М., "Мир", 1964.

14. П.Я.Уфимцев, Метод краевых волн в физической теории дифракции, М., "Сов.радио", 1964.

15. Е.А.Штагер, Е.В.Чаевский, Рассеяние волн на телах сложной формы, М., "Сов.радио", 1974.

16. A.Freedman, Mechanism of acustic echo formation. -"Acoustica", 1962 v. 12, №21.

17. E.M.Kennaugh, D.L.Moffatt, Tranient and impulse response approximation - "Proc. IEEE", 1965, v. 53, № 8.

18. J.Rheinstein, Scattering of short pulses of electromagnetic waves- "Proc. IEEE" 1965 v. 53, № 8.

19. Р.Кинг, У Тай-Цзунь, Рассеяние и дифракция электромагнитных волн. И.И.Л. М., 1962.

20. Ю.Г.Степанов. Противорадиолокационная маскировка, М., "Сов. радио", 1968.

21. Е.Н.Маизельс, В.А.Торгованов, Измерение характеристик рассеяния радиолокационных целей. М., "Сов.радио", 1972.

22. Д.К.Квавадзе, М.И.Тевдорашвили, ЖТФ, т.XXXУШ, в.3, 1968.

23. Д.К.Квавадзе, М.И.Тевдорашвили, Сборник док.конф.,Тбилиси, ТГУ, 1974.

24. М.И.Финкельштейн, Основы радиолокации. М., "Сов.радио",1973.

დ. კვავაძე, მ. თევდორაშვილი, პ. მანჯგალაძე, კ. კვავაძე

ელექტრომაგნიტური ტალღების გაბნევის ექსპერიმენტალური გამოკვლევა სოლის მაგვარ ფორმის სხეულებზე

რ ე ზ ი უ მ ე

აღწერილია ექსპერიმენტალური დანადგარი, რომელიც წარმოადგენს მბრუნავ სარკულ სიბრტყეს, რომლის ცენტრში მოთავსებულია გამოსაკვლევი ექსპონატი. სრული ველის გაზომვა ხდებოდა მცირე ზომის ელექტრული დიპოლით და რუპორით. გამოკვლეულია სოლის მაგვარი მეტალის ფორმის სხეულები, რომელთა მაქსიმალური ზომა 8 λ რიგისაა. დაცემული ტალღის მიმართულება ემთხვევა სხეულის შემადგენელი სიბრტყეების ბისექტრისას. მოყვანილია გაზომვის შედეგები გაბნეული ველის ექსპონატიდან ახლო და შორეულ ზონაში.

D.Kvavadze, M.Tevdorashvili, P.Manjgaladze,
K.Kvavadze

EXPERIMENTAL ANALYSIS OF ELECTROMAGNETIC WAVES SCATTERED ON WEDGE-LIKE BODIES

S u m m a r y

The paper describes an installation which represents a revolving specular plane surface with the analysed exhibit in the centre of it. Full-sized field was measured by a small electric dipole and speaking- trumpet aerial. Fields scattered on wedge-like bodies with maximum linear measures of the order of 8λ were analyzed. The direction of incident wave coincided with the bisector of the angle between the plane surfaces forming the wedge-like body. The measurments of full-scattered field in the neighbouring and distant zones are adduced.

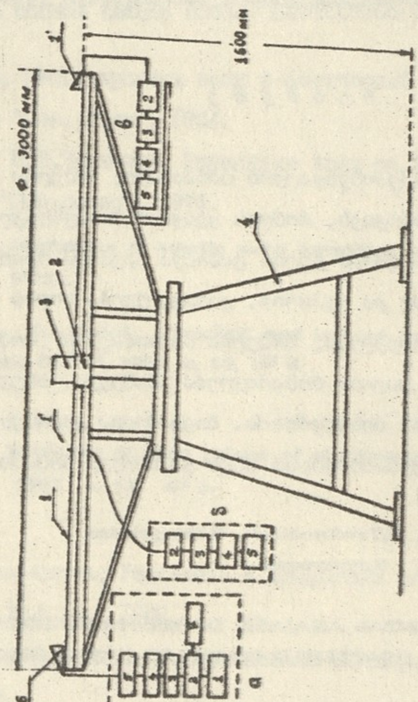

Рис. I

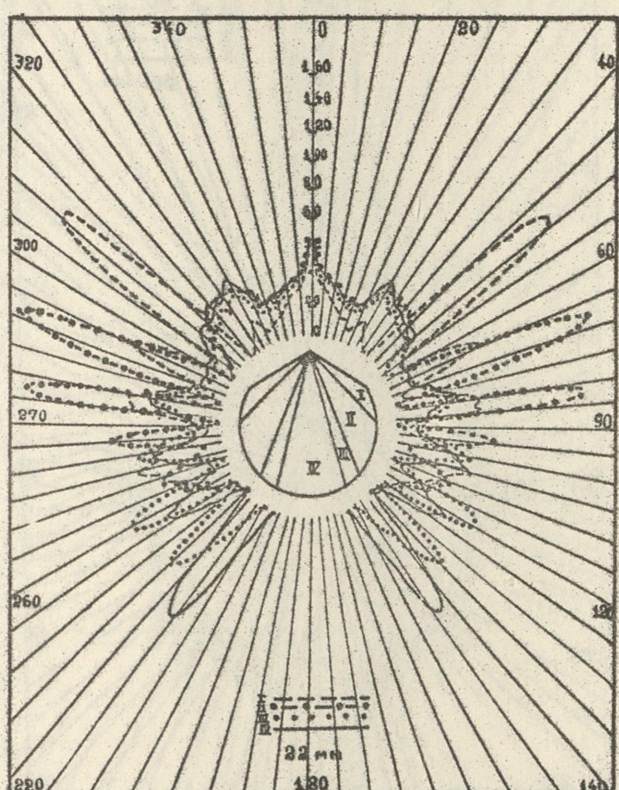

Рис. 2

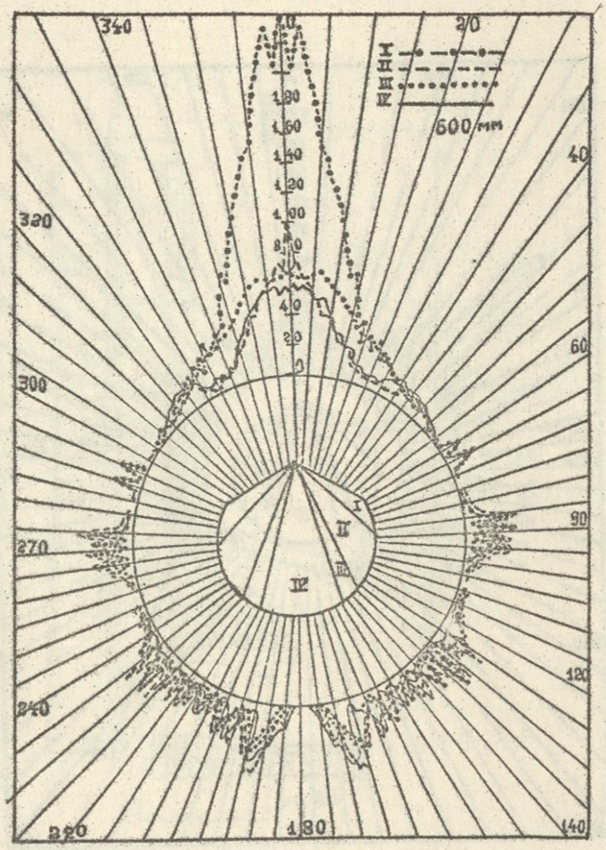
340
20
I
II
III
IV
600 мм
40
320
300
60
90
270
I
II
III
IV
120
240
220
180
140
180
160
140
120
100
80
40
20
0

Рис. 3

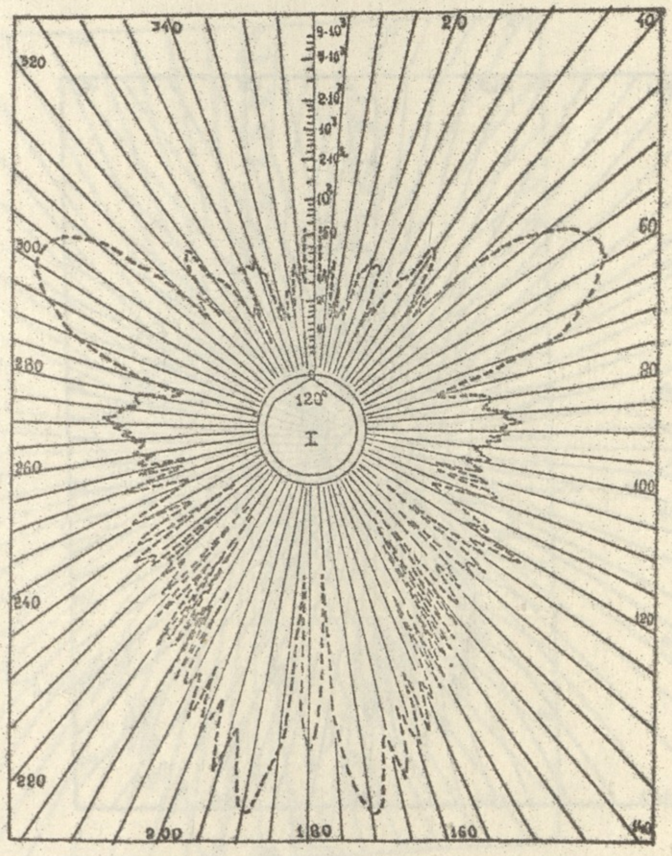
340
20
40
320
300
60
280
80
260
100
240
120
220
200
180
160
140
120°
I

Рис. 4

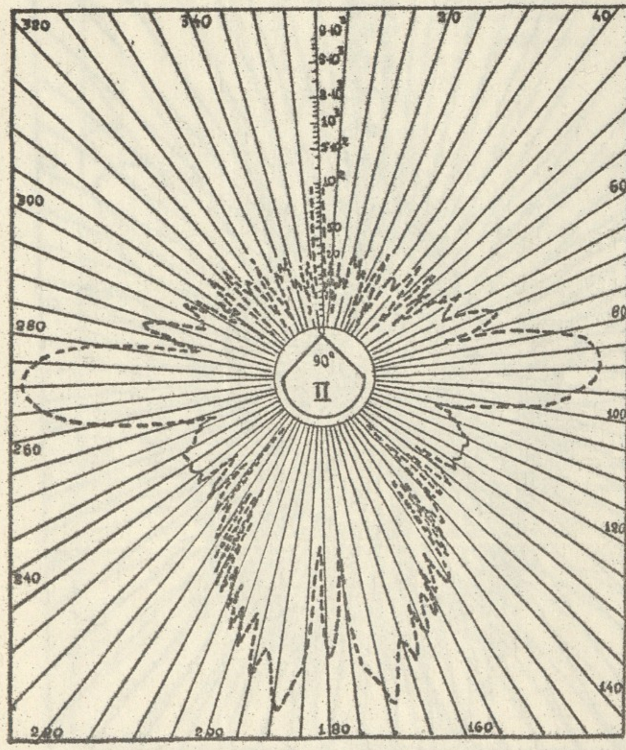
320
340
20
40
60
80
100
120
140
160
180
200
220
240
260
280
300
90°
II

