

250
1987/3



თბილისის უნივერსიტეტის შრომები

ТРУДЫ ТБИЛИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА
PROCEEDINGS OF TBILISI UNIVERSITY

275

ISSN 0376—2634

ფიზიკა
Ф И З И К А
PHYSICS

თბილისი Тбилиси Tbilisi
1987



საქართველოს ეროვნული ბიბლიოთეკა და არქივი
საქართველოს ეროვნული ბიბლიოთეკა და არქივი
საქართველოს ეროვნული ბიბლიოთეკა და არქივი

275

ფიზიკა
600039
ფიზიკა

•ბიბლიოს უნივერსიტეტის გამომცემლობა
Издательство Тбилисского университета
TBILISI UNIVERSITY PRESS

1981 წლის

თბილისის უნივერსიტეტის შრომები
PROCEEDINGS OF TBLISI UNIVERSITY

275

ფიზიკა

PHYSICS

თბილისი 1987 TBLISI

ТРУДЫ ГЕОЛГИССКОГО УНИВЕРСИТЕТА

275

Ф И З И К А

Тбилиси 1987



Редакционная коллегия

Н.С.Амаглобела, И.Ш.Вашакидзе, Э.С.Качлишвили,
Т.И.Копалеишвили (редактор), Т.И.Санадзе, А.А.Хелашвили,
Т.М.Шавишвили (секретарь)

საზღვაო-მეცნიერო კოლეგია

ა. ამაღლობელი, ი. შ. ვაშაკიძე, ე. ს. კაჩლიშვილი (რედაქტორი),
თ. ი. კოპალეიშვილი, თ. ი. სანაძე, ა. ა. ხელაშვილი,
თ. მ. შავიშვილი (სეკრეტარი)

АКЦИОН

Editorial board

N.Amaglobeli, Z.Kachlishvili, T.Kopaleishvili, (editor), A.Khelashvili,
T.Sanadze, T.Shavishvili (secretary), I.Vashakidze.

© Издательство Тбилисского университета, 1987

1987 წლის 207



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

საბჭოთაო თბილისის ბრძოლის რბილისი უნივერსიტეტის
უბივერსიტეტის ტრუდები

275, 1987

СТРУКТУРНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД, ИНИЦИИРУЕМЫЙ КРИОХИМИЕЙ

Т.Л.Гварджаладзе, Ш.М.Циклаური, Т.М.Кацитадзе

Обнаружение в низкотемпературных молекулярных кристаллах фотохимического аккумулялирования фотостимулированных когерентных явлений /1/ (например, фотонного эха), несомненно говорит в пользу реакции по модели атрофии связи /2/, т.е. реакции без пространственного отделения друг от друга продуктов распада молекулы. Такая молекулярная система с двумя устойчивыми состояниями, соответствующими положениям до и после распада молекулы, описывается здесь посредством структурного фазового перехода между такими состояниями.

Поясним это. В молекулярных спектрах имеет место взаимодействие колебаний с различными частотами, в то время как сами молекулы синхронизируются относительно окружающей среды. Это особенно сильно проявляется в кристаллах с кривизной "спектром Шпольского" /3/. Однако синхронизация по фазе даже в них не полная, т.е. фаза колебания отклоняется от центральной фазы захвата. Фазовая ошибка случайным образом блуждает, пока не достигнет поглощающей границы /2/. Если эта граница достигается, то система должна стать неустойчивой относительно структурного фазового перехода.

При достижении верха ямы, чему соответствует критическое состояние (сепаратриса на фазовой плоскости), может совер-

10.05.87

შპს სპეც... 2016



питься фазовый переход в другое квазиравновесное положение. Такая неустойчивость с большой амплитудой и более медленным временным масштабом определяется существенной нелинейностью и может иметь место как в двухмном, так и ангармоничном однояном характере эффективного двухчастичного потенциала.

Известно /4/, что одноянный и двухянный характеры потенциалов имеют место при температурах соответственно выше и ниже температурной области (Те-зоны) "локального" фазового перехода.

Ясно, что вместе с фазовыми ошибками, которые характерны для каждого в отдельности внутриянного движения, нужно искать поведение и разности их центральных фаз захвата, которые в случае перехода смешения сменяются фазой волны смешения Ψ .

Как смешение u , так и фаза волны смешения Ψ имеют разнообразное солитонное поведение, некоторые из них применительно к фазовым переходам указаны здесь.

Гамильтониан с двухянным потенциалом для одномерной цепи с единичными массами в непрерывном пределе может быть записан двояко: как функционал двух одномерных скалярных полей или u , \dot{u} /5/ или Ψ , $\dot{\Psi}$ /6/ - в удобной для наших целей форме

$$H_u = \frac{1}{\alpha} \int_0^L \left[\frac{1}{2} \dot{u}^2(x) + \frac{\beta}{2} u^2(x) + \frac{B}{4} u^4(x) + c\alpha^2 \left(\frac{du(x)}{dx} \right)^2 \right] dx, \quad (1)$$

$$H_\Psi = \frac{1}{\alpha} \int_0^L \left[\frac{1}{2} IP \dot{\Psi}^2(x,t) - \bar{V}(\cos P\Psi(x,t) + \eta \cos P\Psi(x,t)) + \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{dP\Psi(x,t)}{dx} \right)^2 \right] dx, \quad (2)$$

где L - длина цепи, α - расстояние между соседними атомами, η - параметр, $\vec{\delta}_0$ - разность волновых векторов; $\vec{\delta}_0$ и V определяются ниже.



В работе /5/ с целью физической интерпретации слагаемых внутренней энергии показано, что уравнение Лагранжа-Эйлера для $u(x, t)$ на плоскости для поля смещения и его временной производной u, \dot{u} приводит к солитонному решению (3), если граничные условия заданы в виде "доменной стенки":

$$u(x, t) = \theta_0(0) t \hbar \frac{x - vt}{d_c (1 - v^2/c_0^2)^{1/2}}, \quad (3)$$

где $d_c = a/(2s)^{1/2}$, $s = |\bar{H}|/8c$.

Стационарные фазовые траектории на плоскости $\varphi, \dot{\varphi}$ задаются также уравнением Лагранжа-Эйлера для поля $\varphi = \varphi(x, t)$:

$$P C_0^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \varphi(x, t) = \frac{\partial V_S(P\varphi(x, t))}{\partial \varphi(x, t)}, \quad (4)$$

где $C_0 = (2ca^2)^{1/2}$.

Это уравнение приводит к двойному S - G уравнению /7/, если мы запишем потенциал в виде

$$V_S = \bar{V}(\cos \varphi + \eta \cos 2P\varphi). \quad (5)$$

Если взять "укороченный" вид $V_S = V(\cos P\varphi - 1)$, то получим S - G уравнение /10/.

Эти солитоны позволяют развить наглядную физическую интерпретацию аналитических результатов, которые получены при рассмотрении фазовых переходов подходом Ландау (напр., /8/).

Здесь выясним, каким членам разложения свободной энергии по параметрам порядка соответствует солитоны.

Пусть соизмеримому переходу соответствует волновой вектор $\vec{q}_0 = \frac{\vec{\tau}}{P}$, где $\vec{\tau}$ - вектор обратной решетки, P - целое число. Будем рассматривать непрерывный фазовый переход с волновым вектором \vec{q}_S . В общем случае существует $\vec{\delta}_0 = \vec{q}_0 - \vec{q}_S$.

отличный от нуля, т.е. переход с несоизмеримым вектором. При этом P подбирается так, чтобы q_s оказался наиболее близким к q_0 . За этим переходом при понижении температуры будет следовать переход с фиксацией фазы волны смещения в соизмеримое состояние с \vec{q}_0 вектором /9/.

Здесь сосредоточимся на непрерывном фазовом переходе в несоизмеримую структуру. Выражение свободной энергии, разложенное по параметрам порядка Q_1 и Q_2 , есть /4/:

$$G = G_0 + \alpha(T - T_c)Q_1 Q_2 + 4uQ_1^2 Q_2^2 + 2^{P/2+1} v(Q_1^P + Q_2^P) + 2^{P+1} v'(Q_1^{2P} + Q_2^{2P}), \quad (6)$$

где u - энергия соизмеримости.

При фазовых переходах в несоизмеримую структуру Q_1 - комплексный с волновым вектором \vec{q}_s , а Q_2 - с необходимостью комплексно сопряженный к нему другой параметр порядка с \vec{q}_s . Это результат того, что атомные смещения вещественны.

Наиболее прямой способ учесть сказанное есть переход к новым переменным ψ соотношением.

$$Q_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} A e^{i\psi} \quad \text{и} \quad Q_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} A e^{-i\psi}. \quad (7)$$

Следовательно, свободная энергия в одномерном случае (в координатном пространстве) будет иметь вид /9/:

$$G = G_0 - \frac{\alpha}{16u} (T_c - T)^2 + \frac{f A_0^2}{N A} \int_0^L G(x) dx. \quad (8)$$

Здесь $G(x)$ - зависящая от координаты свободная энергия, которую в непрерывном пределе мы запишем, следуя /10/, но более в общей, двухмерной форме потенциала V_G :



$$G(x) = \frac{1}{2} \left[(\nabla\psi(x) - \delta_0)^2 - \bar{V} \cos P\psi + \eta \cos 2P\psi \right], \quad (9)$$

где введена зависящая только от координаты фаза $\psi(x)$, а для амплитуды принято, что $H(x) = H_0$. Здесь $\bar{V} = (H_0' - \alpha/f) V$.

Пусть δ_0 ориентирован вдоль оси x . Тогда зависящая от фазы часть свободной энергии равна:

$$\frac{G_\psi}{fH_0^2} = \frac{1}{L} \int_0^L G(x) dx = \frac{1}{L} \int_0^L \left[\frac{1}{2} (\nabla\psi)^2 - \bar{V} (\cos P\psi + \eta \cos 2P\psi - 2) \right] dx + 2\bar{V} + \frac{1}{2} \delta_0^2 + \delta_0 \bar{K}, \quad (10)$$

где введено обозначение $\bar{K} = \frac{1}{L} (\psi(L) - \psi(0))$.

Теперь надо найти вид $\psi(x)$, который минимизирует интеграл и тем самым свободную энергию.

Как легко видеть, условие минимизации свободной энергии соответствует двойное $S-G$ уравнение η

$$\nabla^2 \psi = \pm P V (\sin P\psi + 2\eta \sin 2P\psi). \quad (11)$$

Мы здесь особо выделим частный случай $\eta = -\frac{1}{4}$. Тогда

$$\frac{G_\psi}{fH_0^2} = \frac{1}{L} \int_0^L \left[\frac{1}{2} (\nabla\psi)^2 - \bar{V} \left(\cos P\psi - \frac{1}{4} \cos 2P\psi \right) \right] dx + \frac{1}{2} \delta_0^2 - \delta_0 \bar{K}. \quad (12)$$

Соответствующее уравнение имеет вид:

$$\nabla^2 \psi = P \bar{V} \left(\sin P\psi - \frac{1}{2} \sin 2P\psi \right). \quad (13)$$

Интегрируя, имеем

$$\frac{1}{2} (\nabla\psi)^2 = \bar{V} \left(\cos P\psi - \frac{1}{4} \cos 2P\psi \right).$$



Отсюда

$$\frac{1}{2}(\nabla\varphi)^2 = 4\bar{V}\sin^4(P\varphi/2). \quad (14)$$

Окончательно получаем

$$\operatorname{ctg} \frac{P\varphi(z)}{2} = \operatorname{ctg} \frac{P\varphi(0)}{2} + 2^{\frac{3}{2}} P\bar{V}^{-\frac{1}{2}} z. \quad (15)$$

Соответствующие графики даны на рис. 1. б), в).

Впервые ступенчатый характер $\varphi(z) = \theta(z)$ в зависимости от $\theta(0) \equiv \theta(z=0)$ был указан в свз с оптическими солитонами, т.е. однофотонной /II/ и двухфотонной самоиндуцированной прозрачностью /II, I2, I3/.

Если в (6) не учтены члены $2^{P+1}V'(Q_1^{2P} + Q_2^{2P})$, то потенциал по φ одночленный $\bar{V}_g = \bar{V}(\cos P\varphi - 1)$ и, как следует из выражения G_φ / fA_0^2 , минимизация свободной энергии осуществляется при $\frac{1}{2}(\nabla\varphi)^2 = -\bar{V}(1 - \cos P\varphi)$. Это означает, что φ должен удовлетворять S-G уравнению, одно из решений которого есть:

$$\varphi(z) = \frac{4}{P} \operatorname{arctg} \left[\operatorname{tg} \frac{P\varphi(0)}{2} e^{P\sqrt{\frac{1}{2}}z} \right]. \quad (16)$$

Чтобы решить вопрос об устойчивости решения уравнения (13), сначала надо записать соответствующее уравнение Клейна-Гордона

$$\varphi_{z,t}(z,t) = F\varphi(z,t),$$

что осуществляется переходом в (14) к конусным переменным.

Если не существует значения α , чтобы удовлетворялось уравнение $F''(\varphi) + \alpha^2 F(\varphi) = 0$, то решения неустойчивы.

04.03.83
2025.07.03

Отсюда в работе /7/ сделано заключение, что решения неустойчивы при любом знаке в правой части уравнения. По этой причине, фазовые траектории, получаемые из (4), нельзя считать стационарными. Однако, как хорошо известно, поведение солитонных решений близко к результатам точного численного счета и способствуют физической интерпретации его результатов.

С недавних пор отмечается аналогия между фазовыми переходами и химическими превращениями /14/. Здесь же описан структурный фазовый переход, как отдельный этап, стабилизирующий продукты в матрице, следующий за фотохимической реакцией.

Авторы выражают благодарность Г.А.Харадзе за ценные замечания.

Поступила 2.1.1987

Кафедра экспериментальной физики

Литература

1. K.K.Rebane, Proc. Conf., "Lasers 82", New Orleans, US/t, Press., 1982;
2. Р.К.Каарли, А.К.Ребане, К.К.Ребане, П.М.Саари. Изв. АН СССР, сер.физика, 50, 1468 (1986).
3. Т.Л.Гварджаладзе, Ш.М.Циклаури. Труды ТГУ, Физика, 21, 52(1986).
3. Э.А.Шпольский. УФН, 80, 255 (1963).
4. K.H.Höck, H.Zhomas, Z.Phys, B27, 267 (1969); H.Schmidtn, F.Schwable, Phys. Lett., A61, 476 (1977).
5. T.F.Currie, J.A.Krumhansl et al. Phys. Rev., B22, 477, (1980).



6. C.A.Cordat, et al. Phys. Rev., B27, 474 (1983).

7. Р.Буллаф, Ф.Корди, Г.Гиббс. В.кн.:Солитоны, "Мир", 1984, с.122.

8. Р.Каули. Теория Ландау, в кн.:Брус А., Каули Р. "Структурные фазовые переходы", "Мир", 1984, с.54.

9. Р.Каули, там же, с.98; A.D.Brubce, A.F. Murray, R.A. Coweley, J.Phys., C11, 3591 (1978).

10. P.Back, V.J. Emery, Phys. Rev. Lett., 36, 978 (1976).

11. Э.М.Беленов. И.А.Полуэктов. ЖЭТФ, 56, 1407 (1968).

12. Т.Л.Гварджаладзе. Взаимодействие ультракороткого когерентного света с $GaAs$, канд.дисс., ФИАН СССР, 1973.

13. Т.Л.Гварджаладзе, А.З.Грасюк, В.И.Коваленко. Препринт №86, ФИАН СССР, 1971, ЖЭТФ, 64, 446 (1972).

14. A.Nitzan et al. J.Chem.Phys., 61, 1056 (1977).

ժ. ԳՅԱՐՋԱԼԱԾԵ, Թ.ԵՆԿՆԱՅՐՈՒ, ժ. ԵՍԵՆՅԱԾԵ

ՄԻՈՒՅԵՐՈՒՄԻ ՈՒՇԱԿՆԱԾՅԱԿԻ ՍՏՐԱՅՄԱՅՐՅԱԿԻ ՊԱՅՄԱՆ ԵՄՔԱՍՅՆՆԱ
ՏՐՅՈՒՄԵՅ

ՈՒՅՄԱՆՈՒԹՅԱՆ ՎՏՅՆՆԵՐՅՈՒՄԻ ՈՒՇԱԿ ՍԱՆՏԱՐՃՅՆՈՒԹՅԱՆ, ՏՐՈՒ ՄԻՈՒՅԵՐՈՒՄԻՆ
ՏՐՅԱՅՐՈՒՄԻ ՈՒՇԱԿՆԱԾՅԱԿԻ ՍՏՐԱՅՄՅՈՒՄԻՆ ՊԱՅՄԱՆ ԵՄՔԱՍՅՆՆԱՆ ՈՒՅՄԱՆՈՒՄԻ
ԵՆ *sine-Gordon* ԵՄՏՅՈՒՄԵՅ: ՈՒՅՄԱՆՈՒՄԻ ՎՏՅՆՆԵՐՅՈՒՄԻ ՄԻՈՒՅԵՐՈՒՄԻ
ՈՒՇԱԿՆԱԾՅԱԿԻ,

T. Gvarjaladze, Sh. Tsiklauri, T. Katsitadze

CRYOCHEMICALLY - INITIATED STRUCTURAL PHASIC TRANSITION

Summary

Arguments are presented demonstrating that double sine-Gordon equations correspond to the structural phasic transition consequent on cryochemical reaction. A particular analytical solution of the equation is obtained.

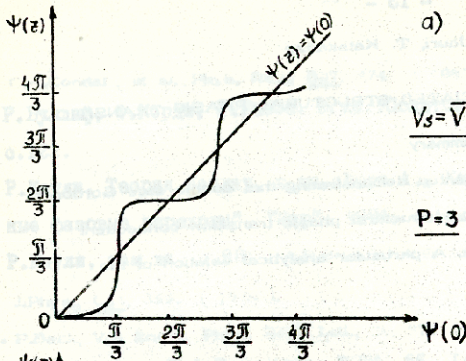
(6)

Вопрос реализации вычислительных алгоритмов в этой области является весьма актуальным. Сущность теории, изложенной в данной работе, заключается в том, что интегральное уравнение, описывающее фазовый переход, может быть сведено к уравнению Шредингера. Таким образом, задача сводится к решению уравнения Шредингера. В результате чего получается аналитическое решение задачи. Решение задачи в области фазового перехода имеет вид:

1. Интегральное уравнение имеет вид:

Оригинал (Лаборатория в атомной энергии ТЭЦ, Москва) на рис. 1. Допустим, что во втором координатном пространстве имеет место фазовый переход. В-полученная плоская элементальная структура единичной структуры

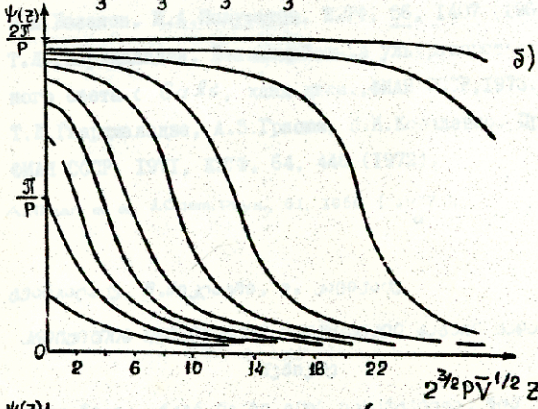




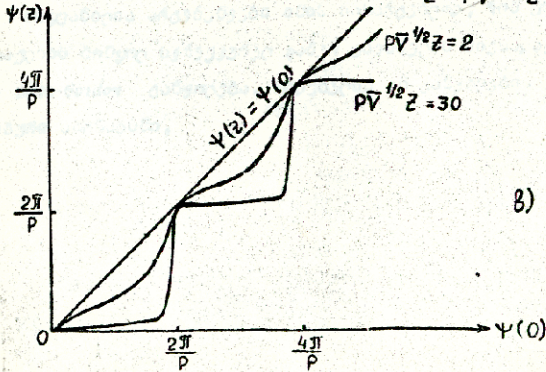
a)

$$V_3 = \bar{V}(\cos P\Psi - 1)$$

$$P = 3 \text{ (ср. с [13])}$$



б)



б)

$$V_3 = \bar{V}(\cos P\Psi - \frac{1}{4} \cos 2P\Psi)$$



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის ბრძოლის ორდენის მქონე სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები
275, 1987

К ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ
НА ПАССИВНОМ ТОНКОМ ВИБРАТОРЕ

З.С.Челидзе

Введение

Вопросы реализации вычислительных алгоритмов вибраторных антенн очень актуальны. Строгая теория дифракции плоской электромагнитной волны продолжает совершенствоваться. Главная трудность состоит в том, что интегральное уравнение, которому удовлетворяет плотность поверхностного тока, является уравнением Фредгольма первого рода. Таким образом, соответствующая задача некорректна в смысле Адамара, поэтому она требует предварительной регуляризации. Ниже, следуя [3/, /4/, осуществляется нужная регуляризация, в результате чего первоначальное уравнение первого рода преобразуется в интегральное уравнение второго рода, решение которого реализовано на ЭВМ с значительной экономией машинного времени.

