

Контрольный экземпляр

ფიზიკა



Ф И З И К А  
P H Y S I C S

უნივერსიტეტი

## სარედაქციო კოლეგია

თ. კობაქიძე (რედაქტორი), ნ. პოლიევქტოვ-ნიკოლაძე, თ. სანაძე, ზ. ჩახლიშვილი, დ. ყვავაძე (მდივანი), ლ. ჩხაიძე.

## РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

З. С. Качлишвили, Д. К. Квавадзе (секретарь), Т. И. Копалешвили (редактор), Н. М. Полиевктов-Николадзе, Т. И. Санадзе, Л. В. Чхаидзе.

## EDITORIAL BOARD

L. Chkaidze, Z. Kachlishvili, T. Kopaleishvili (editor),  
D. Kvavadze (secretary), N. Polievktov-Nikoladze, T. Sanadze

## НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ОБЩЕКОВАРИАНТНОЙ ТЕОРИИ ДОПЛЕРОВСКОГО ЭФФЕКТА И АБЕРРАЦИИ

В.С.Кирия, А.Б.Кереселидзе, Г.Т.Вепхвадзе, О.И.Лежава

### § I. Введение

В работах [1-3] была сформулирована единая, обобщенная теория доплеровского эффекта и аберрации в неинерциальных системах отсчета (НСО) при наличии гравитационного поля ( $G$ - поля) путем использования неголомомных преобразований (НП) [2,4-6]:

$$d\dot{x}^\alpha = a_\lambda^\alpha dx^\lambda, \quad dx^\lambda = \tilde{a}_\beta^\lambda d\dot{x}^\beta \quad (1)$$

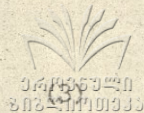
По аналогии с СТО оптические явления в ОТО можно описать с помощью неголомомного волнового вектора ( $\dot{x}$ ), преобразующегося при переходе с неподвижной системы отсчета (СО) ( $\dot{x}$ ), в которой поле тяготения устранено, в ускоренную СО ( $x_G$ ), движущуюся относительно ( $\dot{x}$ ) с произвольной скоростью  $\vec{V} = \vec{V}(t)$

$$\dot{x}^\alpha = a_\lambda^\alpha x_G^\lambda, \quad x_G^\lambda = \tilde{a}_\beta^\lambda \dot{x}^\beta, \quad (2)$$

где  $\dot{x}$  - волновой вектор в СО ( $\dot{x}$ ), а  $x_G$  - в СО ( $x_G$ ).

С применением неголомомного волнового вектора для частоты и направления луча в работе [1] были получены следующие выражения

$$\omega_{G/G'} = \frac{\omega_{G'/G'} \sqrt{g'_{00}} \sqrt{g''_{00}} - \left(\frac{V_G''}{c}\right)^2}{\sqrt{g''_{00}} \left(\sqrt{g'_{00}} - \frac{V_G''}{c} \cos \varphi_G'\right)}$$



$$\cos \varphi_G'' = \sqrt{g_{00}''} \frac{\sqrt{g_{00}''} \cos \varphi_G' - \sqrt{g_{00}'} \frac{V_G''}{c}}{\sqrt{g_{00}'} (\sqrt{g_{00}''} - \frac{V_G''}{c} \cos \varphi_G')} \quad \left. \vphantom{\cos \varphi_G''} \right\}$$

причем наблюдатель и источник находятся в разных полях ( $G'$ ) и ( $G''$ ).

В настоящей работе рассмотрены некоторые частные случаи с применением результатов, полученных в работах [1-3].

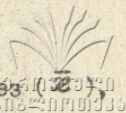
## § 2. Отражение света от зеркала, движущегося в гравитационном поле

В качестве первого примера рассмотрим отражение света от зеркала, движущегося в  $G$  - поле.

Пусть зеркало движется относительно неподвижной СО ( $\overset{\circ}{x}_G$ ), связанной с  $G$  - полем ( $\overset{\circ}{g}$ ). Систему ( $\overset{\circ}{x}_G$ ) мы будем рассматривать как локально галилееву систему, в которой присутствует поле ( $\overset{\circ}{g}$ ). Положим, что в момент отражения света от зеркала последнее движется относительно ( $\overset{\circ}{x}_G$ ) со скоростью  $\overline{V}_G$ .

Закон отражения света определим с помощью волнового вектора ( $\overset{\circ}{x}_G$ ), который при помощи соответствующих формул НП свяжем с волновым вектором ( $\overset{\circ}{x}'_G$ ) отраженного света. Для расчета частоты и угла отражения света введем сопутствующее зеркало СО ( $\overline{x}$ ), положив, что в этой системе  $G$  - поле устранено (это допущение необходимо для решения задачи с помощью известных законов отражения).

Относительно наблюдателя в сопутствующей СО зеркало неподвижно и находится вне  $G$  - поля. Поэтому в ( $\overline{x}$ ) отражение света происходит по обычным законам, а именно: нормальная компонента отраженного света меняет знак, а касательная компонента не меняется.



В СО ( $\bar{x}$ ) волновой вектор падающего света обозначим через ( $\bar{k}$ ), а отраженного - через ( $\bar{k}'$ ). Если мы систему координат ( $\bar{x}$ ) и ( $\bar{x}_c^0$ ) выберем так, чтобы их оси  $\bar{x}$  и  $\bar{x}^0$  совпадали с направлением нормали к зеркалу, то  $\bar{k}'$  будет нормальной компонентой вектора ( $\bar{k}$ ), а  $\bar{k}^{\prime 2}$  и  $\bar{k}^{\prime 3}$  - касательными компонентами ( $\bar{k}$ ). Тогда, согласно сказанному выше,

$$\bar{k}^{\prime 0} = \bar{k}^0, \quad \bar{k}^{\prime 1} = -\bar{k}^1, \quad \bar{k}^{\prime 2} = \bar{k}^2, \quad \bar{k}^{\prime 3} = \bar{k}^3. \quad (4)$$

Для применения этих соотношений к расчету закона отражения в СО ( $\bar{x}_c^0$ ) поступим следующим образом. Сначала напишем формулы НП для перехода ( $\bar{x}_c^0$ )  $\rightarrow$  ( $\bar{x}$ ), а затем произведем в них подстановку (4), вводя волновой вектор отраженной волны ( $\bar{k}'$ ) в СО ( $\bar{x}$ ). После этого обратным преобразованием ( $\bar{x}$ )  $\rightarrow$  ( $\bar{x}_c^0$ ) мы определим законы отражения света в СО ( $\bar{x}_c^0$ ) от движущегося зеркала. Таким образом, мы имеем:

$$\bar{k}^{\prime \alpha} = \tilde{a}_\alpha^{\beta} \bar{k}_c^{\beta}, \quad \bar{k}^{\prime \beta} = a_m^{\beta} \bar{k}^{\prime m}. \quad (5)$$

Первые из уравнений (5) вводят направление распространения света (его волновой вектор) и частоту колебания в СО ( $\bar{x}$ ), а вторые уравнения, с помощью (4), определяют направление распространения и частоту колебания отраженного света в СО ( $\bar{x}_c^0$ ).

Частоту колебания и направление распространения содержат формулы:

$$\bar{k}_c^0 = \frac{\omega_{ce}}{c_c}, \quad \bar{k}_c^i = \frac{\omega_{ce}}{c_c} \frac{\cos \psi_c^i}{\sqrt{-g_{3i}}}, \quad (6)$$

$$\bar{k}^0 = \frac{\bar{\omega}_{00}}{c}, \quad \bar{k}^i = \frac{\bar{\omega}_{00}}{c} \cos \bar{\psi}_i;$$



$$\bar{\mathcal{K}}_C^{\prime 0} = \frac{\bar{\omega}_0 c}{C}, \quad \bar{\mathcal{K}}_C^{\prime 1} = \frac{\bar{\omega}_0 c}{C} \cos \bar{\Psi}_1,$$

$$\bar{\mathcal{K}}_C^{\prime 2} = \frac{\bar{\omega}_0 c}{C} \cos \bar{\Psi}_2, \quad \bar{\mathcal{K}}_C^{\prime 3} = \frac{\bar{\omega}_0 c}{C} \cos \bar{\Psi}_3 \quad (6)$$

$$\bar{\mathcal{K}}_C^{\prime 0} = \frac{\bar{\omega}'_0 c}{\bar{c}'_0}, \quad \bar{\mathcal{K}}_C^{\prime i} = \frac{\bar{\omega}'_0 c}{\bar{c}'_0} \frac{\cos \bar{\Psi}'_0 i}{\sqrt{-g'_{ii}}}$$

Вышеуказанные формулы могут быть применены для расчета частоты и направления распространения света (его волнового вектора) ( $\bar{\mathcal{K}}_C^{\prime 0}$ ), отраженного от произвольным образом движущегося зеркала при наличии внешнего  $C$ -поля.

Используя формулу (5) и отношения  $\bar{\mathcal{K}}_C^{\prime 0} = \bar{\mathcal{K}}^0$ ,  $\bar{\mathcal{K}}_C^{\prime 1} = -\bar{\mathcal{K}}^1$ ,  $\bar{\mathcal{K}}_C^{\prime 2} = \bar{\mathcal{K}}^2$ ,  $\bar{\mathcal{K}}_C^{\prime 3} = \bar{\mathcal{K}}^3$  (означающие изменение знака нормальной компоненты отраженного света и неизменность касательных компонент), мы получим

$$\left. \begin{aligned} \bar{\mathcal{K}}_C^{\prime 0} &= \bar{\mathcal{K}}_C^0 - 2a_0^{\prime} \bar{a}'_0 \bar{\mathcal{K}}_C^0 \\ \bar{\mathcal{K}}_C^{\prime 1} &= \bar{\mathcal{K}}_C^1 (1 - 2a_0^{\prime} \bar{a}'_0) - 2a_0^{\prime} (\bar{a}'_1 \bar{\mathcal{K}}_C^0 + \bar{a}'_2 \bar{\mathcal{K}}_C^2 + \bar{a}'_3 \bar{\mathcal{K}}_C^3) \\ \bar{\mathcal{K}}_C^{\prime 2} &= \bar{\mathcal{K}}_C^2 (1 - 2a_0^{\prime} \bar{a}'_0) - 2a_0^{\prime} (\bar{a}'_0 \bar{\mathcal{K}}_C^0 + \bar{a}'_1 \bar{\mathcal{K}}_C^1 + \bar{a}'_3 \bar{\mathcal{K}}_C^3) \\ \bar{\mathcal{K}}_C^{\prime 3} &= \bar{\mathcal{K}}_C^3 (1 - 2a_0^{\prime} \bar{a}'_0) - 2a_0^{\prime} (\bar{a}'_0 \bar{\mathcal{K}}_C^0 + \bar{a}'_1 \bar{\mathcal{K}}_C^1 + \bar{a}'_2 \bar{\mathcal{K}}_C^2) \end{aligned} \right\} (7)$$

Далее, подставляя соотношения (5) и (6), будем иметь

$$\bar{\omega}'_0 = \bar{\omega}_0 \left[ 1 - 2a_0^{\prime} \bar{a}'_0 - 2a_0^{\prime} \bar{a}'_1 \frac{\cos \bar{\Psi}'_0 1}{\sqrt{-g'_{11}}} + \right.$$

$$\left. \begin{aligned}
 & + \tilde{a}'_2 \frac{\cos \dot{\varphi}_{G2}}{\sqrt{-\dot{g}_{22}}} + \tilde{a}'_3 \frac{\cos \dot{\varphi}_{G3}}{\sqrt{-\dot{g}_{33}}} \Big\} \\
 \dot{\omega}'_{GG} \frac{\cos \dot{\varphi}'_{G1}}{\sqrt{-\dot{g}_{11}}} &= \dot{\omega}'_{GG} \left\{ (1 - 2a'_1 \tilde{a}'_1) \frac{\cos \dot{\varphi}_{G1}}{\sqrt{-\dot{g}_{11}}} - \right. \\
 & \left. - 2a'_1 (\tilde{a}'_0 + \tilde{a}'_2 \frac{\cos \dot{\varphi}_{G2}}{\sqrt{-\dot{g}_{22}}} + \tilde{a}'_3 \frac{\cos \dot{\varphi}_{G3}}{\sqrt{-\dot{g}_{33}}}) \right\} \\
 \dot{\omega}'_{GG} \frac{\cos \dot{\varphi}'_{G2}}{\sqrt{-\dot{g}_{22}}} &= \dot{\omega}'_{GG} \left\{ (1 - 2a'_2 \tilde{a}'_2) \frac{\cos \dot{\varphi}_{G2}}{\sqrt{-\dot{g}_{22}}} - \right. \\
 & \left. - 2a'_2 (\tilde{a}'_0 + \tilde{a}'_1 \frac{\cos \dot{\varphi}_{G1}}{\sqrt{-\dot{g}_{11}}} + \tilde{a}'_3 \frac{\cos \dot{\varphi}_{G3}}{\sqrt{-\dot{g}_{33}}}) \right\} \\
 \dot{\omega}'_{GG} \frac{\cos \dot{\varphi}'_{G3}}{\sqrt{-\dot{g}_{33}}} &= \dot{\omega}'_{GG} \left\{ (1 - 2a'_3 \tilde{a}'_3) \frac{\cos \dot{\varphi}_{G3}}{\sqrt{-\dot{g}_{33}}} - \right. \\
 & \left. - 2a'_3 (\tilde{a}'_0 + \tilde{a}'_1 \frac{\cos \dot{\varphi}_{G1}}{\sqrt{-\dot{g}_{11}}} + \tilde{a}'_2 \frac{\cos \dot{\varphi}_{G2}}{\sqrt{-\dot{g}_{22}}}) \right\}
 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Формулы (7) и (8) определяют частоту и направление распространения света, отраженного от зеркала, движущегося в  $G$  - поле с произвольной скоростью. В случае поступательного и вращательного движения в (7) следует произвести подстановку [5]

$$a_\lambda \rightarrow \left( \frac{\partial x^\lambda}{\partial x^{\lambda'}} \right) \tilde{a}'_\lambda, \quad \tilde{a}'_\rho \rightarrow \tilde{a}''_\rho \left( \frac{\partial x^\rho}{\partial x^{\rho'}} \right),$$

$$a_{\lambda}^{\alpha} \rightarrow \sqrt{\pm \dot{g}^{dd}} a_{\lambda}^{\alpha}, \quad \tilde{a}_{\beta}^{\lambda} \rightarrow \sqrt{\pm \dot{g}_{\beta\beta}} \tilde{a}_{\beta}^{\lambda}$$

и принять во внимание, что  $g_{\lambda\lambda} = 1/g^{\lambda\lambda}$ .

Ограничиваясь случаем поступательного движения зеркала и производя указанную здесь подстановку, мы получим

$$\begin{aligned} \dot{\omega}'_{cc} &= \dot{\omega}_{cc} \left\{ 1 + 2\beta^{-2} \frac{Vx_1^2}{c^2} - \right. \\ &- 2\beta^{-1} \sqrt{g^{00}} \frac{Vx_1}{c} \left[ (1 - \lambda\beta^{-1}) \frac{Vx_1}{V^2} \right] \cos \dot{\varphi}_{G_1} - \\ &- \left. (1 - \lambda\beta^{-1}) \frac{Vx_1 Vx_2}{V^2} \cos \dot{\varphi}_{G_2} - (1 - \lambda\beta^{-1}) \frac{Vx_1 Vx_2}{V^2} \cos \dot{\varphi}_{G_3} \right\} \\ \dot{\omega}'_{cc} \cos \dot{\varphi}'_{G_1} &= \dot{\omega}_{cc} \left\{ \left[ 1 - 2(1 - \lambda\beta^{-1}) \frac{Vx_1^2}{V^2} \right] \cos \dot{\varphi}_{G_1} - \right. \\ &- 2[-\beta^{-1} \sqrt{g_{00}} \frac{Vx_1}{c} - (1 - \lambda\beta^{-1}) \frac{Vx_1 Vx_2}{V^2} \cos \dot{\varphi}_{G_2} - \\ &- (1 - \lambda\beta^{-1}) \frac{Vx_1 Vx_3}{V^2} \cos \dot{\varphi}_{G_3} + 2[-\beta^{-1} (1 - \lambda\beta^{-1}) \frac{Vx_1^2}{V^2 c} \sqrt{g_{00}} - \\ &- (1 - \lambda\beta^{-1})^2 \frac{Vx_1 Vx_2}{V^4} \cos \dot{\varphi}_{G_2} - (1 - \lambda\beta^{-1}) \frac{Vx_1 Vx_3}{V^4} \cos \dot{\varphi}_{G_3}] \left. \right\} \\ \dot{\omega}'_{cc} \cos \dot{\varphi}'_{G_2} &= \dot{\omega}_{cc} \left\{ \left[ 1 - 2(1 - \lambda\beta^{-1})^2 \frac{Vx_1 Vx_2}{V^4} \right] \cos \dot{\varphi}_{G_2} + \right. \\ &+ 2[-\beta^{-1} \sqrt{g_{00}} (1 - \lambda\beta^{-1}) \frac{Vx_1 Vx_2}{V^2 c} + (1 - \lambda\beta^{-1}) \cdot \\ &\cdot \frac{Vx_1 Vx_2}{V^2} (1 - (1 - \lambda\beta^{-1}) \frac{Vx_1^2}{V^2}) \cos \dot{\varphi}_{G_1} - \\ &- \left. (1 - \lambda\beta^{-1})^2 \frac{Vx_1 Vx_2 Vx_3}{V^4} \cos \dot{\varphi}_{G_3} \right\} \\ \dot{\omega}'_{cc} \cos \dot{\varphi}'_{G_3} &= \dot{\omega}_{cc} \left\{ \left[ 1 - 2(1 - \lambda\beta^{-1})^2 \frac{Vx_1 Vx_3}{V^4} \right] \cos \dot{\varphi}_{G_3} + \right. \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned}
 & + 2(1-\lambda\beta^{-1}) \frac{Vx_1 Vx_3}{V^2} \left[ -\beta^{-1} \sqrt{g_{00}} \frac{Vx_1}{c} + \right. \\
 & \left. + (1-(1-\lambda\beta^{-1}) \frac{Vx_1^2}{V^2}) \cos \varphi_{ci} - (1-\lambda\beta^{-1}) \times \right. \\
 & \left. \times \frac{Vx_1 Vx_2}{V^2} \cos \varphi_{c2} \right] \}
 \end{aligned}$$

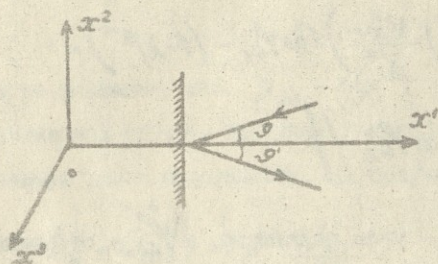
Напомним, что  $\varphi_{ci}^0$  - углы падающего, а  $\varphi_{ci}'$  - отраженного света относительно направления координатных линий,  $\omega_{cc}^0$  и  $\omega_{cc}'$  - частоты падающего и отраженного света, а  $\vec{V}_c = (Vx_1, Vx_2, Vx_3)$  произвольно направленная скорость поступательного движения зеркала, причем направление координатной линии  $x'$  совпадает с нормалью к зеркалу. Кроме того, величины  $\beta$ ,  $V$  и  $\lambda$  имеют значения [5]:

$$\beta = \sqrt{g_{00}^0 - \left(\frac{V_c}{c}\right)^2}, \quad V = V_c = \sqrt{-g_{ii}^0 \dot{V}^i \dot{V}^i}, \quad \lambda = \sqrt{g_{00}^0} \quad (10)$$

Рассмотрим частный случай: зеркало движется по направлению нормали, совпадающему с осью  $x$  (см.рис.)

$$Vx_1 = V, \quad Vx_2 = 0, \quad Vx_3 = 0 \quad (11)$$

Если плоскость  $ox'x^2$  совместить с плоскостью падения (на рисунке это плоскость чертежа) и ввести углы падения и отражения  $\vartheta$  и  $\vartheta'$ , получим



$$\left. \begin{aligned} \varphi_{G1} &= \pi - \vartheta \\ \varphi_{G2} &= \frac{\pi}{2} + \vartheta \\ \varphi_{G3} &= 0 \end{aligned} \right\} (12)$$

Подстановка значений (10) и (11) в (9) дает

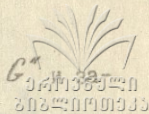
$$\begin{aligned} \overset{\circ}{\omega}'_{GG} &= \frac{\overset{\circ}{\omega}_{GG}}{\overset{\circ}{g}_{00} - \frac{v^2}{c^2}} \left( \overset{\circ}{g}_{00} + \frac{v^2}{c^2} - 2 \frac{v}{c} \cos \varphi_{G1}^{\circ} \right) \\ \cos \varphi_{G1}^{\circ} &= \frac{-\left( \overset{\circ}{g}_{00} + \frac{v^2}{c^2} \right) \cos \varphi_{G1} + 2 \overset{\circ}{g}_{00} \frac{v}{c}}{\overset{\circ}{g}_{00} + \frac{v^2}{c^2} - 2 \frac{v}{c} \cos \varphi_{G1}^{\circ}}, \quad \cos \varphi_{G3}^{\circ} = 0 \end{aligned} \quad (13)$$

Последнее из этих равенств означает, что отраженный луч опять находится в плоскости падения.

Формулы (13) совпадают с выражениями, полученными для этого частного случая в работе [5], которые при отсутствии  $G$ -поля обращаются в соответствующие формулы СТО [7].

### § 3. Объяснение закона Хаббла

Закон Хаббла можно вывести используя первую формулу (3).