Рис. 5

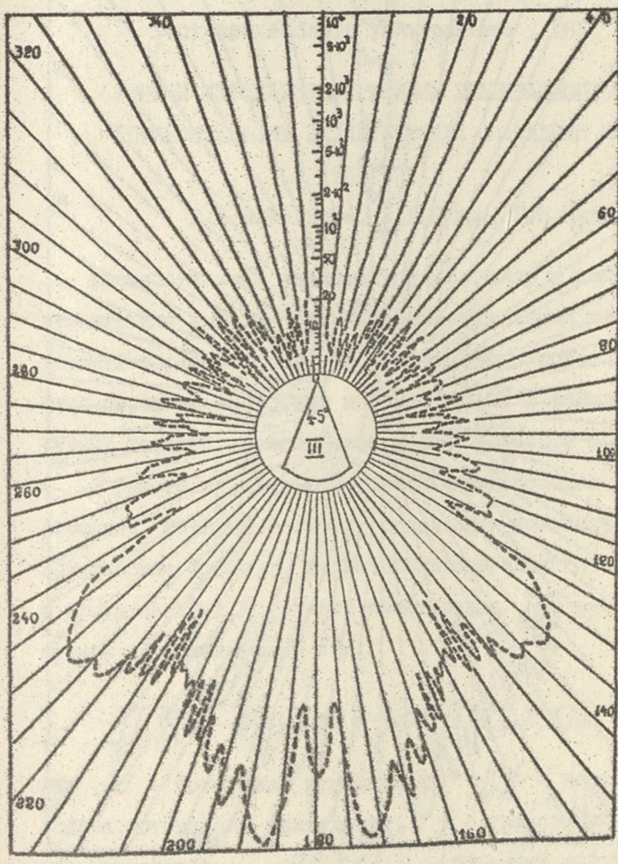
340
20
40
320
300
280
260
240
220
200
180
160
140
120
100
80
60
4-5°
III

Рис. 6

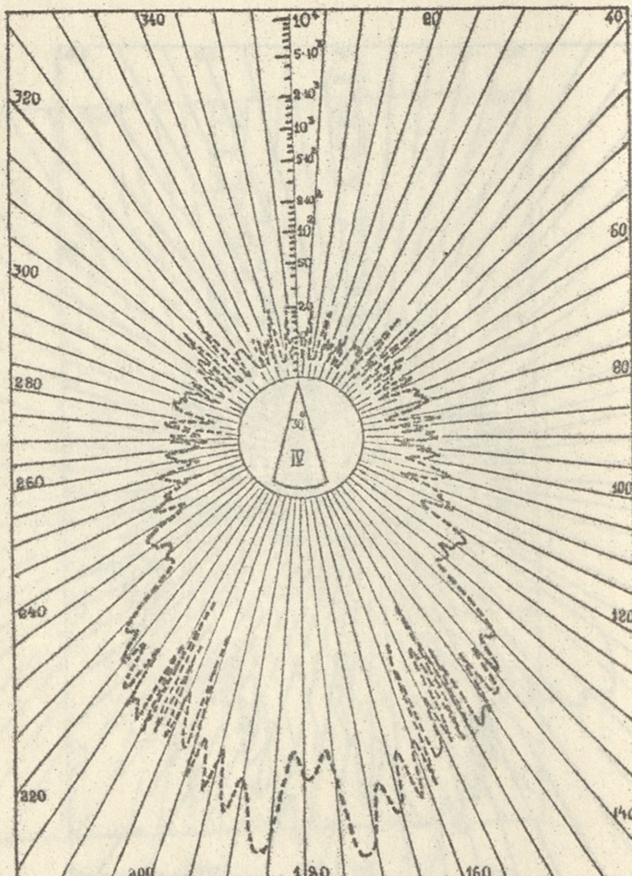
340
20
40
320
60
300
80
280
30°
IV
260
100
240
120
220
140
200
180
160
10⁴
5·10³
2·10³
10³
5·10²
2·10²
10²
50
20

Рис. 7

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები 181, 1976
Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета , 181, 1976

ПРЯМОЙ МЕТОД ИНТЕРПРЕТАЦИИ ГРАВИТАЦИОННЫХ АНОМАЛИЙ НАД ГОРИЗОНТАЛЬНЫМ ЭЛЛИПТИЧЕСКИМ ЦИЛИНДРОМ КОНЕЧНОГО ПРОСТИРАНИЯ

Г.Д.Манагадзе, А.В.Кудря, Г.И.Церцвадзе

Горизонтальный эллиптический цилиндр и полуцилиндр (т.е. его верхняя или нижняя половина, отсекаемая через его ось проходящей горизонтальной плоскостью) конечного простирания являются хорошими аналогами антиклинальной и синклинальной складок, рудных залежей жилообразной и линзообразной формы и т.д.

В работе предлагается метод интерпретации гравитационных аномалий, который позволит определить все интересующие нас геологические элементы горизонтального эллиптического цилиндра и полуцилиндров конечного простирания. Для этой цели воспользуемся формулой Грина /I/.

$$\iint\limits_S \left(\frac{\partial W}{\partial n}L - \frac{\partial L}{\partial n}W\right)ds = -4\pi f \iiint\limits_\Omega \sigma(\xi,\eta,\zeta)L(\xi,\eta,\zeta)\,d\Omega \qquad (I)$$

где W - потенциал притяжения, $\frac{\partial W}{\partial n}$ - нормальная производная потенциала притяжения, f - гравитационная постоянная притяжения, $\sigma(\xi,\eta,\zeta)$ - объемная плотность аномальных масс, $L(\xi,\eta,\zeta)$ - произвольный гармонический полином, $\Omega(\xi,\eta,\zeta)$ - объем аномального тела, $S(\xi,\eta,\zeta)$ -объемлющая массы М поверхность.

Горизонтальный эллиптический цилиндр. Совместим плоскость xoy с дневной (плоской) поверхностью Земли, ось z направим через центр тяжести исследуемого тела и расположим в эпицентре тяжести z_0, тогда формула (I) для случая горизонтального кругового цилиндра длиной 2С и полуосями a и b, когда ее плотность σ постоянная величина, перепишется в виде

$$2\iint_S\left(\frac{\partial W}{\partial n}L-\frac{\partial L}{\partial n}W\right)dS=-4\pi f\sigma\int_{-a}^{+a}\int_{-c}^{+c}\int_{z_0-\frac{b}{a}\sqrt{a^2-\xi^2}}^{z_0+\frac{b}{a}\sqrt{a^2-\xi^2}}L(\xi,\eta,\zeta)\,d\xi\, d\eta\, d\zeta, \tag{2}$$

где под $L(\xi,\eta,\zeta)$, как это было отмечено, подразумевается гармонический полином, степень которого дает порядок гармонических моментов аномального тела.

Если в формуле (I) и во всех нижеприведенных формулах под S подразумевать поверхность вертикального кругового цилиндра, объемлющую все притягивающие массы M, и допустить, что радиус цилиндра $R\to\infty$ /I/ и полином $L(\xi,\eta,\zeta)=1$, то получим гармонический момент нулевого порядка:

$$-2\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}W_z\,d\xi\, d\eta=-4\pi f\sigma\int_{-a}^{+a}\int_{-c}^{+c}\int_{z_0-\frac{b}{a}\sqrt{a^2-\xi^2}}^{z_0+\frac{b}{a}\sqrt{a^2-\xi^2}}d\xi\, d\eta\, d\zeta \tag{3}$$

После интегрирования найдем:

$$-2\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}W_z\,d\xi\, d\eta=-4\pi fM \tag{4}$$

где

$$M=2\pi abc \tag{5}$$

есть аномальная масса исследуемого тела, W_z - вертикальная составляющая его притяжения.

Чтобы получить вертикальную координату центра тяжести аномального тела, в формуле (2) допустим, что $L(\xi,\eta,\zeta)=\zeta$. Тогда

$$-2\iint\limits_S (W_n\zeta - W)\,d\xi\,d\eta = -4\pi f\sigma \int_{-a}^{+a}\int_{-c}^{+c}\int_{\zeta_0-\frac{b}{a}\sqrt{a^2-\xi^2}}^{\zeta_0+\frac{b}{a}\sqrt{a^2-\xi^2}} \zeta\,d\xi\,d\eta\,d\zeta = -4\pi f M\zeta_0 \tag{6}$$

Формула (6), записанная в виде /I/, $-2\iint\left(\frac{fM}{\sqrt{x^2+y^2}}-W\right)dx\,dy =$

$$=\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}[\xi W_x(\xi,\eta,0)-\xi^2 W_{xx}(\xi,\eta,0)]\,d\xi\,d\eta = -2\pi f M\zeta_0 \tag{7}$$

дает возможность определить координату центра тяжести нашего цилиндра.

Для нахождения полуосей и длины эллиптического цилиндра, в формуле (2) допустим, что гармонический полином $L(\xi,\eta,\zeta)=\xi^2-\eta^2$, $L(\xi,\eta,\zeta)=\zeta^2-\frac{1}{2}(\xi^2+\eta^2)$, $L(\xi,\eta,\zeta)=\xi^2\eta^2-\frac{1}{6}\xi^4-\frac{1}{6}\eta^4$

после чего будем иметь /2,3/

$$-2\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}[W_z(\xi^2-\eta^2)]\,d\xi\,d\eta = -4\pi f\sigma\int_{-a}^{+a}\int_{-c}^{+c}\int_{\zeta_0-\frac{b}{a}\sqrt{a^2-\xi^2}}^{\zeta_0+\frac{b}{a}\sqrt{a^2-\xi^2}}(\xi^2-\eta^2)\,d\xi\,d\eta\,d\zeta, \tag{8}$$

$$-2\iint\limits_S\left\{W_n\left[\zeta^2-\frac{1}{2}(\xi^2+\eta^2)\right]-2\zeta W\right\}dS = -2\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{1}{2}(\xi^2+\eta^2)\cdot$$

$$\cdot\left[\frac{fM\zeta_0}{(\xi^2+\eta^2)^{3/2}}-W_z\right]d\xi\,d\eta = -4\pi f\sigma\int_{-a}^{+a}\int_{-c}^{+c}\int_{\zeta_0-\frac{b}{a}\sqrt{a^2-\xi^2}}^{\zeta_0+\frac{b}{a}\sqrt{a^2-\xi^2}}\left[\zeta^2-\frac{1}{2}(\xi^2+\eta^2)\right]d\xi\,d\eta\,d\zeta, \tag{9}$$

$$-2\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} W_z\left(\xi^2\eta^2-\frac{1}{6}\xi^4-\frac{1}{6}\eta^4\right)d\xi\,d\eta=-4\pi f\sigma\int\limits_{-a}^{+a}\int\limits_{-c}^{+c}\int\limits_{\zeta_0-\frac{b}{a}\sqrt{a^2-\xi^2}}^{\zeta_0+\frac{b}{a}\sqrt{a^2-\xi^2}}\left(\xi^2\eta^2-\frac{1}{6}\xi^4-\frac{1}{6}\eta^4\right)d\xi\,d\eta\,d\zeta \tag{10}$$

Проинтегрировав выражения (8), (9) и (10), получим

$$\frac{a^2}{4}-\frac{c^2}{3}=m, \tag{11}$$

$$\zeta_0^2-\frac{1}{2}\left(\frac{a^2}{4}-\frac{b^2}{2}+\frac{c^2}{3}\right)=n, \tag{12}$$

$$\frac{a^2c^2}{12}-\frac{a^4}{48}-\frac{c^4}{30}=\kappa, \tag{13}$$

Уравнения (II), (I2) и (I3), считая, что M известная нам величина и

$$m=-2\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}[W_z(\xi^2-\eta^2)]\,d\xi\,d\eta:(-4\pi f\sigma), \tag{I4}$$

$$n=-2\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{1}{2}(\xi^2+\eta^2)\left[\frac{fM\zeta_0}{(\xi^2+\eta^2)^{3/2}}-W_z\right]d\xi\,d\eta:(-2\pi fM), \tag{15}$$

$$\kappa=-2\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\left(\xi^2\eta^2-\frac{1}{6}\xi^4-\frac{1}{6}\eta^4\right)W_z\,d\xi\,d\eta:(-4\pi f\sigma), \tag{16}$$

пишем в виде

$$3a^2-4c^2-12m=0, \tag{I7}$$

$$12\zeta_0^2-3a^2-3b^2-2c^2-12n=0, \tag{I8}$$

$$20a^2c^2-5a^4-8c^4-240\kappa=0 \tag{I9}$$

Решая систему уравнений (I7) и (I9) для полуоси эллиптического цилиндра, получаем

$$a=\left[-\frac{15}{11}m+\sqrt{\left(\frac{15}{11}m\right)^2+\frac{80}{11}(m^2+3n)}\right]^{1/2} \tag{20}$$

Знаяя a из формулы (17), определяем его длину

$$2c=[3a^4-12m]^{1/2}, \tag{21}$$

из формулы (18) – его другую полуось

$$b=2\left[z_0^2-\frac{a^2}{4}-\frac{c^2}{6}-n\right]^{1/2}, \tag{22}$$

а из формулы

$$\sigma=M:2\pi abc \tag{23}$$

– его избыточную плотность.