I. Интегральное уравнение задачи

Ориентация вибратора в прямоугольной системе TUz показана на рис. I. Допустим, что со стороны положительных x на вибратор падает E-поляризованная плоская электромагнитная волна единичной амплитуды

$$E_{z \text{ наг}} = e^{-ikx - i\omega t} = e^{-ik\rho \cos\varphi - i\omega t} \quad (1)$$

(зависимость от времени в дальнейшем опускается).

Предполагая, что вибратор является идеально проводящим и весьма тонким, т.е. его радиус (a) во много раз меньше длины волны (λ), можно считать что плотность поверхностного тока зависит только от координаты z' текущей точки (P) на вибраторе.

Рассеянное поле (E) вибратора в таком случае можно представить в виде

$$E_z = \frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial z^2} + k^2 \Pi_z,$$

где

$$\Pi_z = \frac{a}{4\pi i \omega \epsilon} \int_0^{2\pi} \int_{-l/2}^{l/2} g(z') \frac{e^{-ikr}}{r} dz' d\varphi', \quad (2)$$

a - радиус вибратора, ϵ - диэлектрическая постоянная,

$$r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2},$$

где x', y', z' - координаты точки P на поверхности вибратора, а x, y, z - координаты точки наблюдения M , ω - круговая частота поля, l - длина вибратора.

Обозначим через Π_{zS} значение правой части (2), когда точка наблюдения M лежит на поверхности вибратора, т.е.

$$\Pi_{zS} = \frac{a}{4\pi i \omega \epsilon} \int_0^{2\pi} \int_{-l/2}^{l/2} g(z') \frac{e^{-ikr_S}}{r_S} dz' d\varphi', \quad (3)$$



причем

$$r_g = \sqrt{(x'' - x')^2 + (y'' - y')^2 + (z'' - z')^2} = \sqrt{2a^2(1 - \cos(\varphi'' - \varphi')) + (z'' - z')^2} \quad (4)$$

Здесь мы учли, что

$$x' = a \cos \varphi', \quad y' = a \sin \varphi', \quad x'' = a \cos \varphi'', \quad y'' = a \sin \varphi'',$$

где φ' и φ'' — полярные координаты точек P и M на поверхности вибратора.

Граничное условие на этой поверхности

$$\frac{\partial^2 \Pi_{zs}}{\partial z''^2} + k^2 \Pi_{zs} = -\ell^{-1} k a \cos \varphi'' \quad (5)$$

приводит для функции Π_{zs} к следующему дополнительному уравнению:

$$\Pi_{zs} = -\frac{1}{k^2} \ell^{-1} k a \cos \varphi'' + A \cos k z'' + B \sin k z'', \quad (6)$$

где A и B — некоторые константы.

Из соображения симметрии следует, что $B \equiv 0$, и, кроме того, в силу малости $k a = 2\pi a / \lambda$, можно принять $\ell^{-1} k a \cos \varphi'' \approx 1$, тогда вместо (6) будем иметь

$$\Pi_{zs} = -\frac{1}{k^2} + A \cos k z'',$$

и согласно (3) получаем

$$\frac{a k^2}{4\pi i \omega \epsilon} \int_{-\ell/2}^{\ell/2} \gamma(z') K(|z'' - z'|) dz' = -1 + C \cos k z'', \quad (7)$$

Հայ. ԼՍՌ Հ. ՅԵՐԿՐԸՆԻ
ԿՈՒԼՏՈՒՐԱԿԱՆ ԿԵՆՏՐՈՆ



где

$$\kappa(z'' - z') = \int_0^{2\mathcal{P}} \frac{e^{-i\kappa\tau_s}}{\tau_s} d\varphi', \quad (8)$$

$$C = \kappa^2 H. \quad (9)$$

Поскольку подынтегральная функция в выражении (8) периодична по φ' периодом $2\mathcal{P}$, то значение интеграла не будет зависеть от φ'' .

Таким образом, для плотности поверхностного тока вибратора мы получили интегральное уравнение (7) Фредгольма первого рода, т.е. мы пришли к некорректной задаче; это означает, что непосредственное применение для его решения прямых численных методов может привести к большой потере точности. Для снятия этой трудности, ниже мы произведем регуляризацию уравнения (7) по Тихонову [2], что позволит преобразовать уравнение (7) в эквивалентное уравнение Фредгольма второго рода, которое решается методом сведения к системе алгебраических уравнений.

2. Переход к интегральному уравнению Фредгольма второго рода

Прежде всего, для удобства перейдем к безразмерным величинам

$$\xi = \frac{a}{l} z' \quad \text{и} \quad \eta = \frac{a}{l} z''$$

и введем новую функцию

$$\theta(\xi) = \frac{\alpha \kappa^2}{2\pi i \omega \epsilon} \gamma\left(\frac{l}{2} \xi\right). \quad (9)$$

Тогда (7) примет вид



$$\int_{-1}^1 \theta(\xi) K_1(|\eta - \xi|) d\xi = -1 + C \cos \beta \eta \quad (10)$$

где

$$K(|\eta - \xi|) = \int_0^{2\pi} \frac{e^{-i\beta \sqrt{(\eta - \xi)^2 + \gamma^2 \sin^2 \varphi}}}{\sqrt{(\eta - \xi)^2 + \gamma^2 \sin^2 \varphi}} d\varphi \quad (11)$$

$$(\gamma^2 = 16a^2/\rho^2).$$

При малых γ последний интеграл можно представить в виде:

$$K_1(|\eta - \xi|) \approx 2\pi \frac{e^{-i\beta \sqrt{(\eta - \xi)^2 + \gamma^2}}}{\sqrt{(\eta - \xi)^2 + \gamma^2}} + O(\gamma^2). \quad (12)$$

По методу [1] уравнение (8) можно преобразовать к виду:

$$\alpha(\eta) \theta(\eta) + \int_{-1}^1 \theta(\xi) N(|\eta - \xi|) d\xi = 1 - C \cos \beta \eta, \quad (13)$$

где

$$\alpha(\eta) = \int_{-1}^1 G(|\eta - \xi|) d\xi, \quad (14)$$

$$G(|t|) = \begin{cases} K_1(|t|) + \frac{h^2 - t^2}{2h} K_1'(h) - K_1(h) & \text{при } |t| \leq h \\ 0 & \text{при } |t| \geq h \end{cases} \quad (15)$$

$$N(|t|) = \begin{cases} K_1(h) - \frac{h^2 - t^2}{2h} K_1'(h) & \text{при } |t| \leq h \\ K_1(|t|) & \text{при } |t| \geq h \end{cases} \quad (16)$$



где h - параметр регуляризации, который можно принять равным радиусу вибратора.

Постоянную C в (13) мы можем исключить из условия того, что на концах вибратора плотность тока обращается в нуль, т.е.

$$\theta(\pm 1) = 0.$$

В этом случае из (II) находим, что

$$C = \left[1 - \int_{-1}^1 \theta(\xi) N(|\xi-1|) d\xi \right] \frac{1}{\cos \beta}, \quad (17)$$

и вместо (II) будем иметь

$$\alpha(\eta) \theta(\eta) \cos \beta + \int_{-1}^1 \theta(\xi) T(\xi, \eta) d\xi = \cos \beta - \cos \beta \eta, \quad (18)$$

где положено

$$T(\xi, \eta) = N(|\eta - \xi|) \cos \beta - \cos \beta \eta N(|\xi - 1|).$$

Используя для интеграла в (18) какую-нибудь квадратурную формулу, можно свести (18) к решению алгебраических уравнений для неизвестных $\tau_i = \theta(\eta_i)$, где η_i ($i=1, 2, 3, \dots$) - точки деления интервала $[-1, 1]$.

3. Характеристика переизлучения, численные результаты

Характеристика переизлучения может быть найдена по формуле

$$F(\theta) = \left| \lim_{R \rightarrow \infty} R \left(\frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial z^2} + k^2 \Pi_z \right) \right| \sin \theta.$$

В результате находим

$$F(\theta) = \frac{\pi J_0(ka)}{a} \left| \int_{-1}^1 \theta(\xi) e^{i\rho\xi \cos\theta} d\xi \right| \sin\theta. \quad (19)$$

Применив квадратурную формулу Симпсона относительно интегралов, входящих в выражения (18) и (19), перепишем их в виде:

$$x_j \alpha(\eta_j) \cos\beta + \frac{2}{n} \sum_{j=1}^n x_j K_{j,j} = \cos\beta - \cos\beta \eta_j \quad (20)$$

($j=1, 2, 3, \dots, n$),

$$F(\theta) = \frac{\pi \rho}{a} J_0(ka) \left| \sum_{j=1}^n x_j e^{i\rho\xi_j \cos\theta} \right| \sin\theta, \quad (21)$$

где x_j - искомые величины, причем $x_j = \theta(\xi_j)$, n - число делений интервала $[-1, 1]$.

Решая систему (20) относительно x_j и подставляя эти значения в (21) можно определить функцию $F(\theta)$.

На рис. 2 представлены результаты численного счета на ЭВМ, а в частности приведены распределения модуля функции плотности тока $|\theta(\xi)|$ вдоль вибратора и соответствующие им характеристики переизлучения при различных значениях основного параметра вибратора l/λ .

Исследование скорости сходимости алгоритма при решении системы (20) показало, что устойчивость решения (выплоть до четвертого знака после запятой) наступает начиная от $n \geq 11$.

Анализируя численные результаты замечаем, что распределение плотности тока вдоль вибратора носит явно неравномерный характер, количество экстремумов плотности тока возрастает с ростом отношения l/λ , что также становится причиной



увеличения числа лепестков в диаграмме переизлучения вибратора

На рис. 3 приведено сравнение полученных результатов с работой /5/ А.С.Ильинского с сотрудниками. Кривая I совпадает с приведенной в указанной статье.

Время счета одной кривой на ЭВМ БЭСМ-6 для размерности матрицы $n = 25,2$ минуты.

Заключение

Таким образом, метод регуляризации позволил найти строгое численное решение задачи дифракции плоской электромагнитной волны на пассивном электрическом вибраторе в результате чего найдены точное распределение модуля плотности тока вдоль вибратора и соответствующие им диаграммы переизлучения.

Поступила 14.П.1987

Кафедра общей физики

Литература

1. А.Н.Тихонов. О решении некорректно поставленных задач. ДАН СССР, 1963, 151, № 3.
2. А.Н.Тихонов. О регуляризации некорректно поставленных задач. ДАН СССР, 1963, 153, № 1.
3. А.Н.Тихонов, В.Я.Арсенин. Методы решения некорректных задач, "Наука" 1979.
4. А.Н.Тихонов, В.И.Дмитриев. Метод расчета распределения тока в системе линейных вибраторов и диаграммы направленности этой системы. В сб.: "Вычислительные методы и программирование", Изд-во МГУ, 1968, 10, с.3.
5. А.И.Ильинский, Л.И.Пономарев, И.В.Бережная, А.П.Антонов. Ток и поле рассеяния длинного короткозамкнутого приемного

вибратора. Изв. вузов. "Радиоэлектроника", 1978, 21, № 2, с. 113.

Յ. Չելիձե

ԹՐՎԱԿԱՆ ԵՐԱՄԵՏՈՒԹՅԱՆ ԹԵՄԱՆ ԵՄՈՐՈՒ ՆԱՍՈՋՐ
ՅՈՒՑՏՈՒՄՆԵՐ ՔՈՒՑՐԱԺՍՈՒՆԻ ՍԻՆՏԵԶԻՆԿԱՆ
ԿՐՅՈՂՅՈՒ

Վրաստանի Երևանի պետական համալսարանի ռադիոտեխնիկական ֆակուլտետի ֆիզիկոս Երվանդ Երևանցիի կողմից ներկայացված է թվային մեթոդով լուծված թվային մոդելի վրա Ե-պոլարիզացված էլեկտրամագնիսային ալիքի ցրման խնդիրը քվանտային մեթոդներով և թվային մեթոդներով լուծելու հարցերը։ Ներկայացված է լուծման ալգորիթմը, ընդհանուր և մասնավոր դեպքերում թվային մոդելի վրա լուծման հարցերը և թվային մոդելի վրա լուծման հարցերը։ Ներկայացված է լուծման ալգորիթմը, ընդհանուր և մասնավոր դեպքերում թվային մոդելի վրա լուծման հարցերը և թվային մոդելի վրա լուծման հարցերը։

Z.Chelidze

TOWARDS THE THEORY OF A DIFFRACTION PLANE
ELECTROMAGNETIC WAVE ON A PASSIVE VIBRATOR

Summary

The diffraction problem of the plane E-polarized electromagnetic wave on a passive thin vibrator with circular cross-section is solved by the method of regularizing noncorrectly set problems. A stable algorithm is created to compute the surface current density and the secondary radiation characteristics. The numerical data are presented in graphical form.

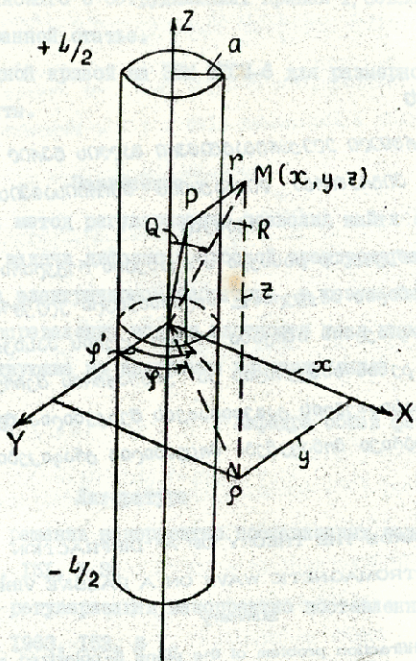


Рис. I. Тонкий вибратор-металлический цилиндр с радиусом a и длиной L .

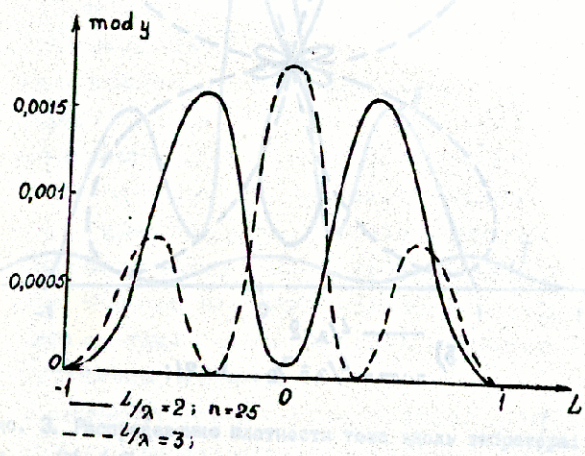
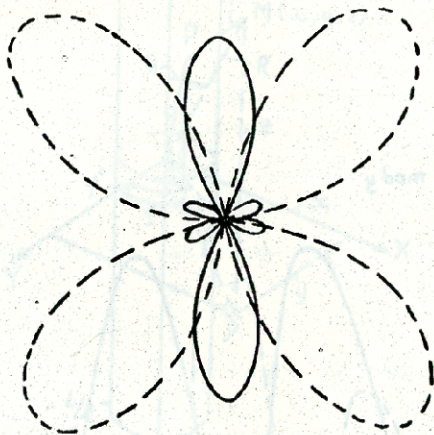


Рис. 2а. Распределение плотности тока вдоль вибратора:
сплошная кривая — $L/\lambda = 2$, $n = 25$; пунктир — $L/\lambda = 3$.



δ) — $L/\lambda = 2$
- - - $L/\lambda = 3/2, n = 21$

Рис. 26. Диаграмма направленности вибратора: сплошная кривая — $L/\lambda = 2, 3$; пунктир — $L/\lambda = 3/2$.

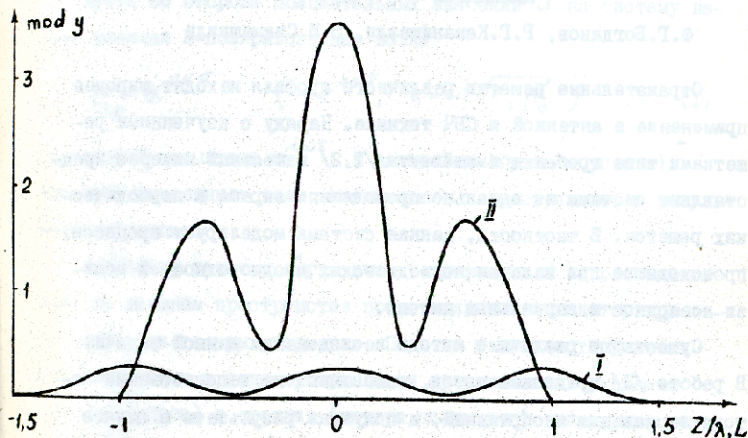


Рис. 3. Распределение плотности тока вдоль вибратора: кривая I - $\text{mod } j = f(Z/\lambda)$, $L/\lambda = 3$; кривая II - $\text{mod } j = f(L)$, $L/\lambda = 3/2$.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

ქართული მეცნიერების აკადემიის თბილისის სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შრომები

275, 1987

РАССЕЯНИЕ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА СИСТЕМЕ ИЗ ИДЕАЛЬНО
ПРОВОДЯЩЕГО ЭКРАНА И РЕШЕТКЕ ИЗ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
ЦИЛИНДРОВ

Ф.Г.Богданов, Р.Г.Кеванишвили, З.И.Сикмашвили

Отражательные решетки различного профиля находят широкое применение в антенной и СВЧ технике. Наряду с изученными решетками типа гребенки и эшелетта /1,2/ известный интерес представляют системы из идеально проводящего экрана и периодических решеток. В частности, данная система моделирует процессы, происходящие при наличии периодических неоднородностей вблизи поверхности зеркальных антенн.