Длину волны  $\lambda_{C'c'}$ , излученную в присутствии поля регистрируемую в поле  $C'$ , можно определить по формуле

$$\lambda_{C'c'} = C' / \nu_{C'c'}$$

. Это дает

$$\lambda_{C'c'} = \lambda_{C'c'} \frac{\sqrt{g'_{00}}}{\sqrt{g''_{00}}} \frac{\sqrt{g'_{00}} - \frac{V_C}{c} \cos \alpha'_C}{\sqrt{g'_{00}} - \left(\frac{V_C}{c}\right)^2} = \lambda_{C'c'} \frac{\sqrt{g'_{00}}}{\sqrt{g''_{00}}} \varphi, \quad (14)$$

где  $\lambda_{C'c'} = C' / \nu_{C'c'}$ . Формулу (14) можно использовать для определения изменения длины волны света при переходе в соседней точке. Для этой цели положим, что  $g''_{00} = g_{00}(x)$ ,  $g'_{00} = g_{00}(x+dx)$ , где  $x = x^0, x^1, x^2, x^3$  ( $x$  отсчитывается от источника к наблюдателю). Обозначив  $\lambda_{C'c'} = \lambda_c$ ,  $\lambda_{C'c'} = \lambda$ ,  $\sqrt{g_{00}} = a$ , согласно (14), можно написать

$$\lambda_c(x+dx) = \lambda_{C'c'} \frac{\varphi(a(x), \vec{V}_c) a(x+dx)}{a(x)} \lambda_{C'c'}(x) = \lambda \varphi(a(x), \vec{V}_c)$$

$$\delta \lambda_c = \lambda_c(x+dx) - \lambda_c(x) = \lambda_{C'c'} \varphi(g_{00}, \vec{V}_c) \frac{d \ln a}{d \ell} d \ell$$

где  $d \ell = c dt (= c_0 dt)$  - отрезок пути, пройденный светом за промежуток времени  $dt$  (при наблюдении из СО ( $\hat{x}$ )). Интегрирование от источника до наблюдателя дает

$$\Delta \lambda_c = \int \int \lambda_{C'c'} \varphi(g_{00}, \vec{V}_c) \frac{1}{a} \frac{d a}{d \ell} d \ell \quad (15)$$

Вычислим этот интеграл в приближении  $V_C \ll 1$ . В этом приближении  $\varphi = 1$  и считая длину волны в собственной системе постоянной ( $\lambda_{C'c'} = \lambda = \text{const}$ ) и положив  $d \ell = c dt$ , из (15) получим

$$c \Delta \lambda_c = \lambda \Delta \nu \quad (16)$$



где  $h = c/\ell \cdot \int_0^{\ell} 1/a \cdot da/d\ell \cdot d\ell$ , которая может быть представлена в виде среднего значения от интеграла

$$h = \left( \frac{c}{a} \frac{da}{d\ell} \right) = \left( \frac{1}{a} \frac{da}{d\ell} \right). \quad (17)$$

Формула (16) совпадает с известным законом Хаббла для красного смещения спектральных линий. При этом выражение (17) совпадает с значением постоянной Хаббла  $h$ , определенной по космологической модели Вселенной [8]. Поэтому можно сказать, что указанный здесь вывод формулы (16) дает объяснение закона Хаббла определением влияния переменного мирового  $G$ -поля на свет в пути его распространения<sup>x</sup>. Это значит, что закон Хаббла определен как глобальный дистанционно-гравитационный эффект в переменном  $G$ -поле.

Согласно приведенному здесь выводу, смещение спектральных линий  $\Delta\lambda_0$  обусловлено изменением  $G$ -поля всех масс Вселенной, но само смещение не зависит от причин изменения поля, ибо, как показывают формулы (16) и (17),  $\Delta\lambda$  определено накоплением локальных изменений длины волны при переходе от точки к точке. Следовательно, красное смещение  $\Delta\lambda$ , отвечающее закону Хаббла, может возникнуть как в нестационарном, так и в стационарном мире.

Хорошо известно, что для объяснения закона Хаббла (16) привлекают скоростной закон Доплера, из которого вытекает заключение, что галактики разбегаются по закону:

$$v = h\epsilon \quad (18)$$

<sup>x</sup> Приведенный здесь вывод общей формулы (15) и его приближенного выражения (16) указан в работах В.Кирия [3,5].



Однако закон (18) (который иногда также называют законом Хаббла) вызывает сомнение многих ученых. Из многочисленных возражений мы приведем мнение известного советского астрофизика Т.А.Агекяна: "Нужно помнить, что закон  $c \Delta \lambda = h \lambda v$  является безусловно правильным, он проверен наблюдениями, а закон  $v = H_0 r$  верен только при допущении, что смещение спектров вызывается эффектом Доплера, что наблюдениями доказать нельзя" [9].

Таким образом, если красное смещение объяснить на основе скоростного эффекта Доплера, то из подобного объяснения следует разбегание галактик по закону (18) и т.н. расширение Вселенной. Однако предложенное в работах [3,5] объяснение закона Хаббла (16), как дистанционного гравитационного эффекта, не связано с законом (18), так как последний, как вытекающий из объяснения смещения  $\Delta \lambda$  на основе эффекта Доплера, представляется фиктивным законом (если, конечно, он не имеет самостоятельного обоснования помимо эффекта Доплера). При этом, при дистанционно-гравитационном объяснении смещения  $\Delta \lambda$ , эффект Доплера может быть вторичным, накладывающимся эффектом. Кроме того, вышеуказанное объяснение смещения  $\Delta \lambda$  не противоречит концепции расширяющейся Вселенной, ибо по данному здесь объяснению смещения спектральных линий  $\Delta \lambda$  обуславливаются изменением  $G$ -поля, независимо от того, по какой причине изменяется поле. В частности, изменение  $G$ -поля может быть вызвано разбеганием галактик.

Так как  $a = \sqrt{g_{00}(x)}$  и  $\phi = \phi(g_{00}, \sqrt{G})$ , посылку формула (15) определяет смещение как результат влияния на свет неоднородного  $G$ -поля, а не как результат эффекта Доплера. С





точки зрения общей формулы (15) смещение возникает в результате изменения  $G$  - поля, независимо от причины самого изменения. Подобное изменение, вообще говоря, может быть вызвано переменностью поля во времени (например, разбегание галактик, т.е. расширение вселенной) или же неоднородностью стационарного  $G$  - поля. Это значит, что формулу (15) можно применить к объяснению красного смещения на основе нестационарной космологической модели, или на основе стационарной модели Вселенной. Кроме того, формула (15) применима и к отдельным объектам, создающим неоднородное статическое  $G$  - поле.

В качестве важного примера рассмотрим смещение, вызванное центрально-симметричным  $G$ - полем Шварцшильда. Для этой цели положим, что выполняются следующие условия:  $V_G \ll 1$  (при котором  $V_G = 1$ ) и  $\lambda_{loc} = \lambda - const$  ( $\lambda_{loc}$  имеет смысл среднего значения собственной длины волны). Тогда, при  $g_{00} = 1 - \frac{r_g}{r}$  и в силу

$$dt = \sqrt{-g_{tt}} dr = dr / \sqrt{g_{00}}, \quad \text{из (15) получим}$$

$$\Delta \lambda_G = \lambda \ln \frac{\sqrt{1 - r_g/r_2}}{\sqrt{1 - r_g/r_1}}, \quad (15 \text{ а})$$

где  $r_g = 2\gamma m/c^2$  - гравитационный радиус массы источника,  $r_2$  - расстояние от источника до наблюдателя, а  $r_1$  - расстояние от центра до той точки, откуда исходит наблюдаемый свет.

Формулу (15 а) можно применить к объяснению резкого различия красных смещений у некоторых, тесно связанных (близких друг другу) космических объектов. Примерами таких объектов, имеющих резко отличающиеся друг от друга красные смещения, являются цепочка галактик VV 172, квазар Стефана и др. [10]. Если применить к объяснению этого явления эффект Доплера, то лучевая скорость одной из

галактик (имеющей большое красное смещение) должна быть на 21000 км/сек больше скоростей других близких галактик, а лучевая скорость самой большой галактики квинтета Стефана почти на 6000 км/сек меньше скоростей других галактик. Так как указанные объекты близки друг к другу, то к объяснению резкого отличия красных смещений у таких объектов формула (18) и эффект Доплера неприменимы. Зато формула (15а) дает объяснение этого эффекта. Именно, если  $z$ , достаточно близко к  $z_c$ , то  $\Delta \lambda$  может быть достаточно большим. Это значит, что большие красные смещения могут иметь те из близких объектов, которые достаточно компактны (что и наблюдается на самом деле). Кроме того, та же самая формула (15а) может быть применена к объяснению больших красных смещений у квазаров и других, подобных им, объектов.

При выводе формулы (15) учитывается только  $G$ - поле источника и предполагается, что наблюдатель находится в том же поле  $G_{\infty}$ . Если же предположить, что имеется только  $G$ - поле наблюдателя  $G'_{\infty}$ , а источник находится в поле наблюдателя, то тогда для изменения длины волны при переходе к соседней точке мы должны иметь  $\delta \lambda'_c = -\delta \lambda_c$  (так как изменение длины волны  $\delta \lambda'_c$  определяется в направлении увеличения поля наблюдателя, а  $\delta \lambda_c$  определено в направлении уменьшения поля источника). Если предположить, что  $G$ - поля источника и наблюдателя действуют на свет независимо, то вместо формулы (15) получим

$$\Delta \lambda_c = \int_{\lambda_{c0}}^{\lambda_c} \left[ \varphi(G_{\infty}, \vec{v}_c) \frac{d \ln a}{d t} - \varphi(G'_{\infty}, \vec{v}'_c) \frac{d \ln a'}{d t} \right] d t \quad (15')$$

Положив  $g'_{00} = 1 - z'_0/z'$ ,  $g_{00} = 1 - z_0/z$

в случае  $V_0 \ll c$ ,

из (15') получим

$$\Delta \lambda_0 = \lambda \left\{ \ln \frac{\sqrt{1 - z_0/z_2}}{\sqrt{1 - z'_0/z'_2}} - \ln \frac{\sqrt{1 - z'_0/z'_2}}{\sqrt{1 - z'_0/z'_1}} \right\} \quad (15'a)$$

Для больших расстояний между наблюдателем и источником ( $z_2 \gg z'_0, z'_1, z'_2$ ) из (15'a) будем иметь

$$\Delta \lambda_0 = \frac{\lambda}{z} \left( \frac{z_0}{z_1} - \frac{z'_0}{z'_1} \right)$$

Эта формула совпадает с хорошо известным выражением для гравитационного смещения спектральных линий. Однако из-за  $z_0 < z$  она не может привести к значительному значению  $\Delta \lambda_0$ , наблюдаемому у объектов типа квазаров и не дает объяснения большого различия смещений у некоторых групп тесно связанных галактик. Объяснение этих явлений с помощью формул (15') и (15a) оказывается возможным благодаря логарифмической форме этих формул.

Таким образом, общая формула (15), объясняющая красное смещение спектральных линий неоднородностью  $G$ -поля, при соответствующих условиях содержит, как частные случаи, закон Хаббла и гравитационное смещение спектральных линий.

#### § 4. Аберрация при наличии гравитационного поля

По формуле (3) определим угол аберрации  $\alpha'_0 = \alpha''_0 - \alpha'_0$  вызванный движением наблюдателя относительно  $CO$  ( $x'_0$ ) источника, со скоростью  $V''_0$ , определенной по наблюдению из  $CO$  наблюдателя ( $x''_0$ ). Из (3) имеем

$$\sin \alpha_c'' = \sin \alpha_c' \sqrt{g_{00}'' - (V_c''/c)^2} / (\sqrt{g_{00}''} - \frac{V_c''}{c} \cos \alpha_c') \quad (19)$$

$$\operatorname{tg} \alpha_c'' = \sin \alpha_c' \sqrt{g_{00}'' - (V_c''/c)^2} / (\sqrt{g_{00}''} \cos \alpha_c' - \frac{V_c''}{c}). \quad (20)$$

При  $V_c''/c \ll 1$  приближенно получим

$$\sin \alpha_c'' = \left(1 + \frac{V_c''}{\sqrt{g_{00}''} c}\right) \sin \alpha_c'$$

Из этого выражения следует, что  $\sin \alpha_c'' - \sin \alpha_c'$  мало, поэтому, заменив эту разность разностью  $\alpha_c'' - \alpha_c' = \alpha_c$ , из (19) получим

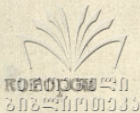
$$\alpha_c = \frac{V_c''}{\sqrt{g_{00}''} c} \sin \alpha_c'$$

При движении наблюдателя перпендикулярно направлению распространения света (в системе источника) имеем  $\alpha_c' = \pi/2$ . Но согласно (20)  $\operatorname{tg} \alpha_c'' = -\beta_c'' c/V_c''$ . Поэтому

$$\operatorname{tg} \alpha_c = \frac{V_c''}{c \sqrt{g_{00}'' - (V_c''/c)^2}} \quad (21)$$

При отсутствии  $G$ -поля формулы (19), (20) и (21) переходят в соответствующие соотношения СТО [7]. Поэтому эти выражения дают нам обобщение формул СТО на зависимость от гравитационного потенциала, т.е. они определяют влияние  $G$ -поля на аберрацию света.

Из (19) следует, что при  $V_c'' = 0$   $\alpha_c'' = \alpha_c'$ , т.е.  $\alpha_c = 0$ . Это значит, что аберрация света, при наличии  $G$ -поля, также есть чисто кинематический эффект. Кроме того, вышеуказанные формулы аберрации



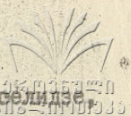
показывают, что aberrация зависит от поля наблюдателя, в котором определяется скорость наблюдателя или источника и в которой производятся измерения. Это, очевидно, связано также с кинематическим характером aberrации, в силу которого aberrация определяет не искривление луча света  $G$  - полем в пути его распространения, а отклонение луча от искривляемой  $G$  - полем траектории, вызванное движением наблюдателя (или источника). Поэтому aberrация света явным образом не должна зависеть от поля источника. Влияние  $G$  - поля источника  $G_{00}$  на aberrацию, как это видно из формул (19) и (20), определяется неявным образом через угол  $\alpha'_G$ . Для явного определения этой зависимости нужно определить направления касательных к траектории света в точках нахождения источника и наблюдателя по искривлению луча в  $SO$  источника ( $\alpha'_G$ ).

(Поступило 15.II.75)

Кафедра  
общей физики

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.С.Кирия, А.Б.Кереселидзе, Г.Г.Вепхвадзе, О.И.Лежава, Труды ТГУ физика-кибернетика, № 168, 1976.
2. В.С.Кирия, Преобразования бесконечно малых пространственно-временных интервалов при наличии гравитационного поля. Сборник "Современные проблемы гравитации", Тбилиси, 1967.
3. В.С.Кирия, Об обобщенной теории эффекта Доплера и aberrация. Тезисы докладов 5-й международной конференции по гравитации и теории относительности, Тбилиси, 1968.



4. М.М.Мирианашвили, В.С.Кирия, М.С.Гобеджишвили, А.Б.Кереселидзе  
О неинтегрируемых преобразованиях в общей теории относительности. Сборник "Современные проблемы гравитации", Тбилиси, 1967.
5. В.С.Кирия, Применение неголономных методов в общей теории относительности. Сборник "Проблемы гравитации", Тбилиси, 1975; Неголономные методы в общей теории относительности, докторск. диссертация, Тб., 1975.
6. М.М.Мирианашвили, В.С.Кирия, М.С.Гобеджишвили, А.Б.Кереселидзе, Г.Т.Вепхвадзе, О.И.Лежава, Неголономный формализм общей теории относительности. Сборник "Проблемы гравитации", Тбилиси, 1975.
7. В.А.Угаров, Специальная теория относительности, Москва, 1969.
8. Л.Д.Ландау, Е.М. Лифшиц, Теория поля, Москва, 1967.
9. Т.А.Агекян, Звезды, галактики, метagalaktika, Москва, 1970.
10. Б.А.Воронцов-Веляминов, "Земля и Вселенная", № 6, 1974, стр.23.

ვ.ჯირია, ა.კერესელიძე, მ.გობეჯიშვილი, მ.ლიპაძე

ფიზიკის უნივერსიტეტი და აბრამიშვილის გიგანტი კვლევითი ცენტრი  
დაიკრიბეს გიგანტი ბიბლიოთეკა

გ ვ ბ ი ვ ბ ვ

გემოლოგიური ნაშრომი ნარმობდენს ავტორების /1 / შრომის  
დატრფელებას, რამდენიმეც ტანხილული იყო დავიერის უფროსისა და აბრამი-  
შვილის გიგანტი კვლევითი ცენტრი. აქ ნარმობდენი შრომათი მისამუ-



საქართველოს  
მეცნიერებათა  
აкадеმიის  
ბიულეტენი

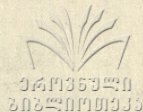
ლია მისგან აღორძინის მისთვის განსაკუთრებული მნიშვნელობის სხვადასხვა სხვაობის ამოცანების გადაჭრა, საბუნების, განხილულია სინამდის არეკვლა მოძრაობის საჩივრები განსაკუთრებული პირობები, ხაზის კანონის ახსნა სამუდამო არაერთგვაროვანი განსაკუთრებული პირობების გამოყენების გამოყენების სინამდის რეკვარე და შესწავლილია ამოცანების მოხერხება განსაკუთრებული პირობები. ნაჩვენებია, რომ განსაკუთრებული პირობების შემთხვევაში ამოცანის ნარჩენები ნიშნის კონვერსიის უფროსი.

V.Kiria, A.Kereselidze,  
G.Vepkhvadze, O.Lezhava

SOME APPLICATIONS OF THE GENERAL COVARIANT THEORY OF THE  
DOPPLER EFFECT AND ABERRATION

S u m m a r y

This is a continuation of [1] in which a general covariant theory of optical effects was formulated, using the notion of wave vector. In the present paper this theory is applied to the solution of some concrete physical problems. The reflection of light from a mirror moving in the gravitational field is considered. The explanation of the Hubble law is given, apart from the application of the Doppler effect. A new formula of the intermediate nonuniform gravitational effect permitting a better explanation of some astronomic effects is proposed. A formula for calculating the aberration angle is obtained for the gravitational field, showing that aberration is a pure kinematic effect.



ИНТЕГРАЛЬНЫЙ СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ АНОМАЛЬНЫХ ТЕЛ ПО ВАРИАЦИОННОЙ (ОСТАТОЧНОЙ) АНОМАЛИИ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

Г. Д. Манагадзе, В. К. Глonti

При интерпретации аномалии силы тяжести большое применение находит формула [1]

$$\delta \Delta g(x, l) = \Delta g(x) - \frac{\Delta g(x-l) + \Delta g(x+l)}{2}, \quad (1)$$

где  $l$  - линейный параметр преобразования.

Применение преобразования (1) обеспечивает только подавление линейно-меняющегося гравитационного фона от исследуемых нами гравитационных аномалий.

Если исключаемый гравитационный фон в пределах параметра преобразования  $l$  меняется по полиному второй степени

$$\Delta g(x) = ax^2 + bx + c \quad (2)$$

то его влияние на вариационную аномалию  $\delta \Delta g(x)$  сводится к постоянной величине.

Также и в значениях  $\delta \Delta g(x)$ , полученных по формуле (1), могут полностью фигурировать ошибки инструментального измерения.

В связи с этим, представляет интерес вместо формулы (1) ввести рассмотрение преобразования вида:

$$\delta \Delta g(x) = \frac{1}{3} [\Delta g(x-l) + \Delta g(x) + \Delta g(x+l)] - \frac{1}{2} [\Delta g(x-l) + \Delta g(x+l)] \quad (3)$$

Использование формулы (3) обеспечивает подавление регионального фона, меняющегося по полиному второй степени.



Действительно, применив формулу (1) к функции (2), получаем

$$\delta_{\text{рег}} \Delta g(x) = -a l^2.$$

Применение же формулы (3) к функции (2) дает

$$\delta_{\text{рег}} \Delta g(x) = -\frac{1}{3} a l^2,$$

т.е. влияние фона, предполагаемого меняющегося по полиному (2) уменьшается на величину  $-\frac{2}{3} a l^2$

Исходя из вышеуказанных преимуществ преобразования (3), приведем прием интерпретации аномалии силы тяжести для аномалий, соответствующих двумерным телам конечного и бесконечного простираения.

В уравнении (3) умножим обе части на  $x^2$  и проинтегрируем их по  $x$  в пределах от  $-\infty$  до  $+\infty$  [2,3]:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \delta \Delta g(x) dx = \frac{1}{3} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \Delta g(x-l) dx + \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \Delta g(x) dx + \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \Delta g(x+l) dx \right] - \frac{1}{2} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \Delta g(x-l) dx + \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \Delta g(x+l) dx \right]. \quad (4)$$

Используя подстановку  $x \pm l = t$ , находим

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \Delta g(x+l) dx - \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \Delta g(x) dx = 2l \int_{-\infty}^{+\infty} x \Delta g(x) dx + l^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta g(x) dx \quad (5)$$

Подставив выражения (5) в (4), получим:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \delta \Delta g(x) dx = \frac{l^2}{3} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta g(x) dx \quad (6)$$

В правой части, как известно

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Delta g(x) dx = 2\pi fA,$$

где  $A$  - масса единицы длины,  $f$  - гравитационная постоянная.