Верхняя и нижняя половина горизонтального эллиптического цилиндра. Для упомянутых случаев решение поставленной задачи можно получить из формул:

$$2\iint_S\left(\frac{\partial W}{\partial n}L-\frac{\partial L}{\partial n}W\right)dS=-4\pi f\sigma\int_{-a}^{+a}\int_{-c}^{+c}\int_{z_0-\frac{b}{a}\sqrt{a^2-\xi^2}}^{z_0}L(\xi,\eta,\zeta)\,d\xi\, d\eta\, d\zeta \tag{24}$$

и

$$2\iint_S\left(\frac{\partial W}{\partial n}L-\frac{\partial L}{\partial n}W\right)dS=-4\pi f\sigma\int_{-a}^{+a}\int_{-c}^{+c}\int_{z_0}^{z_0+\frac{b}{a}\sqrt{a^2-\xi^2}}L(\xi,\eta,\zeta)\,d\xi\, d\eta\, d\zeta \tag{25}$$

где под z_0 в формуле (24) подразумевается глубина основания верхней половины горизонтального эллиптического полуцилиндра конечной длины, а в формуле (25) – глубина верхней кромки его нижней половины.

Если в формулы (24) и (25) вместо $L(\xi,\eta,\zeta)$ подряд подставить значения 1 и ζ, тогда для определения массы M полуцилиндров можно применить формулу (4), а для определения их координат центров тяжести – $z_0-\frac{4}{3\pi}b$ и $z_0+\frac{4}{3\pi}b$ (для верхней и нижней половины соответственно) – формулу (7).

Для определения полуосей a и b , длины c и избыточной плотности σ полуцилиндров в формулах (24) и (25) допустим, что $L(\xi,\eta,\zeta)$ подряд принимает значения /2,3/

$$\xi^2-\eta^2, \quad \zeta^2-\frac{1}{2}(\xi^2+\eta^2), \quad \xi^2\eta^2-\frac{1}{6}\xi^4-\frac{1}{6}\eta^4.$$

Для левых частей, полученных такой подстановкой в формулы, если аналогично (I4), (I5), (I6) ввести обозначения m , n , k , а выражение

$$-\frac{1}{2\pi f M}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}[\xi W_x(\xi,\eta,0)-\xi^2 W_{zz}(\xi,\eta,0)]\,d\xi\, d\eta$$

обозначить через ℓ , то для определения полуосей a и b , длины c и избыточной плотности σ можно использовать те же формулы (20), (2I), (22) и (23), выведенные для горизонтального эллиптического цилиндра конечной длины.

Таким образом, зная b , глубину основания верхней половины полуцилиндра определим по формуле

$$\zeta_0=\ell+\frac{4}{3\pi}b, \qquad (26)$$

глубину верхней поверхности его нижней половины формулой

$$\zeta_0=\ell-\frac{4}{3\pi}b, \qquad (27)$$

а их избыточную плотность - зависимостью

$$\sigma=M:2\pi abc. \qquad (28)$$

Поступило 23.IУ.76 Кафедра геофизики

ЛИТЕРАТУРА

I. К.Е.Веселов, М.У.Сагитов, Гравиметрическая разведка, "Недра", Москва, 1968.

2. Г.Д.Манагадзе, А.В.Кудря, И.М.Гермисашвили, Интерпретация гравитационных аномалий над горизонтальным круговым полуцилиндром конечного простирания, Сообщения АН ГССР, т.80, №1, 1975.

3. Справочник геофизика, т.5, Гравиразведка, под ред. Е.А. Мудрецовой. М., "Недра", 1968.

გ. მანაგაძე, ა. კუდრია, გ. წერწვაძე

ჰორიზონტალური ელიფსური ცილინდრის შესაბამისი სიმძიმის ძალის ანომალიის ინტერპრეტაციის პირდაპირი მეთოდი

რ ე ზ ი უ მ ე

მოცემულია სასრული გავრცელების ჰორიზონტალური ელიფსური ცილინდრისა და ელიფსური ნახევარცილინდრის შესაბამისი სიმძიმის ძალის ანომალიის ინტერპრეტაციის ინტეგრალური მეთოდი.

G.Managadze, A.Kudria, G.Tsertsvadze

A DIRECT METHOD OF INTERPRETATION OF GRAVITY ANOMALY CORRESPONDING TO A HORIZONTAL ELLIPTIC CYLINDER

S u m m a r y

An integral method of interpretation of gravity anomaly corresponding to a finite horizontal elliptic cylinder and an elliptic semi-cylinder is given.

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო

უნივერსიტეტის შრომები 181, 1976

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени

государственного университета, 181, 1976

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ И ТИПА ПРИМЕСЕЙ НА ЭКЗОЭЛЕКТРОННУЮ ЭМИССИЮ ИЗ Ge

А.Б.Герасимов, Г.М.Долидзе, Л.А.Мизандари, А.А.Церцвадзе

На сегодняшний день накоплено достаточно большое количество работ, посвященных исследованию экзоэлектронной эмиссии (ЭЭЭ), открытой Крамером /1/ в 1949г. Для объяснения физики явления ЭЭЭ различными авторами были выдвинуты различные гипотезы /2/, однако ни одна из этих гипотез не в состоянии объяснить все аспекты явления, наблюдаемые при эксперименте. В работе /3/ был предложен физический механизм явления ЭЭЭ, с помощью которого, как показано в той же работе, можно объяснить результаты экспериментов, проведенных на самых различных материалах и различных способах "возбуждения" и стимуляции эмиссии. Согласно этой модели, эмиссия происходит из созданных предварительным "возбуждением" дефектов в процессе их отжига.

Большинство работ, проведенных до настоящего времени, касается ЭЭЭ из диэлектриков или металлов, покрытых тонким слоем окисла, и только малое количество работ посвящено эмиссии из полупроводников. С другой стороны, процессы образования и отжига дефектов лучше всего изучены в полупроводниках, в частности в Ge и Si и, следовательно, ясно, что эти полупроводники различных омностей и различного типа проводимости могут служить отличным модельным материалом для дальнейшей проверки и усовершенствования физического механизма ЭЭЭ, предложенного в /3/.

С этой точки зрения в настоящей работе были исследованы образцы Ge n - типа с удельным сопротивлением $\rho = 0,5$ ом.см и $\rho = 5$ ом.см и p - типа $\rho = 40$ ом.см. Образцы толщиной I мм и площадью 2,5 см^2 шлифовались с двух сторон порошком М-5, затем промывались и обезжиривались в толуоле, после чего в течение 3-х минут кипятились в пергидроле с добавлением 30% КОН. После промывки в деионизированной воде образцы травились в травителе СР-4 и сушились.

Измерения проводились на установке, описанной в работе /4, 5/. Образец помещался в установку и проводилось измерение эмиссии электронов при вакууме 10^{-7} тор в интервале температур от 130° до 600°К. В этом случае эмиссия не наблюдалась. Затем образец вновь охлаждался до температуры 130°К и подвергался облучению мягким рентгеновским излучением дозой 1,5 10^4 рент. при мощности дозы 16 рентген/сек. При этой температуре затухающая эмиссия не наблюдалась. После этого образец прогревался от 130° до600° К со скоростью нагрева 0,3 град/сек. При этом образец p - типа опять не дал эмиссию, спектры же эмиссии из образцов n -типа представлены на рис. I (кривые I и 2). На этом же рисунке показана кривая изохронного отжига дефектов в Ge, облученном электронами.

Факт отсутствия эмиссии из n -образцов без предварительной рентгенизации и из p -образцов после рентгенизации указывает на несостоятельность предположения о том, что эмиссия, обусловлена некоторыми локальными центрами, уже существующими в кристалле до облучения, и облучение вызывает лишь заселение этих центров электронами из валентной зоны. Если бы это было так, то в полупроводниках n-типа ЭЭЭ должна была бы наблюдаться без всякой рентгенизации, так как в таких образцах эти локальные уровни при понижении температуры всегда будут заселяться электронами из зоны проводимости. Таким образом, следствием облучения рентгеновскими лучами вовсе не является заброс электронов на центры эмиссии. С другой стороны, мы видим, что после рентгенизации образцы n-типа дают ЭЭЭ. Следовательно, остается единственное, а именно - предположить, что рентгенизация вызывает образование центров ЭЭЭ, которые в образцах n-типа могут быть засалены и заселяются электронами из зоны проводимости, а в образцах p-типа их заселение невозможно.

Рентгеновские лучи, с точки зрения образования дефектов, относятся к низкоэнергетическим видам облучения, обычно именуемым подпороговыми. В настоящее время уже установлено, что низкоэнергетическое облучение, которое способно возбудить в кристалле электронную подсистему, создает дефекты как в диэлектриках /6,7/, так и в полупроводниках /8,9/.

Из сопоставления кривых I и 3 на рис. I мы видим, что области температур, соответствующих максимумам ЭЭЭ, совпадают с областями температур различных стадий отжига радиационных дефектов в Ge, облученном электронами. Такие же стадии отжига наблюдаются и в Ge, облученном γ- лучами /I0,II/. Как следует из рис.I, температуры первых двух слабых максимумов ЭЭЭ при 150° и 210°K точно совпадают с температурами соответствующих стадий отжига дефектов, в то время как основной максимум сильно сдвинут к области начала стадии. Это должно быть связано с тем обстоятельством, что дефекты, отжиг которых соответствует основному максимуму, обладают, по-видимому, очень глубоким

12

акцепторным уровнем. Электрон, севший на этот уровень при температуре 250°К и выше, возвращается в зону проводимости. Поэтому при таких температурах отжиг дефектов не будет давать вклада в ЭЭЭ, так как на этих дефектах нет электронов. Точки же на кривой отжига 3 получены измерением концентрации n при 77°К, когда уровень занят электроном и поэтому число возвратившихся в зону проводимости электронов будет точно соответствовать числу оттоженных дефектов.

Таким образом, можно в согласии с /3/ утверждать, что ЭЭЭ происходит за счет энергии, освобождаемой при отжиге дефектов, и при температурах, соответствующих этим отжигам.