Существуют различные методы исследования данной задачи. В работе /3/ предложен метод, основанный на использовании метода зеркальных изображений, и получены результаты в случае идеальной проводимости цилиндров решетки. В настоящей работе развит новый метод, основанный на адекватном разложении поля по мультипольным и дифракционным гармоникам. Рассмотрен случай, когда решетка образована бесконечно длинными диэлектрическими цилиндрами круглого профиля. Как и в /3/, в настоящей работе отсутствуют ограничения на электрические радиусы цилиндров и относительные периоды решетки (кроме ограничения на отсутствие пересечения цилиндров и экрана). В /4/ показано, что



оба метода дают одинаковые численные результаты.

I. Случай E-поляризации. Рассматриваемая система вместе с используемыми декартовой (x, y, z) и цилиндрическими (r, φ, z) системами координат представлена на рис. I.

Здесь d - период решетки, a - радиус цилиндров, ϵ, μ - диэлектрическая и магнитная проницаемости цилиндров, h - расстояние между экраном и решеткой.

Пусть со стороны положительных значений x на систему падает плоская E-поляризованная волна

$$E_z = e^{ikx} (\sim e^{i\omega t}, \kappa = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}) \quad (1)$$

(временной множитель $e^{i\omega t}$ в дальнейшем будем опускать).

Вычислим рассеянное поле, возникающее в пространстве в результате дифракции.

Поскольку решетка периодична (с периодом d), рассеянное поле во внешнем пространстве представляется в виде суперпозиции пространственных гармоник. Поле же в плоскости решетки представляется в виде суперпозиции мультипольных уходящих (вне цилиндров) и стоячих (внутри цилиндров) цилиндрических волн, а также (вне цилиндров) волн пространственного спектра, пронизывавших решетку. Полное поле в системе представляется в виде

$$E_{z1} = E_z + \sum_{p=-\infty}^{\infty} (A_p^- + F_p) e^{ig_p y - ih_p z} \quad (x \geq a), \quad (2)$$

$$E_{z2} = E_z + E_{zpac} + \sum_{p=-\infty}^{\infty} F_p e^{ig_p y - ih_p z} \quad (-a \leq x \leq a, y \geq a),$$

$$E_{z3} = E_z + \sum_{p=-\infty}^{\infty} \left(A_p^+ e^{i h_p x} + F_p e^{-i h_p x} \right) e^{i g_p y} \quad (-h \leq x \leq a),$$

$$E_{z4}^{(v)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m J_m(\kappa_1 r_1) e^{i m \varphi_1} \quad (r_1 \leq a), \quad (I_m h_p < 0), \quad \text{где}$$

$$E_{zpa0} = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m H_m^{(2)}(\kappa r_1) e^{i m \varphi_1} \quad (r_1 \geq a, \quad r_1 \geq a) -$$

поле, рассеянное решеткой, A_p^- и F_p - комплексные амплитуды плоских волн, отраженных от решетки и экрана, A_p^+ - амплитуды плоских волн, переотраженных за решетку, $H_m^{(2)}(x)$ и $J_m(x)$ - функции Ханкеля и Бесселя, I_m и Y_m - коэффициенты мультипольного спектра цилиндрических волн, $\kappa_1 = \omega \sqrt{\epsilon_j \mu}$ - волновое число в диэлектрике, $g_p = 2\pi p/d$ и $h_p = \sqrt{\kappa^2 - g_p^2}$ - поперечные и продольные волновые числа в свободном пространстве.

Для определения неизвестных коэффициентов используем граничные условия на поверхности цилиндров решетки и экрана

$$E_{z2} = E_{z4}^{(v)}, \quad (3a)$$

$$\frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial E_{z2}}{\partial r_1} = \frac{1}{i\omega\mu} \frac{\partial E_{z4}^{(v)}}{\partial r_1} \quad \text{при} \quad r_1 = a \quad (0 \leq \varphi \leq 2\pi), \quad (3b)$$

$$E_{z3} = 0 \quad \text{при} \quad x = -h \quad (3в)$$

и условия сшивания в плоскостях $x = \pm a$

$$E_{z1} = E_{z2}, \quad \frac{\partial E_{z1}}{\partial x} = \frac{\partial E_{z2}}{\partial x} \quad \text{при} \quad x = a, \quad (3г)$$

$$E_{z2} = E_{z3}, \quad \frac{\partial E_{z2}}{\partial x} = \frac{\partial E_{z3}}{\partial x} \quad \text{при} \quad x = -a. \quad (3д)$$

Реализуя условия (3а, б) на 0-ом цилиндре решетки ($v=0$), при-

ходим к дуальной системе линейных алгебраических уравнений

$$X_n H_n^{(2)}(\alpha) + J_n(\alpha) \left[a_n + \sum_{m=-\infty}^{\infty} X_m Z_{m-n}(\beta) \right] = Y_n J_n(\alpha_1), \quad (4)$$

$$X_n H_n^{(2)}(\alpha) + J_n'(\alpha) \left[a_n + \sum_{m=-\infty}^{\infty} X_m Z_{m-n}(\beta) \right] = \frac{\omega}{\omega_1} Y_n J_n'(\alpha_1)$$

$$(n=0, \pm 1, \pm 2, \dots),$$

где

$$a_n = i^n + i^{-n} \sum_{\rho=-[D]}^{[D]} F_{\rho} e^{i n \varphi_{\rho}} + (-1)^n \sum_{\rho=-\infty}^{-[D]-1} F_{\rho} e^{i n \varphi'_{\rho}} + \sum_{\rho=[D]+1}^{\infty} F_{\rho} e^{-i n \varphi'_{\rho}},$$

$$Z_{m-n}(\beta) = 2 \cos(m-n) \frac{J_n}{2} \sum_{\nu=1}^{\infty} H_{m-n}^{(2)}(\beta) \quad (\beta = kd)$$

$$\varphi_{\rho} = \arctg \frac{\rho}{\sqrt{D^2 - \rho^2}}, \quad \varphi'_{\rho} = \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\rho^2 - D^2}}{|\rho|},$$

$\omega = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ и $\omega_1 = \sqrt{\mu_1 / \epsilon_1}$ - волновые сопротивления свободного пространства и диэлектрика, а штрих (') означает производную по $\alpha = k a$ и $\alpha_1 = k_1 a$ соответственно.

Умножая первое уравнение системы (4) на $J_n'(\alpha)$, второе - на $J_n(\alpha)$ и вычитывая второе уравнение из первого, с учетом формулы для Вронскиана цилиндрических функций [5/

$$W\{J_n(\alpha), H_n^{(2)}(\alpha)\} = J_n'(\alpha) H_n^{(2)}(\alpha) - J_n(\alpha) H_n'^{(2)}(\alpha) = -\frac{2i}{\alpha},$$

находим связь между коэффициентами Y_n и X_n

$$Y_n = \eta_n X_n, \quad (5)$$

где



$$\eta_n = \frac{2i}{\partial \alpha \left[J_n'(\alpha) J_n(\alpha_1) - \frac{\omega}{\omega_1} J_n(\alpha) J_n'(\alpha_1) \right]} \quad (5a)$$

Выполняя условие (3в) на экране, находим связь между коэффициентами F_p и H_p^+ :

$$F_p = \gamma_p (\delta_{p0} + H_p^+), \quad (6)$$

где

$$\gamma_p = -e^{-2ik_p h}, \quad (6a)$$

а δ_{p0} - символ Кронекера. γ_p - комплексный коэффициент отражения p -ой дифракционной гармоники от экрана.

Используя условия сшивания (3г, д), аналогично [6], получаем связь между коэффициентами H_p^+ и I_m :

$$H_p^+ = \begin{cases} \frac{1}{\Omega \sqrt{D^2 - p^2}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^{\mp m} I_m e^{\pm im\varphi_p}, & |p| < D, \\ \frac{i}{\Omega \sqrt{p^2 - D^2}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m e^{\mp m\varphi_p'}, & p > D, \\ \frac{i}{\Omega \sqrt{p^2 - D^2}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m I_m e^{\pm m\varphi_p'}, & p < -D. \end{cases} \quad (7)$$

Подставляя (5) - (7) в систему (4) и учитывая соотношение

$$I_{-m} = (-1)^m I_m,$$

следующее из симметрии системы, приходим к следующей бесконечной системе линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов I_m :

$$I_n = -(i^n + i^{-n} \gamma_0) I_n - \sum_{\substack{m=0 \\ m \neq n}}^{\infty} I_m \theta_{nm} \quad (n=0, 1, 2, \dots), \quad (8)$$

где

$$a_n = \frac{J_n(\alpha)}{H_n^{(a)}(\alpha) - \eta_n J_n(\alpha) + J_n(\alpha) E_n(\alpha, \beta)}$$

$$E_n(\alpha, \beta) = Z_0(\beta) + \Delta_{2n} + (-1)^n (1 - \delta_{n0}) [Z_{2n}(\beta) - \Delta_0],$$

$$Q_{nm} = a_n \left\{ Z_{m-n}(\beta) + \Delta_{m+n} + (-1)^m (1 - \delta_{m0}) [Z_{m+n}(\beta) + \Delta_{n-m}] \right\}, \quad (8a)$$

$$\Delta_n = i^{-n} \frac{\gamma_0}{\eta D} + i^{-n} \sum_{p=1}^{[D]} \frac{2\gamma_p \cos(n\varphi_p)}{\eta \sqrt{D^2 - p^2}} +$$

$$+ i \sum_{p=[D]+1}^{\infty} \frac{\gamma_p}{\eta \sqrt{p^2 - D^2}} \left[e^{-n\varphi'_p} + (-1)^n e^{n\varphi'_p} \right].$$

Система (8) регуляризуется подстановкой

$$\hat{I}_m = J_m(\alpha) \hat{I}_m,$$

где \hat{I}_m - новые неизвестные. Поэтому она является фредгольмовой и может исследоваться методом редукции при различных параметрах задачи /1/.

Основной дифракционной характеристикой решетки является коэффициент отражения R_p по p -ой гармонике

$$R_p = A_p + F_p = \gamma_0 \delta_{p0} + \frac{1}{\eta \sqrt{D^2 - p^2}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \hat{I}_m \left(\gamma i^{-m} e^{im\varphi_p} + i^m e^{-im\varphi_p} \right). \quad (9)$$

2. Случай H-поляризации. В случае H-поляризации падающей волны поля падающей и рассеянной волн представляются в виде

$$H_x = e^{ikx} \quad (1)$$

$$H_{z1} = H_z^+ \sum_{p=-\infty}^{\infty} (H_p^- + F_p) e^{ig_p y - ih_p x} \quad (x \geq a),$$

$$H_{z2} = H_z^+ + H_{zpac} + \sum_{p=-\infty}^{\infty} F_p e^{ig_p y - ih_p x} \quad (-a \leq x \leq a, x_1 \geq a), \quad (2')$$

$$H_{z3} = H_z^+ \sum_{p=-\infty}^{\infty} (H_p^+ e^{ih_p x} + F_p e^{-ih_p x}) e^{ig_p y} \quad (-h \leq x \leq -a),$$

$$H_{z4}^{(\nu)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} y_m J_m(k_1 r_1) e^{im\varphi_1} \quad (r_1 \leq a),$$

где

$$H_{zpac} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m H_m^{(\alpha)}(k_1 r_1) e^{im\varphi_1}.$$

Для нахождения неизвестных коэффициентов получаем систему граничных условий

$$H_{z2} = H_{z4}^{(\nu)} \quad (3a')$$

$$\frac{1}{i\omega\epsilon_0} H_{z2} = \frac{1}{i\omega\epsilon} H_{z4}^{(\nu)} \quad (3b')$$

$$\frac{\partial}{\partial x} H_{z3} = 0 \quad \text{при } x = -h, \quad (3b')$$

$$H_{z1} = H_{z2}, \quad \frac{\partial}{\partial x} H_{z1} = -\frac{\partial}{\partial x} H_{z2} \quad \text{при } x = a, \quad (3g')$$

$$H_{z2} = H_{z3}, \quad \frac{\partial}{\partial x} H_{z2} = \frac{\partial}{\partial x} H_{z3} \quad \text{при } x = -a. \quad (3d')$$

Из симметрии полей и граничных условий следует, что формулы для Е-поляризации переходят в формулы Н-поляризации, если произвести в них замену $\omega \rightleftharpoons \omega_1$,

$$\gamma_p = e^{-2i k_p h}$$

(6a')

3. Численные результаты. Система уравнений (8) численно исследовалась на ЭВМ при различных параметрах задачи $S = 2a/d$, $D = d/\lambda$, h/d , $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$ при $\mu = \mu_0$. Сходимость алгоритма и устойчивость решения задачи иллюстрирует таблица зависимости модуля коэффициента отражения $|R_0|$ от порядка редукции системы N , вычисленная при различных параметрах задачи (здесь $D = 1,5$).

Таблица

Тип поля-ризации	Параметры задачи			Модуль коэффициента отражения			
	S	h/d	ϵ_r	$N=1$	$N=3$	$N=5$	$N=7$
E	0,25	0,5	2,1	0,896578	0,892251	0,892181	0,892181
			5,4	0,479155	0,870873	0,871395	0,871395
	1,0	2,1	2,1	1,000000	0,950799	0,950838	0,950838
			5,4	1,000000	0,970374	0,969933	0,969933
	0,5	1,0	2,1	1,000000	0,727077	0,681622	0,681567
			5,4	1,000000	0,996042	0,611332	0,612800
H	0,1	0,5	2,1	1,000000	0,998899	0,998899	0,998899
			5,4	1,000000	0,995264	0,995266	0,995266
	0,25	0,5	2,1	1,000000	0,971085	0,971737	-
			5,4	1,000000	0,946868	0,949754	-
	0,5	1,0	2,1	0,777626	0,726911	0,738909	0,740249
			5,4	0,998059	0,997715	0,998303	0,998450

Из приведенной таблицы следует, что сходимость алгоритма ухудшается с ростом параметров S и ϵ_r , т.е. с ростом эффективных размеров диэлектрика.

На рис. 2, 3 и 4 представлены зависимости модуля $|R_0|$ и фазы $\varphi_r = \arg R_0$ коэффициента отражения от относительного периода решетки D , выполненные при $h/d = 0,5$ в случае E- (рис. 2а, 3) и H (рис. 2б, 4) поляризации поля. На рис. 5 и 6 пред-



ставлены линии равных амплитуд и фаз поля в случае E и H - поляризации в одноволновой и многоволновой областях; маркерами отмечены локальные экстремумы поля.

Анализ приведенных зависимостей показывает, что диэлектрическая решетка приводит к значительному перераспределению поля в пространстве как по амплитудам, так и фазовым характеристикам, а также к преобразованию пространственного спектра отраженной волны.

В одноволновой области ($D < 1$) единственной дифракционной характеристикой поля является фаза отраженной волны. При малых значениях ($S < 0,1$) фаза отраженной волны линейно убывает с ростом относительной ширины волновода. При больших заполнениях наблюдается резкое увеличение скорости изменения фазы.

В многоволновой области ($D > 1$) основной дифракционной характеристикой является модуль коэффициента отражения (рис. 3, 4). Характерно, что уже при малых $S = 0,1$ наблюдается значительное преобразование спектра рассеянной волны. Очевидно, что это происходит в результате многократной интерференции поля в резонаторной части системы. Характерно наличие многочисленных резонансов, также являющихся следствием интерференции распространяющихся гармоник.

Анализ амплитудных и фазовых картин поля (рис. 5, 6) показывает, что исследуемая система проявляет свойства накопителя энергии как внутри цилиндров решетки, так и в пространстве между решеткой и экраном. Это обстоятельство является особенно интересным для применений.

Сопоставляя фазовые картины поля, можно заключить, что в одноволновом случае (рис. 5) энергия в установившемся режиме



практически не перемещается в пространстве, а в многоволновом случае (рис.6) закручивается в локальные вихри, огибающие места с нулевой амплитудой поля.

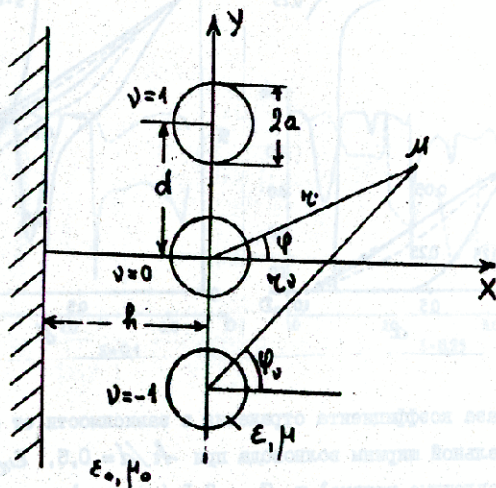
Таким образом, рассмотренная система из экрана и решетки является трансформатором гармоник, фазовращателем и накопителем энергии. Способность системы - концентрировать энергию, по-видимому, возрастает с ростом заполнения решетки, диэлектрической проницаемости цилиндров, а также с укорочением длины падающей волны.

Поступила 5.Ш.1987

Кафедра
радиофизики

Литература

1. В.П.Шестопапов, Д.Н.Литвиненко, С.А.Масалев. В.Г.Сологуб. Дифракция волн на решетках, Харьков, Изд. ХГУ, 1973.
2. R.Mitra, T.Loh, IEEE Trans. MTT, 6, 1969, p.319
3. Ф.Г.Богданов, Г.Ш.Кеванишвили, З.И.Сигмашвили, О.П.Цагарейшвили, Труды ТГУ, Физика, 1985, № 19 (254), с.94.
4. Р.Г.Кеванишвили. Научные труды ГПИ. Дифракция волн, № 5 (302), с.27.
5. Справочник по специальным функциям. Под ред. М.Абрамовича, И.Стиган. М., Наука, 1979.
6. Г.Ш.Кеванишвили, О.П.Цагарейшвили. Радиотехника и электроника, 1976, 21, № 3, с.498.



Րև. I. Իսսևևսյա սիսթեմա վ սեչենն $z = \text{const}$.

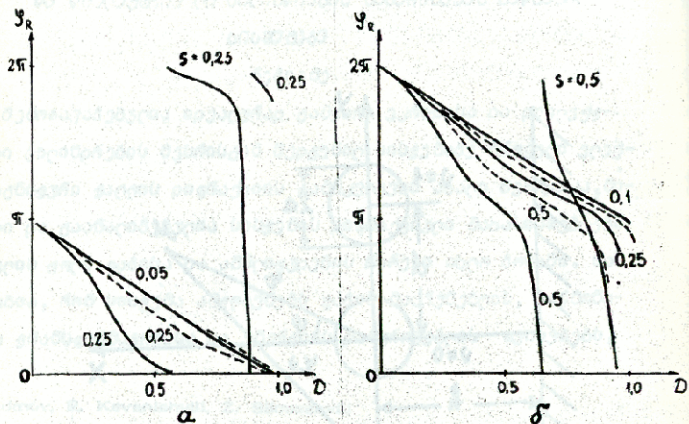


Рис. 2. Фаза коэффициента отражения в зависимости от относительной ширины волновода при $h/d = 0,5$, $\epsilon_r = 5,4$ (сплошные кривые) и $\epsilon_r = 2,1$ (пунктир):
 а) Е-поляризация, б) Н-поляризация.