Подставляя выражение (7) в равенство (6), получаем:

$$-A = \frac{3}{2\pi f l^2} \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \delta \Delta g(x) dx \quad (8)$$

Очевидно, для трехмерного случая

$$M = \frac{3}{2\pi f c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \delta \Delta B(x) dx,$$

где  $M$  - масса тела,

$$\Delta B(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta g(x, y) dy = \frac{3}{c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} y^2 \delta \Delta g(x, y) dy,$$

$$\delta \Delta g(x, y) = \frac{1}{3} [\Delta g(x, y-z) + \Delta g(x, y) + \Delta g(x, y+z)] - \\ - \frac{1}{2} [\Delta g(x, y-z) + \Delta g(x, y+z)].$$

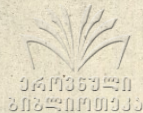
По распределению поля  $\delta \Delta g(x)$  на дневной поверхности можно определить горизонтальную координату центра тяжести, для чего необходимо вычислить интеграл

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x^3 \delta \Delta g(x) dx. \quad (9)$$

Подставляя в интеграл (9)  $\delta \Delta g(x)$  из уравнения (3) и учитывая, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x^3 \Delta g(x+l) dx = \int_{-\infty}^{+\infty} x^3 \Delta g(x) dx + 3l \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \Delta g(x) dx + \quad (10)$$

$$+ 3\ell^2 \int_{-\infty}^{+\infty} x \Delta g(x) dx + \ell^3 \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta g(x) dx,$$



получим

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x^3 \delta \Delta g(x) dx = -\ell^3 \int_{-\infty}^{+\infty} x \Delta g(x) dx. \quad (II)$$

Известно, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x \Delta g(x) dx = 2\pi f \delta S x_y, \quad (I2)$$

где  $x$  - текущая координата точки наблюдения;  $x_y$  - горизонтальная координата центра тяжести;  $S$  - площадь поперечного сечения тела;  $\delta$  - избыток или недостаток плотности.

Подставляя в уравнение (8) уравнения (II) и (I2) и решая его относительно  $x_y$ , получим:

$$x_y = \frac{1}{3} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} x^3 \delta \Delta g(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \delta \Delta g(x) dx} \quad (I3)$$

Как известно, при вычислении вертикальной координаты центра тяжести  $Z_y$  нужно знать распределение по поверхности не только  $\Delta g$ , но и какой-либо другой производной силы тяжести, например,  $\Delta X$  [4]:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (x \Delta X + 2f \delta S) dx = 2\pi f \delta S Z_y \quad (I4)$$

( (I2) и (I4) являются известными формулами Г.А. Гамбурцева [5] ).

Для определения вертикальной координаты центра тяжести  $Z_y$  остановимся на вариациях аномалий  $\Delta X$ :

$$\delta \Delta X(x) = \frac{1}{3} [\delta \Delta X(x-\ell) + \Delta X(x) + \Delta X(x+\ell)] -$$

$$-\frac{1}{2}[\Delta X(x-l) + \Delta X(x+l)].$$

Аналогично уравнению (II) запишем:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x^3 \delta \Delta X(x) dx = -l^2 \int_{-\infty}^{+\infty} x \Delta X(x) dx \quad (15)$$

Подставляя соответствующие значения в уравнение (I4) из выражений (I5) и (8) и решая полученное выражение относительно  $Z_y$ , найдем:

$$Z_y = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \frac{1}{3} x^3 \delta \Delta X(x) + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \delta \Delta g(x) dx \right] dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \delta \Delta g(x) dx} \quad (16)$$

Формулы (8) и (16) были апробированы на теоретическом примере (рис. 1,2).

Аномалия  $\Delta g$  представляет собой суммарную аномалию от горизонтального цилиндра, залегающего на глубине  $h = 1000$  м и имеющего массу единицы длины  $\lambda = 7,8 \cdot 10^9$  г/см, и от регионального фона, заданного по формуле  $\Delta g(x) = 1,26x + 4$ . Интеграл (8), вычисленный в пределах от -8 км до +8 км соответствует 82% избыточной массы цилиндра; интеграл подсчитывался путем определения площади под кривой  $x^2 \delta \Delta g(x)$ . Соответственно для определения вертикальной координаты центра тяжести  $Z_y$  были использованы кривые  $x^2 \delta \Delta g(x)$  и  $x^3 \delta \Delta X(x)$ . Для  $Z_y$  получено значение  $Z_y = 850$  м, что составляет 85% истинного значения глубины центра тяжести.



G.Managadze, V.Glonti

AN INTEGRAL METHOD OF DETERMINING SOME PARAMETERS OF AN  
ANOMALOUS BODY BY MEANS OF THE GRAVITY VARIATION (RESIDUAL) ANOMALY

S u m m a r y

A new kind of variation function is introduced, allowing to eliminate partially, in quadratic-parabolic form, the error resulting from the reduction of the effect of a variable regional background from  $-al^2$  to  $-\frac{1}{3}al^2$  and from measurements.

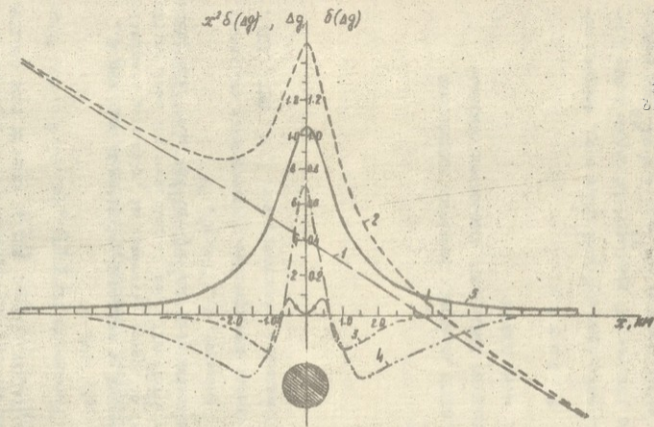


Рис. 1. 1 - график  $\Delta g$ , регионального фона; 2 - суммарная аномалия  $\Delta g$ , регионального фона и горизонтального кругового цилиндра; 3 - функция  $\delta\Delta g(x)$  при  $l = 0,5$  км; 4 - функция  $x^2\delta\Delta g(x)$ ; 5 - аномалия  $\Delta g$  от горизонтального кругового цилиндра.

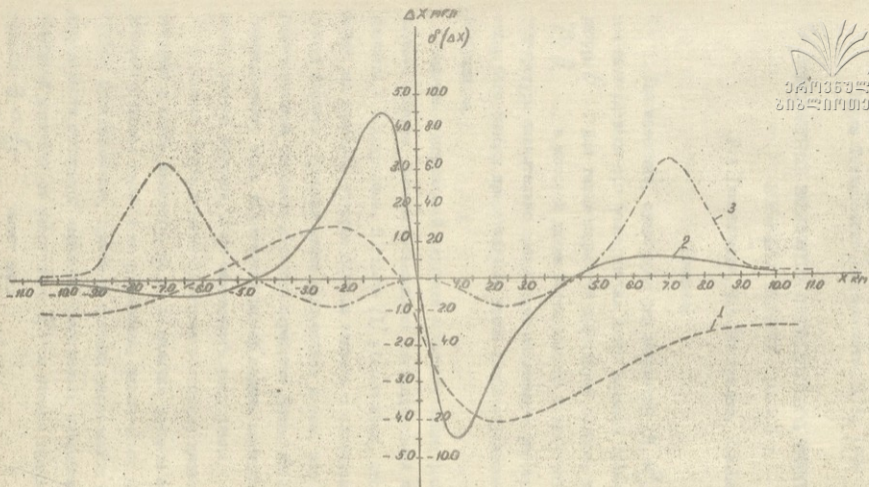
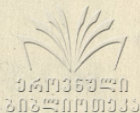


Рис. 2.

1 - кривая горизонтальной составляющей  $\Delta X$  аномалии силы тяжести; 2 - функция  $\delta' \Delta X(x)$  при  $l = 1,5$  км; 3 - функция  $x^2 \delta' \Delta X(x)$





## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ДВУХЖИДКОСТНОГО ЭФФЕКТА В НОРМАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ / He - I /.

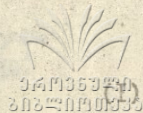
Г.А.Гамцемлидзе, Ш.А.Джапаридзе, Д.Н.Цава

### Введение

I. Как известно, существует ряд жидкостей ( $H$ ,  $H^3$ ,  $He^4$ ), которые затвердевают при температурах, много меньших дебаевской температуры  $\theta$ . Для таких жидкостей существует область температур  $T \ll \theta$ , в которой длина волны фононов с энергией порядка температуры значительно превосходит межатомное расстояние, вследствие чего фононы представляют собой слабозатухающие тепловые возбуждения.

Наличие в нормальной жидкости слабозатухающих фононов может вызвать эффекты, которые объясняются двухжидкостной концепцией, развитой А.Ф.Андреевым. В работе [1] указывается, что существует целый ряд явлений, которые целиком связаны с наличием слабозатухающих фононов. Причина этого заключается в том, что обычные гидродинамические описания жидкости перестают быть, вообще говоря, справедливыми, если характерный размер задачи порядка или меньше длины пробега фононов, а не межатомного расстояния.

В обычной гидродинамике сдвиговые колебания экспоненциально затухают в глубь жидкости. Но из-за наличия фононов эти колебания распространяются также и на расстояния, значительно превосходящие глубину проникновения, причем на больших расстояниях затухания должны нести степенной характер. Зависимость скорости сдвиговых колебаний жидкости от расстояния  $z$  с учетом вклада фононов при условии  $z \ll \frac{c}{\omega}$  имеет вид:



$$u = \frac{3i}{616} V \frac{T}{\rho \omega} \left( \frac{\alpha}{\pi \hbar^2} \right)^{3/2} (c z)^{-5/2}$$

где  $u$  - скорость жидкости на расстоянии  $z$  от колеблющейся поверхности,  $V$  - скорость поверхности вызывающего колебания,  $\rho$  - плотность жидкости,  $\omega$  - частота колебания,  $c$  - скорость звука,  $\alpha$  - величина, связанная с коэффициентом поглощения звука  $\gamma$  [4] и имеет вид:

$$\alpha = \frac{\hbar^2 \omega^3}{2 \gamma c}$$

В работе [2] была экспериментально исследована указанная зависимость для He-I и получены значения для  $Z$  показателя степени  $n = (-2,4 \pm 0,2)$ . Таким образом, нормальную жидкость можно рассматривать как совокупность двух слабосвязанных подсистем - фононов и остальной части жидкости, причем фононы играют роль нормальной части жидкости, а остальная часть - сверхтекучей.

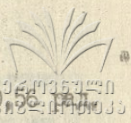
#### Методика измерений и описание установки

В данной работе экспериментально исследуется температурная зависимость затухания сдвиговых колебаний в He-I на расстояниях, значительно превосходящих глубины проникновения:

$$z \gg \delta \approx a_0 \left( \frac{\theta}{\hbar \omega} \right)^{1/2}$$

где  $a_0$  - межатомное расстояние,  $\theta$  - температура Дебая,  $\omega$  - частота колебания.

Для этой цели была использована установка, описанная в работе [3], в которой применяется резонансная методика измерений. В жидкости при помощи магнитного привода обуславливаются синусои-



дальние колебания диска-генератора с амплитудой  $U = 0,5$  увлекающие при этом за собой жидкость. Колебания жидкости распространяются вдоль оси колебания. Второй диск-приемник подвешен над первым с помощью платино-иридиевой нити ( $\varphi = 20$  мк) и служит зондом для измерения амплитуд колебаний нормальной жидкости в данной точке. Частота колебаний дисков подбирается одинаковой с точностью  $\pm 0,005$  сек<sup>-1</sup>. Отсчет величин амплитуд ведется, с наступлением резонанса, при помощи отраженного луча от зеркальца, прикрепленного на легком диске-приемнике диаметром 25 мм и толщиной 0,3 мм.

### Результаты измерений и обсуждение

На рис. 1 дается зависимость полного размаха зайчика на шкале  $N$  от температуры. Измерение велось в интервале температур

$T = (2,195-2,390)^{\circ}\text{K}$  для данного значения расстояния между дисками. Зависимость  $N = f(T)$  была исследована на больших расстояниях по сравнению с глубиной проникновения, доходящих до 20 мм. Как видно из рисунка, эти зависимости представляют собой прямые линии с определенными наклонами. Прямые I-II-III-IV-V соответствуют расстоянию между дисками 5, 7, 10, 15, 20 мм соответственно.

Зависимость  $\ln N = f(\ln Z)$  для разных температур иллюстрирована на рис. 2. Тангенс наклона этих кривых дает показатель степени  $n$  для  $Z$  в уравнении (1). Вычисленное значение показателя степени для вышеуказанного температурного интервала не зависит от температуры. Для  $n$  получаем значение  $-2,4 \pm 0,2$ .

При вычислении  $n$  в пределах погрешности измерения было пренебрежено температурным изменением  $\rho$  и  $C$  в данном температурном интервале. Таким образом, температурная зависимость скорости



сдвиговых колебаний имеет линейный характер в полном соответствии с теоретическим выражением (I).

(Поступило 25.II.75)

Научно-исследовательская лаборатория физики низких температур

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А.Ф.Андреев, ЖЭТФ, 59, 1819, 1970.
2. Г.А.Гамцемлидзе, Ш.А.Джапаридзе, Д.Н.Цаава, Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. I, стр. 45-48.
3. Э.Л.Андроникашвили, Г.А.Гамцемлидзе, Ш.А.Джапаридзе, ЖЭТФ, 50, 856, 1966.
4. И.М.Халатников, Теория сверхтекучести, 1971.

მ. გამყვირიძე, შ. ჯაფარიძე, კ. ცაავა

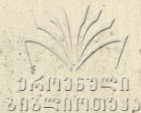
ჩვენს მუშაობაში აღვნიშნავთ ზედააქსელის რეზონანსის

გამომწვევას სიხშირე  $\omega = 1 / \tau$

ს ი ვ ი ბ ი ე

შეგვიძლია ვთქვათ, რომ ზედააქსელის რეზონანსის გამომწვევას განაპირობებს ზედააქსელის რეზონანსის გამოწვევა. ზედააქსელის რეზონანსის გამომწვევას განაპირობებს ზედააქსელის რეზონანსის გამოწვევა. ზედააქსელის რეზონანსის გამომწვევას განაპირობებს ზედააქსელის რეზონანსის გამოწვევა.

G.Gamtsemlidze, Sh.Japaridze,  
D.Tsaava



TEMPERATURE DEPENDENCE OF TWO-FLUID EFFECT  
IN NORMAL LIQUID He-I

S u m m a r y

The shear oscillations in He-I in the presence of long wave phonons, at different temperatures and at distances considerably exceeding the depth of penetration has been studied experimentally.

The resonance method of measurement was used. The above dependence was determined at distances amounting to 20mm from the oscillator. The temperature dependence of the velocity of shear oscillations is of linear nature, fully conforming with theory.

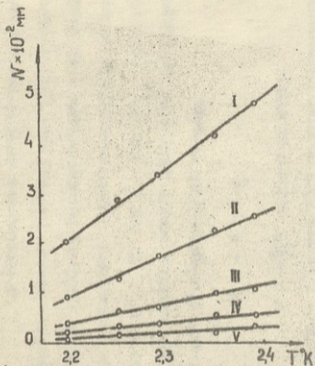


Рис. 1. Зависимость полного размаха зайчика на шкале от температуры для разных значений расстояния между дисками  $N = f(T)$  |

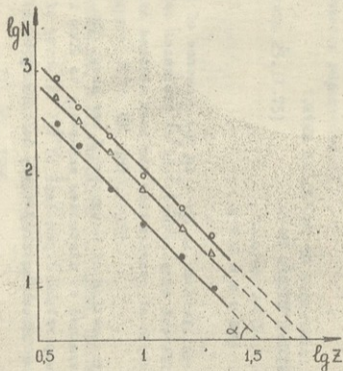
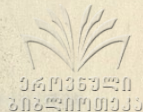


Рис. 2. Логарифмическая зависимость  $\ln N = f(\lg z)$  для разных значений температуры. Прямые I-II-III построены для значения температуры  $T = (2,390; 2,291; 2,195)^\circ\text{K}$  соответственно.



ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ ИЗУЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ НЕПРЕРЫВНОГО ИЗОТОП-  
НОГО ОБМЕНА ПРОТИЙ-ДЕЙТЕРИЙ

М.Ш.Кавиладзе, Т.А.Мелашвили, Маха Хадр, С.А.Семенов

Методы изотопного обмена в настоящее время широко внедряются в различных областях науки и техники. Особенно ценными оказались они при изучении каталитических процессов.

Предлагаемый в работе метод был использован для изучения параметров кристаллических алюмосиликатов-цеолитов, которые за последние 10-15 лет получили большое применение.

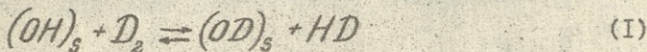
Центральной проблемой исследования цеолитовых катализаторов является представление о природе активных центров и возможность их энергетической оценки в различных реакциях. Цеолиты являются превосходными катализаторами, причем, благодаря особенностям своей геометрической структуры, проводят превращения органических веществ с очень высокой селективностью, выбирая из сложных смесей лишь молекулы с определенными размерами и геометрической формой, превращая их также в продукты одного определенного строения.

В методе изотопного обмена водорода могут быть решены следующие задачи, представляющие значительный интерес для процесса катализа: определение общего количества водорода, связанного с твердым телом, энергии активации и температурного интервала, при котором обмен начинается и продолжается с подходящей скоростью.

В последние годы появились работы, посвященные этому вопросу [1,2], однако возможности метода изотопного обмена водорода цеолитов с дейтерием выявлены еще не полностью. В данной работе проводились исследования в этом направлении с применением цеолитных

катализаторов различных структур и составов.

За протеканием изотопного обмена между газом  $D_2$  и водородом  $(OH)_s$  на поверхности твердого тела



можно следить по содержанию протия в газовой фазе, равного

$$[H_2] + \frac{1}{2}[HD],$$

где  $[H_2]$  и  $[HD]$  - концентрации в молярных процентах соответствующих изотопных молекул водорода. Скорость реакции при равновесии разных атомов водорода в отношении изотопного обмена выражается дифференциальным уравнением [3]

$$\frac{d[H]}{dt} = W \left( 1 - \frac{[H]_t}{[H]_{\infty}} \right), \quad (2)$$

где  $[H]_t$  и  $[H]_{\infty}$  - концентрации протия в газовой фазе в момент времени  $t$  и при равновесии;  $W$  - скорость реакции изотопного обмена для неравновесной смеси в начальный момент. Общую концентрацию водорода на поверхности  $(OH + H_2O + H_3O^+)$  можно рассчитать из экспериментальных данных: известного количества дейтерия в системе и отношения  $\frac{H}{D}$  в газовой фазе при равновесии.

Интегрирование уравнения (2) приводит, для расчета скорости изотопного гетерообмена водорода, к следующему выражению:

$$W = \frac{[\ln([H]_{\infty} - [H]_0) - \ln([H]_t)] \cdot [H]_{\infty}}{t} \quad (3)$$

где величины  $[H]_{\infty}$ ,  $[H]_0$  и  $[H]_t$  - концентрации обмениваемого протия в момент равновесия, в начальный момент и в момент вре-



мени  $t$  соответственно, определенные в атомных долях. 0410359330  
3123201010330

Среднюю подвижность водорода поверхности  $\bar{W}$ , характеризует отношение  $\bar{W}/[H]_s$ , где  $[H]_s$  - количество водорода на поверхности.

Из эксперимента получается  $[H]_t$  % как функция от времени и равновесная общая концентрация обмениваемого водорода  $[H]_{\infty}$  %

Строится зависимость  $\lg([H]_{\infty} - [H]_t)$  от  $t$ .

Если в указанных координатах получается прямая линия, то это означает, что весь водород цеолита кинетически равноценен в отношении гетерообмена с дейтерием. Если же получается сложная кривая, это может означать, что водород цеолита неравноценен и в отношении гетерообмена с дейтерием, и, анализируя полученную кривую, можно рассчитать скорость реакции как для медленно, так и для быстро обменивающегося водорода цеолита [4].

Для выявления и точного анализа сложной кривой необходима непрерывная запись изменения изотопного состава  $H/D$  или получение экспериментальных точек возможно малым интервалом времени.

Для вышеуказанной работы был собран масс-спектрометр из готовых блоков таким образом, чтобы обеспечить высокое качество измерений. Все узлы прибора были собраны из нержавеющей стали и могли прогреваться до температуры 300-400°C. Вакуум в камере составлял менее  $5 \cdot 10^{-8}$  мм рт.ст., что обеспечивало фон водорода в рабочем режиме установки менее 0,03 в ( $3 \cdot 10^{-13}$  а).

Вакуумно-циркуляционная установка [5] была собрана как цельносварная система из металла, стекла и кварца, в качестве кранов которой были употреблены сильфонные вентили. Таким образом, контакт рабочего газа с органическими уплотнениями был полностью исключен, а вакуум составлял около  $10^{-7}$  мм рт.ст.

В отличие от ранее опубликованных работ здесь был осуществлен метод непрерывного измерения изотопного состава в реакторе по мере обмена протий-дейтерий. Такая методика оказалась очень существенной для изучения быстрых процессов обмена.

Вышеуказанная методика была осуществлена применением вязкостного натекания исследуемого газа из реактора в ионный источник. Указанное натекание получается тогда, когда длина капиллярной трубки достаточно велика по сравнению с диаметром, а последний много больше средней длины свободного пробега молекул в газе.

При таком напуске не происходит разделения изотопов и, что более важно, примененная в работе схема позволяет практически осуществить непрерывную запись изменения изотопного состава водорода в реакторе. Для этой цели циркуляционная система с помощью капилляра из нержавеющей стали была непосредственно соединена с ионизационной коробкой источника. При длине капилляра 160 мм и диаметре 200 мкм перепад давления составлял в реакторе 15 мм рт.ст., а в источнике -  $10^{-5}$  мм рт.ст.

При таком соединении циркуляционная система непосредственно связана с ионизационной коробкой источника масс-спектрометра и прибор мгновенно реагирует на все изменения изотопного состава. Время между последующими измерениями ионов с массами  $4(D_2^+)$ ,  $3(HD)$  и  $2(H_2^+)$  ограничивается уже временем магнитной развертки. Указанное время в работе составляло около 1,5 мин. При таком методе напуска расход общего количества дейтерия в течение 3-4 часов оказался меньше 1%, что является дополнительным существенным преимуществом.