Сравнение кривых I и 2 на рис. I показывает, что интенсивность ЭЭЭ из образцов с удельным сопротивлением 0,5 ом.см больше, чем из образцов с ρ = 5 ом.см. В свете нашей модели для объяснения этого факта следует предположить, что при одинаковой интегральной дозе облучения в образцах с ρ = 0,5 ом.см возникает больше дефектов, чем в образцах с ρ = 5 ом.см. Этот факт согласуется с данными радиационной физики полупроводников, согласно которым наличие примеси способствует более эффективному введению дефектов /I2/. Однако только этим нельзя объяснить разницу в кривых I и 3, так как эффект введения радиационных дефектов зависит от концентрации примесей гораздо слабее, чем это следует из сравнения максимумов на кривых I и 2. Основную причину того, что большей легировке соответствует большая эмиссия следует, по-видимому, искать в следующем. Известно, что на поверхности Ge зоны сильно изогнуты вверх. Поэтому большая часть уровней в запрещенной зоне оказывается над уровнем Ферми и, следовательно, на них не могут сидеть электроны (рис.2). Ширина такой обедненной области L, как известно, пропорциональна $n^{-1/2}$. Поэтому для образцов с разными концентрациями примесей будем иметь $\frac{L_2}{L_1} \approx \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{1/2}$. В нашем случае $\frac{L_2}{L_1} \approx 3$ и $L_2 \simeq 2 \cdot 10^3 \text{Å}$. С другой стороны электроны при ЭЭЭ выходят из глубин также порядка L_2. Следовательно, в образцах с $\rho = 0,5$ ом.см в приповерхностной области на дефектах будет сидеть больше электронов, чем в образцах с $\rho = 5$ ом.см, что и обусловит большую эмиссию электронов из этих образцов в согласии с экспериментом.

Таким образом, исходя из результатов настоящих исследований, можно утверждать, что ЭЭЭ из облученного Ge обусловлена отжигом радиационных дефектов и акцепторные уровни, соответствующие дефектам, отжигающимся в районе температур $250^0 - 300^0$K, являются довольно глубокими (при 300^0K электроны из этих уровней почти полностью возвращаются в зону проводимости).

Поступило 20.IУ.76

Кафедра общей
физики

ЛИТЕРАТУРА

I. J.Kramer, Z.Physik. 125, 11/12 1949, 739.
2. В.Д.Евдокимов, Ю.И.Семов, Экзоэлектронная эмиссия при трении, М., I973.
3. А.Б.Герасимов, А.А.Церцвадзе, Сообщ. АН Груз.ССР, 80, 333, I975.
4. Г.М.Долидзе, Ю.А.Колбановский, Л.С.Полак, В.С.Саквarелидзе, Химия высоких энергий, 8, 29I, I974.
5. З.М.Бураханова, Д.В.Глебов, Г.М.Долидзе, Ю.А.Колбановский, Л.С.Полак, В.С.Саквaрелидзе, Сб."Экспериментальное и тео-

ретическое исследование неравновесных физико-химических процессов", Москва, "Наука", 1974.

6. Ч.Б.Лущик, И.К.Витол, М.А.Эланго, ФТТ, 10, 2753, 1968.
7. М.А.Эланго, Труды Ин.Ф.АН ЭССР, 43, 63, 1975.
8. В.Л.Винецкий, Г.Т.Холодарь, Статистическое взаимодействие электронов и дефектов в п/п-ах. "Наукова думка", Киев, 1971.
9. А.Е.Кив, А.А.Малкин, В.А.Янчук, ФТП, 8, 1194, 1974,
10. А.Б.Герасимов, Б.М.Коноваленко, ФТТ, 7, 2545, 1965.
11. H.Saito, J.C. Pigg, Phys. Rev., 144, 725, 1965 .
12. В.С.Вавилов, Н.А.Ухин, Радиационные эффекты в п/п-ах и полупроводниковых приборах. "Наука", М., 1969.

ა.გერასიმოვი, გ. დოლიძე, ლ. მიზანდარი, ა. ცერცვაძე

კონცენტრაციისა და მინარევის ტიპის გავლენა გერმანი-უმიდან ეგზოელექტრონულ ემისიაზე

რ ე ზ ი უ მ ე

შესწავლილია ეგზოელექტრონული ემისია რენტგენის სხივებით დასხივებული n და p-ტიპის გერმანიუმიდან ტემპერატურის ფართო ინტერვალში - 130^0-$600^0 K$ ექსპერიმენტალური შედეგები ახსნილია მოდელით, რომლის მიხედვით ელექტრონების გამოსვლა ხდება რადია-ციული დეფექტებიდან მათი გამოწვის პროცესში.

A.Gerasimov, G.Dolidze, L.Mizandari, A.Tsertsvadze

THE EFFECT OF CONCENTRATION AND THE IMPURITY TYPE ON EXOELECTRON EMISSION FROM Ge.

Summary

Exoelectron emission from p- and n- type Ge irradiated by x-rays in the wide temperature range of 130° - 600°K has been studied. The experimental results are explained on the basis of the model proposed in /1/, according to which electrons are emitted from radiation defects during the annealing process.

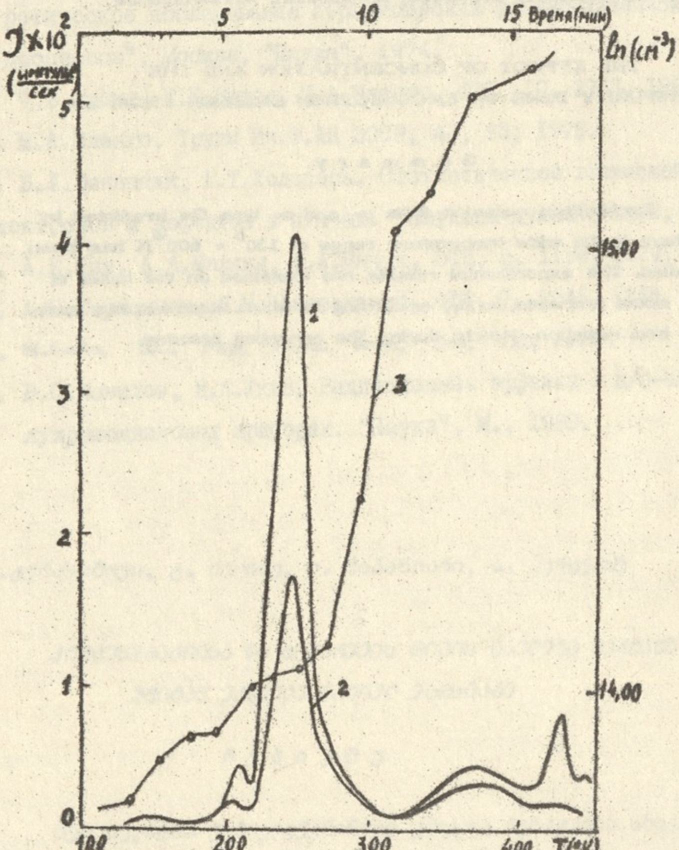

Рис. I

Кривые I и 2 - спектры ЭЭЭ из Ge (ρ = 0,5 ом.см и 5 ом.см соответственно), облученного рентгеновскими лучами. На оси абсцисс отложена температура, на оси ординат - число импульсов в сек. Кривая 3 - кривая изохронного отжига Ge с ρ = 5 ом.см, облученного электронами с энергией 3 Мэв. Время отжига - 5 мин. На правой оси ординат отложены ln - концентрации электронов, возвратившихся в зону проводимости в результате отжига.

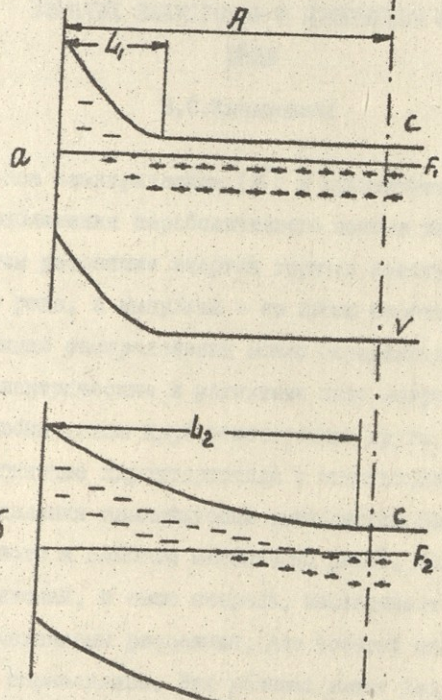

Рис. 2

Схематическое изображение изгиба зон у поверхности Ge с ρ = 0,5 ом.см (а) и ρ = 5ом.см (б). А – приближенный размер области из которой эмиттируют электроны.

თბილისის შრომის წითელი დროშის ორდენოსანი სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები 181, 1976
Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета, 181, 1976

ОБ ОДНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ (ВАХ) ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

З.С.Качлишвили

В сильном электрическом (E) и неквантующем магнитном (H) полях в приближении параболического закона дисперсии и при квазиупругом рассеянии энергии горячих носителей на фононах различного рода, а импульса - на любых несовершенствах кристалла, функцию распределения можно определить в общем виде. При этом электрические и магнитные поля могут быть ориентированы под любым углом друг относительно друга /1/. Поперечные гальваномагнитные характеристики с использованием общей функции распределения аналитически вычисляются только в приближениях сильного и слабого магнитного полей. Использование же этих приближений, в свою очередь, накладывает ограничения на возможные механизмы рассеяния, для которых полученные при этом результаты справедливы. Эти условия имеют вид: $t_o - t < 2$ — в сильном магнитном поле и $t_o + t < 2$ - в слабом. Здесь t_o и t - показатели степени энергетической зависимости длин свободного пробега по энергии и по импульсу соответственно. Для тех механизмов рассеяния, для которых нарушаются эти условия, имеет место убегание. Как известно /2/, при $t_o \pm t = 2$ действуют т.н. ограниченно удерживающие механизмы (ОУМ) рассеяния. Однако в работе /3/ показано, что появление ОУМ-рассеяния связано с используемыми приближениями, а не с объективной реальностью. В этой же работе приведен метод получения соответствующих функций распределения и проанализированы возможные механизмы рассеяния, для которых $t_o \pm t = 2$, и показано, что любые комбинации t_o и t , обеспечивающие сходимость результатов, приводятся к следующим случаям: $t_o + t = 2$ при $t > 0$ и $t_o + |t| = 2$ при $t = -|t| < 0$. При этом примечательно, что в первом случае все гальваномагнитные характеристики вычисляются для любого отличного от нуля магнитного поля и у ВАХ появляется особенность, связанная с режимом эксперимента - ток стремится к бесконечности без развития электрического пробоя. Этот случай рассмотрен в /3/.

В настоящей работе рассматривается второй случай. Получены соответствующие нелинейные гальваномагнитные характеристики.