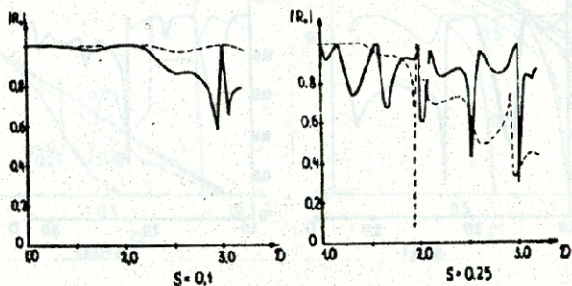
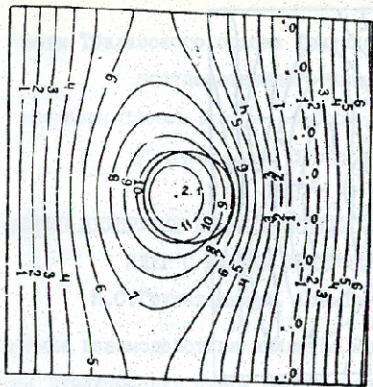
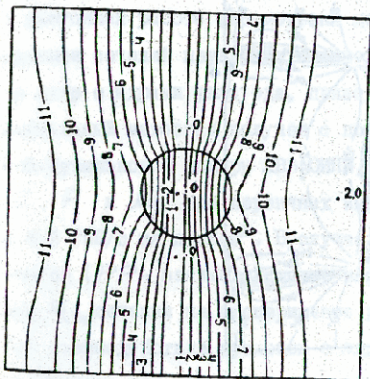


Рис.4. Модуль коэффициента отражения по основной гармонике в зависимости от относительной ширины волновода в случае Н-поляризации: $h/d = 0,5$; $\epsilon_2 = 5,4$ (сплошные кривые), $\epsilon_2 = 2,1$ (пунктир).



а



б

Рис. 5. Линии равных амплитуд электрического поля (а, Е-поляризация) и магнитного поля (б, Н-поляризация), построенные на период решетки в одноволновой области, волна падает справа: $D = 0,5$; $k/d = 0,25$; $\epsilon_2 = 5,4$. Фаза суммарного поля однозначна во всем пространстве.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის ნობელის რბილის მეცნიერებათა აკადემიის
უნივერსიტეტის შრომები

275, 1987

СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЛЕГКИХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ
ЯДЕР С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА

Н.С.Григалашвили, Ю.В.Тевзадзе

Сечение взаимодействия является одной из основных характеристик столкновения ядер. Знание величин сечений дает возможность определить немало характеристик, важных не только в ядерной физике, но и в прикладных областях исследований.

В настоящей работе рассмотрены методические вопросы при определении сечений неупругих взаимодействий релятивистских легких ядер с ядрами углерода, приводятся их величины. Экспериментальный материал получен с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной ядрами d , He , C , F и Mg при первичных импульсах налетающих ядер $P_0 = 4,2$ ГэВ/с на нуклон^ж. В случае взаимодействия элементарных частиц (PP - взаимодействия, например) упругое σ_{el} и неупругое σ_{in} сечения на эксперименте разделяются достаточно четко. При взаимодействии нуклонов с ядрами возникает новые процессы: упругое рассеяние с возбуждением ядра σ'_{el} , дифракционная диссоциация ядра-мишени σ_{dif} , упругое рассеяние на квазисвободном нуклоне ядра σ_q , когерентное рождение частиц на ядре как целом σ_{coh} . В случае столкновения ядер с ядрами

^ж Величины сечений неупругих взаимодействий ядер d, He, C с ядрами углерода определены в работе /1/.



классификация еще более усложняется в связи с процессами, обусловленными налетающими ядрами. Неупругие сечения взаимодействия, которые определяются в настоящей работе, соответствуют величине:

$$\sigma_{in} = \sigma_{tot} - \sigma_{el} - \sigma'_{el} - \sigma_{dif} \quad (1)$$

где σ_{tot} - сечение полного взаимодействия ядер, σ_{el} - сечение упругого рассеяния ядер, σ'_{el} - сечение рассеяния с возбуждением ядра, σ_{dif} - сечение дифракционной диссоциации ядер. Вклад σ_{coh} в рассматриваемых энергиях можно не учитывать.

Процедура определения сечения неупругого взаимодействия

Для определения сечений неупругих взаимодействий регистрировались все звезды в эффективном объеме, определенном нами. При просмотре теряется существенная доля однолучевых звезд с углом отклонения от направления пучка $\varphi \leq 30$ мрад и изменением импульса на величину меньше, чем $\sim 20\%$ от первоначального значения. Сечения определяются из соотношения

$$N = N_0 [1 - \exp(-n\sigma x)] \quad ,$$

где N - число взаимодействий в рабочем объеме, N_0 - число налетающих пучковых ядер, n - число ядер в 1 см^3 мишени пропана, x - толщина мишени (пропана), σ - сечение неупругого взаимодействия. Плотность пропана равна $0,43 \text{ г/см}^3$. Для выделения сечения взаимодействия с ядром углерода пропана использовалось соотношение

$$\sigma_{Ai(C_3H_8)} = 3\sigma_{AiC} + 8\sigma_{AiP} \quad (2)$$



Здесь $\sigma_{Ai}(C_3H_8)$ - экспериментально определенное сечение взаимодействия на молекуле пропана, σ_{AiC} - сечение взаимодействия на ядре углерода, σ_{AiP} - сечение взаимодействия на протоне, A_i - налетающее ядро. Величины сечений неупругих взаимодействий налетающих ядер с протоном брались из литературы [1,2,3,4,5].

Для выделения сечений неупругих взаимодействий на углероде пропана необходимо вычесть из экспериментально полученного сечения взаимодействия в пропане часть сечения, соответствующую событиям типа дифракционной диссоциации - σ_{dif} , вычесть величины сечений, соответствующие зарегистрированным событиям, от взаимодействия налетающих ядер с протоном пропана σ_P и случаям упругого рассеяния на ядрах углерода σ_C . Затем должны учесть потерю части величин сечений, соответствующей потерянными событиями квазиупругого рассеяния σ_q .

Для определения доли события дифракционной диссоциации при просмотре отмечались звезды, в которых все лучи имеют импульс $P_+ \geq 3$ ГэВ/с и угол отклонения от направления пучка $\varphi \leq 4^\circ$. В таблице I приведены величины сечений дифракционной диссоциации в процентах, соответствующие разным налетающим ядрам, облучающим камеру.

Таблица I
Вклад событий типа дифракционной диссоциации
в наблюдаемых звездах /в%/

A_i	d	He	C	F	Mg
σ_{dif}	2,4	2,3	4,0	4,0	5,0

Большая величина параметра наклона упругого рассеяния данных ядер с углеродом и большая величина импульса (4,2 ГэВ/с

на нуклон) приводит к практически полной потере событий упругого рассеяния на протоне /1/. При взаимодействии *d*, *He*, *C*, *F*, *Mg* с протоном пропана часть случаев упругого рассеяния проявляется в виде 2-лучевых звезд благодаря наблюдению протона отдачи с $P_p > 140$ МэВ/с. Вклад событий квазиупругого рассеяния оценивался нами по формуле, полученной на основе геометрической картины взаимодействия:

$$\sigma_q = 1,6 (A_i^{1/3} + A_t^{1/3} - 1) \sigma_{el}^{NN} \quad (3)$$

В таблице 2 приведены величины сечений, которые использовались для определения сечений неупругих взаимодействий на углеводе пропана.

Таблица 2

Различия сечений, используемых для определения сечений неупругих взаимодействий ядер с ядрами углерода (в мбарнах)

тип коррекции \ <i>A_i</i>	<i>d</i>	<i>He</i>	<i>C</i>	<i>F</i>	<i>Mg</i>
σ_{dif}	43	51	191	243	341
σ_p	581	935	2330	3065	3464
σ_q	23	70	30	33	37

В таблице 3 приводятся числа ядер *N₀* и наблюдаемых звезд *N* в пропане, а также величины полученных нами сечений взаимодействий ядер с пропаном и после коррекции - сечений неупругих взаимодействий *d*, *He*, *C*, *F*, *Mg* с ядрами углерода пропана.

Таблица 3

Количество наблюдаемых звезд пучковых ядер и величина сечений взаимодействий (в мбарнах)

A_t	A_i	d	He	C	F	Mg
C_3H_8	N	3532	3764	7000	1003	714
	N_0	39115	33017	30434	3545	2290
C_3H_8		1710 ± 40	2225 ± 50	4780 ± 60	6079 ± 200	6827 ± 250
C	i_n	385 ± 20	440 ± 20	800 ± 50	955 ± 60	1040 ± 60

Модельный анализ экспериментально полученных сечений

На рис. 1 показана зависимость экспериментальных величин сечений неупругих взаимодействий от атомных весов ядер-снарядов - A_i и ядер-мишени A_t . Сплошная линия соответствует расчетам по модели "твердых сфер" с перекрытием, согласно которой /6/

$$\sigma_{in} = \pi R_0^2 (A_i^{1/3} + A_t^{1/3} - b)^2, \quad (4)$$

где параметр R_0 - константа пропорциональности в выражении для радиуса ядер $R = R_0 A^{1/3}$, b - параметр перекрытия ядерных поверхностей при их взаимодействии.

Надо отметить, что формула (4) получена из простых геометрических соображений и широко используется для сравнительного анализа величин неупругих сечений взаимодействий ядер с ядрами.

Параметры R_0 и b , полученные с помощью аппроксимации экспериментальных точек, оказались равными

$$R_0 = (1,46 \pm 0,01) \text{ фм},$$

$$b = 1,21 \pm 0,03.$$



Формула (4) дает совсем полное описание реальной физической картины взаимодействия. Это может быть обусловлено тем, что она не учитывает кривизну поверхности ядер в параметре перекрытия. Действительно, как известно, плотность нуклонов в легких ядрах имеет гауссовское распределение с довольно широко размытым краем. С другой стороны, плотность ядерной материи в тяжелых ядрах описывается распределением Ферми. Следовательно, в тяжелых ядрах доля нуклонов, находящихся около поверхности, гораздо меньше, чем в легких. Именно это и учитывается в формуле, приведенной в работе /6/, где параметр перекрытия зависит от размеров сталкивающихся ядер

$$\sigma_{in} = \pi R_0^2 \left[A_i^{1/3} + A_t^{1/3} - \beta (A_i^{-1/3} + A_t^{-1/3}) \right]^2 \quad (5)$$

Тот факт, что в этом варианте модели во взаимодействиях выделяется роль поверхностных нуклонов, согласуется, например, с подходом модели Глаубера, с одной стороны /8/, а также с формой распределения плотности ядерной материи в модели "мягких сфер" /9/.

При аппроксимации экспериментальных данных по формуле (5) для величин параметров R_0 и β получаются следующие значения:

$$R_0 = (1,32 \pm 0,01) \text{ ф.м.},$$

$$\beta = 0,85 \pm 0,03.$$

На рис. 2 черными треугольниками нанесены величины сечений, рассчитанные по модели "мягких сфер". Модель основывается на классической теории и использует экспериментальные величины



нуклонных сечений. Она позволяет определить не только ядерные, но и адрон-ядерные неупругие сечения. Величины сечений определяются формулой

$$\sigma_{in} = 2S_1 \int_0^{\infty} [1 - T(x)] x dx, \quad (6)$$

где x - прицельный параметр, $T(x)$ - "функция прозрачности", т.е. вероятность того, что при данном прицельном параметре x налетающее ядро пролетит сквозь ядро-мишень, не провзаимодействовав с ним. Определение σ_{in} сводится к определению $T(x)$, которая содержит в себе экспериментальную величину сечений нуклон-нуклонных взаимодействий и распределения плотности нуклонов в сталкивающихся ядрах.

Формула сводится к простому виду, позволяющему вручную посчитать сечения взаимодействий. При сравнении экспериментальных и расчетных по этой модели величин сечений $\chi^2/n = 9,5$.

Одной из самых распространенных моделей для получения величин сечений является модель, основанная на теории многократного рассеяния. В настоящее время имеются расчеты ряда авторов в разных приближениях (учитывая кратность столкновений нуклонов ядра-снаряда и ядра-мишени друг с другом). Отличие между расчетными величинами в работах, видимо, объясняется выбором разных величин параметров, характеризующих распределение ядерной плотности. На рис.2 нанесены величины неупругих сечений, вычисленные авторами работ для сталкивающихся ядер. (Для удобства визуального сравнения на рисунке нанесена линия зависимости σ_{in} от $(A_i^{1/3} + A_t^{1/3})$, рассчитанная по модели "твердых сфер" с перекрытием). При их сравнении с экспериментальными величинами неупругих сечений, получаются следующие



значения: $(\chi^2/n=2.3) / I0/$, $(\chi^2/n=2.5) / II/$, $(\chi^2/n=9.5) / I9/$.

Из сравнений следует, что полученные экспериментальные неупругие сечения находятся в удовлетворительном согласии с имеющимися расчетами по моделям. Видно, что наиболее удачным описанием экспериментальных сечений следует считать феноменологический подход согласно формуле (5) и теоретическую модель в глауберовском подходе авторов работы /II/.

Поступила 14.IV.1987

Институт
физических высоких
энергий

Литература

1. Н.Ахабабян и др. ОИЯИ, I-12114, Дубна, 1979.
2. J.A.Jaros. Phys. Rev., 1978, C18, p.2273.
3. O.Benary et al. NN and ND Interaction (above 0,5Gev/c). A Compilation UCRL-2000 NN, 1970; E.Bracci et al. Compilation of Cros Sections, CERN/HERA 73-1, 1973.
4. В.В.Глаголев и др. ОИЯИ, PI-10894 Дубна, 1977.
5. G.Belletini et al. Nucl. Phys., 1966, 73, з.р.609.
6. H.L.Bradt, B.Peters, Phys. Rev., 1950, 77,р.54; 1950,80,р.943;
T.F.Gleghorn et al. Can.J.Phys., 1968,46,р.572.
7. H.H.Heckman et al. Phys. Rev., 1978, C17, p.1735.
8. A.S.Goldhaber, H.H.Heckman. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1978, 28, p.161.
9. P.J.Karol. Phys. Rev., 1975, C11, p.1203.
10. S.Barshay. Phys. Rev., 1975, C11, p.300.
- II. В.В.Ужинский, Ч.Цэрэн. ОИЯИ, P2-12079, Дубна, 1979.
12. М.Х.Аникина и др. ОИЯИ, PI-10592, Дубна, 1977.
13. Л.Н.Богова и др. ОИЯИ, PI-9364, Дубна, 1975.



ბ. გრიგალაშვილი, ი. თევზაძე

საუბუნო რელატივისტური ბირთვების ნახშირბადის ბირთვებთან ურთიერთქმედების ანალიზი

რეზიუმე

რელატივისტური ბირთვების d, He, C, F, Mg ნახშირბადის ბირთვებთან ურთიერთქმედების ანალიზი ახსნის ურთიერთქმედების ანალიზი ჩატარდა სხვადასხვა ტიპის ბირთვების საფუძველზე, განვიხილეთ ინტენსივობის ცვლილება, რთმების და ბირთვების ანალიზი ახსნის ურთიერთქმედების ანალიზი, ბირთვების ინტენსივობის ცვლილება და ბირთვების ანალიზი ახსნის ურთიერთქმედების ანალიზი.

N.Grigalashvili, Yu. Tevzaaze

INELASTIC CROSS SECTIONS OF THE INTERACTIONS OF LIGHT RELATIVISTIC NUCLEI WITH CARBON NUCLEI

Summary

Basing on the data from 2 - meter propane bubble chamber and on some other experimental evidence an analysis of inelastic cross sections in the interactions of light relativistic nuclei with carbon nuclei according to various theoretical models has been carried out.

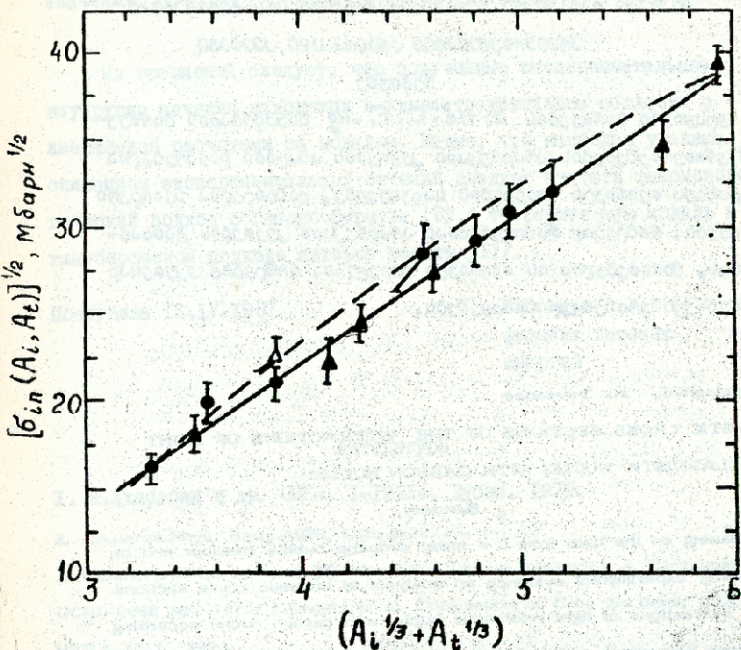


Рис. 1. Сечения неупругих взаимодействий ядер в зависимости от атомного веса ядра-снаряда A_i и ядра-мишени A_t .

● - ТК-500, ▲ - СКМ-200/12/, Δ - см. /12/,
○ - см. /13/.

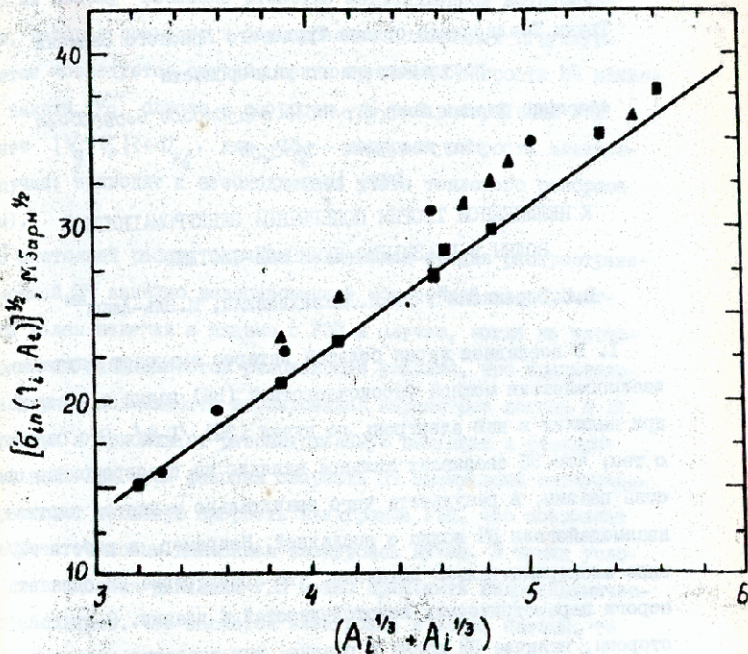


Рис. 2. Сечения неупругих взаимодействий релятивистских ядер с ядрами, вычисленные в рамках моделей Баршя^{/10/} (\blacktriangle), Кароль^{/9/} (\bullet) и Ужикского и Церена^{/11/} (\blacksquare).