Выделение дейтерия из тяжелой воды осуществлялось на цинке, ак-

тивированном бромидом свинца ( $PbBr_2$ ) при  $410^\circ C$  [6]. Применяемая методика позволяет осуществить 100%-ое выделение дейтерия из воды, что очень существенно, так как в установку не попадают пары воды. Одновременно указанный способ приготовления обеспечивает спекание твердых веществ в ампуле, и, таким образом, повреждение масс-спектрометра летучей пылью полностью исключается.

При расчете изотопного состава водорода допускается, что высота пика на диаграмме пропорциональна концентрации соответствующего молекулярного пика водорода  $H_2^+$ ,  $HD^+$  и  $D_2^+$  в анодной коробке ионного источника. Однако существуют некоторые неконтролируемые факторы, влияющие на истинную концентрацию и тем самым искажающие результаты. Из них основными являются: 1) фракционирование газа при молекулярном натекании в ионный источник; 2) изотопный обмен дейтерия с водой, адсорбированной на внутренних поверхностях циркуляционной системы, натекателя, источника ионов и камеры анализатора; 3) образование в ионном источнике атомарных ионов  $H^+$ ,  $D^+$  и трехатомных ионов  $H_3^+$ ,  $H_2D^+$ ,  $HD_2^+$  и  $D_3^+$  и других.

Учет вышеназванных факторов, которые вызывают систематические ошибки при масс-спектрометрических измерениях невозможен. Поэтому были предприняты методы их возможного подавления:

1) Вместо молекулярного натекания водорода в ионный источник, как уже было отмечено, применялся метод вязкостного натекания, при котором фракционирование изотопного состава полностью исключено.

2) В отличие от предыдущих работ, в которых регенерация образца для повторного измерения проводилась парами воды, было решено регенерацию проводить водородом, так как при использовании паров воды возникают большие трудности с их удалением. Неполная их от-



качка вызывает большой эффект "памяти" прибора и может привести к искажению результатов. Избранная в работе методика позволяет держать прибор в "сухом" состоянии, что крайне существенно.

Кроме того, круглосуточная откачка всей системы, нагретой до 300°C, перед каждым измерением и использование дейтерия свободно от всяких следов паров воды, приводили к отсутствию изотопного обмена дейтерия с водой, "адсорбированной" на внутренних поверхностях прибора.

3) Для подавления же образования трехатомных ионов, как уже отмечено, был применен модернизированный ионный источник масс-спектрометра типа МИ 1305 /7/.

Для проверки эффективности предпринятых мер проводились контрольные опыты. Весовым методом готовились стандартные образцы воды с заданным изотопным составом. Водород восстанавливался из стандартной воды и анализировался масс-спектрометрически. Контрольные опыты показали, что в том диапазоне изменения изотопного состава  $H/D$ , которое происходит при обмене, данные весового и масс-спектрометрического измерения совпадают с точностью  $\pm 0,5$ . Поэтому в дальнейшем эта поправка не вносится.

Ввиду того, что многие источники систематических ошибок были подавлены, точность измерения в основном определяется статистическими ошибками, которые при однолучевом методе измерения относительно большие.

Для дальнейшего повышения точности измерения был применен двухлучевой метод.

Как известно, при однолучевом методе на приемник ионов с помощью изменения магнитного поля последовательно подводятся ионы



двухатомных молекул с чередованием  $H_2^+$ ,  $HD^+$ ,  $D_2$ ,  $H_2^+$

Время, необходимое для записи одного цикла, составляет в среднем 1,5 мин. Так как время измерения токов разных изотопов не совпадает, то на получаемые данные влияют различные флуктуационные явления, исключить которые невозможно из-за сильной чувствительности ионных токов к незначительным изменениям параметров самого прибора.

Кроме того, при быстрых процессах за 1,5 минуты происходят большие изменения в изотопном составе. Действительно, в момент измерения иона  $D_2^+$ , конечно,  $H_2^+$  намного отличается от того значения, которое было записано на 1,5 мин. раньше. Приведение измерений к одному моменту не исключает ошибок.

Из вышесказанного следует, что для получения более точных результатов необходимо одновременное измерение концентраций всех нужных для расчета изотопного состава водорода ионов  $H_2^+$ ,  $HD^+$  и  $D_2^+$ . Действительно, двухатомный газ и наличие двух изотопов обуславливает наличие трех молекулярных соединений, согласно уравнению:

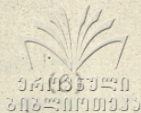


Однако, если равновесие достигнуто, то концентрация каждой разновидности молекулы находится в соответствии с константой равновесия  $K$ . Как известно, для данной реакции в области  $400^\circ\text{C}$   $K$  примерно равно 4 [8] и тогда уравнение

$$D\% = \frac{I_{D_2^+} + I_{HD}}{I_{H_2^+} + I_{HD} + I_{D_2}} \quad (5)$$

легко преобразуется в следующее:

$$D\% = \frac{2}{2 + J_{HD}/J_{D_2}}$$



Обработка экспериментальных результатов уравнениями (5) и (6) дала совпадающие результаты. Следовательно, равновесие наступает, и для расчета изотопного состава водорода можно пользоваться уравнением (6). Это значит, что необходимо мерить не три, а только два двухатомных иона  $HD^+$  и  $D_2^+$ . Однако, даже запись двух масс требует 40-50 сек., что для начала быстрых процессов оказывается существенным. Возможность перехода от необходимости измерить три иона с разными массами к двум резко упрощает вопросы конструирования приемника ионов. Для повышения точности было решено производить двухлучевые измерения.

В заводской корпус приемника были вмонтированы два идентичных, независимых друг от друга приемника, каждый для регистрации отдельного луча.

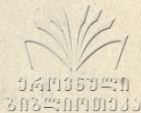
Каждый коллектор является фарадеевым цилиндром, с глубиной около 50 мм, для подавления вторичных ионов, кроме того, перед каждым коллектором с той же целью располагается антидинаatronная сетка. Щели приемников выбираются шире ионного пучка. Это позволяет не предъявлять жестких требований к схемам стабилизации питания масс-спектрометра, ибо малые колебания ионного луча вдоль щели не вызывают колебания в величинах самого ионного тока, т.е. не влияют на результат измерения изотопного состава.

Результаты, полученные при использовании вышеописанной методики, публикуются в отдельной статье. В настоящее время метод используется для решения некоторых вопросов биофизики.

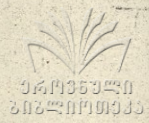
Кафедра  
ядерной физики

(Поступило 20.II.75)

## ЛИТЕРАТУРА



1. Х.М. Миначев, Г. Бремер, Р.В. Дмитриев, К.Т. Штейнберг, Я.И. Исаков, А.Н. Детюк, Известия Академии наук СССР, серия химическая, № 2, 289-293, 1974.
2. Р.В. Дмитриев, Я.И. Исаков, Н.Я. Усачев, А.Н. Детюк, Х.М. Миначев, Известия Академии наук СССР, серия химическая, IOII-IOI5, 1975.
3. Х.М. Миначев, Р.В. Дмитриев, Я.И. Исаков, О.Д. Бронников, Кинетика и катализ, т. XII, вып. 3, 712-719, 1971.
4. В.С. Музыкантов, Г.Н. Панов, "Кинетика и катализ", том XIII, вып. 2, 350-357, 1972.
5. М.Ш. Кавиладзе, Г.Е. Кочаров, В.А. Дергачев, Т.А. Мелашвили, Б.А. Соломко, И.В. Абашидзе, В.С. Кирия, Маха Хадр, Пятое Всесоюзное совещание по проблеме "Астрофизические явления и радиоуглерод" (Тбилиси, 4-6.Х., I3I, 1973).
6. *W. Rolle, F. Bigl, G. Haase, A. Runge, H. Hubner, Isotopenpraxis, 5. Jarrgang Heft I. (1969)*
7. И.В. Абашидзе, М.Ш. Кавиладзе, Сб. докладов., Тбилисский гос. университет, 1974.
8. И. Киршенбаум, Тяжелая вода. М., ИЛ, 1953.



მ. კავილაძე, თ. მელაშვილი  
მახა ხაძრ, ს. სემიონოვი

პროტოზიმ-დეიტერიუმის იზოტოპური გაცვლის პროცესების  
უწყვეტი გამოვლენის ერთი მეთოდის შესახებ

რ ე ბ ი უ მ ე

შრომაში აღწერილია ელემენტური ნივთიერების იზოტოპური გაცვლის პროცესების შესასწავლი ახალი მეთოდიკა, რომელიც ითვალისწინებს უწყვეტად რეაგირებში  $H/D$  ფარდობის ცვლილების უწყვეტ გაზომვებს. მეთოდი გამოყენებულია ცეოლიტების ბიტირთი კინეტიკური პარამეტრების დასადგენად.

M. Kaviladze, T. Melashvili,  
Maha Hadr, S. Semyonov

A METHOD OF STUDYING CONTINUOUS ISOTOPIC  
EXCHANGE PROCESSES OF PROTIUM-DEUTERIUM

S u m m a r y

The article deals with a method of studying hydrogen isotopic exchange processes, allowing continuous measurements of  $H/D$  ratio changes immediately in the reactor. The method is used to detect some kinetic parameters of zeolites.



## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

АМОРФНЫХ ПЛЁНОК *Ge-Te*

О.И. Мгебриани

В работе [1,2] рассмотрена теория электропроводности стеклообразных твердых тел с учетом их структурной особенности. Энергетическая зонная структура аморфных тел, в отличие от кристаллических, характеризуется высокой плотностью состояний, хвосты которых лежат в запрещенной зоне. В области локализованных состояний движение носителей может происходить посредством скачков между состояниями при термическом возбуждении. Электроны с энергией, соответствующей нелокализованным состояниям, свободны. В области между нелокализованными состояниями происходит резкое уменьшение подвижности, поэтому запрещенная зона проводимости называется запрещенной зоной подвижности. Ширина этой зоны может быть определена из температурной зависимости электропроводности при высоких температурах. Что касается прыжковой проводимости, её можно измерить при низких температурах, когда она не маскирована собственной проводимостью. В настоящей работе приведены экспериментальные результаты температурной зависимости электропроводности тонких пленок соединения *Ge-Te* от комнатной до 115°C.

Соединение *Ge-Te* состава 50% ат. *Ge* и 50% ат. *Te* синтезировалось в эвакуированной кварцевой ампуле (давление в ампуле  $10^{-5}$  тор.). Компонентами были *Ge* высокой чистоты и *Te* -99,999. Ампула грелась в печи при температуре 1000°C в течение 1 часа, после чего температура снижалась до 750°C и выдерживалась при этой температуре 10 часов.

Полученный поликристаллический сплав подвергался рентгеновскому исследованию. Рентгенограммы снимались на кобальтовом излучении с



фильтром ( $\lambda = 1,7889 \text{ \AA}$ ). Интенсивность линии оценивалась по 100-бальной системе. Рентгеновский фазовый анализ показал, что полученный сплав был однофазным. Затем путем вакуумного испарения на установке УВР-3 были получены тонкие пленки. Микрхимический анализ показал, что в пределах 1% стехиометрия сохраняется и на пленках. Аморфность структуры пленок контролировалась рентгенографически. Сплав напылялся на стеклянных подложках, в которых были впаяны медные контакты. Температурный коэффициент сопротивления измерялся в термостате. Температура измерялась с точностью  $0,5^\circ\text{C}$ . Экспериментальные точки обрабатывались по методу наименьших квадратов. На рис. 1 и 2 приведены результаты измерения  $R = f\left(\frac{1}{T}\right)$  на четырех образцах в атмосфере воздуха, а на рис. 3 - те же измерения в вакууме  $5 \cdot 10^{-3}$  тор.

В таблице приведены результаты расчета ширины запрещенных зон подвижностей  $B$  по формуле:

$$B = B_0 e^{-\frac{E}{2kT}} \quad (1)$$

ТАБЛИЦА

№ образцов	$\text{tg} \varphi$	$E$ в эл. вольтах
1	$0,430 \cdot 10^4$	0,74
2	$0,429 \cdot 10^4$	0,73
3	$0,441 \cdot 10^4$	0,75
4	$0,430 \cdot 10^4$	0,74
5	$0,430 \cdot 10^4$	0,74



Удельное электрическое сопротивление пленок при комнатной температуре равнялось

$$\rho = 0,66 \cdot 10^{-3} \text{ ом см.}$$

Полученные результаты хорошо согласуются с данными работы [3].

(Поступило 25.X.75)

Кафедра  
физики твердого тела

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Н.Мотт, Э.Девис, Электронные процессы в некристаллических веществах, М., 1974.
2. A. E. Owen, *Contemp. Phys.* 11, 226 (1970)
3. S. K. Bate, K. L. Chopra, *Journ. Appl. phys.* 41, 2196 (1970)

Թ. ԹԻՂՉԻՐՆԱՆԻ

ԱՄԵՐԻԿԱՆԻ ՊԵՏԼՈՒ ԳՐԱԴԱՐԱՆԻ ՎԵՐԱԳՐԱԿԱՆԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ  
ՄԱՐԿԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԲԱՅՈՒՅՆՈՒԹՅԱՆ ԲՆԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ

Խ Յ Տ Ի Յ Ե Յ

ՅՐԽՈՒՄԻ ԺՅՆՏԱՅԼՈՒԹՅԱՆ *Ge-Te* ՅՆԵՂՐԹԻՆ ՊԵՏԼՈՒ ԱՄԵՐԻԿԱՆԻ  
ՊԵՏԼՈՒ ԳՐԱԴԱՐԱՆԻ ԲԱՅՈՒՅՆՈՒԹՅԱՆ ԲՆԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԲՆԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ  
ՄԱՐԿԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԲՆԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԲՆԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԲՆԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ  
ԲՆԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԲՆԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԲՆԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԲՆԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԲՆԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ



O.Mgebriani

TEMPERATURE DEPENDENCE OF CONDUCTIVITY FOR GE-TE  
AMORPHOUS FILMS

S u m m a r y

The temperature dependence of conductivity has been studied for Ge-Te amorphous thin films. The resistivity activation energy has been calculated from the obtained curves.

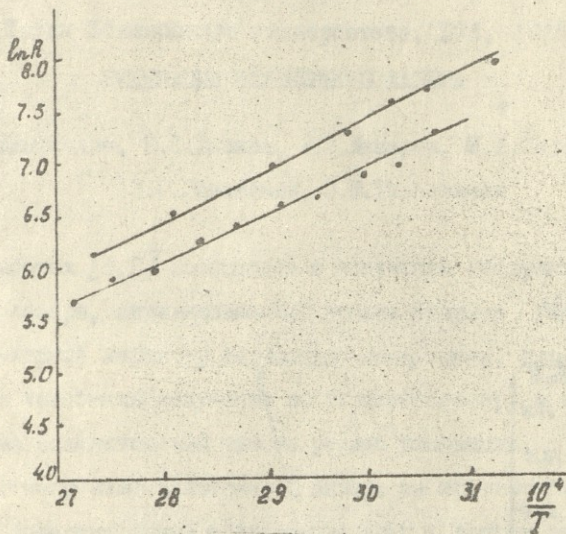


Рис. 1

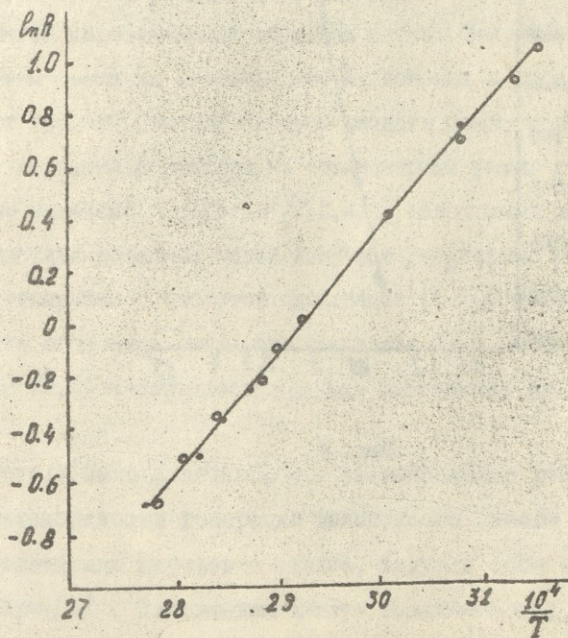


Рис. 2

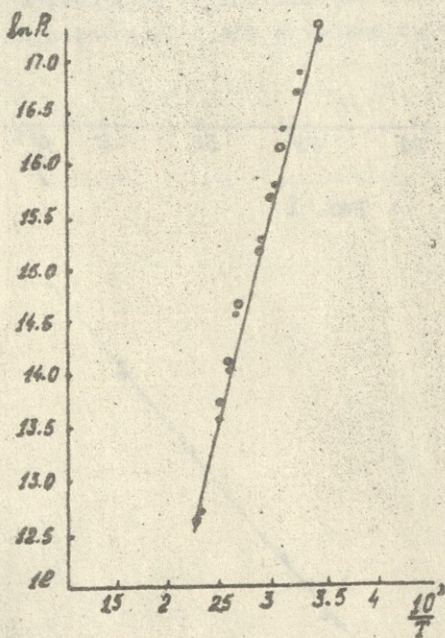


Рис. 3

## ГЕНЕРАЦИЯ ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА

М.И.Джибладзе, Б.С.Лежава, Л.Э.Лазарев, М.И.Садагашвили,  
З.Г.Эсиашвили, Э.Ш.Ткавашвили

В работах [1,2] сообщалось о получении генерации стекловолноконного лазера, активированного ионами неодима  $Nd^{3+}$  и был показан регулярный характер осцилляций излучения. Нами исследованы регулярные колебания излучения волоконного лазера с целью выяснения механизма возникновения такого режима генерации.

Т.к. излучение волоконного лазера из противоположных торцов волокна содержит точно совпадающие друг с другом пучки, а резонатор Габри-Перо отсутствует, можно предположить, что в волокне осуществляется нерезонансная обратная связь. Она может быть вызвана рассеянием света на неоднородностях волокна и дифракцией при отражении от торцов. Поэтому следует ожидать появления регулярных затухающих колебаний с выходом на стационарный режим генерации [3,4]. Как было показано в работах [1,2,4], волоконный лазер при охлаждении дистиллированной водой излучает регулярные незатухающие импульсы генерации с частотой следования 10-300 кгц. Измеренная длительность отдельных импульсов составила  $2 \pm 5$  мксек. Кроме этого, в работе [2,4] наблюдалось большая постоянная составляющая генерации.

В работе [4] было показано, что возникновение режима регулярных колебаний интенсивности генерации волоконного лазера можно объяснить наличием поглощающих центров в стекле, ведущих себя как просветляющиеся фильтры [5]. Поглощающие центры возникают под действием ультрафиолетовой части спектра накачки [4,6] и могут привести к периоди-

ческой модуляции добротности, приводящей к режиму регулярных пульсаций.

В настоящей работе приведены результаты исследования отдельных пиков генерации стекловолоконного неодимового лазера в режиме регулярных пульсаций и показано, что излучение лазера состоит из периодически повторяющихся гигантских импульсов.

Эксперименты проводились на стекловолокнах, активированных ионами  $Nd^{3+}$  длиной 120-150 см и диаметром 25-35 мкм (диаметр сердцевины 20-28 мкм). Отдельное волокно наматывалось в виде спирали на стеклянную трубку и помещалось в двухламповый отражатель с проточной дистиллированной водой. Накачка производилась импульсными лампами ИЛ-2000. Временные характеристики генерации исследовались с помощью фотоумножителя ФЭУ-22 на осциллографах С1-11 и С1-42. Изменялись длительности отдельных пиков генерации при различных значениях энергии и спектрального состава накачки.

Типичная картина генерации стекловолоконного лазера с неодимом, охлаждаемого дистиллированной водой, приведена на рис. 1а. На осциллограмме показаны периодические импульсы генерации, следующие друг за другом через 40-50 мксек (развертка осциллографа 100 мксек/дел).

Регулярные импульсы генерации волоконного лазера можно объяснить следующим образом: так как при действии ультрафиолетовой части спектра накачки в стекле возникают поглощающие  $F$  центры на длине волны лазерного излучения [4,6], то генерация каждого импульса возможна после просветления поглощающих центров спонтанными фотонами. Ясно, что время просветления зависит от концентрации поглощающих центров и от инверсии населенностей лазерных уровней: чем выше концентрация центров и меньше инверсия населенностей, тем больше необходимое для просветления поглощающих центров время и т.о. больше





время между отдельными импульсами генерации.

Для проверки высказанного выше предположения дистиллированная вода, использованная для охлаждения волокна и импульсных газоразрядных ламп, была заменена водным раствором  $K_2Cr_2O_7$ . Свет от ламп накачки проходил через слой раствора, который поглощал ультрафиолетовую часть спектра накачки до 400 нм. Осциллограмма излучения лазера, охлаждаемого водным раствором  $K_2Cr_2O_7$ , приведена на рис. 1 в (развертка осциллографа 5 мксек/см). Как видно, уменьшение ультрафиолетовой части спектра накачки привело к уменьшению расстояния между импульсами до величины  $\sim 5$  мксек. Измеренная зависимость времени между импульсами генерации от концентрации водного раствора  $K_2Cr_2O_7$  приведена на рис. 2. Уменьшение времени  $\Delta T$  с увеличением концентрации  $C$  обусловлено уменьшением ультрафиолетовой части спектра накачки, что приводит к уменьшению числа возникающих в стекле центров поглощения. Это уменьшает необходимое время для просветления  $F$  центров, тем самым сокращая время между импульсами генерации. Следует отметить, что дальнейшее увеличение концентрации  $K_2Cr_2O_7$  приводит к резкому изменению картины излучения лазера: в излучении исчезают регулярные, незатухающие импульсы генерации и в излучении лазера наблюдаются затухающие пульсации переходного процесса генерации. На рис. 3 показана картина генерации лазера при концентрации водного раствора  $K_2Cr_2O_7 \sim 0,5$  вес% (развертка осциллографа 5 мксек/дел). В начальной стадии лазерного импульса наблюдаются затухающие осцилляции генерации, которые могут быть приписаны переходным процессам генерации так, как:

1. Амплитуда колебаний падает по экспоненциальному закону, в соответствии с решениями кинетических уравнений генерации лазеров;
2. Наблюдается некоторое постоянное составляющее генерации;



3. Период колебаний уменьшается к концу переходного процесса генерации;

4. Период колебаний и время затухания уменьшаются с ростом накачки и измеренные величины согласуются с рассчитанными значениями из кинетических уравнений.