Изотропную часть функции распределения представим в виде:

$$f^{\kappa}_{o,i}(x) \sim exp\left[-\int^{x} \frac{dx}{1+Q^{н}_{ik}(x)}\right]. \tag{I}$$

Для рассматриваемого случая функции разогрева

$$Q^{н}_{ik}(x) = \frac{\alpha_{ik}\, x^{1-|t|}}{1+z_i\, x^{-|t|}} ,$$

$$X = \frac{\varepsilon}{\kappa_o T}\ , \quad \alpha_{ik} = \frac{e^2 l^o_i \tilde{l}^o_\kappa E^2}{3(\kappa_o T)} = \left(\frac{E}{E^o_{ik}}\right)^2, \quad z_i = \frac{(eHl^o_i)^2}{2mc^2\kappa_o T} = \left(\frac{H}{H^o_i}\right)^2,$$

$l_i(x) = l^o_i X^{\frac{t+1}{2}}$ и $\tilde{l}_\kappa(x) = \tilde{l}^o_\kappa X^{\frac{t_o+1}{2}}$ - длины свободного пробега по импульсу и по энергии, соответственно. Значения t и t_o для всех известных механизмов рассеяния приведены в /I/. Остальные обозначения - общепринятые.

Для сильно неравновесной системы носителей ($Q^{н}_{ik}(\bar{x}) \gg 1$, $\bar{X}$ - средняя энергия) функция распределения принимает вид

$$f^{\kappa}_{0;i}(x) = N_0 X^{-\frac{\tau_i}{\alpha_{ik}}} exp\left(-\frac{1}{\alpha_{ik}} \cdot \frac{X^{|t|}}{|t|}\right), \qquad (2)$$

N_0 - нормировочный множитель.

Как известно /I/, все гальваномагнитные характеристики выражаются через коэффициенты подвижностей токов по направлению греющего и Холловского полей, которые соответственно определяются как

$$\frac{\mu^{\kappa}_{1;i}}{\mu^{i}_{0}} \sim \int\limits_{0}^{\infty}\left(-\frac{\partial f_{0i}}{\partial x}\right) \cdot \frac{X^{\frac{3-|t|}{2}}}{1+\tau_i X^{-|t|}}\, dx\,, \qquad (3)$$

$$\frac{\mu^{\kappa}_{2;i}}{\mu^{i}_{0}} \sim \int\limits_{0}^{\infty}\left(-\frac{\partial f^{\kappa}_{0;i}}{\partial x}\right) \cdot \frac{X^{\frac{3-2|t|}{2}}}{1+\tau_i X^{-|t|}}\, dx\,, \qquad (4)$$

μ^{i}_{0} - подвижность в нулевом электрическом поле (без магнитного поля), соответствующая i-му механизму рассеяния импульса.

Из выражения (2) очевидно, что

$$-\frac{\partial f^{\kappa}_{0;i}}{\partial x} = f^{\kappa}_{0;i}(x) \cdot X^{-\frac{\tau_i}{\alpha_{ik}}-1+|t|} \cdot \frac{1}{\alpha_{ik}}\left(1+\tau_i X^{-|t|}\right). \qquad (5)$$

Следовательно, из (3), (4) и (5) следует, что коэффициенты подвижностей и, таким образом, все гальваномагнитные характеристики можно вычислить для любого магнитного поля (не приходится пользоваться вынужденными традиционными приближениями

$\tau_i(X)^{-t} \gg\ll 1$).

Для средней энергии и коэффициентов подвижностей имеем:

$$\bar{X} = (\alpha_{ik}|t|)^{\frac{1}{|t|}} \frac{\Gamma\left(\frac{5\alpha_{ik}-2\tau_i}{2\alpha_{ik}|t|}\right)}{\Gamma\left(\frac{3\alpha_{ik}-2\tau_i}{2\alpha_{ik}|t|}\right)}, \qquad (6)$$

$$\frac{\mu_{1i}^{\kappa}}{\mu_0^i}=\frac{\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{5-|t|}{2}\right)}\cdot\left(\frac{b_0}{\alpha_{ik}}\right)^{1/2}, \tag{7}$$

$$\frac{\mu_{2i}^{\kappa}}{\mu_0^i}=\frac{\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{5-|t|}{2}\right)}\cdot\frac{\sqrt{z_i}}{\alpha_{ik}}. \tag{8}$$

С использованием (7) и (8) для гальваномагнитных характеристик получаем:

$$tg\,\vartheta_i^{\kappa}=\left(\frac{z_i}{b_0\alpha_{ik}}\right)^{1/2}, \tag{9}$$

$$\frac{R_i^{\kappa}}{R_0}=z_0^i\,\frac{\Gamma\left(\frac{5-|t|}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)}\cdot\frac{\alpha_{ik}\sqrt{z_i}}{z_i+b_0\alpha_{ik}}. \tag{10}$$

Магнетосопротивление имеет вид:

$$\frac{\rho_i^{\kappa}}{\rho_0^i}=\frac{\Gamma\left(\frac{5-|t|}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2}\right)}\cdot\frac{\left(b_0\alpha_{ik}^3\right)^{1/2}}{z_i+b_0\alpha_{ik}} \tag{11}$$

Здесь $\Gamma(x)$ - гамма-функция, ϑ_i^{κ} - угол Холла, R_i^{κ} - константа Холла, $R_0=-\frac{1}{enc}$, $z_0^i=\frac{c}{\mu_0^i H_i^0}$, $b_0=|t|\,\frac{\Gamma^2\left[\frac{(3+|t|)\alpha_{ik}-3z_i}{2\alpha_{ik}|t|}\right]}{\Gamma^2\left(\frac{3\alpha_{ik}-2z_i}{2\alpha_{ik}|t|}\right)}$, $\rho_0^i=-\frac{1}{en\mu_0^i}$

Критерии применимости полученных результатов с использованием (6) можно представить в виде:

$$\alpha_{ik}|t|\,a^{|t|}\left(\alpha_{ik}^{\frac{1}{|t|}}\,a^{1-|t|}\,|t|^{\frac{1-|t|}{|t|}}-1\right)\gg z_i\,, \tag{12}$$

где

$$a=\frac{\Gamma\left(\frac{5\alpha_{ik}-2z_i}{2\alpha_{ik}|t|}\right)}{\Gamma\left(\frac{3\alpha_{ik}-2z_i}{2\alpha_{ik}|t|}\right)}.$$

Для известных механизмов квазиупругого рассеяния рассмотренный нами случай фактически реализуется при рассеянии импульса на деформационных акустических фононах (приближение "высоких" температур) или же на деформационных оптических фононах, а при рассеянии энергии - на поляризационных акустических или деформационных оптических фононах. Во всех указанных случаях $|t|=1$ и условие (I2) выполнимо, если одновременно $\alpha_{ik}>1$ и $\alpha_{ik}a \gg z_i$. Пренебрегая в гамма-функции слагаемым, содержащим z_i, и учитывая, что при этом $a=1,5$, $b_0=\frac{4}{\pi}$, получаем:

$$\frac{R_i^k}{R_0}=\frac{\sqrt{\pi}}{2}z_0^i\frac{H}{H_0^i}\,, \tag{I3}$$

$$\frac{\rho_i^k}{\rho_0^i}=\frac{E}{E_{ik}^0}\,. \tag{I4}$$

Для режима заданного тока (длинный образец с разомкнутыми Холловскими контактами) решение уравнения, связывающего греющее поле (E) с приложенным (E_x) в указанных выше приближениях, дает, что $E \simeq E_x$.

Следовательно, и в режиме заданного тока и в режиме заданного поля (короткий образец с короткозамкнутыми Холловскими контактами) для приближенного электрического и магнитного полей, удовлетворяющих условиям $E_x > E_{ik}^0$, $E_x \gg \left(\frac{k_0 T}{mc^2}\cdot\frac{\ell_i^0}{\ell_k^0}\right)^{1/2}\cdot H$, ВАХ имеет вид:

$$j_x=\frac{E_{ik}^0}{\rho_0^i}=const\,. \tag{I5}$$

Поступило I6.УI.76

Кафедра физики
твердого тела

ЛИТЕРАТУРА

I. Z.S.Kachlishvili, Phys. Stat. Sol. (a) 33, 15 (1976).

2. И.Б.Левинсон, Докторская дисс., Вильнюс I966.

3. З.С.Качлишвили, ФТТ (в печати).

ზ. ქაჩლიშვილი

ცხელი ელექტრონების ვოლტამპერული მახასიათებლის ერთი არაწრფივობის შესახებ განივ მაგნიტურ ველში

რეზიუმე

გალვანომაგნიტური მახასიათებლები ანალიზურად შეიძლება გაითვალოს მხოლოდ სუსტი და ძლიერი მაგნიტური ველების მიახლოებაში. ამ მიახლოებათა გამოყენება ზღუდავს შესაძლო გაბნევათა მექანიზმებს. მიღებული შედეგები სამართლიანია ისეთი კვაზირეკადი გაბნევის მექანიზმებისათვის, რომლებისთვისაც სრულდება შემდეგი პირობები: $t_0+t<2$ -სუსტ მაგნიტურ ველში და $t_0-t<2$ - ძლიერ მაგნიტურ ველში.

შრომაში განხილულია $t_0+|t|=2$ $(t=-|t|)$ შემთხვევა. გამოთვლილია ცხადი სახით არაწრფივი გალვანომაგნიტური მახასიათებლები. ვოლტამპერული მახასიათებელი გაჯერებულია.

Z. Kachlishvili

ON ONE NONLINEARITY OF THE I-V CURVE OF HOT ELECTRONS IN A CROSSED MAGNETIC FIELD

Summary

Galvanomagnetic characteristics are analytically calculated only in approximations of weak and strong magnetic fields. The approximations impose restrictions on possible scattering mechanisms. The results obtained are valid for the quasi-elastic scattering mechanisms for which the following conditions are fulfilled: $t_0+t<2$ - in a weak magnetic field and $t_0-t<2$ - in a strong magnetic field.

The present study deals with the condition $t_0+|t|=2$ $(t=-|t|<0)$. Nonlinear galvanomagnetic characteristics are calculated in explicit form. The I - V curve is saturated.

თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის სამეცნიერო კონფერენციის (20-22.V.1976) ფიზიკის სექციაზე წაკითხული მოხსენებების

ა ნ ო ტ ა ც ი ე б ი

А н н о т а ц и и

докладов, прочитанных на физической секции научной конференции Тбилисского государственного университета (20- 22.V.1976)

Abstracts of the papers read at the scientific conference of the physics section of the Tbilisi State University (May, 20-22, 1976):

ლ.აბესალაშვილი, ნ. ამაღლობელი, ლ. ახობაძე, დ.გერსამია,
მ.დასაევა, თ.კვაჭაძე, ნ.კუციდი, რ.სალუქვაძე, ი.თევზაძე,
მ. ჩარგეიშვილი

Λ^0- ჰიპერონების და K_1^0- მეზონების ზოგიერთი ინკლუზიური განაწილებების შესწავლა $\pi^- C^{12}$ ურთიერთქმედებებში 40 გევ/c იმპულსის დროს

შრომაში წარმოდგენილია Λ^0-ჰიპერონების და K_1^0-მეზონების ზოგიერთი ინკლუზიური სპექტრები $\pi^- C^{12}$ ურთიერთქმედებებში 40 გევ/c იმპულსის დროს. განაწილებები $\pi^- C^{12}$ ურთიერთქმედებებისათვის შედარებულია ანალოგიურ განაწილებებთან $\pi^- p$ ურთიერთქმედებებისათვის იმავე ენერგიებზე. Λ^0-ჰიპერონებისა და K_1^0-მეზონების სხვადასხვა განაწილებების შედარებით $\pi^- C^{12}$ და $\pi^- p$ ურთიერთქმედებებისთვის შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ ნახშირბადის ბირთვი უმნიშვნელოდ ცვლის განაწილებების სახეს, რაც თავს იჩენს იმპულსურ და კუთხურ განაწილებებში.