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
 государственного университета
 თბილისის შრომის ნიშნის ორდენის მტკიცებადი სახელმწიფო
 უნივერსიტეტის შრომები
 275, 1987

К НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ПОПЕРЕЧНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ
 ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВОЙ СИСТЕМЕ

В.И.Бережани^{*}, Дх.И.Джавахишвили, М.Эль-Адри^{**}

1. В последнее время большой интерес вызывает изучение взаимодействия мощной высокочастотной (ВЧ) волны с плазмой при наличии в ней электронного пучка (ЭП) /1-4/. Это связано с тем, что ЭП оказывает сильное влияние на дисперсионные свойства плазмы, в результате чего значительно меняется картина взаимодействия ВЧ волны с последней. Например, в работе /2/ было экспериментально показано, что присутствие ЭП снижает пороги параметрических неустойчивостей в плазме. С другой стороны, наличие ВЧ волны в плазме, как известно, может играть стабилизирующую роль в развитии пучковых неустойчивостей /1/. В работах /3,4/ было показано, что на нелинейной стадии развития параметрических плазменных неустойчивостей присутствие ЭП сильно влияет на процесс формирования нелинейных структур, возникающих из-за модуляционного взаимодействия между ВЧ и низкочастотными (НЧ) волнами. В недавней работе /5/ было показано, что при одновременном воздействии мощной поперечной ВЧ волны и релятивистского электронного пучка

^{*} Институт физики АН ГССР.

^{**} Университет Суэцкого канала, АРЕ, Исмаилия.



(РЭП) на плазму возможно развитие модуляционной неустойчивости, которая приводит к формированию солитонных структур. При этом исследуется случай, когда групповая скорость ВЧ волнового пакета V_g близка к скорости v_0 распространения РЭП (точнее $|V_g - v_0| \ll v_{Te}$, где v_{Te} - тепловая скорость электронов пучка; приводит к необходимости учета теплового разброса в нем).

В настоящей работе изучена нелинейная стадия распространения мощной ВЧ линейно поляризованной поперечной электромагнитной волны накачки в плазме с РЭП в случае, когда на частоту волны не накладываются резонансные условия, что значительно расширяет возможность варьирования параметров плазмы и ВЧ генератора и приближает рассматриваемую ситуацию к экспериментальной. При этом фазовая скорость НЧ возмущений значительно превышает тепловую скорость электронов РЭП, что позволяет пренебречь тепловым движением электронов пучка. В таких условиях для описания динамики РЭП можно применить гидродинамическое приближение. Что касается электронов и ионов плазмы, то тепловое движение их следует учесть, что приводит к необходимости привлечь кинетическое рассмотрение для этих частиц.

2. Процесс распространения мощной поперечной ВЧ линейно поляризованной электромагнитной волны накачки в бесстолкновительной электронно-ионной плазме при одновременной инжекции в нее РЭП рассматривается в следующей постановке задачи. На линейной стадии развития волнового процесса (на входе системы) частицы плазмы и пучка совершают ВЧ гармонические колебания в поле волны накачки (кроме того, электроны пучка движутся прямолинейно и равномерно вдоль направления распространения волны); плотности плазмы и пучка не возмущены; ponderomotorная сила и



медленно изменяющееся электрическое поле в плазме отсутствует, поэтому нет движения плазменных частиц вдоль направления распространения волны. На линейной стадии эволюции ВЧ волны (по мере ее проникновения в плазменно-пучковую систему) плотности плазмы и пучка претерпевают плавную модуляцию и, кроме того, в системе индуцируется медленно изменяющееся электрическое поле, которое вместе с пондеромоторной силой, возникающей в результате искажения (плавного характера) электромагнитного поля волны накачки, приводит к медленному увлечению плазменных частиц вдоль направления распространения ВЧ волны (плавную модуляцию претерпевает также и движение РЭП).

Таким образом, на линейной стадии развития рассматриваемого волнового процесса возникает наложение основного ВЧ движения, связанного с распространяющейся в плазме ВЧ волной, и медленно изменяющегося движения частиц плазмы и пучка вдоль направления распространения волны (это движение фактически представляет собой НЧ волну).

Имея в виду ниже исследовать нелинейное взаимодействие ВЧ и НЧ волн в плазменно-пучковой системе, прежде всего следует представить все физические величины, описывающие рассматриваемую здесь задачу, в виде $x = \langle x \rangle + \tilde{x}$, где $\langle \dots \rangle$ означает операцию усреднения по высокочастотному движению, а \tilde{x} представляет собой быстроосциллирующую часть величины x в поле ВЧ волны.

При получении нелинейных уравнений для ВЧ и НЧ волн в плазме из соображений простоты можно рассмотреть односторонний случай, когда все физические величины зависят только от координаты по оси Ox , вдоль которой распространяются ВЧ волна и РЭП (скорость пучка при $\xi \rightarrow -\infty$ есть $\vec{v}_0(0,0,v_0)$, где $v_0 = \text{const}$).



В этом случае электрическая и магнитная напряженности $\vec{E}(\vec{E}, 0, 0)$ и $\vec{B}(0, \vec{B}, 0)$ в линейно поляризованной ВЧ волне накачки представляются в виде

$$\vec{E} = E_0(z, t) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] + \text{к.с.}, \quad (1)$$

$$\vec{B} = B_0(z, t) \exp[i(k_0 z - \omega_0 t)] + \text{к.с.}$$

В (1) $E_0(z, t)$ и $B_0(z, t)$ - медленно изменяющиеся в пространстве и во времени амплитуды ВЧ поля ($\omega_0 \gg T^{-1}$ и $k_0 \gg L^{-1}$, где ω_0 и k_0 - соответственно, частота и волновое число волны накачки, а T и L - соответственно, характерные временной и пространственный масштабы изменения медленных величин). Естественно, что при $z \rightarrow -\infty$

$$|E_0(z, t)| \rightarrow E_\infty = \text{const} \quad \text{и} \quad |B_0(z, t)| \rightarrow B_\infty = \text{const}.$$

Дисперсионное соотношение $\omega_0 = \omega_0(k_0)$ имеет вид (на линейной стадии развития ВЧ волнового процесса)

$$\omega_0^2 = \omega_e^2 + \gamma^{-1} \omega_p^2 + k_0^2 c^2. \quad (2)$$

В (2) (и ниже) $\omega_\alpha = (4\pi e_\alpha^2 n_{0\alpha} / m_\alpha)^{1/2}$ - ленгмювская частота частиц сорта α (индекс $\alpha = e, b, i$ соответствует электронам плазмы и пучка или ионам, $n_{0\alpha}$ - невозмущенная плотность плазменных и пучковых частиц, m_α - их масса покоя, $|e_\alpha| = e$ - элементарный заряд); $\gamma = (1 - v_0^2/c^2)^{-1/2}$ - релятивистский фактор пучка. В последнем члене в (2), определяющем квадратичный характер данного дисперсионного соотношения, не учтены тепловые эффекты, так как тепловые скорости частиц плазмы значительно меньше скорости света (тепловая скорость электронов пучка предполагается равной нулю).

Основываясь на нелинейности соотношения (2), можно, ло-



пользуя уравнения Максвелла и применяя квазигидродинамическое описание для амплитуды ВЧ волны, придти к следующему нелинейному уравнению для $E_0(x, t)$ /6/

$$i \cdot \left(\frac{\partial E_0}{\partial t} + V_g \frac{\partial E_0}{\partial x} \right) + \frac{1}{2} V_g' \frac{\partial^2 E_0}{\partial x^2} - \frac{\omega_e^2}{\lambda \omega_0} \frac{\langle \delta N \rangle}{n_{0e}} E_0 = 0, \quad (3)$$

где $V_g = \frac{k_0 c^2}{\omega_0}$, $V_g' = \frac{dV_g}{dk_0}$, $\langle \delta N \rangle = \langle \delta n_\alpha \rangle + \gamma^{-1} \langle \delta n_\beta \rangle$ ($\langle \delta n_\alpha \rangle$ — медленное возмущение плотности частиц сорта α ; быстроосциллирующих возмущений плотностей при этом не возникает ввиду того, что здесь рассматривается поперечная волна). Возникновение $\langle \delta n_\alpha \rangle$ связано с действием силы ВЧ давления (пондеромоторной силы), которая смещает электроны плазмы и пучка из положений равновесия (возникающий при этом амбиполярный потенциал создает возможность медленного увлечения ВЧ волной также и ионов).

Для описания медленного движения электронов плазмы следует применить бесстолкновительное кинетическое уравнение /7/

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + V_{ez} \frac{\partial f_e}{\partial x} - \frac{e}{m_e} \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V}_e, \vec{B}] \right) \cdot \frac{\partial f_e}{\partial \vec{v}_e} = 0, \quad (4)$$

где $f_e = f_e(t, x, \vec{v}_e)$ — функция распределения плазменных электронов, \vec{V}_e — полная скорость электрона плазмы (включая его хаотическую тепловую скорость), \vec{E} и \vec{B} — полное электромагнитное поле в плазме с учетом индуцированных в ней медленно изменяющихся полей. В (4) удобно перейти к новой независимой переменной $\vec{U}_e = \vec{V}_e - \vec{v}_e$, причем уравнение для $\vec{v}_e(\vec{v}_e, 0, 0)$

$$\frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} = - \frac{e}{m_e} \vec{E}$$



определяет скорость быстрых осциллирующих плазменных электронов в поле ВЧ волны. Из (4) после ряда преобразований можно получить

$$\frac{\partial \langle f_e \rangle}{\partial t} + U_{ex} \frac{\partial \langle f_e \rangle}{\partial z} - \frac{\partial f_{oe}}{\partial U_{ex}} \left(\frac{e}{m_e} \langle E \rangle + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} \langle \tilde{v}_e^2 \rangle \right) = 0, \quad (5)$$

где $f_{oe} = f_{oe}(\tilde{U}_e)$ - равновесное распределение Максвелла для плазменных электронов, $\langle \vec{E} \rangle (0, 0, \langle E \rangle)$ - плавное электрическое поле, индуцированное в плазме (магнитного поля такого же типа нет).

Решая (5) в Фурье-представлении и имея в виду, что $\langle \delta n_e \rangle = \int \langle f_e \rangle d\tilde{U}_e$, для Фурье-образа возмущения электронной компоненты плазмы $\langle \delta n_e \rangle_{\vec{k}}$ можно получить следующее уравнение:

$$\frac{\langle \delta n_e \rangle_{\vec{k}}}{n_{oe}} \left[1 - \mathcal{G}_+ \left(\frac{\Omega}{k v_{Te}} \right) \right]^{-1} = \frac{ie}{T_e} \cdot \frac{\vec{k} \cdot \langle \vec{E} \rangle_{\vec{k}}}{k^2} - \frac{1}{2} \cdot \frac{\langle \tilde{v}_e^2 \rangle_{\vec{k}}}{v_{Te}^2}. \quad (6)$$

В (6) (и ниже) $v_{T\alpha} = \left(\frac{T_\alpha}{m_\alpha} \right)^{1/2}$ - тепловая скорость частиц сорта α (T_α - температура α -компоненты рассматриваемой плазменно-лучковой системы, причем считается $T_b = 0$); Ω и \vec{k} ($0, 0, k$) - соответственно, характерные частота и волновой вектор НЧ возмущений; \mathcal{G}_+ - специальная функция с хорошо известными асимптотическими свойствами [7]. Аналогичная процедура для ионной компоненты плазмы приводит к следующему уравнению для Фурье-образа возмущения ионной плотности $\langle \delta n_i \rangle_{\vec{k}}$:

$$\frac{\langle \delta n_i \rangle_{\vec{k}}}{n_{oi}} \left[1 - \mathcal{G}_+ \left(\frac{\Omega}{k v_{Ti}} \right) \right]^{-1} = - \frac{ie}{T_i} \cdot \frac{\vec{k} \cdot \langle \vec{E} \rangle_{\vec{k}}}{k^2}. \quad (7)$$

В отличие от (6) в (7) пренебрежено действием плейеромо-



торной силы на ионную компоненту плазмы ввиду большой инерции ионов (нет члена аналогичного второму слагаемому в правой части (6)).

Для описания медленного движения электронов пучка следует применить гидродинамические уравнения, которые после проведения процедуры усреднения сводятся к виду

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v_0 \frac{\partial}{\partial z}\right) \delta \langle v_b \rangle = -\frac{e}{m_e} \langle E \rangle - \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left\langle \overline{v_e^2} \right\rangle, \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\langle \delta n_b \rangle}{n_{0b}} + \frac{\partial \langle v_b \rangle}{\partial z} = 0, \quad (9)$$

где $\langle \vec{v}_b \rangle = (0, 0, \langle v_b \rangle)$ - медленно изменяющаяся скорость движения пучка вдоль направления распространения волны. Уравнения (6) - (9), дополненные уравнением Пуассона $\frac{\partial}{\partial z} \langle E \rangle = 4\pi e (\langle \delta n_i \rangle - \langle \delta n_e \rangle - \langle \delta n_b \rangle)$, полученным при условии выполнения зарядовой нейтральности плазмы ($n_{0i} = n_{0e} + n_{0b}$), составляет замкнутую систему уравнений, описывающую медленный отклик плазменно-пучковой системы на воздействие ВЧ волны накачки.

После ряда преобразований можно получить для Фурье-образа $\langle \delta N \rangle_{\vec{k}}$ следующее уравнение:

$$\begin{aligned} (1 + \epsilon_i + \epsilon_e + \epsilon_b) \cdot \frac{\langle \delta N \rangle_{\vec{k}}}{n_{0e}} = \\ = - \left[\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)^2 \epsilon_e \epsilon_b + (1 + \epsilon_i) \left(\epsilon_e + \frac{1}{\gamma^2} \epsilon_b \right) \right] \cdot \frac{k^2 \langle \overline{v_e^2} \rangle_{\vec{k}}}{\omega_e^2}, \end{aligned} \quad (10)$$



где

$$\epsilon_{\alpha} = \frac{\omega_{\alpha}^2}{k^2 v_{T\alpha}^2} \left[1 - \mathcal{G}_+ \left(\frac{\Omega}{k v_{T\alpha}} \right) \right], \quad \epsilon_{\ell} = - \frac{\gamma^{-3} \omega_{\ell}^2}{(\Omega - k v_0)^2}. \quad (11)$$

Кроме того, из (5) следует $\langle \tilde{v}^2 \rangle = \frac{e^2 |E_0|^2 k^2}{m_e^2 \omega_0^2}$. Уравнения (2) и (10) (после перевода его в координатное представление) описывают модуляционное взаимодействие между ВЧ волной и НЧ движением в плазменно-пучковой системе при сформулированных выше условиях.

3. В случае, когда фазовая скорость НЧ возмущений много больше тепловой скорости электронов ($\Omega/k \gg v_{Te}$), уравнение (10) можно упростить, и оно примет (в координатном представлении) вид

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} - v_0 \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 + \alpha \gamma^{-3} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \frac{\langle \delta N \rangle}{n_{0e}} = \\ & = \left\{ \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_i^2 \right) \cdot \left[\left(\frac{\partial}{\partial t} - v_0 \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 + \alpha \gamma^{-5} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] + \right. \\ & \left. + (\gamma - 1)^2 \gamma^{-5} \omega_{\ell}^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} \frac{|E_0|^2}{4 \pi n_{0e} m_e \omega_0^2}, \end{aligned} \quad (12)$$

где введен параметр $\alpha = \frac{n_{0e} c}{n_{0e} v_{Te}} < 1$.

С другой стороны, вводя новые независимые переменные $\xi = x - v_0 t$ и $\tau = t$ и считая, что $\frac{\partial}{\partial \tau} / v_0 \frac{\partial}{\partial \xi}$ соответствует первому порядку малости, уравнение (3) можно привести к виду

$$i \frac{\partial E_0}{\partial \tau} + \frac{1}{2} v_0' \frac{\partial^2 E_0}{\partial \xi^2} - \frac{\omega_e^2}{2 \omega_0} \frac{\langle \delta N \rangle}{n_{0e}} E_0 = 0. \quad (13)$$

Соответственно, из (12) можно получить

$$\frac{\langle \delta N \rangle}{n_{0e}} = \frac{2 \omega_0}{\omega_e^2} \left[P (|E_0|^2 - E_{-\infty}^2) + q \frac{\partial^2 |E_0|^2}{\partial \xi^2} \right], \quad (14)$$

где P и q - постоянные, которые, вообще говоря, имеют громоздкий вид, но значительно упрощаются в частных случаях.

Например, когда $|V_g - v_0| \sim v_0$ или V_g , а также $(\gamma-1)^2 \gamma^{-5} \alpha \gg$

$\gg \frac{m_e}{m_i}$. P и q сводятся к виду

$$P = \frac{e^2 \omega_e^2}{2m_e^2 \omega_0^3} \cdot V_g^{-2} (\gamma-1)^2 \gamma^{-5} \alpha, \quad q = \frac{e^2}{2m_e^2 \omega_0^3}. \quad (15)$$

В наиболее интересном случае, когда $V_g \sim v_0$ и, кроме того, $(\gamma-1)^2 \gg \frac{m_e}{m_i}$ (в реальных экспериментах $\gamma \sim 2$ и $\frac{m_e}{m_i} \sim 10^{-4}$); для P и q получается

$$P = \frac{e^2 \omega_e^2}{2m_e^2 \omega_0^3} \cdot V_g^{-2} (\gamma-1)^2, \quad q = \frac{e^2}{2m_e^2 \omega_0^3} \cdot \gamma^{-2}. \quad (16)$$

Таким образом, уравнение, описывающее поведение огибающей ВЧ волнового пакета в плазменно-пучковой системе, окончательно принимает вид

$$i \cdot \frac{\partial E_0}{\partial \tau} + \frac{1}{2} V_g' \cdot \frac{\partial^2 E_0}{\partial \xi^2} - P (|E_0|^2 - E_{-\infty}^2) E_0 - q E_0 \cdot \frac{\partial^2 |E_0|^2}{\partial \xi^2} = 0. \quad (17)$$

Уравнение (17) представляет собой нелинейное уравнение Шредингера с кубической и нелокальной нелинейностями.