Как видно из рис. 1д, переходный процесс генерации переходит в регулярные или нерегулярные колебания. По-видимому, срыв квазистационарного режима генерации можно объяснить появлением в генерации конкурирующих линий внутри неоднородноуприренной линии люминесценции неодима в стекле. Осцилляции на рис. 1д вслед за переходным процессом, по-видимому, являются результатом появления генерации на двух конкурирующих линиях излучения.

Переход из регулярных пульсаций к релаксационным колебаниям переходного процесса генерации при больших концентрациях  $N_2, C_{Z_2}, O_2$  указывает на уничтожение поглощающих  $F$  центров в стекле, что приводит к отсутствию модуляции добротности резонатора. В этом случае в волоконном резонаторе осуществляется нерезонансная обратная связь с характерными для нее релаксационными переходными колебаниями интенсивности излучения.

Весьма существенными оказались влияния фильтрации света накачки на форму и длительность отдельных импульсов генерации.

Исследование временных характеристик излучения волоконного лазера показывает, что длительность отдельных импульсов генерации при охлаждении волокна дистиллированной водой составляет 12-25 нсек (вместо 2-5 мксек, полученных в работе [4]). Это вполне подтверждает наше предположение о возникновении режима периодических гигантских импульсов генерации за счет просветления поглощающих центров ок-

раски на длине волны генерации лазера. Зависимость длительности генерации отдельных импульсов от энергии накачки приведена на рис. 3. Как видно из приведенного рисунка, длительность отдельных гигантских импульсов уменьшается с ростом накачки. Это может быть объяснено следующим образом: увеличение энергии накачки должно увеличивать интенсивность ультрафиолетовой части накачки и тем самым привести к росту концентрации поглощающих центров в стекле. Это приводит к увеличению требуемой для начала генерации величины инверсии населенности уровней [4]. Высокие значения начальной инверсии населенности обеспечивают большой коэффициент усиления и, тем самым, за счет сокращения переднего фронта, уменьшают длительность гигантского импульса.

Если уменьшить число возникающих в стекле центров поглощения, то должно наблюдаться увеличение длительности отдельных импульсов и уменьшение расстояния между ними.

На рис. 1 в, г представлены осциллограммы излучения лазера с охлаждением водным раствором  $K_2Cr_2O_7$  с концентрацией 0,02 вес% при развертке осциллографа 5 мксек/дел (в) и 0,5 мксек/дел (г). Как видно, длительность импульсов увеличилась до значения 0,4 - 0,5 мксек, а временной интервал между ними сократился до 5 мксек. Это указывает на сильное уменьшение степени модуляции добротности центрами поглощения. Зависимость длительности отдельных импульсов от величины концентрации приведена на рис. 4, из которого видно, что уже при концентрации водного раствора 0,005 вес% длительность пиков растет на порядок по сравнению с длительностью импульса при чистой воде. Необходимо отметить, что до концентрации раствора 0,025 вес% сохраняется регулярный характер генерации, что указывает на сохранение эффекта модуляции добротности лазера. Учитывая

3419359331  
конден

рост длительности импульсов и уменьшение расстояния между ними с увеличением концентрации, можно заключить, что с ростом концентрации действительно ослабевает эффект модуляции добротности.

Необходимо отметить, что постоянные составляющие генерации, отмеченные в работах [1,2,4], нами не обнаружены. Постоянный фон, а также измеренные большие длительности отдельных пиков надо приписать низким временным разрешениям аппаратуры, применяемым ранее в экспериментах работ [1,2,4].

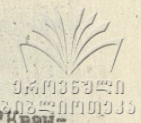
Таким образом, проведенные нами эксперименты показали, что возникновение просветляющих центров поглощения в стекле приводит к пассивной модуляции добротности резонатора и тем самым к появлению регулярных гигантских импульсов генерации стекловолоконного неодимового лазера. Уменьшение или уничтожение поглощающих центров посредством фильтрации света накачки позволяет наблюдать осцилляции переходного процесса генераций стекловолоконного лазера с нерезонансной обратной связью.

(Поступило 15.II.75)

Кафедра  
радиофизики

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Е.В.Снитцер, "Оптическая обработка информации", изд-во "Мир", 1966.
2. Х.Н.Гапридзе, Ш.Ш.Гватуа, Р.Н.Кухарский, В.В.Мумладзе, В.А.Ханевичев, В.В.Чавчанидзе, Г.Г.Мивелидзе, Радиотехника и электроника, т.13, №1, 2099, 1968.
3. Р.В.Амбарцумян, П.Г.Крюков, В.С.Летохов, Ю.А.Матвеев, ЖЭТФ,



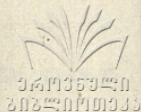
ტ. 53, № 6, სტრ. 1955, 1967.

4. მ.ი.ჯიბლაძე, რ.ნ.კუხარსკი, ვ.ვ.მუმლაძე, *Сб.статей "Квантовая электроника"*, №5, 120, 1971.
5. А.М.Самсон, В.А.Рыбаков, *Журнал прикладной спектроскопии*, т.12, вып. 6, 997, 1970.
6. А.М.Бонч-Бруевич, С.Е.Потапов, Я.Н.Ханин, *Оптика и спектроскопия*, т.28, вып.1, 203, 1970.

მ. ჯიბლაძე, მ. კუხარსკი, ვ. მუმლაძე, მ. საპარაძევილი,  
 ბ. უსიაშვილი, ე. ტყეშელაშვილი  
 ბიჭვინთის რაიონის ბუნების

რ ე ბ ი უ მ ე

ბრძანებით მარტვილებს, რომ ნეოპოპის მიწის ბიჭვინთის რაიონის  
 გენერირების პერიოდულ ტიპანტური იმპულსებს 12-25 ნანოსეკუნდის ხანგრძლი-  
 რიობით. მარტვილია, რომ ტიპანტური იმპულსების გენერაცია გამორე-  
 ულია რეზონანსის ვარტისინანობის მიმართებით მიწაში მიწისაქვე  
 ტიპანტის ნარეობის გამო. შესწავლილია ტიპანტური იმპულსების ხანგრძლი-  
 ვობისა და პერიოდულობის დამოკიდებულება ატმოსფეროს უნდადობისა და სპექ-  
 ტრის შემადგენლობაზე.



M.Jibladze, B.Lezhava, L.Lazarev,  
M.Sadagashvili, Z.Esiashvili, E.Tkavashvili

### FIBER CLASS LASER GENERATION

#### S u m m a r y

The work deals with the generation of periodic gaint pulses by a  $\text{Nd}^{3+}$  fiber glass laser. The cause of gaint pulse emission is shown.

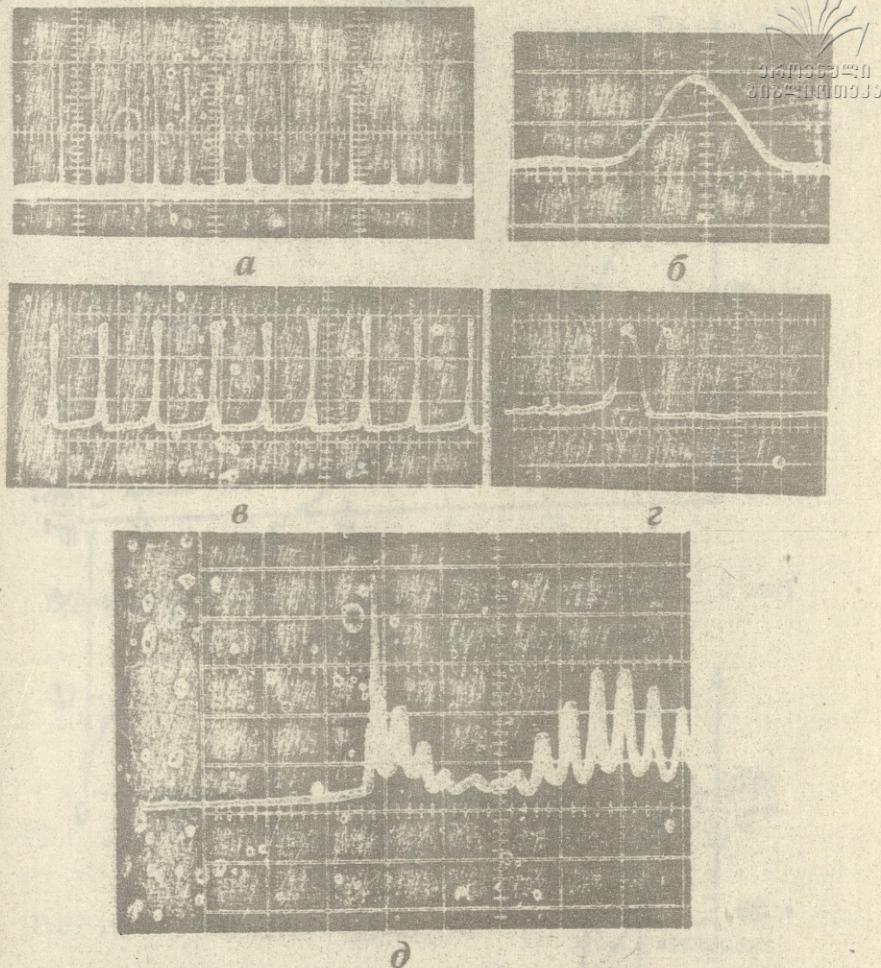


Рис. 1. Осциллограммы генерации стекловолоконного неодимового лазера при различных концентрациях водного раствора  $\text{K}_2\text{Ce}_2\text{O}_7$  : а)  $C = 0$ , развертка осциллографа - 100 мксек/дел., б)  $C = 0$ , развертка - 10 нсек/дел., в)  $C = 0,02$  вес.%, развертка - 5 мксек/дел., г)  $C = 0,02$  вес.%, развертка 0,5 мксек/дел., д)  $C = 0,5$  вес.%, развертка - 5 мксек/дел.

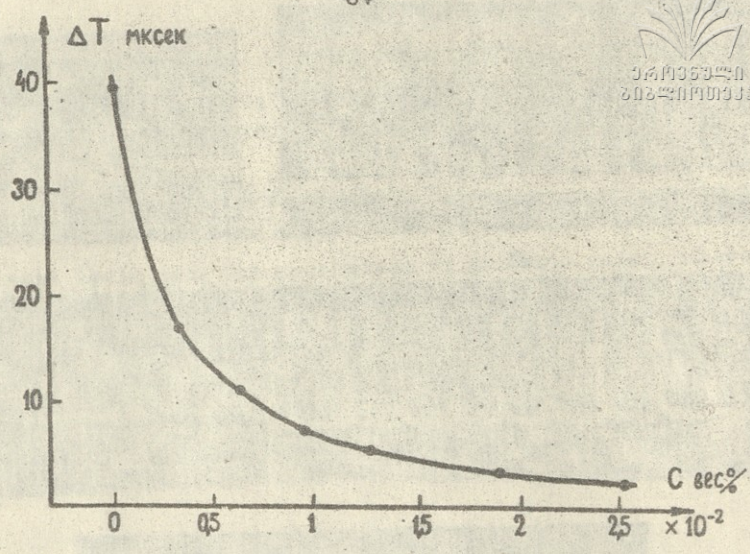
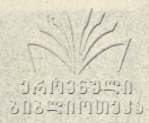


Рис. 2. Зависимость времени между импульсами генерации от концентрации водного раствора  $H_2CrO_4$

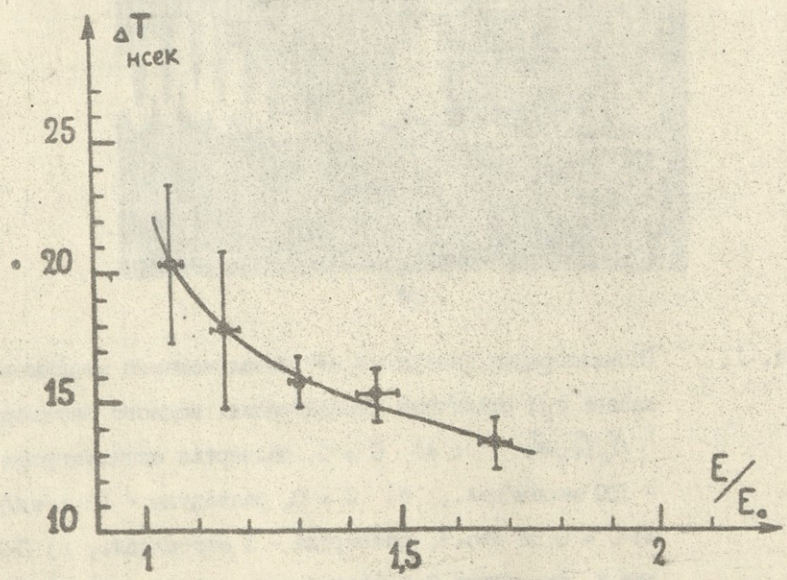


Рис. 3. Зависимость длительности отдельных гигантских импульсов от превышения энергии накачки над пороговой энергией



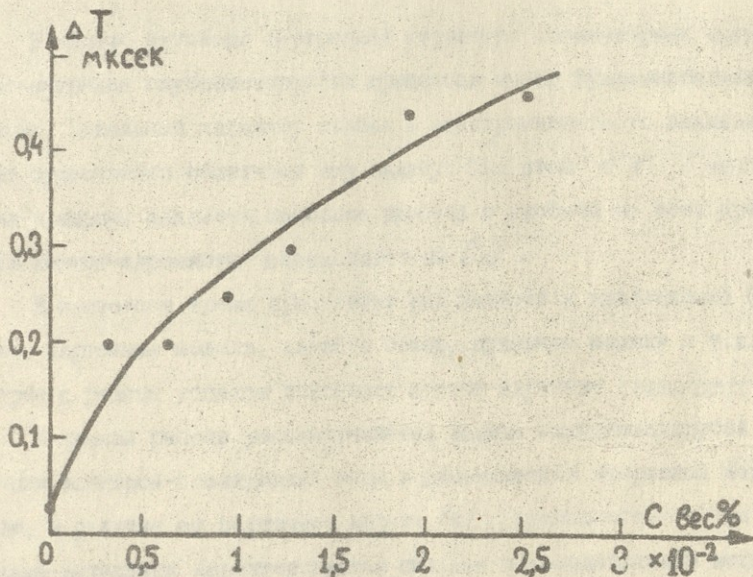
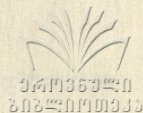


Рис. 4. Зависимость длительности отдельных гигантских импульсов генерации от концентрации водного раствора  $K_2Cr_2O_7$



АДРОННАЯ АННИГИЛЯЦИЯ  $e^+e^-$ -ПАР В МОДЕЛИ  
СИЛЬНОСВЯЗАННЫХ КВАРКОВ

Ш.И.Вашакидзе

В задаче изучения внутренней структуры элементарных частиц рассмотрение глубоконеупругих процессов имеет фундаментальное значение. Локальный характер слабых и электромагнитного взаимодействий существенно облегчает эту задачу. При этом  $e^+e^-$  аннигиляция в адроны является наиболее простой и удобной из всех процессов лептон-адронного взаимодействий [1].

В настоящее время существует ряд моделей и приближений (например, партонная модель, алгебра токов, дуальные модели и т.д.), которые с разным успехом описывают лептон-адронные взаимодействия [2, 3].

В данной работе рассматривается задача глубоконеупругой аннигиляции электрон-позитронной пары в динамической кварковой модели, где, в отличие от партонной модели [4], предполагается что пара кварк-антикварк характеризуется сильным взаимодействием между компонентами, которое в первом приближении представляется в виде ямы с бесконечно высокими стенками. В этом приближении получаем простые выражения для полных сечений электрон-позитронных аннигиляций для спинов 0 и 1/2 кварков и антикварков.

Спектральную функцию, определяющую полное сечение процесса  $e^+e^-$  адроны, представим в следующем виде

$$\rho(q^2)(-q^2 g_{\mu\nu} + q_\mu q_\nu) = \int dx e^{iqx} \langle 0 | J_\mu(x) J_\nu(0) | 0 \rangle$$

где  $J_\mu(x)$  - электромагнитный ток кварков, сильно взаимодействующих между собой, который выражается известным образом через

гейзенбергоны операторы кварковых полей  $\Psi(x)$ .

В случае бесспиновых кварков

$$J_\mu = i\bar{\Psi}(x) \overleftrightarrow{\partial}_\mu \Psi(x).$$

Тогда имеем

$$\langle 0 | J_\mu(x) J_\nu(0) | 0 \rangle = -e^2 \left( 2 \frac{\partial}{\partial r_\mu} \right) \left( 2 \frac{\partial}{\partial r'_\nu} \right) \Pi(x, r, r') \Big|_{r=r'=0},$$

где

$$\Pi(x, r, r') = \langle 0 | \Psi(x + \frac{r}{2}) \Psi^\dagger(x - \frac{r}{2}) \Psi(\frac{r'}{2}) \Psi(-\frac{r'}{2}) | 0 \rangle.$$

Для простоты перейдем в систему центра масс

$$\bar{q} = 0, \quad q^2 = 4E^2,$$

в которой спектральная функция выражается следующим образом:

$$4E^2 \rho(E) \delta_{ij} = \int dx_0 e^{ix_0 2E} d\bar{x} (2i \nabla_i) (2i \nabla'_j) \Pi(x, r, r') \Big|_{r=r'=0} \quad (1)$$

При этом

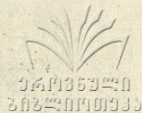
$$\int dx_0 d\bar{x} e^{ix_0 2E} \Pi(x, r, r') \Big|_{r=r'=0} = \Pi_{\bar{p}=0}(E, \bar{r}, \bar{r}') = \text{Disc } G_{\bar{p}=0}(E, \bar{r}, \bar{r}')$$

В случае свободных частиц

$$G_{\bar{p}=0}(E, \bar{r}, \bar{r}') = \frac{i}{(2\pi)^3} \int \frac{d\bar{q} e^{i\bar{q}(\bar{r}-\bar{r}')}}{\sqrt{m^2 + \bar{q}^2}} \frac{1}{4E^2 - 4(m^2 + \bar{q}^2) - i\epsilon} \quad (2)$$

и, следовательно,

$$\Pi(E, \bar{r}, \bar{r}') = -\frac{1}{8\pi E} \frac{\sin \kappa |\bar{r} - \bar{r}'|}{|\bar{r} - \bar{r}'|}, \quad \kappa = \sqrt{E^2 - m^2} \quad (3)$$



Отсюда легко получаем, что для свободных частиц

$$\rho(\text{free}) = \frac{e^2}{24\pi} \left(\frac{\kappa}{E}\right)^3$$

Как нетрудно видеть из (2), функция Грина для свободных частиц удовлетворяет уравнению

$$\sqrt{m^2 - \nabla^2} [4E^2 - 4(m^2 - \nabla^2)] G_{\vec{r},0}(E, \vec{r}, \vec{r}') = i\delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (4)$$

Предположим теперь, что частицы взаимодействуют между собой потенциалом в виде прямоугольной ямы с бесконечно высокими стенками, что можно учесть простой заменой

$$m^2 \Rightarrow m^2 + U = \begin{cases} \alpha^2; & r, r' < a \\ \infty; & r, r' > a \end{cases}$$

Таким образом, надо решить уравнение

$$[E^2 - (\alpha^2 - \nabla^2)] g(\vec{r}, \vec{r}') = \delta(\vec{r} - \vec{r}')$$

где

$$g = -4i\sqrt{m^2 - \nabla^2} G(\vec{r}, \vec{r}')$$

с граничными условиями

$$g = 0 \quad \text{при } r \quad \text{или } r' \geq a$$

Требуется найти величину

$$\nabla_i \nabla'_j G(\vec{r}, \vec{r}')|_{\vec{r}, \vec{r}'=0} = \nabla_i \frac{i}{4\sqrt{m^2 - \nabla^2}} [\nabla'_j g(\vec{r}, \vec{r}')|_{\vec{r}, \vec{r}'=0}]$$

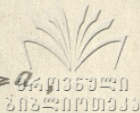
Поэтому, определив скалярную величину  $g(\vec{r})$

$$\nabla_j g(\vec{r}) = \nabla'_j g(\vec{r}, \vec{r}')|_{\vec{r}'=0}$$

потребуем, чтобы  $g(\vec{r})$  удовлетворяла уравнению с граничным условием

$$(\nabla^2 + \kappa^2)g(\vec{r}) = -\delta(\vec{r})$$

$$g(\vec{r}) = 0 \text{ при } r > a$$



где

$$\kappa^2 = E^2 - a^2$$

Частные решения дифференциального уравнения имеют вид

$$g^{\pm} = \frac{e^{\pm i\kappa r}}{4\pi r},$$

откуда нетрудно построить решение, удовлетворяющее граничному условию

$$g(r) = \frac{1}{4\pi r} \frac{\sin \kappa(a-r)}{\sin \kappa a}$$

Найдем теперь величину

$$\epsilon_{ij}(\vec{r}) = \frac{\nabla_i \nabla_j}{\sqrt{m^2 - \nabla^2}} g(\vec{r})$$