Л.Н.Абесалашвили, Н.С.Амаглобели, Л.Т.Ахобадзе, Д.В.Герсамия, М.А.Дасаева, Т.И.Квачадзе, Н.К.Куциди, Р.Г.Салуквадзе, Ю.В.Тевзадзе, М.С.Чаргейшвили

Исследование некоторых инклюзивных распределений Λ^0- гиперонов и K_1^0-мезонов в $\pi^- C^{12}$ столкновениях при 40 гэв/с

L.Abesalashvili, N.Amaglobeli, L.Akhobadze, D.Gersamia, M.Dasaeva, T.Kvachadze, N.Kutsidi, R.Salukvadze, Yu.Tevzadze, M.Chargeishvili,

Investigation of Some Inclusive Distributions of Λ^0-hyperons and K_1^0- mesons in $\pi^- C^{12}$ Interactions at 40 Gev/C.

ვ.აგლამაზოვი, ლ. გედევანიშვილი, ვ. გოკიელი, ჟ. პეტროსიანი,
ი. საყვარელიძე, ა. ქობულაშვილი, ნ. ხაზარაძე, ზ.რობაქიძე

მაღალი ენერგიის /10^{11}-10^{13}ევ/ მიუონების ბირთვული და ფოტობირთვული ურთიერთქმედების შესწავლა.

საიონიზაციო კალორიმეტრის საშუალებით, რომელშიც მოთავსებულია 130 მწე სიღრმეზე სწარმოებს მიუონების მიერ გამოწვეული ელექტრომაგნიტური კასკადების დაკვირვება და მათი ენერგიის გაზომვა. მიუონების ბირთვული ურთიერთქმედების დადგენა ხდება ნეიტრონული მონიტორის საშუალებით, რომელიც შერწყმულია თვით კალორიმეტრთან. დაახლოებით 4000 საათის მუშაობის განმავლობაში მოხდა ათეული ბირთვული ურთიერთქმედების დაკვირვება, რომლებსაც თან ახლავს ერთი ნეიტრონის გაჩენა მაინც.

აგებულია მიღებული შემთხვევების ენერგეტიკული სპექტრი და კუთხური განაწილება.

В.А.Агламазов, Л.Д.Гедеванишвили, В.Д.Гокиели, Ж.С.Петросян, И.И.Сакварелидзе, А.Г.Кобулашвили, Н.Г.Хазарадзе, З.П.Робакидзе

Изучение ядерного и фотоядерного взаимодействия мюонов высокой энергии (10^{11} - 10^{13} эв.)

V.Aglamazov, L.Gedevanishvili, V.Gokieli, G.Petrosyan,
A.Kobulashvili, I.Sakvarelidze, Z.Robakidze, N.Khazaradze.

Study of the Nuclear and Photonuclear Interactions of the Superhigh Energy Muons (10^{11}-10^{13}ev).

შ. მირიანაშვილი, ი. ფურცელაძე, ლ. ხავთასი, ქ. ედილაშვილი

მაღალომიანი, კომპენსირებული ხვრელური ტიპის ინდიუმის ანტიმონიდის ოპტიკური და ფოტოელექტრული თვისებები

შრომაში შესწავლილია მაღალომიანი, კომპენსირებული P-InSb ნიმუშების ფოტოგამტარებლობა 2-15 მკმ სპექტრალურ უბანში და ამ ნიმუშების გაშვება და არეკვლა ფართე სპექტრალურ 2-45 მკმ არეში.

15-45 მკმ სპექტრალურ უბანში შემჩნეულია რამოდენიმე გარდამავალი შთანთქმის ზოლი, რომელთა სიღრმე მცირდება ტემპერატურის შემცირებით. აღნიშნული შთანთქმა წარმოადგენს შთანთქმას ფონონების მონაწილეობით.

ფოტოგამტარებლობის სპექტრალური სვლით დამტკიცებულია P -ტიპის მაღალომიანი, კომპენსირებული ინდიუმის ანტიმონიდის სავალენტო ზონის სამ ქვეზონას შორის გადასვლების არსებობა.

Ш.М.Мирианашвили, И.М.Пурцеладзе, Л.Г.Хавтаси, К.В.Эдилашвили

Оптические и фотоэлектрические свойства высокоомного компенсированного антимонида индия дырочного типа

Sh.Mirianashvili, I.Purtseladze, L.Khavtasi, K.Edilashvili.

The Optical and Photoelectric Properties of High Resistance, Compensated P-Type Indium Antimonide.

ი.ჩხარტიშვილი, ი. მღებრიანი, ნ.ჩიქოვანი, ე.ნიკაბაძე,

კ.ჩიტაია, ი. ქავთარაძე

Ge_xTe_{1-x} სისტემის თერმოგრაფიული და ოპტიკური გამოკვლევა

შრომაში აღწერილია Ge_xTe_{1-x} სისტემის კრისტალური და ამორფული ფაზის მიღების მეთოდიკა. თერმოდიფერენციალური ანალიზით დადგენილია კრისტალიზაციის, დარბილებისა და დნობის ტემპერატურების დამოკიდებულება X-ზე ინტერვალში $0,5<X<0,15$ ნაჩვენებია, რომ ახლად მიღებულ ამორფულ ფაზაში ადგილი აქვს სტრუქტურის სტაბილიზაციის პროცესს, რომელსაც ოთახის ტემპერატურაზე საშუალოდ 12 საათი სჭირდება. სტაბილური სტრუქტურა შეესაბამება გადაცივებული სითხის სტრუქტურას.

$X = 0,5$ ნიმუშისათვის შესწავლილია ოპტიკური შთანთქმის კოეფიციენტის სპექტრალური განაწილება ფოტონის ენერგიების ინტერვალში $0,5 \div 1,2$ ევ ოთახის ტემპერატურაზე, ვაკუუმში თერმული დაფენით მიღებული თხელი ფენისათვის.

Ю.В.Чхартишвили, И.О.Мгебриан , Н.Н.Чиковани, Э.Д.Никабадзе, К.Б.Читэя , И.Ш.Кавтарадзе

Термические и оптические исследования системы Ge_xTe_{1-x}

Y.Chkhartishvili, Y.Mgebrian, N.Chicovani, E.Nikabadze, K.Chitaia, I.Kavtaradze.

Thermal and Optical Studies of Ge_xTe_{1-x}

რ.მირიანაშვილი, თ. სანაძე

U^{3+}-ის ტეტრაგონალური ცენტრების ზეზენაზი ურთიერთქმედების გამოკვლევა ფლუორიტების ჰომოლოგიურ რიგში

რადიოსიხშირული დისკრეტული გაჯერების მეთოდით გაზომილია U^{3+}-ის ტეტრაგონალური ცენტრების ზეზენაზი ურთიერთქმედების (ზზნუ) ტენზორები ოთხი უახლოესი საკოორდინაციო სფეროს ბირთვებთან CaF_2, SrF_2, BaF_2-ის მონოკრისტალებში. დამტკიცებულია, რომ U^{3+} ჩაენაცვლება ტუტემიწა იონს, ხოლო ტეტრაგონალური სიმეტრია განპირობებულია [001] მიმართულების გასწვრივ მეზობელი თავისუფალი კუბის ცენტრში ფტორის იონის ჩანერგვით. მეორე საკოორდინაციო სფეროს ბირთვებთან ზზნუ-დან მიღებულია ჩანერგილი F^--და ჩანაცვლებული U^{3+} იონებით გამოწვეული მესერის დამახინჯების პარამეტრები. ზზნუ მესამე და მეოთხე საკოორდინაციო სფეროებთან ადასტურებს ამ დამახინჯებებს. ნაჩვენებია, რომ დამახინჯებებში ძირითად როლს თამაშობს განსხვავება იონურ რადიუსებში.

Р.И.Мирианашвили, Т.И.Санадзе

Исследование суперсверхтонкого взаимодействия тетрагональных центров U^{3+} в гомологическом ряду флюоритов

R.Mirianashvili, T.Sanadze

Investigation of the Superhyperfine Interaction of U^{3+} in Tetragonal Sites in the Homologous Series of Fluorites.

მ.ზვიადაძე, ნ. ფოკინა

დიპოლ-დიპოლური რეზერვუარის როლი დისკრეტული გაჯერების პირობებში

გამოყვანილია განტოლებათა სისტემა მაკროსკოპული პარამეტრებისათვის, რომლებიც აღწერენ ელექტრონებისა და ბირთვების სპინური სისტემის ($S=I=\frac{1}{2}$) ევოლუციას დისკრეტული გაჯერების პირობებში ელექტრონული სპინების დიპოლ-დიპოლური რეზერვუარის (დდრ) გათვალისწინებით. შესწავლილია დაშვებული და აკრძალული გადასვლების იმპულსური და სტაციონალური გაჯერების დროს დდრ-ის ტემპერატურის წანაცვლების გავლენა დისკრეტული გაჯერების სპექტრის ინტენსიობაზე და ფორმაზე.

М.Д.Звиададзе, Н.П.Фокина

Роль диполь-дипольного резервуара в условиях дискретного насыщения

M.Zviadadze, N.Fokina

The Role of the Dipole-Dipole Reservoir under Conditions of Discrete Saturation.

ვ. პარკაძე

ფრანგი ფიზიკოსების იდეები XVIII-XX სს.

ქართველ მეცნიერთა შრომებში

პირველად ფრანგი ფიზიკოსების გვარები საქართველოში გაისმა XVIII საუკუნის დასაწყისში, პეტრე I-სა და ალ. ბაგრატიონის ევროპაში ერთად მოგზაურობის დამთავრების შემდეგ.

1762 წლიდან საქართველოში გავრცელდა ა. ბაგრატიონის მიერ ვოლფის თეორიული ფიზიკის ქართული თარგმანი და კომენტარები, რომელშიც მოხსენებული იყო ბ. პასკალი, რ. დეკარტი, ე. მარიოტი და ჟ. ბრისონი.

1818 წ. დ. ბაგრატიონის მიერ შედგენილ ფიზიკის სახელმძღვანელოში დამატებით გამოყენებულია კულონის კანონიც.

მომდევნო წლებში ქართულ ენაზე ითარგმნა ბრისონისა და ჟ. ჟამენის ფიზიკის სახელმძღვანელოები.

1844 წ. პარიზში ხელმეორედ გამოიცა პ. ბაგრატიონის შრომა მშრალი ელემენტის შექმნისა და კთილშობილი ლითონების ციანირების მეთოდით წიაღიდან დამუშავების შესახებ.

შრომის მომდევნო ნაწილებში განხილულია XVIII და XX საუკუნეების ფრანგი და ქართველი ფიზიკოსების მეცნიერული ურთიერთობის შესახებ.

В.Д.Паркадзе

Идеи французских физиков в трудах грузиноких

ученых ХУIII - ХХ веков

V.Parkadze

The Ideas of French Physicists in the Writings of Georgian Scientists of 18th-20th Centuries.

ი.ჩხარტიშვილი, პ. მარგველაშვილი, ა. გოლოვკო

გამტარებლობის სიხშირეზე დამოკიდებულების შესახებ

შესწავლილია გერმანიუმის ტელურიდის ნიმუშის გამტარებლობის გარეშე ელექტრული ველის სიხშირეზე დამოკიდებულება. ექსპერიმენტული მონაცემები ფართო სიხშირულ დიაპაზონში აღიწერება ფორმულით $\sigma(f)=\sigma_0+af^{0.85}$. შეიმჩნევა გამტარებლობის სიხშირეზე დამოკიდებულების ცვლილება გარე ველის დაძაბულობის ამპლიტუდის ცვლილებასთან ერთად. გამტარებლობის სიხშირეზე დამოკიდებულების მიღებული სახე შეიძლება ინტერპრეტირებული იქნას გამტარებლობის თეორიული მოდელით, რომელიც ეყრდნობა ლოკალიზებული მდგომარეობების ცნებას.