4. При сделанных выше допущениях в уравнении (17) можно провести сравнение нелокального и дифракционного членов, что дает $q \cdot E_0 \cdot \frac{\partial^2 |E_0|^2}{\partial \xi^2} / V_g' \cdot \frac{\partial^2 E_0}{\partial \xi^2} \sim \frac{V_g^2}{c^2} \ll 1$, где $V_E = \frac{e \cdot E - \omega}{m_e \omega_0}$ - величина осцилляционной скорости электронов на входе системы. Пренебрегая в этих условиях нелокальным членом, из (17) можно получить хорошо известное нелинейное уравнение Шредингера



(НУШ) /8/. Поскольку при этом $V_g' \cdot P > 0$, то НУШ не имеет модуляционно неустойчивых решений (не выполняется условие Лайтхилла), а локализованные решения представляют собой "солитон - ямы" на фоне стационарной волны с отличной от нуля амплитудой на бесконечности. Действительно, если искать решение НУШ в виде $E_0 = a \cdot \exp(i \cdot \varphi)$, где a и φ - медленно изменяющиеся в пространстве и во времени действительные функции, то для них можно прийти к системе уравнений:

$$\frac{\partial a^2}{\partial \tau} + V_g' \frac{\partial}{\partial \xi} \left(a^2 \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right) = 0, \quad (18)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} - \frac{V_g'}{2a} \frac{\partial^2 a}{\partial \xi^2} - \frac{1}{2} V_g' \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right)^2 - P(a^2 - a_0^2) = 0,$$

где обозначено $E_{-\infty} = a_0$. Интересуясь стационарными решениями системы (18), следует перейти к новым независимым переменным $\tau' = \tau$ и $\xi' = \xi - u\tau$ (u - некоторая постоянная) и считать, что функция a зависит только от ξ' , тогда можно проинтегрировать первое уравнение в (18) и получить (с учетом условия $\frac{\partial \varphi}{\partial \xi'} \rightarrow \text{const}$ при $\xi' \rightarrow +\infty$) /9/

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \xi'} = \frac{1}{V_g'} \left(u + \frac{c_1}{a^2} \right), \quad (19)$$

где c_1 - постоянная, и функция φ имеет вид

$$\varphi = \psi(\xi') + c_0 \tau'. \quad (20)$$

В (20) $\psi(\xi')$ будет установлена, если найти (это сделано ниже) функцию $a(\xi')$, а c_0 - постоянная, связанная с u и

C_1 соотношением (получающимся из граничного условия $\frac{d^2 a}{d\xi'^2} \rightarrow 0$ при $\xi' \rightarrow \pm\infty$)

$$C_0 = \frac{1}{4V_g'} \left(u^2 - \frac{C_1^2}{a_0^2} \right). \quad (21)$$

С учетом условий $\frac{d^2 a}{d\xi'^2} \rightarrow 0$ и $\frac{da}{d\xi'} \rightarrow 0$ при $\xi' \rightarrow \pm\infty$ второе уравнение системы (18) (используя при этом (19)) можно проинтегрировать, что приводит к результату

$$\frac{a^2}{a_0^2} = 1 - \frac{\Delta}{ch^2 \left[\left(\frac{P a_0^2 \Delta}{V_g'} \right)^{1/2} \xi' \right]}, \quad (22)$$

где $\Delta = \frac{a_0^2 - a_m^2}{a_0^2}$ (a_m - минимальное значение функции $a(\xi')$, достигаемое в точке $\xi' = 0$, причем это же условие минимальности приводит к результату $C_1 = (V_g' P)^{1/2} a_m \cdot a_0^2$).

Естественно, существует решение НУШ, когда $a_m = 0$; тогда "солитон - яма" (22) имеет минимум (опять при $\xi' = 0$), равный нулю. Интересно отметить, что при $C_1 \neq 0$ ($a_m \neq 0$ и $\Delta < 1$) функция φ в (20) является нелинейной по отношению к аргументам ξ' и τ' , а в случае $C_1 = 0$ ($a_m = 0$ и $\Delta = 1$) сводится к линейной функции указанных аргументов. Учет же нелокальной нелинейности в (17) приводит к появлению заостренности на провале "ямы", которая из-за малости нелокального члена будет слабовыраженной.

Таким образом, при одновременном воздействии мощной ВЧ волны накачки и РЭП на плазму возможно формирование нелинейных солитоноподобных структур. Следует при этом подчеркнуть, что характерные частоты таких структур значительно превышают соответствующие частоты ионных колебаний (ионы не успевают



"следить" за волной). т.е. вышеизложенные эффекты имеют место фактически в чисто электронной плазме. С другой стороны известно, что в электронной плазме возможно формирование солитонных структур только при учете релятивистской нелинейности, связанной с зависимостью массы электрона от амплитуды ВЧ волны накачки (разумеется, этот эффект вступает в силу, когда амплитуда волны достаточно велика) /10/.

В рассматриваемом в настоящей работе случае нелинейность такого типа не проявляет себя, так как амплитуда ВЧ волны не предполагается столь большой, чтобы вызвать релятивистский эффект осцилляции массы электрона. Вместо этого возникает другая ситуация, связанная с тем, что электроны РЭП, масса которых в γ раз превышает массу плазменных электронов, могут играть роль тяжелой компоненты, а это открывает возможность для формирования нелинейных структур в плазменно-пучковой системе.

Наконец, следует еще отметить, что в нелинейной динамике ВЧ волны накачки могут играть роль и другие эффекты, отличные от стрикционной нелинейности, рассмотренной здесь и связанной с действием ВЧ давления волны на плазму. Особенно следует отметить эффект захвата электронов пучка полем ВЧ волны с последующим расслоением пучка на отдельные ступки. Этот эффект тоже может привести к формированию в плазме определенных нелинейных структур. Однако в рассматриваемом здесь случае возмущение плотности электронов РЭП много меньше равновесной плотности, что позволяет пренебречь действием указанного эффекта на динамику волнового процесса в плазме.

Одновременный же учет стрикционной нелинейности и эффекта захвата частиц пучка полем ВЧ волны накачки требует отдельного



рассмотрения и выходит за рамки вопросов, затронутых в данной работе.

Поступила 21.V.1987

Кафедра
теоретической
физики

Литература

1. В.С.Паверман, Е.М.Хирсели, Н.Л.Цинцадзе. ЖТФ, т.45, с.709, 1975.
2. С.Н.Громов, Л.Л.Пасечник, В.Ф.Семенов. Письма в ЖТФ, т.23, с.145, 1976.
3. И.В.Бачин, В.Б.Красовицкий, А.М.Крымский. Физика плазмы, т.8, с.593, 1982.
4. Т.А.Давидова, К.П.Шамрай. Физика плазмы, т.12, с.408, 1986.
5. V.I.Berezhiani, N.L. Tsintsadze, M.EI-Ashry, D.O.Khasidashvili. Physics Scripta (in press).
6. Б.Б.Кадоццев. Коллективные явления в плазме. М.:Наука, 1970.
7. А.Ф.Александров, Л.С.Богданкевич, А.А.Рухадзе. Основы электродинамики плазмы. М.:Высшая школа, 1978.
8. Ф.Калоджеро, А.Дегасперис. Спектральные преобразования и солитоны. М.:Мир, 1986.
9. В.И.Каршман. Нелинейные волны к диспергирующим средам. М.:Наука, 1973.
10. V.I.Berezhiani, N.L.Tsintsadze, D.D.Tskhakaya, J. Plasma Physics, v.4, p.15, 1980.



ვ. ბერეჟიანი, ჯ. ჯავახიშვილი, მ. ელ-აშრი

პლაზმა - ურთავ სიბრტყლივანი ტანავი ელექტრომაგნიტური

ტალღის პარანრევიტი მათეტიკის მალახატი

რეზიუმე

ტანხილულია პარანრევიტი ტალღების ტრანსფორმების რინატივა პლაზმა-
მატი რელატივისტიკური ელექტრონიკური არინს რა მალახიბინტიკური ელექ-
ტრომაგნიტური ტალღის ერეტიკული ტემოტივიტიების რრს.

• ნატივიტივა, რეტი რელატივისტიკური არინს ელექტრონიკური ტანავი-
ტივი პლაზმის ტიტივი კომპონენტიკის რრს რა ატიტიტი ტინატიტიტიკური პარა-
ტიტიტიკური სტიკური ტინის ტალღების ტანავალიტიტივა სტიკური ელექტრონიკური
პლაზმატიკი.

რეტიტიკური ატი ტალღების სტიტიტიკური რა ტანახიბინტიტიკური პარანრევიტი-
ტიკი.

V. Berezhiani, J. Javakishvili, M. El - Ashry

ON THE NONLINEAR THEORY OF TRANSVERSE
ELECTROMAGNETIC WAVE IN PLASMA-BEAM SYSTEM

Summary

The dynamics of nonlinear wave formation in plasma under the
influence of high-frequency electromagnetic wave pump and relativistic
electron beam is considered. It is shown that the beam electrons play
the role of heavy plasma component - the matter which enables the
formation of a soliton-type wave in pure electron plasma. The wave
structure is investigated and the characteristic parameters of solitons
are obtained.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შტატის ნათქვამი რეპუბლიკის სახელმწიფო
უნივერსიტეტის შტატები
275, 1987

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПЕН-
СИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПРИ ДВОЙНОЙ ИНЖЕКЦИИ
НОСИТЕЛЕЙ

Г.Н.Горгишели, Г.И.Кочорадзе, Г.Б.Михайлов, Ш.М.Мирианашвили,
Н.К.Панквеляшвили

В настоящее время надежно установлено, что характерной особенностью токов двойной инжекции в компенсированных полупроводниках является сильная связь между рекомбинационными процессами, протекающими в объеме образца, и инжекционными — на его контактах /1/. Именно этим обстоятельством обусловлена большая функциональная гибкость приборов инжекционной электроники, т.к. биполярный перенос носителей в полупроводнике контролируется величиной заряда, закрепленного на рекомбинационных уровнях. Величина же этого заряда чувствительна к внешним полям (освещению, электрическому полю и т.д.), эффективность воздействия которых усиливается упомянутой внутренней обратной связью, свойственной диодным структурам с двойной инжекцией /2/. В частности, этот механизм открывает возможность создания принципиально нового фотоприемника, работающего на эффекте инжекционного усиления фототока (а не на фоторезистивном или фотовольтаическом эффектах). Идея создания такого фотоприемника привлекала внимание многих исследо-



вателей (см. например, обзорную часть диссертации Б.М.Гарина /3/) и была подтверждена экспериментально /4/. Однако теоретические работы в этом направлении продолжают оставаться единичными.

Ниже рассматривается роль внешнего освещения, индуцирующего переходы зона-зона в биполярном дрейфе. Роль света из области примесного поглощения представляет самостоятельный интерес и требует специального анализа.

Инжекционное усиление фототока теоретически рассматривалось в работе /5/ на примере τ -механизма двойной инжекции, не исчерпывающей, конечно, все возможные особенности биполярного дрейфа. Уместно поэтому решить общую задачу о биполярном дрейфе в условиях собственной подсветки. Подсветка может осуществляться р-и излучающей структурой, выращенной эпитаксиально на полупроводнике n -типа проводимости.

Рассмотрим полупроводник n -типа, компенсированный атомами акцепторной примеси, представляющей в запрещенной зоне один моноэнергетический глубокий рекомбинационный уровень. Так как внешнее освещение образца не меняет уравнения генерационно-рекомбинационной кинетики

$$\frac{\partial N^-}{\partial t} = (n + n_0) W_0 N^0 - n_0 W_0 - \frac{N_0^0}{N_0^-} N^- - (P + i_0) W_0 N^- - P_0 W_0 \frac{N_0^-}{N_0^0} N^0 \quad (I)$$

и условие электронейтральности $\frac{\partial N^-}{\partial t} = 0$

$$P - n - (N^- - N_0^-) = 0, \quad (2)$$

то связь между избыточными n, p над равновесными n_0, p_0 концентрациями электронов и дырок остается такой же, как и в отсутствии освещения, и при $\delta < 1$ имеет вид /6/

$$n(p) = p \frac{(\theta + 1)p + \theta N_0^+ + (n_0 + \delta \theta p_0)(1 + \delta^{-1})}{(\theta + 1)p + N_0^0 + (n_0 + \delta \theta p_0)(1 + \delta^{-1})} \quad (3)$$

Здесь N^{-1}, N^0 - концентрации заряженных и нейтральных атомов примеси общей концентрации $N = N^{-} + N^0$ (индексом "0" отмечены равновесные значения), W_{0-}, W_{00} - вероятности процессов перезарядки:

$$e + N^0 \rightarrow N^{-}; h + N^{-} \rightarrow N^0; \quad (e - \text{электрон, } h - \text{дырка})$$

$$\theta = W_{0-} / W_{00} > 1; \quad \delta = N_{0-} / N_0^0.$$

Совместное биполярное движение электронов и дырок описывается системой уравнений переноса

$$-\frac{1}{e} \frac{d\gamma_p}{dx_1} = R_p - G_1; \quad \gamma_p = -eD_p \frac{dp}{dx_1} + e\mu_p(p + p_0)E_1, \quad (4)$$

$$\frac{1}{e} \frac{d\gamma_n}{dx_1} = R_n - G_1; \quad \gamma_p = eD_n \frac{dn}{dx_1} + e\mu_n(n + n_0)E_1. \quad (5)$$

Здесь E_1 - напряженность электрического поля; G_1 - интенсивность генерации электронов и дырок; R_n и R_p - скорости рекомбинации электронов и дырок; координата x_1 направлена от p-n перехода в глубь образца, толщина которого (в направлении, перпендикулярном x_1) меньше обратной величины коэффициента поглощения света.

В условиях электронейтральности полная плотность тока, протекающего через образец, $\gamma = \gamma_n + \gamma_p = \text{const}$. В дальнейшем γ будет рассматриваться как параметр, а напряженность



поля можно будет выразить через γ следующим образом:

$$E_1 = \frac{\gamma}{\epsilon_n + \epsilon_p} - \frac{e D_n (1 - \frac{dn}{dp})}{\epsilon_n + \epsilon_p} \frac{dp}{dx_1} \quad (6)$$

Подставляя (6) в (4), приходим к биполярному уравнению

$$-\frac{1}{e} \frac{d}{dx_1} \left(e D(p) \frac{dp}{dx_1} + \gamma \frac{\epsilon_p}{\epsilon_n + \epsilon_p} \right) = R_p - G_1; \quad (7)$$

$$\gamma_p = -e D(p) \frac{dp}{dx_1} + \gamma \frac{\epsilon_p}{\epsilon_n + \epsilon_p},$$

где $D(p)$ - коэффициент амбиполярной диффузии; $\epsilon_n, \epsilon_p, \mu_n,$

μ_p, D_n, D_p - проводимости, подвижности и коэффициент диффузии электронов и дырок соответственно.

Для дальнейшего анализа удобно перейти к безразмерным переменным

$$x = \frac{\gamma_p}{L_p}, \quad y = \frac{p}{n_0}, \quad t = \frac{x}{L_p}, \quad L_p^2 = D_p \tau_p, \quad \Sigma(y) = \frac{\epsilon_p}{\epsilon_n + \epsilon_p}, \quad (8)$$

$$\Delta = \frac{D(p)}{D_p}, \quad \rho = \frac{\tau_p}{n_0} R, \quad G = \frac{\tau_p}{n_0} G_1,$$

(τ_p - время жизни дырок) и заменить уравнение (7) эквивалентной ему системой

$$\left\{ \frac{dx}{dt} = -\epsilon [\rho(y) - G], \quad (9) \right.$$

$$\left. \epsilon \frac{dy}{dt} = \frac{\Sigma(y) - x}{\Delta(y)}; \quad \epsilon = \frac{e L_p n_0}{\gamma \tau_p}, \quad 0 \leq t \leq T, \quad (10) \right.$$

где T - длина образца, измеренная в единицах L_p .

Систему уравнений (9), (10) дополняют два граничных условия, отражающие природу контактов. Для рассматриваемого ниже диода с омическим тыловым контактом эти условия имеют

вид

$$x(0) = \gamma, \quad y(T) = \gamma e, \quad (II)$$

где γ - коэффициент инжекции с p - n перехода (близкий к единице), γe - концентрация (безразмерная) фотозобужденных дырок в пространственно однородном образце.

В условиях сильного дрейфа, когда $e \ll 1$, уравнение (10) содержит малый параметр при производной, что обычно указывает на существование областей быстрого изменения решения пограничных слоев [7]. Такие слои могут располагаться вблизи инжектирующих контактов (на границах области, в которой ищется решение) или внутри базовой области диода (внутренний пограничный слой). Вторая возможность соответствует распределению инжектированных носителей в форме статистического концентрационного домена, стенка которого разделяет область базы на обогащенную и обедненную свободными носителями части. В дальнейшем нас будет интересовать именно этот случай.

В формальном отношении условия образования концентрационного домена требуют, чтобы фазовая траектория укороченного решения ($\epsilon = 0$)

$$x = \Sigma(y) \quad (12)$$

имела точки локального экстремума. Далее, так как по определению

$$V(p) = \frac{j}{e} \frac{d}{dp} \Sigma(p) = \frac{j}{\epsilon_n \epsilon_p} f(p); \quad f(p) = \frac{n+n_0 - (p+p_0) \frac{dn}{dp}}{\frac{n+n_0}{\mu_p} + \frac{p+p_0}{\mu_n}}, \quad (13)$$

то упомянутое условие требует смены знака коэффициента амбиполярной скорости $V(p)$ (недвижимости $f(p)$). Следует отметить, что в диоде с омическим контактом концентрационный домен об-



разуется только в том случае, если $\chi(p)$ меняет знак с минуса на плюс.

Подставляя (3) в (13), определим P_α как точку, в которой $\mu(P_\alpha) = 0$

$$P_\alpha = -N_2 \frac{n_0 - P_0}{n_0 - P_0 + N_1 - N_2} + \sqrt{N_2^2 \frac{(n_0 - P_0)^2}{(n_0 - P_0 + N_1 - N_2)^2} - N_2 \frac{(N_2 n_0 - N_1 P_0)}{n_0 - P_0 + N_1 - N_2}} \quad (14)$$

Как видно из (14), возможны два случая - $\delta\theta > \frac{n_0}{P_0} > 1$ и $\delta\theta < 1$. В первом $\mu(p)$ меняет знак с минуса на плюс ($P_\alpha^2 \approx n_0^2 P_0 \theta^{-1}$), а во втором - в обратной последовательности. При этом последовательность смены знака определяется знаком производной $\frac{d}{dp} \mu(p)$, вычисленной в точке $p = P_\alpha$.

Приступим к реализации формальной схемы расчета, используя аппарат асимптотического разложения решений сингулярных краевых задач [5].

Будем искать решение системы (9), (10) в виде суммы функций

$$x(t) = x(s, \epsilon) + \Pi x(\tau); \quad s = \epsilon t, \quad (15)$$

$$y(t) = y(s, \epsilon) + \Pi y(\tau); \quad \tau = \frac{t - t_0}{\epsilon}, \quad (16)$$

зависящих от координаты t в сжатом (s) и растянутом (τ) масштабе; t_0 - координата пограничного слоя (стенки домена). Каждая функция, входящая в (15), (16), допускает разложение в ряд по степеням ϵ :

$$x(s, \epsilon) = x_0(s) + \dots; \quad y(s, \epsilon) = y_0(s) + \epsilon y_1(s) + \dots \quad (17)$$

$$\Pi x(\tau, \epsilon) = \Pi_0 x(\tau) + \epsilon \Pi_1 x(\tau) + \dots; \quad (18)$$

$$\Pi y(\tau, \epsilon) = \Pi_0 y(\tau) + \epsilon \Pi_1 y(\tau) + \dots$$



Подставляя (17), (18) в (9), (10), получим в нулевом приближении

$$\frac{dx}{ds} = -\rho(y) + G; \quad (19)$$

$$x - \Sigma(y) = 0; \quad 0 \leq s \leq \epsilon T. \quad (20)$$

Порядок системы (19), (20) на единицу меньше порядка исходной системы (9), (10). Поэтому решение укороченной ($\epsilon=0$) задачи не может удовлетворить обоим граничным условиям. Кроме того, обращение (2), требуемое для решения уравнения (19), представляет двузначную функцию. Обозначим через $y^\pm(x)$ ее ветви, соответствующие уменьшению плотности дырочного тока от $y=x(0)$ до $x_0 = x(t_0)$ и от x_0 до $x(\epsilon T) = \Sigma(y_\epsilon)$, и зафиксируем точку $s_0 (t_0 = \epsilon S_0)$. Из условия непрерывности тока следует, что $x^+(s_0) = x^-(s_0) \equiv x_0$; $x^+(s)$, $x^-(s)$ - распределение плотности тока дырок от 0 до t_0 и от t_0 до T . Таким образом, система (19), (20) эквивалентна двум дифференциальным уравнениям

$$\frac{dx^\pm}{ds} = G - \rho[y^\pm(x)], \quad (21)$$

которые следует решать с общим начальным условием $x(s_0) = x_0$. Решение этих уравнений образует двухпараметрическое семейство, а параметры $s_0(\epsilon)$, x_0 подлежат определению из двух граничных условий. Покажем как сделать это.