и определим ее значение при  $\vec{r} = 0$

Учитывая, что

$$\nabla_i \nabla_j \frac{e^{\pm i\kappa r}}{r} = \left[ -\kappa^2 \frac{\delta_{ij}}{3} + \left( \pm i\kappa - \frac{1}{r} \right) \frac{1}{r} - \frac{1}{3} \kappa^2 \right] \pi_{ij} \frac{e^{\pm i\kappa r}}{r},$$

где

$$\pi_{ij} = \delta_{ij} - 3 \frac{r_i r_j}{r^2},$$

находим

$$\epsilon_{ij} = -\frac{\kappa^2}{3} \delta_{ij} \ell(\vec{r}) + \pi_{ij} f(\vec{r})$$

где

$$\ell(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{m^2 - \nabla^2}} g(\vec{r})$$

Так как при переходе к пределу  $\vec{r} = 0$  предполагается его независимость от направления, структура  $\pi_{ij}$  не даст вклада при  $\vec{r} = 0$

Для  $\ell(\vec{r})$  находим

$$\ell(\vec{r}) = \frac{i}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{q dq}{\sqrt{m^2 - q^2}} \frac{e^{iqr}}{4\pi r} \left[ \text{ctg} \kappa a \cdot \pi \delta(\kappa^2 - q^2) - \rho\left(\frac{1}{\kappa^2 - q^2}\right) \right]$$

Учитывая, что

$$\text{Disc}[\text{ctg} \kappa a] = \frac{2\pi i}{a} \left\{ \delta(\kappa) + 2\kappa \sum_{n=1}^{\infty} \delta\left(\kappa^2 - \left(\frac{\pi n}{a}\right)^2\right) \right\}$$

окончательно получаем

$$\rho(q^2) = \frac{1}{24\pi} \left(\frac{\kappa}{E}\right)^3 \delta(\kappa)$$

где

$$\delta(\kappa) = \frac{2\pi\kappa}{a} \sum_{n=1}^{\infty} \delta\left(\kappa^2 - \left[\frac{\pi n}{a}\right]^2\right)$$

Рассмотрим теперь случай кварков со спином 1/2. В этом случае

берем

$$J_{\mu}(x) = e \bar{\Psi}(x) \gamma_{\mu} \Psi(x)$$

которое в системе центра масс свободных кварков дает аналог (1)

$$4E^2 \rho(E) \delta_{ij} = \text{Disc} O_{ij} G_{p=0}(E, \vec{r}, \vec{r}) / r, r=0 \quad (5)$$

где

$$O_{ij} = \text{Sp} \gamma_{\mu} (m - \hat{q}) \gamma_{\nu} (m + \hat{q}) = 4 \left\{ 2(m^2 - \vec{q}^2) g^{ij} + 2q_i q_j \right\}$$

Отсюда видно, что задача двух свободных кварков со спином 1/2 сводится к задаче бесспиновых кварков с функцией Грина  $G_{p=0}$

Исходя из модели квазинезависимых кварков [5], будем считать, что в присутствии сильной связи между спиновыми кварками спектральная функция  $\rho(q^2)$  определяется тем же выражением. В результате получаем

$$\rho(q^2) = \frac{1}{48\pi} (2E^2 + m^2) \frac{\pi}{E^3} \sigma(\kappa)$$

где  $G$  удовлетворяет уравнению (4).

Подчеркнем, что асимптотически оба выражения для  $\rho$  эквивалентны результату парной модели (два легких кварка) [3]. Отметим еще, что полученный результат дает автомодельное поведение полного сечения. При  $q^2 \rightarrow \infty$  спектральная функция выходит на константу, что не противоречит современным данным эксперимента.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность В.А.Матвееву за постановку задачи и интерес к работе. Автор благодарен А.Н.Тавхелидзе, А.Н.Квинихидзе, А.А.Хелашвили за интересные обсуждения.

(Поступило 30.X.75)

Проблемная  
лаборатория ядерной физики  
высоких энергий

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *A. N. Tavkhelidze, Deep inelastic Lepton-Hadron Interactions, Proceedings of the Coral Gables Conference / Gordon and Breach, 1970/*
2. *V. A. Matveev, CERN-JINR School /1972/*
3. В.А.Матвеев, Е.А.Толкачев, ОИЯИ, P2-7965, Дубна, 1974.
4. Ш.И.Вашикидзе, В.А.Матвеев, Е.А.Толкачев, ОИЯИ, P2-8454, Дубна, 1974.
5. П.Н.Боголюбов, Препринт ОИЯИ, 2-6189, Дубна, 1971.

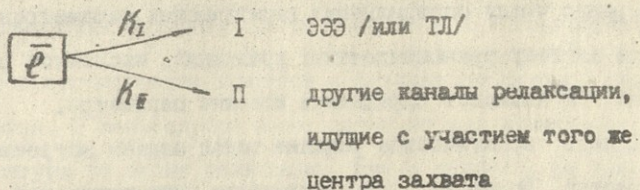




## ОБ ОСОБЕННОСТЯХ КИНЕТИКИ НЕОДНОКАНАЛЬНОЙ АКТИВИРОВАННОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ВОЗБУЖДЕННЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Д.И.Глебов, Г.М.Долидзе, Ю.А.Колбановский, Л.С.Полак

При рассмотрении процессов релаксации в возбужденных твердых телах (таких, как термолуминесценция-ТЛ, или экзоэлектронная эмиссия-ЭЭЭ) ранее всеми авторами принималось, что исследуемый ими процесс является единственным каналом релаксации [1-7]. Однако из общих физических соображений, а в отдельных случаях и из прямых экспериментов, следует, что процессы релаксации в возбужденных твердых телах, в плане кинетическом, можно рассматривать как параллельные, в которых после диссоциации системы электрон-ловушка может произойти испускание электрона поверхностью /ЭЭЭ/, высвечивание /ТЛ/ и другие, обычно не регистрируемые процессы. Такой модели может быть сопоставлена упрощенная схема:



Обычно рассматривается только процесс I, который считается необратимым и мономолекулярным. Сохраняя эти допущения в отношении процесса I, мы распространим их на процесс II и рассмотрим схему (I) с точки зрения взаимного влияния двух параллельных каналов релаксации в зависимости от экспериментальных условий. В условиях изотермического эксперимента скорости процессов I и II, а также полное число электронов, релаксировавших по тому или иному каналу, сп-

ределяется соотношением констант скоростей конкурирующих процессов, которое постоянно во время всего эксперимента.

Этот случай хорошо известен в кинетике. Скорость наблюдаемого процесса ( $\mathcal{Y}$ ) может быть представлена в виде:

$$\mathcal{Y} = K_1 N_0 e^{-(k_1 + k_2)t} \quad (I)$$

где  $K_1$  и  $K_2$  - коэффициенты скоростей соответствующих процессов,  $N_0$  - начальная концентрация релаксирующих частиц. Беря отношение интенсивностей для двух разных времен  $t_1$  и  $t_2$ , можно получить значение суммы двух констант. Раздельное определение констант возможно в принципе, если известен вид их температурной зависимости (например, аррениусовский  $K_i = S_i e^{-E_i/kT}$ ;  $S_i$  - предэкспоненциальный множитель,  $E_i$  - энергия активации релаксации по  $i$ -тому каналу). Тогда, проводя серию изотермических экспериментов при различных температурах (число независимых экспериментов должно быть равно числу определяемых кинетических параметров), можно построить систему трансцендентных уравнений, численное решение которой на ЭВМ позволяет определить искомые параметры.

Однако практическое решение такой задачи встречается с рядом трудностей. Во-первых, по результатам изотермических экспериментов трудно определить, одноканален наблюдаемый процесс или нет. Естественный критерий - независимость полного интеграла  $\int_0^{\infty} \mathcal{Y}_{\text{наб}} dt$  от температуры наблюдения трудно применить, так как необходимо во всех экспериментах сохранять постоянной величину  $N_0$  - полное число релаксирующих частиц. При равенстве температур во время возбуждения твердого тела и наблюдения  $T_{\text{возб}} = T_{\text{наб}}$  начальное число релаксирующих частиц не есть величина постоянная. При возбужде-



нии образца в одинаковых условиях во время перехода от  $T_{\text{набл}}$ , который практически не может быть произведен мгновенно, неминуемо будет происходить частичное опустошение уровней как по наблюдаемому каналу, так и по возможному конкурирующему ненаблюдаемому. Можно пытаться регистрировать интенсивность наблюдаемого процесса во время перехода от  $T_{\text{безл}}$  к  $T_{\text{набл}}$ , но в этом случае наблюдаемый процесс перестает быть чисто изотермическим и становится комбинацией как изотермического, так и неизотермического со всеми вытекающими отсюда осложняющими последствиями. Во-вторых, если иметь в виду процессы типа Л и ЭЭЭ, где часто имеется несколько близко расположенных энергетических уровней, которые релаксируют одновременно при температуре наблюдения, задача становится практически неразрешимой.

Эти обстоятельства сводят до минимума практическую возможность применения серии изотермических экспериментов для определения кинетических параметров указанных неодноточных процессов.

В неизотермических условиях соотношение констант скоростей  $K_1$  и  $K_2$  в процессе эксперимента меняется и физическая картина существенно усложняется. В этом случае имеет значение как абсолютное изменение температуры за время релаксации, так и скорость ее изменения, т.е. величина  $\mu = \frac{dT}{dt}$ . Если изменение температуры образца в исследуемом диапазоне существенно влияет на соотношение между константами скоростей конкурирующих каналов релаксации, то должно изменяться в зависимости от  $\mu$  и полное число электронов, ушедших с центров захвата данного типа по тому или иному каналу. Можно записать выражения для интенсивностей релаксации по обоим каналам в виде [10]:

$$J_I = N_o \kappa_I \exp\left(-\frac{1}{\mu} \int_{T_0}^T (\kappa_I + \kappa_{II}) dT\right)$$

$$J_{II} = N_o \kappa_{II} \exp\left(-\frac{1}{\mu} \int_{T_0}^T (\kappa_I + \kappa_{II}) dT\right) \quad (3)$$

Вид этих уравнений такой, что невозможно установить явную аналитическую зависимость

$$\int_0^{\infty} J_i dt = f(\mu) \quad (4)$$

Нами были проведены численные расчеты на ЭВМ модельной схемы (1) и получены зависимости, определяемые уравнением (4), для различных значений параметров подынтегральных функций, определяемых по уравнениям (2) и (3). Скорость нагрева меняли от 0,02 до 0,5 град/сек (такие скорости нагрева обычно применяются в экспериментах по термостимулированной ЭЭЗ, ТЛ и т.д.). Значения энергий активации и предэкспоненциальных множителей также изменялись в диапазоне величин, типичных для указанных процессов (рис.1). Из рассмотренных полученных данных следует, что в исследованном диапазоне параметров изменение скорости нагрева существенно сказывается на полном числе электронов, ушедших с центров захвата по тому или другому каналу релаксации. Это значит, что экспериментальные данные, обработанные по уравнению (4), могут дать важную информацию о характере процесса релаксации. Подчеркнем следующий качественный результат: если полное число эмитированных электронов (полное число квантов ТЛ) оказывается зависящим от скорости нагрева образца, то это является доказательством "неодноканальности" системы. Обратное утверждение, вообще говоря, неверно. Из рис. 1 видно, что сильная зависимость  $\int_0^{\infty} J_i dt = f(\mu)$  ожидается в области малых значений  $\mu$  тогда как при переходе к большим значениям она сильно ослабляется.

Из приведенных расчетов следует, что интеграл  $\int_0^{\infty} I_2 dt$  растет с увеличением  $\mu$ , если энергия активации исследуемого процесса больше энергии активации конкурирующего процесса, независимо от значений предэкспоненциальных множителей. Соответственно, интеграл процесса, имеющего меньшую энергию активации, уменьшается с увеличением  $\mu$ . Таким образом, экспериментальная зависимость интегрального эффекта от скорости нагрева дает качественный ответ не только на вопрос о том, одноканальна ли система, но и о соотношении энергий активации конкурирующих процессов.

Помимо принципиально важной физической картины неодноканальной релаксации, имеющей существенное значение для построения теоретических моделей ЭЭЭ, ТЛ и т.п., мы всегда помним о возможности прагматического подхода к задаче. В этом случае вопрос формулируется так: правильно ли определяются параметры исследуемого процесса, если релаксация на самом деле неодноканальна, а при обработке данных это не учитывается? Для ответа на этот вопрос рассчитанные по (2,3) модельные пики ТЭСЭЭ для двухканального случая обрабатывались по известному методу [7] как одноканальные.

В координатах уравнения

$$\ln \frac{I}{I_{\infty} - I} = \ln S - \frac{E}{RT(t)} \quad (5)$$

была получена зависимость, показанная на рис. 2. Видно, что как для одного, так и для другого каналов релаксации нет ожидаемой линейной зависимости и "правильной" энергии активации соответствуют лишь отдельные участки кривых. В зависимости от соотношения

параметров процессов [1] и [11] разные участки кривой в координатах уравнения (5) могут соответствовать "правильной" энергии активации. Обработка по методу наименьших квадратов экспериментальных точек приводит к ошибочным результатам. Из изложенного следует, что неоговоренное всеми авторами, начиная с Рендалла и Уилкинса [1], допущение о том, что процессы типа ТСЭЭ и ТЛ являются одноканальными, может не выполняться. Далее, если это допущение не выполняется, то определение параметров процесса по любому из известных в литературе методов ( в том числе и по нашему [7]) является, вообще говоря, некорректным. Плохое описание по (5) - один возможных признаков неодноканальности процесса релаксации. Наличие зависимости типа (4) - качественное ее доказательство. В таком случае для определения параметров процесса, необходимо пользоваться методами, учитывающими неодноканальность. Мы не имели возможности провести специальные эксперименты для обнаружения возможной неодноканальности процессов ТЛ и ТСЭЭ. Однако изучение экспериментальных данных других авторов приводит к мысли о том, что неодноканальные процессы не так уж редки. Так, в работе Хольцапфеля [8] изучена ТСЭЭ с образца  $ZrF$  и имеются данные об изменении формы одного из пиков при  $400^{\circ}K$  в зависимости от скорости нагрева образца (рис.3). Мы подсчитали полные интегралы ТСЭЭ для четырех использованных скоростей и получили зависимость, показанную на рис. 4. Видно, что зависимость полного интеграла ТСЭЭ от скорости нагрева аналогична расчетной, полученной нами с помощью ЭАМ (рис.1, кривые 1-3) для канала с большей энергией активации. Характерно, что несмотря на использование авторами довольно больших скоростей


 04.03.59  
 1949

нагрева, при которых, как видно из расчетных кривых, зависимость становится более слабой, экспериментально она отчетливо видна. В работе Красной и Ясколко [9] изучалась экзотермическая люминесценция сульфата кальция. Пик П, наблюдаемый [9] при  $70^{\circ}\text{C}$  (рис.5) был обработан нами в координатах уравнения (5). Эта обработка показана на рис.6. Обнаружилось весьма существенное отклонение от линейности, причем кривая на рис.5 имеет  $\int$  - образный характер. Было нами показано, что такая кривая может получаться, если данные, полученные в неординальном процессе, обрабатывать по "ординальному стандарту". Эти примеры говорят о том, что, по-видимому, довольно часто неправильно определяются кинетические параметры наблюдаемого канала и теряется важная информация о параллельном канале /каналах/ релаксации.

Нами предлагается метод обработки экспериментальных данных, позволяющий определить кинетические параметры двух процессов, участвующих в схеме I, по данным неизотермических экспериментов при двух различных скоростях нагрева образца и наблюдении только за одним из каналов.

Пусть имеется  $N_0$  центров, неравновесно заселенных электронами тем или иным способом. Эти центры могут опустошаться по каналам I и II. Допущения, используемые нами при анализе схемы (I), были сформулированы выше.

Мы наблюдаем за интенсивностью релаксации по первому каналу при двух скоростях нагрева  $\mu_1$  и  $\mu_2$ . т.е. из эксперимента определяется  $Z_1 = f(\mu, T)$ .

Пусть  $K_I = S e^{-E/kT}$  и  $K_2 = \omega e^{-U/kT}$

Подставим выражения для  $K_1$  и  $K_2$  в уравнения для интенсивностей

(2) и (3). Получим

$$J_2(T, \mu) = N_0 S \exp \left\{ -\frac{E}{kT} - \frac{1}{\mu} \int_{T_0}^T (S e^{-E/kT} + \omega e^{-u/kT}) dT \right\} \quad (6)$$

$$J_2(T, \mu) = N_0 \omega \exp \left\{ -\frac{u}{kT} - \frac{1}{\mu} \int_{T_0}^T (S e^{-E/kT} + \omega e^{-u/kT}) dT \right\} \quad (7)$$

При различных скоростях нагрева в уравнения (6) и (7) будут входить, соответственно, различные значения  $\mu_1$  и  $\mu_2$ .

Возьмем экспериментально определяемое отношение интенсивностей для первого канала при одном и том же фиксированном значении  $T$  при различных скоростях нагрева

$$\frac{J_2(T, \mu_1)}{J_2(T, \mu_2)} = \exp \left\{ -\left( \frac{1}{\mu_1} - \frac{1}{\mu_2} \right) \int_{T_0}^T (S e^{-E/kT} + \omega e^{-u/kT}) dT \right\} \quad (8)$$

Отсюда следует, что

$$\int_{T_0}^T (S e^{-E/kT} + \omega e^{-u/kT}) dT = \frac{\mu_2 \mu_1}{\mu_1 - \mu_2} \ln \left[ \frac{J_2(T, \mu_1)}{J_2(T, \mu_2)} \right] \quad (9)$$

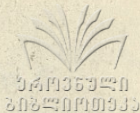
Такое равенство справедливо для любого фиксированного значения  $T$ .

Подставив в уравнение (6) при  $\mu = \mu_1$  уравнение (9), получим:

$$J_2(T, \mu_1) = N_0 S \exp \left\{ -\frac{E}{kT} - \frac{\mu_2}{\mu_1 - \mu_2} \ln \left[ \frac{J_2(T, \mu_1)}{J_2(T, \mu_2)} \right] \right\} \quad (10)$$



После прологарифмирования и преобразования получаем:



$$\frac{\mu_1}{\mu_1 - \mu_2} \ln Z_x(T, \mu_1) - \frac{\mu_2}{\mu_1 - \mu_2} \ln Z_x(T, \mu_2) - \ln(N_0 S) - \frac{E}{kT} \quad (II)$$

В левой части уравнения (II) стоят экспериментальные измеряемые величины, зависимость которых от обратной температуры является прямой линией с тангенсом наклона  $E/k$ . Таким образом можно определить энергию активации  $E$  и произведение  $N_0 S$ .

Введем теперь обозначение

$$\psi(T) = \frac{\mu_1 \mu_2}{\mu_1 - \mu_2} \ln \frac{Z_x(T, \mu_1)}{Z_x(T, \mu_2)} = S \int_{T_0}^T e^{-\frac{E}{kT}} dT + \omega \int_{T_0}^T e^{-\frac{U}{kT}} dT \quad (I2)$$

Функция  $\psi(T)$  определена экспериментально для любого  $T$  и мы можем ее численно продифференцировать:

$$\psi'(T) = S e^{-\frac{E}{kT}} + \omega e^{-\frac{U}{kT}} \quad (I3)$$

Поделив обе части (I3) на определенную с помощью (II) экспоненту  $e^{-\frac{E}{kT}}$ , получим

$$\psi'(T) e^{\frac{E}{kT}} = S + \omega e^{-\frac{(U-E)}{kT}} = \Phi(T) \quad (I4)$$

Численное дифференцирование (I4) приводит к зависимости

$$\Phi'(T) = \omega e^{-\frac{U-E}{kT}} \cdot \frac{(U-E)}{kT^2} \quad (I5)$$

После несложных преобразований получим:

$$\ln \left\{ \Phi'(T) \cdot kT^2 \right\} = \ln \left[ (U-E)\omega \right] - \frac{(U-E)}{kT} \quad (I6)$$



В левой части (16) - известная после обработки экспе-  
 риментальных данных функция, зависимость которой от обратной температуры является пря-  
 мой линией с тангенсом наклона  $\frac{U-E}{k}$ . Обработывая зависимость  
 (16) методом наименьших квадратов, можно получить значения  $U$  и  
 $W$ . Найденные значения  $E$ ,  $U$ ,  $W$  вновь подставляются в вы-  
 ражение для  $\psi'$  и определяется  $S$ , а затем и  $N_0$ . Таким обра-  
 зом, мы можем последовательно вычислить все параметры интересующе-  
 го нас процесса. Для нахождения параметров необходимо пользоваться  
 численными методами расчета на ЭВМ, что связано с возможностью  
 накопления ошибок при расчете. Это следует учитывать при выборе кон-  
 кретных методов расчета с целью минимизации возможных ошибок.

Резюмируем теперь кратко основные результаты исследований:

Решение вопроса об одноканальности наблюдаемого процесса по  
 данным изотермического эксперимента встречается с большими практи-  
 ческими трудностями. В случае, даже если известно, что процесс од-  
 ноканален, применение изотермических данных для определения кине-  
 тических параметров таких многоуровневых процессов, как люминесцен-  
 ция и ЭЭЭ, практически невозможно.

По результатам неизотермических экспериментов можно установить  
 неодноканальность. Признаками неодноканальности являются: зависи-  
 мость полного интеграла наблюдаемого процесса от скорости нагрева  
 образца и характерная нелинейная зависимость, появляющаяся при об-  
 работке экспериментальных данных по обычным уравнениям типа аррени-  
 усовского.

Определение кинетических параметров неодноканального процесса  
 по любому из известных методов, не учитывающих эту неодноканаль-  
 ность, является, вообще говоря, некорректным.