И.В.Чхартишвили, П.И.Маргвелашвили, А.Г.Головко

О частотной зависимости проводимости

V.V.Chkhartishvili, P.I.Margvelashvili, A.Golovko.

On Frequency Dependence of Conductivity.

ი.ვაშაკიძე, ფ. გუდავაძე, თ.ჯალაღანია, ნ.ჩიტაია

მეზონების დრეკადი გაბნევა მსუბუქ ბირთვებზე

მრავალჯერადი გაბნევის თეორიის ფარგლებში აგებული ოპტიკური პოტენციალის გამოყენებით შეისწავლება დაბალი ენერგიების π-მეზონების დრეკადი გაბნევა He^4 და C^{12} ბირთვებზე. π-მეზონ-ნუკლონურ ურთიერთქმედებად აღებულია რეალისტური პოტენციალი, რომელიც აღწერს π-N გაბნევას დაბალ ენერგიებზე. გამოთვლები ჩატარებულია იმპულსურ მიახლოებაში და Pade-მიახლოებაში. ორივე შემთხვევაში მიიღება ექსპერიმენტული მონაცემების თვისობრივი აღწერა.

И.Ш.Вашакидзе, П.И.Гудавадзе, Т.Р.Джалагания, Н.П. Читая

Упругое рассеяние π - мезонов легкими ядрами

I.Vashakidze, P.Gudavadze, T.Jalagania, N.Chitaia

Pion Elastic Scattering from Light Nuclei.

ლ.ლომიძე, ფ. ტყებუჩავა

ფოტოდაბადების პროცესები რეზონანსულ არეში

შრომაში განხილულია მეზონების ფოტოდაბადების, ელექტროდაბადების და წყვილთა გაჩენის პროცესები რეზონანსულ არეში. ნაჩვენებია, რომ ელექტროდაბადების პროცესისათვის რეზონანსების არეში მიახლოებით სამართლიანია მასშტაბური ინვარიანტობის თვისებები.

ეს გარემოება საშუალებას იძლევა გამოვიყენოთ ვექტორული დომინანტობა ფოტოდაბადების ტიპის პროცესებისათვის მასური ზედაპირის გარეთ. მაშინ შესაძლებელი ხდება რეზონანსების ფორმფაქტორების ყოფაქცევის გათვალისწინება დისპერსიული თანაფარდობების ფარგლებში. ამის შედეგად ფოტოდაბადების ტიპის პროცესების გაბნევის ამპლიტუდა საკმარისი სიზუსტით გამოითვლება მეორე რეზონანსულ არეში, რაც კომპენსაციის პრინციპთან ერთად გვაძლევს კარგ საშუალებას განვსაზღვროთ ნუკლონების სტრუქტურა ამ არეში.

Л.Р.Ломидзе, Ф.Г.Ткебучава

Процессы фоторождения в резонансной области.

L.Lomidze, F.Tkebuchava.

Photoproduction Processes in Resonance Region.

შ.ბებიაშვილი, ქ.ხომასურიძე, ო. ნამიჩეიშვილი, ქ.ნიშნიანიძე,
ა. მესხი, ჯ. გუგუშვილი, ი.ჟღენტი

აღდგენადი და არააღდგენადი დარეზერვებული სისტემის საიმედოობის ზოგიერთი არამარკოვისეული მოდელი

განხილულია აღდგენადი და არააღდგენადი დარეზერვებული სისტემა, რომლის ელემენტის მტყუნების დროის განაწილება არის შემდეგი სახის

$$F(t)=1-e^{-\lambda t}-\lambda^{t}e^{-\lambda t}$$

შედგენილია საიმედოობის შესაბამისი მათემატიკური მოდელები და გამოთვლილია საიმედოობის ძირითადი პარამეტრები ზოგიერთი დარეზერვების შემთხვევაში.

Ш.Л.Бебиашвили, К.Н.Хомасуридзе, О.М.Намичейшвили, К.А.
Нишнианидзе, А.И.Месхи, Д.Т.Гугушвили, И.Д.Жгенти

Некоторые немарковские модели надежности восстанавливаемых и невосстанавливаемых резервированных систем

**Sh.Bebiashvili, K.Khomasuridze, O.Namicheishvili, K.Nishnianidze,
A.Meskhi, D.Gugushvili, I.Zhgenti.**

Some Non-Markovian Models of Reliability of Standby Reductive and Non-Reductive Systems.

ბ.ბერულავა, რ. მირიანაშვილი, ი. ნაზაროვა, თ.სანაძე

Yb^{3+}-ის ლიგანდური ზენაზი ურთიერთქმედება SrF_2-ის მონოკრისტალებში

აკრძალული ეპრ გადასვლების იმპულსური სპექტროსკოპიის მეთოდებით გამოკვლეულია SrF_2-ის მონოკრისტალებში Yb^{3+}-ის ტრიგონალური ცენტრების ზენაზი ურთიერთქმედება. ცალსახად დადგინდა, რომ მაგნიტური მინარევის ჭარბი დადებითი მუხტის კომპენსაცია ხორციელდება უახლოესი თავისუფალი კუბის ცენტრში გამავალი ტრიგონალური ღერძის გასწვრივ მოთავსებული დამატებითი F^--იონით. მიღებულია სრული ინფორმაცია პირველი და მეორე საკოორდინაციო სფეროების ბირთვების ზენაზი ურთიერთქმედების ტენზორის შესახებ. განისაზღვრა F^- დამატებითი იონით და მაგნიტური მინარევის იონით გამოწვეული მესრის მცირე ლოკალური დამახინჯებანი.

ნაჩვენებია, რომ პირველი საკოორდინაციო სფეროს ფტორის იონები წანაცვლდებიან იმ კუბის დიაგონალების გასწვრივ, რომლის ცენტრშიც მოთავსებულია Yb^{3+}-ის იონი.

Б.Г.Берулава, Р.И.Мирианашвили, И.В.Назарова, Т.И.Санадзе

Лигандное сверхтонкое взаимодействие в монокристаллах SrF_2

B.Berulava, R.Mirianashvili, I.Nazarova, T.Sanadze

Ligand Hyperfine Interaction of Yb^{3+} in SrF_2 Single Crystals.

ზ. ხვედელიძე

მეტეოროლოგიური ელემენტების პროგნოზის ამოცანის ამოხსნა ჰიდროთერმოდინამიკის განტოლებათა სრული სისტემის საფუძველზე, ოროგრაფიის გავლენის გათვალისწინებით

მოცემულია მეტეოროლოგიური ელემენტების, წნევის, ტემპერატურისა და ქარის სიჩქარე მდგენელების პროგნოზული განტოლებების ამოხსნა ანალიზური სახით. გამოყენებულია ჰიდროთერმოდინამიკის განტოლებათა სრული სისტემა დედამიწის რელიეფის დამახასიათებელი პარამეტრების ცვლილების გავლენის გათვალისწინებით, გამოთვლილია გავლენის ფუნქციების მნიშვნელობები $t = 1, 2, 3, 6, 24$ საათისათვის და ჩატარებულია მიღებული გრაფიკების ანალიზი. მიღებულია საგულისხმო შედეგი, რომ მთაგორიანი რაიონებისათვის მეტეოროლოგიური ელემენტების პროგნოზირებისას აუცილებელია გათვალისწინებულ იქნას საპროგნოზო წერტილის მიმართ წონითი კოეფიციენტების ასიმეტრიულობა სხვადასხვა მიმართულებით.

З.В.Хведелидзе

Решение задачи прогноза метеорологических элементов по полной системе уравнения гидротермодинамики с учетом орографии.

Z.Khvedelidze

Solution of the Problem of Predicting Meteorological Elements Using a System of Primitive Equations of Hydrothermodynamics with Account of Orography.

თ.კოპალეიშვილი, ა. მაჭავარიანი

რელატივისტური კინემატიკის როლი პიონ-დეიტრონის გაბნევის ამოცანაში

სამნაწილაკოვანი კვაზიპოტენციალური განტოლებების ბაზაზე შესწავლილია პიონ-დეიტრონის გაბნევის სიგრძისათვის რელატიური კინემატიკის როლი. ნაჩვენებია, რომ ასეთი შესწორების წვლილი იმავე რიგისაა, რაც სხვა შესწორებებისა, რომელთა გათვალისწინება ჩვეულებრივ ხდება პიონ-დეიტრონის გაბნევის სიგრძისათვის.

Т.И.Копалейшвили, А.И.Мачавариани

Роль релятивиотокой кинематики в задаче пион – дейтронного рассеяния

T. Kopaleishvili, A.Machavariani.

The Role of Relativistic Kinematics in Pion-Deutron Scattering.

შ. ვაშაკიძე, ვ.მატვეევი, ე. ტოლკაჩევი

ვირტუალური ფოტონისთვის ვაკუუმის მასიური ფლუქტუაციები

განისაზღვრება პარტონების მასური სპექტრი e^+e^- -ად-რონებად ანიჰილაციის სრული კვეთის საშუალებით. განზოგადოებულ ფუნქციათა თეორიების საშუალებით მოიცემა ამ ამოცანის ზუსტი ამონახსნი 0 და 1/2 სპინიანი პარტონებისთვის.

Ш.И.Вашакидзе, В.А.Матвеев, Е.А.Толкачев

Массовые флуктуации вакуума для виртуального фотона

Sh.Vashakidze, V.Matveev, E.Tolkachev

Mass Fluctuations of Vacuum for Virtual Photon.

შ.ბებიაშვილი

პროდუქციის ფასის შესახებ

პროდუქციაზე, კერძოდ ელემენტზე ან სისტემაზე ფასის დადგენას ცნობილი საწარმოო-ეკონომიური მოსაზრებები უდევს საფუძვლად, რომლებიც უშუალოდ აშკარა სახით ვერ ღებულობენ მხედველობაში ნაწარმის საიმედოობის დონეს, მაშინ, როდესაც ამ უკანასკნელს ფრიად დიდი მნიშვნელობა ენიჭება და მან უნდა ითამაშოს განმსაზღვრელი როლი ღირებულების დონის დადგენის საქმეში.

ელემენტის ან სისტემის ღირებულების განსაზღვრა შეიძლება ჩავატაროთ შემდეგი ფორმულის მიხედვით.

$$\frac{1}{r}\,\frac{P\ln P}{1-P}=A$$

სადაც r - ნაწარმის ღირებულება,

P - მტყუნების ალბათობა და

A - კოეფიციენტი, რომელიც მხედველობაში იღებს საწარმოო და სხვადასხვა ეკონომიურ დანახარჯებს, რომლებიც გამოწვეულია ნაწარმის დაპროექტების, დამზადების, ტრანსპორტირებისა და სხვა პროცესებით, რომლებიც გავლენას ახდენენ მისი ფასის წარმოქმნაზე.

ფორმულა საერთოა ელემენტისა, კვანძისა და სისტემისათვის სათანადოდ დადგენილ კოეფიციენტის მნიშვნელობისათვის საიმედოობის დონის მიხედვით. იგი ერთმანეთთან აკავშირებს სხვადასხვა სახისა და დანიშნულების მქონე ელემენტისა და სისტემის ღირებულებასა და საიმედოობას და გამოსადეგია ნაწარმის ღირებულების დადგენის საქმეში პრაქტიკულად გამოყენებისათვის.