Заметим прежде всего, что для всех $\rho(\theta) < N_0^\circ \theta^{-1}$ рекомбинационный член пропорционален концентрации дырок, $R_p = \frac{P}{\alpha P}$, так что функция $\rho(y) = y$ линейная. Это же неравенству удовлетворяет и $P_\alpha = \sqrt{N_0^\circ P_0 \theta^{-1}}$, если $P_0 < N_0^\circ \theta^{-1}$ (обычно $P_0 \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$; $N_0^\circ \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $\theta \sim 10^2 \text{ см}^{-3}$). Случай,



когда $P(0) > \theta^{-1} N_0^0$, будет рассмотрен позднее.

Установим прежде всего вид зависимостей $y^{\pm}(x)$. В обогащенной носителями части базы, где $P(0) \geq P \geq P_{\alpha}$, функцию $x = \Sigma(y)$ будем аппроксимировать параболой

$$x = \Sigma(y) = \Sigma(y_{\alpha}) + \frac{1}{2} m_{\alpha} (y - y_{\alpha})^2 \quad (22)$$

с параметром m_{α} , который вычисляем по формуле

$$m_{\alpha} = \frac{d^2 \Sigma(y)}{dy^2} \Big|_{y=y_{\alpha}} \cong 2 \frac{\delta \theta^2}{b} \frac{n_0^2}{N_0^0 P_{\alpha}}, \quad P_{\alpha}^2 \cong N_0^0 P_0 \theta^{-1} \quad (23)$$

Разрешая (22) относительно $y^{\pm}(x)$

$$y^{\pm}(x) = y_{\alpha} + \sqrt{\frac{2}{m_{\alpha}} [x - \Sigma(y_{\alpha})]} \quad (24)$$

и подставляя (24) в (21), получим

$$s - s_0 = \int_{x_0}^{x(s)} \frac{dx}{-\rho[y^{\pm}(x)] + G} \quad (25)$$

Первое уравнение, связывающее параметры $s_0(E)$, x_0 , следует из (25) с учетом граничного условия $x(0) = y \approx 1$ и имеет вид

$$s_0(E) = m_{\alpha} \left\{ \sqrt{\frac{2}{m_{\alpha}}} - \sqrt{\frac{2}{m_{\alpha}} [x_0(s) - \Sigma(y_{\alpha})]} - (y_{\alpha} - G) \ln \frac{y_{\alpha} - G + \sqrt{\frac{2}{m_{\alpha}}}}{y_{\alpha} - G + \sqrt{\frac{2}{m_{\alpha}} [x_0(s) - \Sigma(y_{\alpha})]}} \right\} \quad (26)$$

Заметим, что $x_0(s)$ - плотность тока дырок на границе домена в присутствии освещения - меньше единицы. Поэтому третья слагаемое в правой части (26) упрощается

$$(y_{\alpha} - G) \ln \left[1 + \frac{\sqrt{\frac{2}{m_{\alpha}}}}{y_{\alpha} - G} \right] \approx \sqrt{\frac{2}{m_{\alpha}}}$$

так, что влияние освещения на поглощение стенки домена определяется в основном вторым слагаемым.

Вид функции $y^-(x)$ находится разложением $x = \sum(y)$ вблизи $y = y_G$

$$x = \sum(y_G) - (y - y_G)m_0, \quad y^-(x) = y_G + \frac{\sum(y_G) - x}{m_0}, \quad (27)$$

$$m_0 = \left. \frac{d\sum}{dy} \right|_{y=y_G} = b^{-1} \left(\frac{P_0}{n_0} \frac{\alpha_n}{\alpha_p} - 1 \right) > 0, \quad \frac{\alpha_n}{\alpha_p} \approx \delta\theta, \quad b = \frac{r_n}{r_p}. \quad (28)$$

Подставляя (27) в (21), получим

$$\ln \frac{\sum(y_G) - x(s)}{\sum(y_G) - x_0} = m_0(s - s_0), \quad s_0 \leq s \leq \epsilon T. \quad (29)$$

Из граничного условия $x(\epsilon T) = \sum(y_G)$ легко находим, что $x_0 = \sum(y_\alpha)$. Отметим, что $x_0(\epsilon)$ должен быть больше $\sum(y_\alpha)$, как это видно из (26). Физический смысл этого неравенства состоит в следующем. Так как при малых y функция $x = \sum(y)$ убывающая, то из неравенства $x_0(\epsilon) \geq \sum(y_\alpha)$ следует, что $y_G \leq y_\alpha$. Это значит, что уровень оптического возбуждения должен быть достаточно низким, чтобы смена знака $V(p)$ происходила при отличной от нуля концентрации инжектированных носителей.

Далее, так как

$$\frac{dx_0}{dG} = \frac{d}{dG} \frac{G + \frac{P_0}{n_0}}{(b \frac{\alpha_n}{\alpha_p} + 1)G + \frac{P_0}{n_0}} = b \frac{1 - \frac{P_0}{n_0} \frac{\alpha_n}{\alpha_p}}{\left[(b \frac{\alpha_n}{\alpha_p} + 1)G + \frac{P_0}{n_0} \right]^\alpha}, \quad (30)$$

то $\frac{\partial s_0(\epsilon, G)}{\partial G} > 0$ и, следовательно, стенка домена перемещается с увеличением G от инжектирующего контакта в глубь образца. Связанный с этим рост проводимости базы уменьшит



падение напряжения на ней и приведет к росту тока. В этом и состоит механизм оптически управляемой обратной связи, свойственной диоду с двойной инжекцией.

Вычислим вольт-амперную характеристику (ВАХ) образца. Для этого необходимо проинтегрировать поле E

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon^{-1} \frac{\sum(y)}{y + \frac{P_0}{n_0}} \left[1 + \varepsilon \left(1 - \beta \frac{d}{dy} \frac{n}{n_0} \right) \frac{dy}{dt} \right] \approx \varepsilon^{-1} \frac{\sum(y)}{y + \frac{P_0}{n_0}} \quad (31)$$

сдоль базы (поле измерено в единицах $kT/e\beta_p$, а потенциал $u - \beta kT/e$)

$$u = \int_0^T E(t) dt = \int_{x(0)}^{x_0} \frac{E dx}{\frac{dx}{dt}} + \int_{t_0(\varepsilon, G)}^T E(t) dt = \quad (32)$$

$$= \varepsilon^{-1} [T - t_0(\varepsilon, G)] \frac{\sum(y_0)}{y_0 + \frac{P_0}{n_0}} + \varepsilon^{-2} F(G) = \varepsilon^{-1} T \frac{\sum(y_0)}{y_0 + \frac{P_0}{n_0}} - \varepsilon^{-2} \Phi(\cdot),$$

$$F(G) = \frac{m\alpha^2}{2} \int_{\sqrt{\frac{2}{m\alpha} x_0(G)}}^{\sqrt{\frac{2}{m\alpha}}} \frac{y dy}{y^2 + \beta y + a}, \quad a = (y_\alpha - G) \left(\frac{P_0}{n_0} + y_\alpha \right) > 0,$$

$$\Phi(G) = \sqrt{2m\alpha} \left[1 - x_0^{y_2}(G) \right] \frac{\sum(y_0)}{y_0 + \frac{P_0}{n_0}} - F(G), \quad \beta = 2y_\alpha + \frac{P_0}{n_0} - G > 0.$$

Величина тока j_{min} , ε_{max}^{-1} и напряжение V_{min} , при котором начинается участок отрицательного дифференциального сопротивления на ВАХ образца, определяются из условия

$$\frac{\partial}{\partial(\varepsilon^{-1})} u = 0 \quad \text{и равны}$$

$$\varepsilon_{max}^{-1}(G) = \frac{T}{2\Phi(G)} \frac{\sum(y_0)}{y_0 + \frac{P_0}{n_0}}, \quad u_{max} = \frac{T^2}{4\Phi(G)} \left[\frac{\sum(y_0)}{y_0 + \frac{P_0}{n_0}} \right]^2. \quad (33)$$



Выше предлагалось, что концентрация дырок у инжектирующего контакта $p(0) < N_0^+ \theta^{-1}$. Если это условие не выполняется, но $p_0 < N_0^-$, то полученные выше результаты меняются следующим образом.

Так как неравенство $N_0^+ \theta^{-1} < p < N_0^-$ может выполняться только в обогащенной свободными носителями части базы, то предыдущий расчет должен быть изменен только в первой части. Эти изменения сводятся, по сравнению с предыдущим, к постоянству ρ , так как в упомянутом интервале концентрации R_p остается практически постоянным [4], равным $R_p^\infty = N N_0^- w_0$. Интегрируя уравнение (21) с условием $x(0) = 1$, $x(s_0) = x_0$, получим токовую зависимость $t_0(\epsilon, G)$ положения стенки домена

$$t_0(\epsilon, G) = \epsilon^{-1} \frac{1 - x_0(G)}{\rho - G}, \quad \rho = \frac{N}{n_0 \theta}. \quad (34)$$

Дифференцируя $t_0(\epsilon, G)$ по G , получим

$$\frac{\partial t_0}{\partial G} = \epsilon^{-1} \frac{-\frac{\partial x_0(G)}{\partial G} (\rho - G) + 1 - x_0(G)}{(\rho - G)^2} > 0,$$

так как $\frac{dt_0}{\partial G} < 0$ (см. (30)) и $x_0(G) < 1$.

В точке $t = t_0$ концентрация дырок испытывает скачок, равный

$$\Delta p = n_0 |y^+(x_0) - y^-(x_0)|, \quad (35)$$

и при $s \geq s_0$ распределение дырок не отличается от предыдущего случая. Что же касается функции $x = \Sigma(y)$, то в низкоомной части базы она линейная

$$x = \sum (y) = \frac{y + y_0}{\left(\epsilon + \frac{P_0}{n_0}\right) + \epsilon \cdot \frac{N_0^-}{\tau} + y} \approx \frac{n_0}{\epsilon N_0^-} y \quad (36)$$

в силу отмеченного неравенства для концентрации дырок. Это обстоятельство несущественно при расчете распределения плотности тока, но важно для расчета ВАХ образца.

Рассмотренный здесь случай соответствует увеличению "времени жизни" дырок с ростом их концентрации, и поэтому повторяет рассуждения /5/ с очевидным изменением обозначений.

Приступим к расчету ВАХ образца. Подставляя (34), (36) в (32) получим

$$u = \epsilon^{-2} \frac{1 - \alpha_0}{\rho_0 - G} \frac{\epsilon N_0^-}{n_0} + \epsilon^{-1} \frac{\sum (y_G)}{y_G + \frac{P_0}{n_0}} [T - t_0(\epsilon)] \quad (37)$$

Формулой (37) определены параметры ВАХ: ток $j_{min} (\epsilon^{-1}_{max})$ и напряжение V_{max} . В каждом из рассмотренных случаев напряжение на образце квадратично зависит от тока, если стенка домена достигает второго контакта.

Расчет токовой фоточувствительности $\left. \frac{\partial \epsilon^{-1}}{\partial G} \right|_{V=const}$

диода и коэффициента инжекционного усиления производится как и в работе /5/ и повторяет ее результаты, поэтому здесь он не приводится.

Поступила в печать 1.У.1987

Кафедра
физики твердого
тела

G.Gorgisheli, G.Kochoradze, G.Mikhailov,
Sh.Mirianashvili, N.Pankvelashvili

THEORETICAL ESTIMATION OF THE I-V CHARACTERISTICS OF
COMPENSATED SEMICONDUCTORS WITH DOUBLE-INJECTION
OF CARRIERS

Summary

The role of outer illumination from the self-absorption region at bipolar charge transfer in compensated semiconductors is discussed. Analysis of the drift problem is carried out for a semiconductor with a single recombination level. The I-V characteristic of a sample exposed to light is obtained. The optical modulation of conduction is shown to be due to concentration domain travel, i.e. the double injection diode is characterized by optically controlled feedback.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени

государственного университета

საბჭოთაო ბრძოლის წითელი რბილის მიჯნობისა და სპეციალური

უბიჯებისთვის ბრძოლა

275, 1987

СТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СИЛЬНОВЫРОЖДЕННЫХ ТОНКИХ ПЛЕНОК
СУЛЬФИДА МЕДИ p-СОСТАВЛЯЮЩИХ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

А.Н.Иванишвили, Р.В.Кантария, Н.И.Майсурадзе,
Т.М.Сванидзе, Т.В.Эгерашвили

Как известно, наиболее сильное влияние на отклонение от идеального свойства гетеропереходов (ГП) оказывает различие периодов решеток и температурных коэффициентов линейного расширения контактирующих материалов. В связи с этим функциональные возможности неидеальных солнечных преобразователей энергии с несительным рассогласованием параметров решеток больше 1% оцениваются невысоко /1/. Предполагается, что именно к таким системам относятся представляющие значительный интерес в фотоэнергетике поликристаллические тонкослойные солнечные элементы на основе ГП $Cu_{1,8}S-CdTe$ и ГП $Cu_{1,8}S-GaAs$ (InP) поликристалл-монокристалл, исследование нетривиального фотовольтаического эффекта в которых представляет несомненный теоретический и практический интерес /2-4/. Одна из таких работ сдерживается отсутствием электрических, а также физических свойств тонких сильновырожденных и нестехиометричных слоев сульфида меди.

В настоящей работе исследуются тонкие пленки $p^+-Cu_{2-4}S$



полупроводника, используемого в качестве оптимальных p^+ -составляющих резкоасимметричных солнечных преобразователей энергии структурой сульфид меди-фотоактивный полупроводник. В частности, ставится задача определения параметров элементарной ячейки, а также фазового состава и стехиометрии

$p^+ - Cu_{2-y}S$. Исследование пленок сульфида меди важно и тем, что особенности технологии нанесения $p^+ - Cu_{2-y}S$ на фотоактивные полупроводники *InP*; *CdTe*; *GaAs* и др. в производстве солнечных элементов практически не изучались.

Экспериментальные образцы пленок сульфида меди изготавливались термическим испарением навесок (см. табл.) в вакууме 10^{-5} мм.рт.ст. на ориентированных в направлении (100) плоскостях поверхности свежесколотых кристаллов *NaCl*. Реплики образцов исследовались на трансмиссионном и сканирующем электронных микроскопах EM-10/CP и *Nanolab-7* с приставкой микрорентгеноструктурного анализатора *Link-200*. Исследования проведены как в режиме непосредственного визуального наблюдения дифракционных и микродифракционных картин, так и в режиме фотографирования. Из эффекта Холла в пленке определены эффективные значения концентрации дырок и их подвижность (см. табл.).

Согласно [5] в используемом нами технологическом режиме конденсации p^+ - сульфид меди на фотоактивный полупроводник всегда существует вероятность формирования слоев с различными стехиометрическими составами: $1 \leq Cu/S \leq 2$. В указанной области стехиометрии при комнатной температуре известны не менее пяти стабильных фаз сульфида меди [6]. В связи с этим при исследовании структурных свойств тонких слоев $p^+ - Cu_{2-y}S$



возникла необходимость сравнения экспериментальных результатов исследований со всеми известными в литературе структурами сульфида меди и их параметрами. Для этих целей со специальной программой использовалась ЭВМ CRAFIX. Идентификация электронограмм происходила путем нахождения расстояния от центра пятна до соответствующих рефлексов и с последующим использованием формулы Вульфа-Брега: $n\lambda = d_{hkl} \sin \theta$, в которой $n\lambda$ - постоянная прибора. После определения параметров элементарной ячейки и соответствующей ей фазы, из диаграммы состояний медь-сера [7] находили стехиометрию пленок (см. табл.).

Электронографические исследования показывают, что испарение порошка, близкого по составу к $Cu_{1,8}S$, приводит к формированию на плоскости конденсации ультрамелкодисперсионных слоев с отдельными неравномерно разбросанными по поверхности двумерными кристаллическими включениями удлиненной формы. В поперечном сечении размеры таких кристаллических включений достигают до $\sim 200\text{Å}$ (рис. 1а). Как правило, кристаллиты ориентированы произвольно и во всех возможных d_{hkl} направлениях самостоятельно дифрагируют (рис. 1б). Последнее, как известно, существенно осложняет расчет электронограмм.

С повышением содержания серы в навеске наблюдается характерное увеличение размеров отдельных кристаллических включений до $400+700\text{Å}$ и выше (рис. 2а), а также выкристаллизация отдельных включений. Увеличение линейных размеров кристаллитов на электронограммах отражается уширением микродифракционных концентрических колец (рис. 2б). В ряде случаев, внутри кристаллических включений наблюдаются линейные дефекты (рис. 2в).

Видимо, можно предположить, что процесс текстурирования основной массы пленок сульфида меди начинается значительно ранее, при относительно низких температурах подложки, поскольку, при $\sim 500\text{K}$ наблюдается окончание роста кристаллитов. При этом на плоскости конденсации появляются отдельные локальные участки (рис. 3а, б) с повышенным содержанием меди - квазиметаллические центры /8/, а также перекрытия между отдельными плоскостными $d_{\text{НК}}$ расстояниями (рис. 3в).

Согласно полученным результатам, сульфид меди, изготовленный в технологическом режиме формирования эффективных солнечных элементов, является двухфазным. Существенно, что низкотемпературный псевдокубический дигенит с периодом решетки $a_K = 0,556 \text{ н.}$ в виде отдельных кристаллических включений присутствует в основной массе пленки - анализе с параметрами: $a = 0,769 \text{ нм}$, $b = 0,784 \text{ нм}$ и $c = 1,108 \text{ нм}$. Необходимо заметить, что экспериментальные результаты, полученные в настоящей работе, хорошо совпадают с ранее опубликованными данными /8-II/, касающимися объемных кристаллов сульфида меди.

Таким образом, исследования тонких слоев сильновырожденных пленок сульфида меди показывают:

- а) отличие стехиометрии p^+ -составляющих эффективных резкоасимметричных III сульфид меди - фотоактивный полупроводник от принятых до настоящего времени в фотоэнергетике значений - $Cu_{1,8}S_{12+4/}$;
- б) двухфазность слоев, состоящих из анализа и дигенита, составы которых определяются областью: $1,76 \leq Cu/S \leq 1,79$;
- в) отсутствие практической возможности эпитаксиального

роста p^+ -тонких пленок на $CdTe$, InP , $GaAs$ и др. полупроводниках;

г) неразрывность пленок с толщинами в пределах $100-500\text{\AA}$.