Получены расчетные формулы, используя которые можно показать

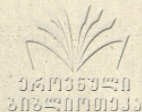
неодноканальность релаксации в исследуемом случае и определить кинетические параметры 2-х каналов релаксации при наблюдении только за одним из них.

(Поступило 20.X.75)

Кафедра  
общей физики

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Rendal J., Wilkins H., *Proc. Roy. Soc.*, A184, 366 (1945)
2. Nassenstein N., *Z. Naturforsch.* 10a, 944 (1955)
3. Bohun A., Doliesi J., *Czech. J. Phys.*, 9, N. 5 (1959)
4. Seidl R., *Czech. J. Phys.*, B18, 1177 (1968)
5. И.В.Луцик, ДАН СССР, 101, 641, 1955
6. Balarin M., *Acta Phys. Austr.*, 17, 127 (1964)
7. Д.И.Баазов, Д.В.Глебов, Ю.А.Колбановский, Л.С.Полак, ХВЭ, 7, 129, 1973
8. Holzappel G., *Z. angew. Phys.* 29 Bd. Heft. 2, 107, 1970
9. А.Р.Красная, В.Я.Ясколке, Тр. Таш.ГУ, физ., вып. 332, 20, 1968
10. Г.М.Долидзе, Ю.А.Колбановский, Препринт №3, ИХС АН СССР, 1972
11. З.М.Бураханова, Д.В.Глебов, Г.М.Долидзе, Ю.А.Колбановский, Л.С. Полак, В.С.Сакварелидзе, Сб. "Экспериментальные и теоретические исследования неравновесных физико-химических процессов", III, стр. 327, М., 1974.



რ. გლეზოვი, გ. დელიძე, ი. კელბანევი, ლ. პელაკი

მრავალარხიანი აქტივირებული წარსაბადის კინეტიკის მახასიათებელი  
ბატი კინეტიკური მონაცემების

რ ე ბ ი უ მ ე

მრავალარხიანი აქტივირებული სხვადასხვა არხების გამოვლენებისა და  
ინტეგრირებული მონაცემების კინეტიკური პარამეტრების განსაზღვრის სი-  
ძნელეები. მრავალარხიანი აქტივირებული სხვადასხვა არხების გამოვლენის  
ინტეგრირებული მონაცემების რეალურად გამოვლენისა და განსაზღვრის  
სადასაბადის მონაცემების რეალურად გამოვლენისა და განსაზღვრის  
სადასაბადის მონაცემების რეალურად გამოვლენისა და განსაზღვრის

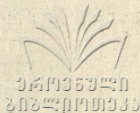
ნაჩვენებია, რომ მრავალარხიანობის უსაზღვროდობის მიხედვით  
ვარსებობს უსაზღვროდობის პარამეტრების მონაცემების გამოვლენის  
სადასაბადის მონაცემების რეალურად გამოვლენისა და განსაზღვრის  
სადასაბადის მონაცემების რეალურად გამოვლენისა და განსაზღვრის  
სადასაბადის მონაცემების რეალურად გამოვლენისა და განსაზღვრის

D. Glebev, G. Delidze,  
I. Kelbanevski, L. Pelak

ON THE PECULIARITIES OF THE KINETICS OF MULTI-CHANNEL  
ACTIVATED RELAXATION IN EXCITED SOLDS

Summary

The difficulty of identifying various channels of relaxation  
and determining the kinetic parameters according to the data of  
isothermic experiments is shown. As a result of an analysis of a



3619359330  
30240110330

numerical solution of the model of two-channel relaxation in nonisothermic conditions the presence of two channels of relaxation have been determined: (a) dependence of the full integral of the observable process on the sample heating rate and (b) the characteristic nonlinearity appearing in experimental data processing in Arrhenius coordinates.

It is shown that neglecting the possible multi-channel in experimental data processing, generally speaking, leads to an erroneous determination of the kinetic parameters of the observed process.

A method is suggested that allows to determine the parameters of a two-channel process according to the observation data of only one of them at two different rates of sample heating.

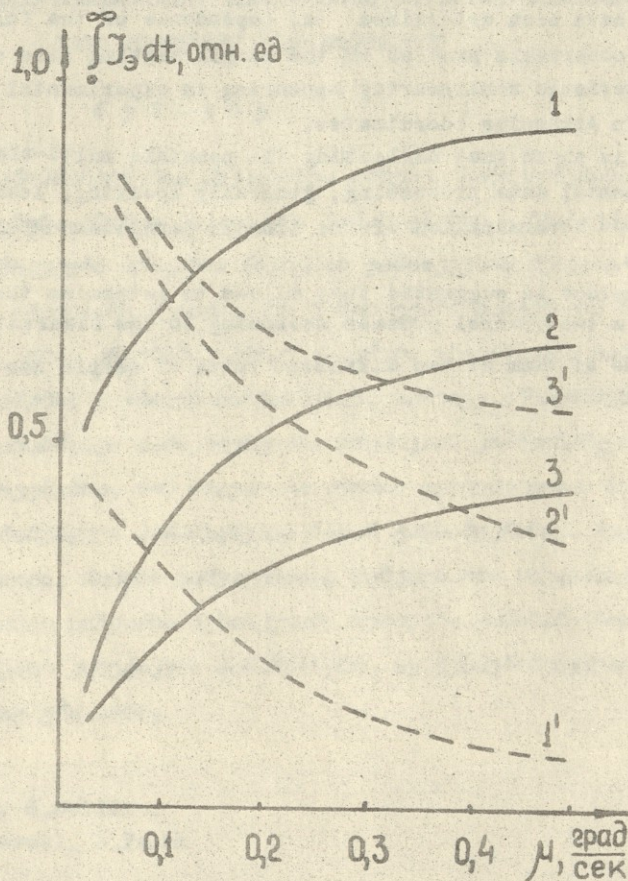


Рис. 1. Рассчитанные на ЭВМ зависимости полных интегралов конкурирующих каналов от скорости нагрева образца. Кривые 1, 2, 3 соответствуют каналам с большей, а 1', 2', 3' - с меньшей энергией активации.

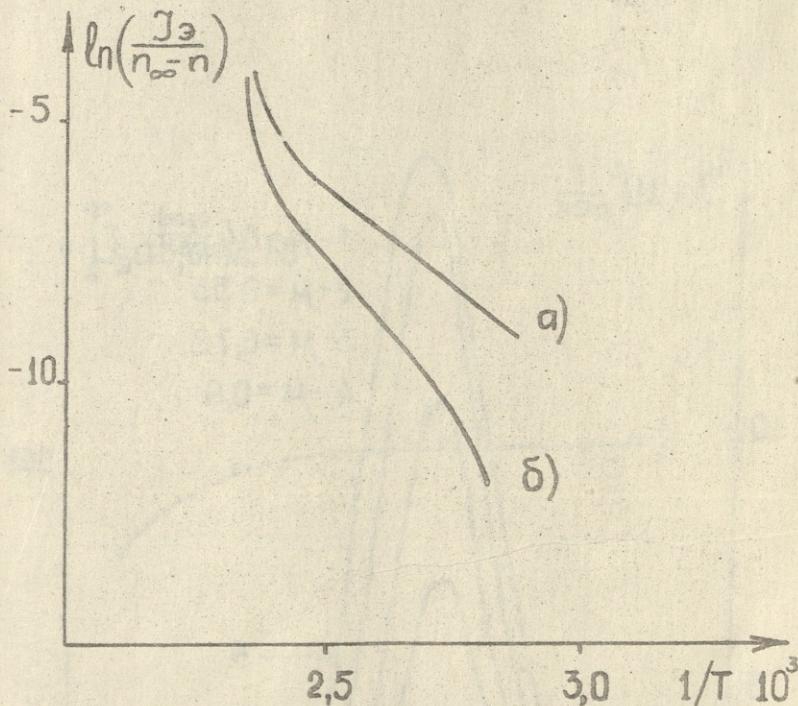


Рис. 2. Обработка модельного пика, рассчитанного по двухканальной схеме в координатах одноканального уравнения:

- а) канал с меньшей энергией активации
- б) канал с большей энергией активации

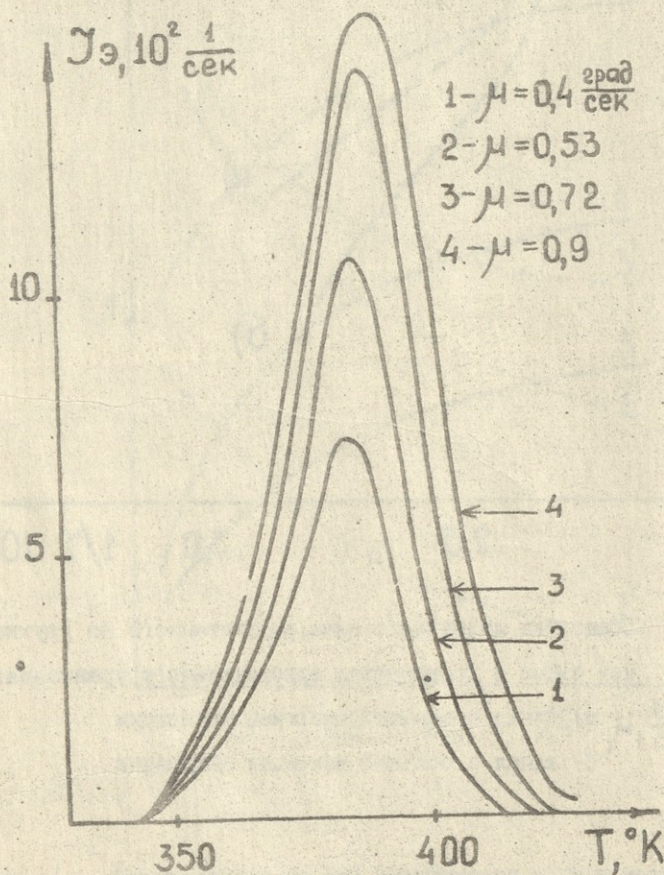


Рис. 3. Изменение вида экспериментальных пиков ТС333 с образца в зависимости от скорости нагрева [8]



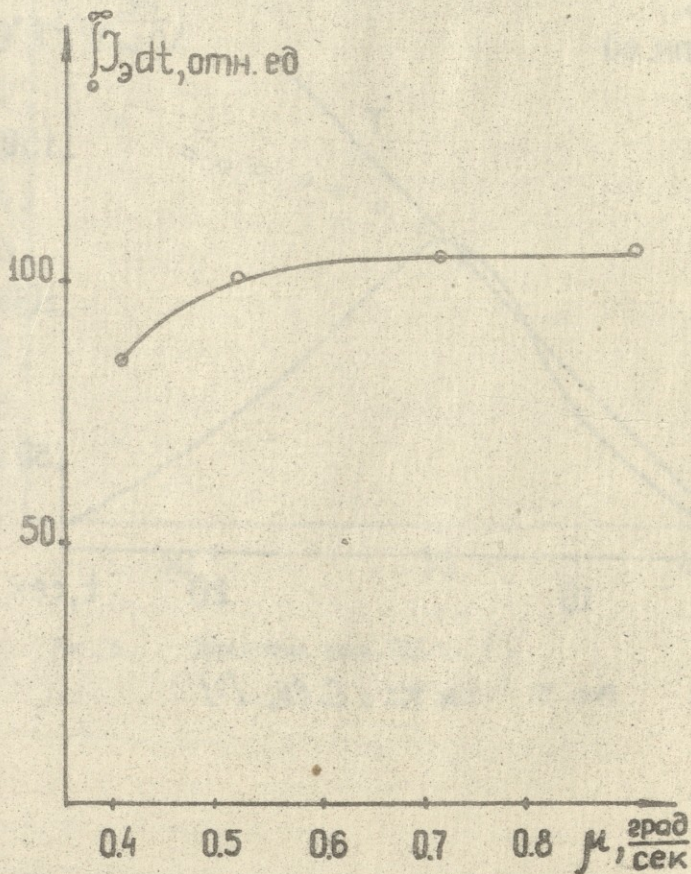


Рис. 4. Зависимость полного интеграла ТС333 с образца  $L, F$  от скорости нагрева, рассчитанная по [8]

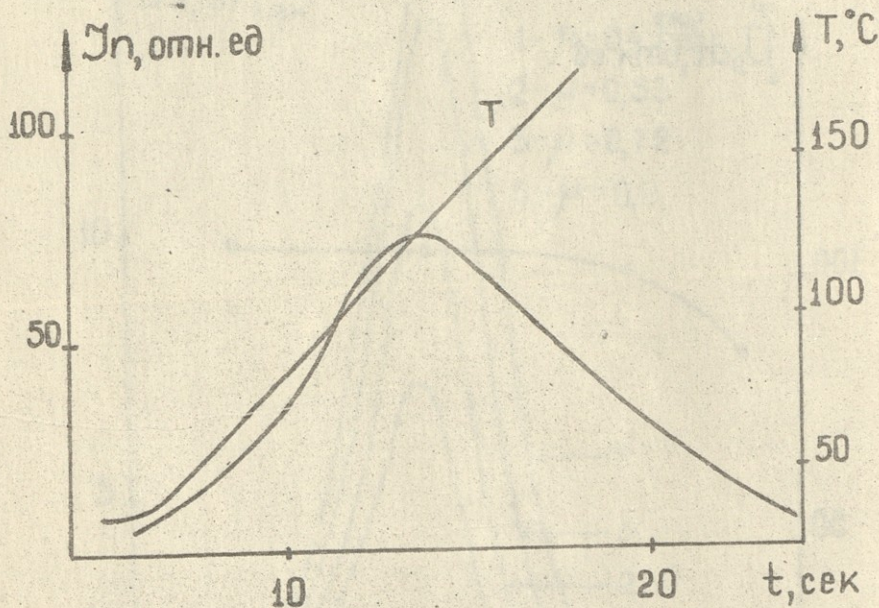


Рис. 5. Пик ТСЛ с  $\text{CaSO}_4$  [9]

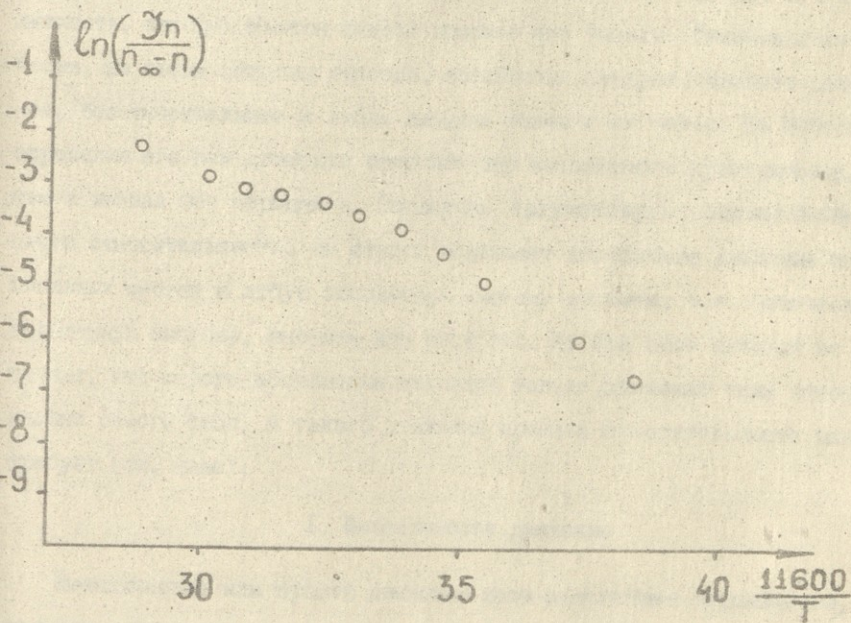


Рис. 6. Обработка пика ТСЛ по [7]

## О НЬЮТОНОВСКОЙ КОНЦЕПЦИИ МЕХАНИЧЕСКОГО ДВИЖЕНИЯ

Н.М.Полиевктов-Николадзе

Общепринятая концепция механического движения отрицает его абсолютность, которую Ньютон считал основой его физики. Феноменологически, не вводя никаких гипотез, абсолютным следует называть движение, безотносительное к любым внешним телам и их полям. Но Ньютон определил его как движение относительно абсолютного пространства, чем и вызвал его отрицание. Последнее аргументируют специальным принципом относительности: он строго исключает абсолютное движение инерциальных систем и любую абсолютную систему отсчета, т.е. физически выделенную систему, внешнюю для всех тел. Но при этом никогда не учитывают, что строго-абсолютным является только движение тела относительно самого себя, а такого движения принцип относительности даже требует (см. ниже).

### 1. Механическое движение

Механическое или просто движение есть простейшее перемещение, полностью отвлеченное от внешней среды и специфики движущихся тел. Такой процесс могут определять только глубочайшие свойства материи, присущие всем телам. Принято думать, что его определяет лишь взаимное тяготение тел, до сих пор считающееся причиной их массы и инертности. Но при этом всегда и полностью игнорируют их самодействие, т.е. присущее им всем взаимодействие с их собственными электромагнитными и иными элементарными полями, создаваемыми их элементарными частицами. Оно зависит от движения и феноменологически порождает его абсолютность: самодействующее тело излучает и испытывает реакцию как излуча-



емых, так и всех остальных своих элементарных полей, а это позволяет обнаружить его движение безотносительно к внешним объектам. Ниже мы убедимся, что самодействующее тело действительно движется относительно самого себя.

Степень абсолютности движения зависит от природы сил инерции, которыми всякое тело сопротивляется любой попытке сбить его с его движения. Последнее неабсолютно лишь при пренебрежимом самодействии, а тогда силы инерции должны определяться внешним взаимодействием. Поэтому макроскопическую инертность до сих пор объясняют тяготением Вселенной /принцип Маха/, что, однако, противоречит теории относительности.

Действительно, согласно теории относительности и опыту,

$$E = mc^2, \quad (1)$$

где  $E$  - собственная энергия массы  $m$ ,  $c$  - предельная скорость. Согласно (1), масса элементарных частиц обычного макроскопического тела составляет свыше 99% его массы и нечувствительна к внешним полям /включая и поля Вселенной/, ибо плотность их энергии ничтожна перед плотностью энергии элементарной частицы. Следовательно, почти вся масса обычных тел вызвана их самодействием, а в таком случае и почти вся их инертность вызвана им же, т.е. абсолютным движением. Действительно, в нерелятивистском случае

$$\vec{J} = -m\vec{a}, \quad (2)$$

где  $\vec{J}$  - сила инерции, с которой масса  $m$  действует на связь, сообщающую ей инерциальное ускорение  $\vec{a}$ , т.е. ускорение относительно инерциальной системы. Преобразования Галилея исключают его зависимость от выбора последней, т.е. никакие внешние тела не вы-

нуждают отсчитывать  $\vec{a}$  от себя<sup>1</sup>. А так как в (2) нет и внешних направлений, то вся сила (2), как и масса, вызвана самодействием.

Итак, принцип Маха неверен, а инерциальное ускорение (в отличие от всех остальных) является абсолютным.

При инерциальном ускорении тело действительно движется относительно самого себя, точнее - относительно своих элементарных полей. Они образуют с ним единое целое, но из-за конечной скорости сигнализации воспринимают его толчки постепенно и ускоряются позднее него. Поэтому всякое свободно движущееся тело всегда покоится относительно всех своих элементарных полей и не испытывает их реакцию. Этим (а не невесомостью в поле Вселенной<sup>2</sup>) и вызвана полная неощутимость инерциального движения, т.е. специальный принцип относительности; этим вызван и принцип инерции: легко показать, что покоящиеся относительно своих полей тела не могут ускоряться друг относительно друга. Следовательно, инерциальное ускорение и только оно приводит тело в движение относительно своих элементарных полей. Это движение, безотносительное к внешним объектам и порождающее самодействие, и есть абсолютное механическое движение<sup>3</sup>. Оно неизбежно вызывает силы инерции, ибо в данном случае тело испытывает реакцию всех своих элементарных полей. Можно показать, что сила нерелятивистского нерадиационного самодействия и есть сила инерции (2).

<sup>1</sup> В отсутствии самодействия это утверждение исключалось бы допускаемой им абсолютностью движения.

<sup>2</sup> Всегда игнорируется, что строгой невесомости в поле тяготения нет: любое движущееся в нем тело излучает и испытывает реакцию излучения, некомпенсируемую внешними силами даже локально.

<sup>3</sup> Поэтому из всех обычных кинематических величин абсолютными мо-



Итак, механическое движение в действительности является не только относительным, но и абсолютным, а инертность - врожденной и определяется абсолютным движением. Этому требуют полевая природа материи и конечность предельной скорости, являющиеся, следовательно, первоосновами некантовой физики механического движения. Оно оказывается глубочайшим полевым процессом, затрагивающим и само время. Это доказывает парадокс часов: можно показать, что он выявляет до сих пор игнорируемую связь времени и абсолютного движения. Она приводит к выводу, что в общем случае не тяготением, а абсолютным движением вызвана относительность пространства-времени, связывающая его с материей. Общей теорией абсолютного движения оказывается теория относительности, которую, следовательно, нельзя правильно и полностью понять на основе существующих толкований механического движения.

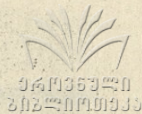
## 2. Концепция Ньютона

Изложенные результаты требуют пересмотра наших взглядов не только на физические основы механики и теории относительности, но и на их историю. Отрицание абсолютных категорий Ньютона выявило относительность пространства и времени, но оно же породило и традицию непризнания неизбежной абсолютности движения. Все это делает особо важным правильное понимание основ концепции "Математических начал натуральной философии"<sup>I</sup>, искажаемой, по-видимому,

---

гуг быть только производные скорости, но не она сама.

<sup>I</sup> Ссылки на "Начала" указаны номерами страниц перевода А.Н. Крылова [1]. Разбивка всюду Ньютона.