მრავალ ელემენტის შემცველ სისტემის დაპროექტების დროს საორიენტაციო გათვლებისათვის შესაძლებელია ელემენტის ან კვანძის ერთეული წონის, მოცულობისა და ღირებულების დადგენა, რომელთა სამგანზომილებიანი კონფიგურაციის ექვივალენტური მოცულობა განსაზღვრული კლასის ნაწარმისათვის მუდმივ სიდიდეს წარმოადგენს.

Ш.Л.Бебиашвили

О ценообразовании на продукцию

Sh.Bebiashvili

About the Determination of Prices of Production.

ვ.კეკელიძე, გ. ნიკობაძე, ვ. ჯორჯაძე

ვექტორული ფორმ-ფაქტორის გაზომვა $K_L^0 \to \pi e \nu$ დაშლებში

ბირთვული გამოკვლევების გაერთიანებული ინსტიტუტის ექსპერიმენტულ დანადგარზე მიღებული 31000 შემთხვევისაგან შემდგარ სტატისტიკაზე გაზომილია $K_L^0 \to \pi e \nu$ დაშლებში ვექტორული ფორმ-ფაქტორის პარამეტრი და მიღებულია მნიშვნელობა $\lambda_+ = 0,033 \pm 0,005$.

В.Д.Кекелидзе, Г.И.Никобадзе, В.П.Джорджадзе

Измерение векторного форм-фактора в распаде $K_L^0 \to \pi e \nu$

V.Kekelidze, G.Nikoladze, V.Jorjadze.

Measurement of the Vectorial Form-Factor in the $K_L^0 \to \pi e \nu$ Decay.

ა.ბახტაძე, ლ. ლომიძე, ა. ხელაშვილი

მასიური არააბელური ყალიბური იანგ-მილსის ველის უმასო ზღვარი

ცნობილია, რომ იანგ-მილსის ნაწილაკის მასის ნულისკენ მისწრაფებით არ მიიღება უმასო იანგ-მილსის თეორიის გრინის ფუნქციები. ეს ფაქტი გამოწვეულია იმით, რომ უმასო თეორია და თეორია რაგინდ მცირე მასით ერთმანეთისგან ნახტომისებურად განსხვავდება ყალიბური სიმეტრიის თვისებებით, ლიტერატურაში გავრცელებულია აზრი, თითქოს მასიური თეორიის ულტრაიისფერი ყოფაქცევის გაუმჯობესებას შეუძლია თავიდან აგვაცილოს აღნიშნული არაცალსახობა. ამ მიზნით შემოყავთ დამატებითი უმასო სკალარული ველი, რომელიც თავის თავზე იღებს იანგ-მილსის ველის გასწვრივი არაფიზიკური პოლარიზაციის ხარისხს, როცა ამ უკანასკნელის მასას ნულისკენ მივასწრაფებთ. მაგრამ ამ პროცედურით მიზანი მაინც ვერ მიიღწევა, რადგან ირღვევა იანგ-მილსის ველების სხვა ველებთან ურთიერთქმედების უნივერსალურობა.

ჩვენ ვაჩვენეთ, რომ თუ იანგ-მილსის ველის მასა შემოტანილია ვაკუუმის სიმეტრიის სპონტანური დარღვევით, მაგ., ჰიგს-კიბლის მექანიზმით, მაშინ უმასო ზღვარიც რეგულარულად მიიღწევა და ამასთან ერთად მთლიანად აღდგება ყალიბური სიმეტრია. ამრიგად, თეორიის ულტრაიისფერ ყოფაქცევასთან ერთად გადამწყვეტი მნიშვნელობა აქვს მასის გენერაციის მექანიზმს, ე.ი. ყალიბური სიმეტრიის დარღვევის მექანიზმის არჩევას. შედეგი დამტკიცებულია ფეინმანის კონტინუალური ინტეგრალისთვის და შემოწმებულია შეშფოთების თეორიის ერთმარყუჟოვან მიახლოებაში.

А.Г.Бахтадзе, Л.Р.Ломидзе, А.А.Хелашвили

Безмассовый предел массивного калибровочного поля Янга-Мильса

A.Bakhtadze, L.Lomidze, A.Khelashvili

The Zero Mass Limit of the Massive Non-Abelian Gauge Yang-Mills Field.

ლ. გურევიჩი, ი. პაპავა

სიხშირის გაორება გამტარ გარემოში

გამტარ გარემოში ელექტრომაგნიტური ტალღის გავრცელებისას წარმოიშობა ორმაგი სიხშირის ველი, რომელიც წრფივადაა დამოკიდებული პოინტინგის ვექტორზე. ამ ველის დროზე დამოკიდებული ნაწილი გამოვლინდება როგორც ე.წ. რადიოელექტრული ეფექტი, ხოლო დროზე დამოკიდებული ნაწილი განაპირობებს ორმაგი სიხშირის ელექტრომაგნიტური ტალღის წარმოშობას. ნაშრომში განხილულია ასეთი ტალღის წარმოშობის პირობები, გამოთვლილია მისი ინტენსივობის დამოკიდებულება დაცემული ტალღის ინტენსივობაზე მუდმივ მაგნიტურ ველში მოთავსებული გარემოსათვის.

Л.Э.Гуревич, Ю.П.Папава

Удвоение частоты в проводящей среде

L.Gurevich, Yu.Papava

Frequency Doubling in Conductive Medium

თ.ბაბუციძე, ი. მაჩაბელი

დეიტრონის ამოცანა კვარკულ მოდელში

კვარკულ მოდელში შესწავლილია დეიტრონის ზოგიერთი თვისება. "ფერადი" კვარკების ჰიპოთეზაზე დაყრდნობით, ნაპოვნია SU_6 და SU_3 ჯგუფების მულტიპლეტები, რომლებიც შეიცავენ დეიტრონს. ამ მოდელში დათვლილია სხვადასხვა ორბიტალური მდგომარეობების წონები დეიტრონის ტალღურ ფუნქციაში, კერძოდ, D მდგომარეობის წონისათვის მიღებულია მნიშვნელობა 4,54%. დეიტრონის, როგორც 6 კვარკისაგან შედგენილი სისტემის განხილვა, საშუალებას იძლევა გამოვთვალოთ მისი მაგნიტური მომენტი. მიღებული მნიშვნელობაა μ_d =0,8562 ბ.მ, რომელიც ძალიან ახლოსაა ექსპერიმენტალურთან. მოდელი იძლევა დეიტრონის ძირითად მდგომარეობაში სხვადასხვა იზობარული და რეზონანსული მდგომარეობების მინარევების წონების შეფასების საშუალებას. ნაჩვენებია, რომ იზობარული მინარევების წილი არ შეიძლება იყოს 3-4%-ზე მეტი. გელ-მან-ოკუბოს მასური ფორმულის გამოყენებით ნაჩვენებია, რომ იმ SU_3 მულტიპლეტში, რომელიც შეიცავს დეიტრონს, არ შეიძლება იყოს 6 კვარკის სხვა ბმული მდგომარეობა, გარდა დეიტრონისა.

Т.Д.Бабуцидзе, И.З.Мачабели

Задача дейтрона в кварковой модели

T.Babutsidze, I.Machabeli

Deutron Problem in the Quark Model

მ.კობიაშვილი, გ. ნიკობაძე, ნ. წილოსანი

იონების გაფანტვა ორ-და სამატომიან მოლეკულებზე

შრომაში მიღებულია ზოგადი ფორმულები იონების მოლეკულებზე გაფანტვის დიფერენციალური და სრული განივკვეთისათვის ბორნის მიახლოებაში. რიცხვითი გამოთვლები ჩატარებულია H_2 და CO_2 სისტემებზე წყალბადის ატომისა და იონის გაფანტვისათვის. მიღებული შედეგები შედარებულია ექსპერიმენტულ მონაცემებთან.

М.Я.Кобиашвили, Г.И.Никобадзе, Н.Н.Цилосани

Рассеяние ионов на двух- и трёхатомных молекулах

M.Kobiashvili, G.Nikobadze, N.Tsilosani

Scattering of Ions in Two- and Tree-Atom Molecules.

ი. ბაღდასაროვა, მ. გოჩიტაშვილი, თ. კერესელიძე,

ბ. კიკიანი, გ. მირიანაშვილი, ზ. სალია

ელექტრონების ჩაჭერა 0,25 - 4 კევ. ენერგიის ინერტული გაზის იონებისა და ატომების დაჯახების პროცესში

გაზომილია გადამუხტვის სრული კვეთა შემდეგი წყვილებისათვის: (He^+, Ne); (He^+, Ar); (He^+, Kr); (He^+, Xe); (Ne^+, Ar); (Ne^+, Kr); (Ne^+, Xe); (Ar^+, Xe); (Ar^+, Kr); (Kr^+, Xe).

გაზომვები ჩატარებულია მას-სპექტრომეტრულ დანადგარზე ეკვიპოტენციალური მეთოდით. დაცემული ნაწილაკების ენერგია იცვლებოდა 0,25 -4 კევ ენერგეტიკულ ინტერვალში. ექსპერიმენტის საშუალო სტატისტიკური შეცდომა შეადგენს 15%. უმრავლესი წყვილებისათვის გადამუხტვის სრული კვეთა ენერგიის ზრდასთან ერთად იზრდება. გამონაკლისს შეადგენენ წყვილები (He^+, Xe) და (Kr^+, Xe), რომლებისათვისაც გადამუხტვის სრული კვეთა ეცემა ენერგიის ზრდასთან ერთად. (Ne^+, Ar) და (He^+, Ne) წყვილებისათვის, მოცემულ ენერგეტიკულ ინტერვალში, სრული კვეთის დაცემული ნაწილაკების ენერგიაზე დამოკიდებულების მრუდს გააჩნია მინიმუმი.

И.Г.Багдасарова, М.Р.Гочиташвили, Т.М.Кереселидзе,

Б.И. Кикиани, Г.М.Мирианашвили, З.Е.Салия

Захват электронов при столкновениях ионов и атомов инертных газов в интервале энергии 0,25 - 4 кэв

I.Bagdasarova, M.Gochitashvili, T.Kereselidze, B.Kikiani,

G.Mirianashvili, Z.Salia

Electron Capture in Collisions between Ions and Atoms of Inert Gases in the Energy Range 0,25 - 4 kev.

შ ი ნ ა ა რ ს ი

С О Д Е Р Ж А Н И Е

CONTENTS

გამომცემლობის რედაქტორი ლ. აბუაშვილი

კორექტორი ე. სულხანიშვილი

გადაეცა წარმოებას 18.1.1977

ხელმოწერილია დასაბეჭდად 29.XII.1976

ქაღალდის ფორმატი 60 X 84

ნაბეჭდი თაბახი 8,25

სააღრიცხვო-საგამომცემლო თაბახი 5,06

ფასი 56 კაპ.

შეკვეთა 167 უე 06739 ტირაჟი 300

თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა, თბილისი 380028, ი.ჭავჭავაძის პროსპექტი, 14.

Издательство Тбилисского университета, Тбилиси 380028, пр. И.Чавчавадзе, I4

საქ. სსრ მეცნიერებათა აკადემიის სტამბა, თბილისი 380060, კუტუზოვის ქ. №19

Типография АН Груз.ССР, Тбилиси 380060 Кутузова, I9

86-1976.

77-248

ფასი 56 კაპ.