всеми ее толкованиями.

Действительно, на стр. 662 Ньютон указывает:

"...гипотез же я не измышляю. Все же, что не выводится из явлений, должно называться г и п о т е з о й ..."

Поэтому принципы "Начал" следует рассматривать как феноменологию нерелятивистской (учитывая тогдашний уровень знаний) механики. Но именно это и исключая предвзятый запрет абсолютного движения, по существу открытого Ньютоном и впервые введенного им в механику в качестве ее физической основы. Построенная на ней механика (единственным опытом которой являются "Начала" и только которую и следует называть механикой Ньютона) отличается от обычной нерелятивистской механики толкованием инертности, силы, признаками смещений, несущественностью системы отсчета и другими пунктами, которые завели бы нас слишком далеко. Поэтому мы ограничимся главным и рассмотрим взгляды Ньютона на абсолютное движение, вряд ли правильно освещаемые в литературе.

Свою концепцию движения Ньютон впервые излагает на стр. 31:

"А б с о л ю т н о е движение есть перемещение тела из одного абсолютного его места в другое, о т н о с и т е л ь н о е - из относительного в относительное же. Так, на корабле, идущем под парусами, относительное место тела есть та часть корабля, в которой тело находится, например, та часть трюма, которая заполнена телом и которая, следовательно, движется вместе с кораблем. Относительный покой есть пребывание тела в той же самой области корабля или в той же самой части его трюма.

Истинный покой есть пребывание тела в той же самой части того неподвижного пространства, в котором движется корабль со всем в нем находящимся".



30333070011  
30333070011  
30333070011

Все ошибки, вызванные этими утверждениями, связаны с тем, что ни здесь и нигде в "Началах" Ньютон не указал, почему он абсолютное движение и определил его не феноменологически, т.е. не как безотносительное к любым внешним телам, а в смысле, именуемом ниже классическим, т.е. как движение относительно абсолютного пространства. А так как абсолютность пространства (необходимая в нерелятивизме) введена в "Началах" прямо перед этим, установилось мнение, что она и привела Ньютона к абсолютности движения и ее классичности, и что последняя и была основой концепции "Начал". Но это, скорее всего, противоречит их тексту.

Прежде всего, в "Началах" абсолютное пространство тождественно абсолютной пустоте. Действительно, оно определено на стр. 30:

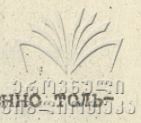
"А б с о л ю т н о е п р о с т р а н с т в о, по самой своей сущности, безотносительно к чему бы то ни было внешнему, остается всегда одинаковым и неподвижным",

а на стр. 32 об его частях сказано следующее:

"По самой своей сущности они суть места, приписывать же первичным местам движение нелепо. Вот эти-то места и суть места абсолютные, и только перемещения из этих мест составляют абсолютные движения.

Однако совершенно невозможно ни видеть, ни как-нибудь иначе различить при помощи наших чувств отдельные части этого пространства ..."

В дальнейшем, в связи с принципом инерции, Ньютон полностью исключает и любое возможное влияние пространства на движение тел. Действительно, поясняя этот принцип он подчеркивает (стр. 40), что сохранению движения может препятствовать только влияние других тел (а не среды типа эфира). Более четко это сказано на стр.



"Тела, брошенные в нашем воздухе, испытывают единственно только сопротивление воздуха. Когда воздух удален, как, например, в бойлевой пустоте, сопротивление прекращается, так что нежнейшее перышко и кусочек золота падают в этой пустоте с одинаковой скоростью. Таковы же условия и в небесных пространствах ...",

а на стр. 661 утверждается и то, что

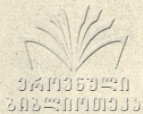
"... движущиеся тела не испытывают сопротивления от вездесущия божия."

Все это позволяет думать, что в "Началах" Ньютон, стремясь к феноменологии, намеренно игнорировал свои гипотезы об эфире<sup>I</sup> и считал абсолютное пространство пустым, вполне понимая (вопреки существующим мнениям), что в таком случае его понятия абсолютного места и абсолютного покоя ненаблюдаемы. Но тогда и классическую абсолютность движения он не мог считать наблюдаемой и, вероятно, он ее таковой действительно не считал, ибо в "Началах" (это еще не указывалось в литературе) дана и феноменология абсолютного движения, исключающая наблюдаемость классической абсолютности независимо от того, является или нет абсолютное пространство пустым. Поэтому можно утверждать, что абсолютность движения Ньютон вывел не из абсолютности пространства, а прямо из опыта.

В пользу нашего заключения говорит и третье определение в введении к "Началам". Важность этого определения для их общей концепции до сих пор игнорируется в литературе. В первых двух определениях Ньютон указывает только меры массы и движения, в

---

<sup>I</sup> Он упоминает их лишь в самом конце (стр.662), называя их недостаточно определенными и недостаточно обоснованными.



третьем же он утверждает следующее (стр. 25-26):

"Врожденная сила материи есть при-  
сущая ей способность сопротивле-  
ния, по которой всякое отдельно  
взятое тело, поскольку оно предо-  
ставлено самому себе, удерживает  
свое состояние покоя или равномер-  
ного прямолинейного движения."

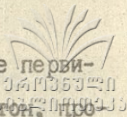
Эта сила всегда пропорциональна массе, и если отличается  
от инерции массы, то разве только воззрением на нее.

От инерции массы происходит, что всякое тело лишь с трудом  
выводится из своего покоя или движения. Поэтому "врожденная  
сила" могла бы быть вполне вразумительно названа "силой инер-  
ции". Эта сила проявляется телом единственно лишь, когда дру-  
гая сила, к нему приложенная, производит изменение в его сос-  
тоянии".

Здесь дано правильное определение силы инерции, не зависящее  
от системы отсчета, констатируется существование инертности ("ине-  
рции массы") и, главное, утверждается ее врожденность. Ньютон ви-  
дел в ней самую сущность материи; на стр. 504, обсудив открытую им  
всеобщность тяготения, он специально подчеркивает:

"Однако я отнюдь не утверждаю, что тяготение существенно для  
тел. Под врожденной силой я разумею единственно только силу  
инерции. Она неизменна. Тяжесть при удалении от Земли умень-  
шается."

Итак, Ньютон начинает с вполне справедливой (см. § I) гипоте-  
зы, что тела инертны и в отсутствии внешних взаимодействий, что  
этим и вызваны силы инерции, и что галилеевский принцип инерции,



избранный им первым законом движения, в действительности не первоначален, а вызван причинами врожденной инертности. Вряд ли Ньютон, противник гипотез, начал бы с категорического утверждения столь сильной (в то время) гипотезы, если не видел бы в ней первопричин всех механических явлений. Следовательно, основным физическим принципом механического движения Ньютон, скорее всего, считал врожденность инертности, а в таком случае даже опытные данные XVII века должны были привести к истинной абсолютности движения.

Действительно, в те времена опыт указывал на нее лишь независимостью сил инерции от движения относительно ближних тел. Но при ньютоновском понимании инертности этот факт был вполне достаточен (см. ниже) и, вероятно, из него и исходил Ньютон: в "Началах", он подтверждает абсолютность движения только им, к тому же - он лично проверил его и подробно описал это в "Началах". Он наблюдал увлечение воды вращением сосуда, вызывающее ее подъем к его краям, на основании чего он утверждает (стр. 35), что

"Этот подъем воды указывает на стремление ее частиц удалиться от оси вращения, и по этому стремлению обнаруживается и измеряется истинное и абсолютное вращательное движение воды ..." а так как при наибольшем подъеме вода покоится относительно сосуда, Ньютон заключает (стр.35), что это стремление

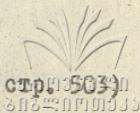
"...не зависит от движения воды относительно окружающего тела, следовательно, по таким движениям нельзя определить истинное вращательное движение тела."

Эмпирически здесь ничего не доказано: еще Беркли заметил, что эти опыты объяснимы и вращением воды относительно Вселенной, чем их и объясняют до сих пор. Ньютон, однако, даже не упоминает эту возможность. Но он вряд ли не думал о ней: иначе он не подчеркивал



бы (см. выше), что тяготение может не влиять на инертность. Явно, он счел лишним объяснить, что при его предпосылках (см. выше его пояснения к третьему определению) толкование его опыта вполне однозначно: при врожденной инертности сила инерции по определению не может заметно зависеть от внешних взаимодействий, а в таком случае опыты Ньютона уже требуют абсолютности движения. Итак, есть все основания утверждать, что Ньютон, скорее всего, ввел ее как феноменологическое следствие опыта и принципа врожденной инертности, который, как мы видим, действительно представляется физической основой "Начал".

Заметим теперь, что в толковании своих опытов Ньютон не утверждает, что они объясняются именно классической абсолютностью движения. Здесь он утверждает только то, что абсолютное движение вызывает силы инерции и рассматривает его вполне феноменологически, т.е. как некоторое смещение, непосредственно измеримое лишь вызываемыми ими силами инерции, ибо ни от каких внешних тел его, согласно вышеприведенной цитате, отсчитать нельзя. Иначе говоря, Ньютон впервые заметил, что инерциальное ускорение сопровождается неким внутренним процессом в ускоряемом теле, вызванным его врожденной инертностью, и что поэтому инерциальное ускорение является абсолютной кинематической величиной, могущей быть измеренной локально, по соответствующей силе инерции. Механизма этого внутреннего процесса (см. §1) Ньютон, конечно, указать не мог. Тем не менее, он не только мог предполагать, но и, скорее всего, действительно предполагал его существование и, следовательно, действительно рассматривал свои опыты указанным образом, ибо иначе он вряд ли включил бы в свой исходный принцип (см. выше) утверждение, что силы инерции вызваны



врожденной инертностью тел, присущей (как это сказано на стр. 303) и их малейшим частицам. Таким образом, в своих опытах Ньютон, по существу, открыл абсолютное движение и в его внутреннем смысле, т.е. в смысле движения тела относительно самого себя. Но так как во времена Ньютона такое понятие не могло иметь должного смысла, естественно думать, что в своих физических представлениях, в выборе наблюдаемых признаков и мер абсолютного движения, Ньютон рассматривал последнее лишь внешне, причем - не классически, а феноменологически, т.е. как инерциальное ускорение. Именно так и рассматривает его Ньютон на стр. 36, где он указывает способ разложения наблюдаемого движения на абсолютное и относительное. На таком же рассмотрении основана и ньютонская наблюдаемая классификация движений. Действительно, согласно Ньютону (стр.34),

Причины происхождения, которыми различаются истинные и кажущиеся движения, суть те силы, которые надо к телам приложить, чтобы произвести эти движения. Истинное абсолютное движение не может ни произойти, ни измениться иначе, как от действия сил, приложенных непосредственно к самому движущемуся телу, тогда как относительное движение тела может быть произведено и изменено без приложения сил к этому телу; достаточно, чтобы силы были приложены к тем телам, по отношению к которым это движение определяется."

И здесь речь идет только о феноменологической абсолютности, ибо данный ее критерий предполагает лишь то, что без нее нет сил инерции и что они возникают (как это указано Ньютоном еще в исходном их определении, см. выше) только как реакция тел на внешние силы. Поэтому этот критерий, а не определение классической абсолютности, и следует считать формулой физического открытия Ньютона и его кон-



цепции абсолютного движения.

Только что подчеркнутое утверждение связано с существенной противоречивостью ньютоновского толкования абсолютного движения, еще не указывавшейся в литературе: при физических предпосылках Ньютона требуемая им классическая абсолютность движения ненаблюдаема. Действительно, если абсолютный покой есть отсутствие последней, то

"Свойство покоя состоит в том, что тела истинно покоящиеся находятся в покое и друг относительно друга", что и утверждает Ньютон на стр.32. Согласно же его наблюдаемому критерию абсолютности, требуемому в его концепции принципом врожденной инертности, абсолютно покоятся все свободные тела (они действительно покоятся относительно всех своих элементарных полей, см. §I), а таким телам принцип инерции разрешает двигаться друг относительно друга. Иначе говоря, в концепции Ньютона наблюдаемость классической абсолютности покоя и движения противоречит принципу инерции независимо от того, является или нет абсолютное пространство пустым. В "Началах" это обстоятельство не указано, но вряд ли Ньютон не видел его. А так как в "Началах" принцип инерции является одним из главнейших, следует, скорее всего, считать, что в классической абсолютности покоя и движения Ньютон во всяком случае не видел физической характеристики положения и состояния тел. Тем более, что нигде в "Началах" он не привлекает эту абсолютность к объяснению физических явлений. Итак, формулой физической концепции Ньютона действительно можно считать его наблюдаемый, а не классический критерий абсолютности.

Но что же вынудило Ньютона ввести классическую абсолютность и избрать именно ее для аксиоматизации понятия абсолютного движе-



ния?

Если наше толкование "Начал" как опыта наиболее феноменологического построения механики правильно, то ответ на этот вопрос естественен: во времена Ньютона классическая абсолютность феноменологически следовала из его физических предпосылок. Действительно, принцип врожденной инертности и опыт однозначно требуют абсолютности инерциального ускорения, которое Ньютон, по-видимому, считал наблюдаемым признаком абсолютного движения (см. выше). Он, очевидно, не мог не считать это ускорение движением, ибо при наличии внешних тел оно сопровождается обычным, относительным смещением ускоряемого тела. Но ни одно внешнее тело Ньютон, следуя своему принципу врожденной инертности, не мог считать (см. выше) точкой отсчета смещения, порождающего силы инерции. А так как в те времена нельзя было феноменологически утверждать, что такое смещение должно отсчитываться от самого движущегося тела (до теории относительности нельзя было указать механизм такого отсчета, см. §1), то Ньютон не пытался искать точку отсчета абсолютного движения в самом движущемся теле и, следовательно, должен был ввести внешнюю, абсолютную систему отсчета, которая, однако, не должна была быть никаким телом и, по принципу инерции (см. выше), вообще не могла быть наблюдаемой. Итак, до теории относительности принцип врожденной инертности был противоречив: он требовал не только феноменологической абсолютности движения в ее современном смысле, но и ненаблюдаемой абсолютной системы отсчета, ибо без нее понятие абсолютного перемещения в те времена вообще нельзя было сформулировать. Наиболее феноменологическим образом такой системы в те времена могло служить только совершенно пустое абсолютное пространство, чем, скорее всего, и вызвано его включение в ньютоновскую концепцию движения.



Иное толкование "Начал" вряд ли объяснит все их особенности.

### Заключение

Текст "Начал" позволяет считать, что Ньютон дал первое наиболее полное и последовательное феноменологическое толкование механического движения и его связи с природой материи. В отличие от Галилея, эмпирически установившего принцип инерции, Ньютон впервые увидел в нем его истинную причину, отрицавшуюся Махом и Эйнштейном, а именно - врожденную инертность материи, и открыл главное ее проявление - абсолютное движение. Вполне адекватно сформулировать свое открытие Ньютон не мог: оно противоречило представлениям всей дорелятивистской физики. Поэтому гениальные прозрения Ньютона не были поняты и после создания подтвердившей их теории относительности, и вместо должного признания получили грубо ошибочную оценку, породившую традицию непонимания истинной природы механического движения.

(Поступило 20.XII.75)

Кафедра  
общей физики

### Л И Т Е Р А Т У Р А

- I. Собрание трудов академика А.Н.Крылова, том УП, изд. АН СССР, Москва-Ленинград, 1936.



Յ Ո Ն Վ Ա Ր Ն Ո

Յ. Դոճա, Վ. Կրկեսյան, Գ. Կոչարյան, Կ. Լյուսյան, Թ. Կարամյան	
Յգուցիչի և Վերականգնողի Պատճենի ձևերի մասին ..... 21	21
Գ. Թանգյան, Յ. Լուսինյան, Կոմիտասի ժողովրդի (Նախնի) անուանված Գանձարանի անուանված Ստանդարտի Կարգավիճակի Գանձարանի Որոշումները ..... 28	28
Գ. Թանգյան, Մ. Կարամյան, Կ. Լյուսյան, Կոմիտասի Պատճենի և Վերականգնողի Կարգավիճակի Ստանդարտ (He-I) ..... 36	36
Թ. Կարամյան, Կ. Լուսինյան, Կ. Լյուսինյան, Կոմիտասի Պատճենի և Վերականգնողի Կարգավիճակի Ստանդարտի Կարգավիճակի Կարգավիճակի Ստանդարտի Կարգավիճակի ..... 48	48
Կ. Լուսինյան, Կ. Լյուսինյան, Կ. Լյուսինյան, Կոմիտասի Պատճենի և Վերականգնողի Կարգավիճակի Ստանդարտի Կարգավիճակի ..... 51	51
Թ. Կարամյան, Կ. Լյուսինյան, Կ. Լյուսինյան, Կոմիտասի Պատճենի և Վերականգնողի Կարգավիճակի Ստանդարտի Կարգավիճակի ..... 61	61
Թ. Կարամյան, Կ. Լյուսինյան, Կ. Լյուսինյան, Կոմիտասի Պատճենի և Վերականգնողի Կարգավիճակի Ստանդարտի Կարգավիճակի ..... 73	73
Թ. Կարամյան, Կ. Լյուսինյան, Կ. Լյուսինյան, Կոմիտասի Պատճենի և Վերականգնողի Կարգավիճակի Ստանդարտի Կարգավիճակի ..... 86	86
Թ. Կարամյան, Կ. Լյուսինյան, Կ. Լյուսինյան, Կոմիտասի Պատճենի և Վերականգնողի Կարգավիճակի Ստանդարտի Կարգավիճակի ..... 109	109

## СОДЕРЖАНИЕ

В.С.Кирия, А.Б.Кереселидзе, Г.Т.Вепхвадзе, О.И.Лежава, Некоторые применения общековариантной теории доплеровского эффекта и аберрации . . . . .	5
Г.Д.Манагадзе, В.А.Глonti, Интегральный способ определения некоторых параметров тел по вариационной (остаточной) аномалии силы тяжести . . . . .	23
Г.А.Гамцемлидзе, Ш.А.Джапаридзе, Д.Н.Цаава, Температурная зависимость двухжидкостного эффекта в нормальной жидкости (He-I) . . . . .	33
М.Ш.Кавиладзе, Т.А.Мелашвили, Маха Хадр, С.А.Семенов, Об одном способе изучения процессов непрерывного изотопного обмена протий-дейтерий . . . . .	39
О.И.Мгебриани, Температурная зависимость электропроводности аморфных пленок Ge-Te . . . . .	49
М.И.Джисладзе, Б.С.Лежава, Л.Э.Лазарев, М.И.Садагашвили, З.Г. Эсиашвили, Э.Ш.Ткавашвили, Генерация волоконного лазера . . . . .	55
Ш.И.Вашакидзе, Адронная аннигиляция $e^+ e^-$ -пар в модели сильносвязанных кварков . . . . .	67
Д.И.Глебов, Г.М.Долидзе, Ю.А.Колбановский, Л.С.Полак, Об особенностях кинетики неодноканальной активированной релаксации в возбужденных твердых телах . . . . .	75
Н.М.Полиевктов-Николадзе, О ньютоновской концепции механического движения . . . . .	95

# C o n t e n t s



V. Kiria, A.Kereselidze, G.Vepkhvadze, O.Lezhava - Some applications of the general covariant theory of the Doppler effect and aberration .....	22
G.Managadze, V.Glonti - An integral method of determining some parameters of an anomalous body by means of the gravity variation (residual) anomaly.....	29
G.Gamtsemlidze, Sh.Japaridze, D.Tsaava - Temperature dependence of two-fluid effect in normal liquid He-I...	37
M.Kaviladze, T.Melashvili, Maha Hadr, S.Semyonov - A method of studying continuous isotopic exchange processes of protium-deuterium.....	48
O.Mgebriani - Temperature dependence of conductivity for Ge-Te amorphous films.....	52
M.Jibladze, B.Lezhava, L.Lazarev, M.Sadagashvili, Z.Esiashvili, E.Tkavashvili - Fiber class laser generation.....	62
Sh.Vashakidze - Hadron annihilation of $e^+e^-$ pairs in the model of strongly interacting quarks .....	73
D.Glebov, G.Dolidze, I.Kolbanovski, L.Polak - On the peculiarities of the kinetics of multi-channel activated relaxation in excited solids.....	86
N.Polievktov-Nikoladze - On the Newtonian concept of mechanical motion.....	109

ქართული ენის რედაქტორი დ. აბუაშვილი  
ფუნქციონარი ი. ხუციშვილი  
კორექტორი ე. სურხანიშვილი



ვადავლა წარმოებას 17.VI.1976

ხელმოწერილია დასაბუჭდათ 19.V.1976

ქაღალდის ფორმატი 60 X 84

ნაბეჭდი თაბახი 5,26

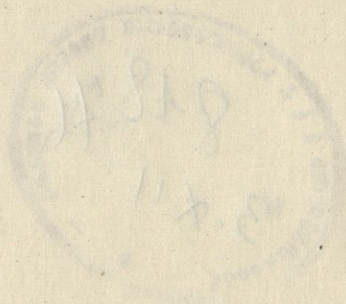
სააღრიცხვო-საგამომცემლო თაბახი 4,79

შეკვეთა 983

უფ 065ა

ფირაჟი 300

ფასი 53 კპ.



თბილისის უნივერსიტეტის გამომცემლობა,  
თბილისი 380028, ი. ჭავჭავაძის პრ., 14  
Издательство Тбилисского университета,  
Тбилиси 380028, пр. И. Чавчавадзе, 14

თბილისის უნივერსიტეტის სტამბა,  
თბილისი 380028, ი. ჭავჭავაძის პრ., 1.  
Типография Тбилисского университета,  
Тбилиси 380028, пр. И. Чавчавадзе, 1



86-1978.

ფანი 58 კაპ.

76-818  
საქართველოს  
საგარეო ურთიერთობების  
სამსახური