Поступила 19.XI.1986

НИИ полупроводникового
материаловедения

Литература

1. А.Милнс, Д.Фойхт. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник, Мир, 1975, 74.
2. С.Ю.Павелец, И.В.Папидзе. ЖТФ, 1981, 51, II, 2388.
3. С.Ю.Павелец. Гелиотехника, 1982, 4, 3.
4. Р.В.Кантария и др. Сообщения АН СССР, 1986, 403, 509.
5. Р.Б.Шафизаде, И.В.Иванкова, М.М.Козинч. Неорг.Матер., 1975, II, 2, 353.
6. М.Савелли, Дж.Бутнот. Преобразование солнечной энергии, под редакцией Б.Серафина, Энерг. М., 1982, 189.
7. В.А.Дроздов, М.М. Мельников. ФТН, 1972, 7, 6, II 94.
8. Г.З.Идриган, Г.П.Сорокин. Неорг.Матер., 1975, II, 9, 1963, I.
9. Г.П.Сорокин, И.Я.Андроник, Е.В.Ковтун. Неорг.Матер., 1975, II, 12, 2129.
10. В.Н.Конеv, В.А.Кудинov. Неорг.Матер., 1973, 9, 7, II 2.
11. В.М.Глазов, А.С.Бурханов. Неорг.Матер., 1980, 16, 4, 565.

Таблица

Исходные вещества и их весовое соотношение	Температура подложки К	Параметры элементарной ячейки основной массы пленки, нм	Подвижность / В. см ⁻² сек ⁻¹	Холловская константа - для дырок, см ³	Параметры элементарных кристаллических включений нм	Стехиометрия основной фазы, нм	Стехиометрия отдельных кристаллических включений
Cu _{1,8} S	~300	a=0,769 b=0,784 c=1,104	≥ 1	~10 ²¹	a _к =0,555±0,556	Cu _{1,75} S	Cu _{1,765±0,79} S
Cu _{1,8} S+S	~300	-	≤ 1	~10 ²¹	-	-	-
Cu _{1,8} S	~500	-	≥ 1	10 ²⁰ +10 ²¹	-	-	-
Cu _{1,8} S+S	~500	-	≤ 1	10 ²⁰ +10 ²¹	-	-	-



ა. ივანიშვილი, რ. კანტარია, ი. მაისურაძე,

მ. სვანიძე, თ. ეტერაშვილი

გეოგრაფიკული მარცხენა ნაწილის P-ნაწილის
საინჟინრო სპეციალური მუშაობის სტრუქტურის
დაზოგადება
სტრუქტურა

პრეზენტაციაში აღწერილია იქნა შენახვის დროს ელემენტებში
 $P^+-Cu_{x-y}S$ მისთვის გამოყენებული საინჟინრო სპეციალური
 $d \leq 500 \text{ \AA}$, დაიწყო გამოკვლევები $P \geq 5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ფენების სტრუქტურა.
განსაზღვრულია კონკრეტული სიღრმეებში ნარჩენული ფენის
გამოწმის შემდგომი და ელემენტარული უჯრედის პარამეტრები.

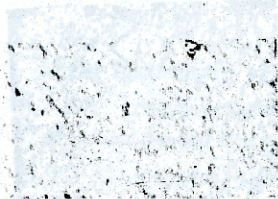
A. Ivanishvili, R. Kantaria, I. Maisuradze, T. Svanidze,

T. Eterashvili

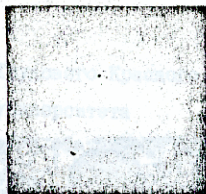
INVESTIGATION OF THIN FILMS OF CUPRIC SULPHIDE REPRESENTING
THE p-PART OF PHOTOELECTRIC TRANSFORMERS

Summary

The structure of strongly degenerated $P \geq 5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ thin $d \leq 500 \text{ \AA}$
films of $Cu_{x,y}S$ used in solar cells as a component of $P^+-Cu_{x-y}S$ is
investigated practically for the first time. The phasal composition of films
developed on the surface of condensation and the parameters of the element
cell have been determined.



ա



բ

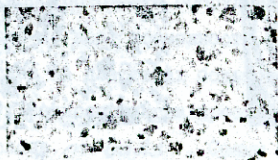
Րիս. 1ա - Էլեկտրոն-միկրոսկոպիկական տեմոպոլնոյե իզոբրաժեմնե մեյկոդիսպերսիոննոյ սլոյ ըր շեմեյնիկնե $1.6 \times 10^5 \times$;
բ - ճիֆրակցիոն մեյկոդիսպերսիոննոյ տեկտուրիւրոյաննոյ սլոյ;



ա



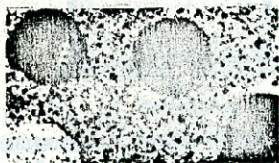
բ



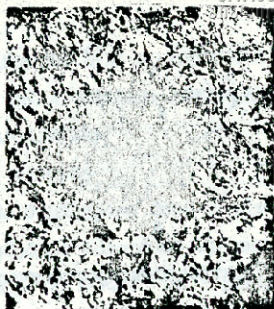
Վ

Րիս. 2ա - իզոբրաժեմնե օբոգաժեննոյ սերիւ պոլիկրիստալիկական սլոյ ըր շեմեյնիկնե $8 \cdot 10^4 \times$. Րազմերնե օտժեմնեյնե կրիստալիկական վեյկոժեմնեյնե կոստաւեյնե $L_k \ll 800 \text{ \AA}$,
բ - միկրոճիֆրակցիոննոյ կարտինա օտ խօստիկեսկի օրիենտիրօյաննեյնե կրիստալիկական վեյկոժեմնեյնեյնե.
Վ - լինեյնե ճեֆեկտնե Վ օտժեմնեյնե կրիստալիկական վեյկոժեմնեյնեյնե.

041936330
010335

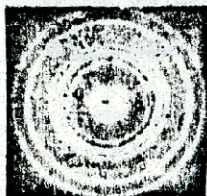


а



б

Рис. Заб - характерные для высоких ~ 500 К температур включения округлой формы в мелкодисперсионных слоях при увеличении $2 \cdot 10^4 \times$, $6,4 \cdot 10^4 \times$.



в



г

Рис. Зв - микродифракционная картина текстурированного слоя.

г - зародыш роста в слоях при увеличении $6,4 \cdot 10^4 \times$.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
 государственного университета
 საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის ტბილისის სახელმწიფო
 უნივერსიტეტის შრომები
 275, 1987

ДИФФУЗИЯ Sn в GaAs ИЗ ЛЕГИРОВАННЫХ СЛОВСМ
 ПЛАТОК SiO₂

И.Ф.Божанова, Е.К. Немсадзе, И.В.Чикваидзе

Основной проблемой создания структур на основе GaAs для изготовления полупроводниковых приборов является получение слоев *n-GaAs* малой толщины (~ 0,1-0,2 мкм). С этой целью в настоящее время широко используются методы ионной имплантации, газофазной эпитаксии, а также молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Методы ионной имплантации и МЛЭ требуют сложного и дорогостоящего оборудования, а метод газофазной эпитаксии пока не дает возможности получать однородные по толщине тонкие слои на пластинах большого диаметра. Поэтому разработчики ищут технологически простые и дешевые методы получения тонких слоев *n-GaAs*. Самым подходящим в этом смысле является метод диффузии, который интенсивно исследовался с начала 60-х годов (см. например, [1-3]). Однако, ввиду того, что поверхность арсенида галлия сильно подвержена эрозии при высоких температурах диффузии из-за летучести мышьяка, исследования в этом направлении приостановились. Но в последние годы появились работы, в которых предлагается еще один способ получения тонких слоев *n-GaAs* - диффузия из специально легированных слоев SiO₂, нанесенных методом



Институт физики и математики
Академии наук СССР
Москва

центрифугирования /4-6/. Преимуществом этого способа является достижение полной защиты поверхности полупроводника при термообработке.

Нами исследовалась диффузия Sn в $GaAs$ при температурах порядка $800^{\circ}C$ с целью создания активных n -областей в полуизолирующем $GaAs$, а также для получения подконтактных n^+ -областей в эпитаксиальных пленках $n-GaAs$.

Диффузия проводилась из легированных оловом пленок SiO_2 , нанесенных методом центрифугирования, для чего была использована двухкомпонентная эмульсия состава $SnO_2: SiO_2 = 1:10$.

Эмульсия наносилась на обычном фотолитографическом оборудовании при скорости вращения центрифуги 3000 оборот/мин. в течение ~ 30 сек. Для исследования использовались образцы:

$i-GaAs$ (с ориентацией (100), компенсированные Cu),
 $i-GaAs$ с буферным слоем и $n-GaAs$ с концентрацией носителей 10^{15} см^{-3} и 10^{17} см^{-3} .

Последовательность проводимых процессов была следующей. Сначала на образец наносилась двухкомпонентная эмульсия и проводилась сушка при температуре $400^{\circ}C$ в течение 30 мин. (толщина легированного слоя SiO_2 после сушки составляла $\sim 0,15-0,20$ мкм). Затем с помощью фотолитографии производилось формирование активных и подконтактных областей. После этого наносилось защитное покрытие: либо однокомпонентная эмульсия SiO_2 , либо SiO_2 , сформированное плазмо-химическим методом, либо Si_3N_4 , полученное ионно-плазменным распылением (толщина покрытия, соответственно, составляла 0,3; 0,4 и 0,15 мкм). Затем проводилась диффузия при темпе-



ратуре 800°C в течение 10-30 мин. Процессы сушки и диффузии проходили в печи с открытой трубкой в атмосфере азота. Эмульсия удалялась травлением в плавиковой кислоте, после чего образцы кипятились в соляной кислоте. Толщина полученных диффузионных слоев определялась послойным травлением (травитель состава $\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1:1:40$) и составляла в среднем 0,2-0,3 мкм. Электрофизические параметры диффузионных слоев, измеренные на сплошных структурах методом Ван-дер-Пау, приведены в табл. I.

Таблица I.

№ образцов	Тип материала	Время диффуз. мин.	Удельн. сопротив. Ом см.	Концент. носит., см ⁻³	Подвижн. носит., см ² /В.с.
17	<i>i</i> -GaAs	10	0,031	$7,7 \cdot 10^{16}$	2750
20	"	20	0,026	$1,1 \cdot 10^{17}$	2200
23	"	30	0,003	$7,0 \cdot 10^{18}$	2150
59	буф. <i>i</i> -GaAs	10	0,035	$1,2 \cdot 10^{17}$	1500
60	<i>n</i> -GaAs 10^{17} см^{-3}	10	0,001	$1,9 \cdot 10^{18}$	3400
77	"	10	0,002	$1,2 \cdot 10^{18}$	2600
103	<i>n</i> -GaAs 10^{15} см^{-3}	10	0,029	$8,0 \cdot 10^{16}$	2700
98	"	10	0,026	$1,0 \cdot 10^{17}$	2400

Контрольный термоотжиг образцов *n*-GaAs, аналогичных по своим параметрам с исходными образцами, проведенный в режиме диффузии, показал, что никаких изменений электро-



физических параметров в результате такой термообработки не происходит. Исследования распределения концентрации Sn по глубине образца, проведенные методом послойного травления, показали, что полученные диффузионные слои однородны по концентрации и обладают одинаковой толщиной по всей пластине, а также резким фронтом распределения примеси (см.рис.1). Состав приповерхностных слоев образцов, подвергнутых диффузии, и контрольных определялся с помощью электронографа типа УЭМВ 100 К. Эти исследования выявили на поверхности $GaAs$, подвергнутого диффузии, наличие тонких слоев собственного оксида Ga_2O_3 толщиной 100-150 Å.

Резюмируя, можно сказать, что селективная диффузия Sn из легированных пленок SiO_2 позволяет формировать в образцах полупроводящего $GaAs$ и $i-n_2-GaAs$ с буфером активные области, а в образцах $n-GaAs$ создавать низкоомные подконтактные n^+ -области. Измерения контактного сопротивления, проведенные на тестовых площадках (контакты из сплава $Au:Ge$), показали, что его величина на изготовленных нами структурах $n-i-GaAs$ в 2-3 раза меньше (7-8 Ом.см), чем на спутниках с аналогичными концентрациями носителей; для n^+ -областей на полученных структурах $n^+-n-GaAs$ она уменьшается по сравнению с данными для спутников примерно на 2^3 порядка в случае образцов $n-GaAs$ с концентрацией 10^{15} см^{-3} и примерно в 5 раз для образцов с концентрацией 10^{17} см^{-3} . Таким образом, описанный метод дает возможность получить приборы на основе $GaAs$, является простым и дешевым. Однако, с точки зрения воспроизводимости результатов этот способ тре-



ბუეტ проведения дальнейшего исследования, что, вероятно, связано с неудовлетворительной адгезией используемых пленок к арсениду галлия.

Поступила Г.У.1987

Литература

1. B.Goldstein, H.Keller, J.Appl. Phys., 32, N 6, 1961.
2. R.W.Fane, A.L Goss. Sol-State Electron., 6, 383, 1963.
3. W.Won Muench. Sol-State Electron., 9, 619, 1966.
4. N.Arnold, H.Daembkes et al. Electron. Lett., 16, 923, 1980.
5. Y.L.Nissim, J.F.Gibbons et al. Appl. Phys. Lett., 37, 89, 1980.
6. Y.Ishii, Y.Kawasaki. Electron. Lett., 17, N22, 1981.

ბ. ბუეტიანი, ე. ნუნესიძე, ი. ჩიკვაძე.

SiH-ის რიფუზია *GaAs*-ზე მარილ ლავროვანი *SiO₂*-ის
 ჟანგბოვან
 რეფუზიუ

გამოკვლეული იყო *SiH*-ის რიფუზია გარიჟების არსებობის 800°C ჟანგბოვან ზედაპირზე ნახევრადმარტივი რეპერ *GaAs*-ში აქტიური *n*-უბნების და *n-GaAs*-ის უნიტარული ფორმის რაბალიზაციის *n*⁺-უბნების მიწოდების მიზნით. რიფუზია ჟანგბოვან მარილ ლავროვანი *SiO₂*-ის ჟანგბოვან, რიფუზიის რაფუზიის იყო ცენტრირების საშუალებით. მიღებული იყო უნიტარული რიფუზიის ჟანგბოვანი მარტივების კონცენტრაციის 10¹⁶ - 10¹⁸ სმ⁻³ და დარბობით 1500-2500 სმ²/ვ.სმ. რამბაღბული იყო *n-i-GaAs* და *n⁺-n-i-GaAs* სტრუქტურები, რიფუზიის შიგნით გამოფრეზული იქნან ნახევარგამოფრეზული ბელსანგობის მისაღებად.



L. Bezhanova, E. Nemsadze, L. Chikvaidze

Sn DIFFUSION INTO GaAs FROM Sn-DOPED SiO₂ FILMS

Summary

Sn diffusion into GaAs at T=300° C has been studied in order to form active n-regions in semi-insulating GaAs as well as to obtain low-resistive subcontact n⁺-regions in epitaxial GaAs films. The diffusion was carried out from Sn-doped SiO₂ films deposited by spin. Uniform diffusion layers having carrier concentration 10¹⁶+10¹⁸ cm⁻³ and mobilities 1500+2500 cm²/V.s were obtained.

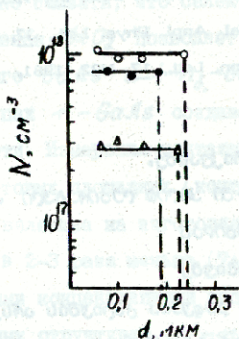


Рис. Распределение концентрации носителей N в диффузионном слое по глубине d (температура диффузии 300°С, время - 10 мин.).

• - диффузия в *i*-GaAs; о - исходная концентрация носителей 1·10¹⁷ см⁻³; Δ - исходная концентрация носителей 2·10¹⁵ см⁻³.



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени

государственного университета

საბჭოთაო მშრომელთა წითელი გზების მუშაკთა სსრკ-ის

უნივერსიტეტის შრომები

275, 1987

ЗАДАЧА НУКЛОН-НУКЛОННОГО РАССЕЙЯНИЯ В РАМКАХ

УРАВНЕНИЯ ЛОУ

А.И.Мачавариани, А.Д. Челидзе

Введение

Современная модель однобозонного обмена (ОБО) для нуклон-нуклонного взаимодействия /1,2,3/ основывается на уравнениях типа Липпмана-Швингера с релятивистской кинематикой, которые получаются из уравнений Бете-Солпитера в результате квазипотенциальной редукции. Но, как известно, такие редукции не являются единственными и в зависимости от выбранного варианта получаются различные потенциалы и пропагаторы в конечных трехмерных уравнениях. При этом остается невыясненной сама точность аппроксимации уравнений Бете-Солпитера уравнениями квазипотенциального типа, т.к. все поправки к квазипотенциалу от искажения исходной функции Грина четырехмерной теории учесть практически очень сложно. Кроме того в ОБО модели делается еще одно существенное упрощение: в ОБО модели мезон-нуклонные формфакторы зависят от переданного 4-импульса нуклонов $t = (p' - p)^2$, т.е. учитывается немассовый выход только мезонов в промежуточном состоянии. А в исходной четырехмерной теории Бете-Солпитера мезон-нуклонные формфакторы зависят не только от переданного 4-импульса t , но и от немассовых



переменных нуклонов ρ^1 и ρ^2 . Сама вершинные функции в ОБО модели определяются феноменологически из-за того, что в рамках квантовой хромодинамики до сих пор не существует способа построения таких функций. Однако имеются попытки на основе той или иной модели кварк-глюонной динамики получить мезон-нуклонные формфакторы /4,5,6/.

В данной работе рассматривается один упрощенный и, следовательно, более практический вариант модели мезонного обмена нуклон-нуклонных взаимодействий, предложенный в работе /7/ на основе уравнений типа Лоу. Преимущество этой модели заключается в том, что с самого начала рассматриваются трехмерные релятивистские уравнения, которые в случае эрмитовости потенциального члена эквивалентны уравнениям Липпмана-Швингера с релятивистской кинематикой. В предлагаемом подходе вершинные функции, учитывающие немассовый выход промежуточных мезонов, входят в выражение нуклон-нуклонного потенциала отдельно от мезон-нуклонных вершинных функций с немассовым выходом лишь одного нуклона. Следовательно, появляется возможность исследовать роль немассового выхода нуклонов в низкоэнергетическом NN рассеянии.

Если в рассматриваемых в данной работе уравнениях Лоу применить древесное приближение для NN потенциала и подставить в него обрезающие мезон-нуклонные формфакторы, зависящие лишь, согласно ОБО модели, от t , тогда полученные уравнения опять-таки сводятся к уравнениям Липпмана-Швингера. Нуклон-нуклонный потенциал этих уравнений по своей форме наиболее близок к NN потенциалам ОБО модели, построен-



ным в рамках квазипотенциальных подходов с учетом эффектов запаздывания /2,3/. Проведены сравнения решений полученных таким образом уравнений с экспериментальными значениями фаз рассеяния до 300 МэВ и с решениями квазипотенциальных уравнений из работы /3/ при одинаковой параметризации обрезających факторов.

1. Уравнения Лоу.

Везде ниже мы используем обозначения и нормировки из книги /8/, при этом константы нормировки \mathcal{N} для краткости опустим. Нуклон-нуклонную t -матрицу рассеяния представим через связанные части матриц переходов $\langle P_1' s_1' | \mathcal{Y}_{P_2' s_2'}(0) | P_1 s_1, P_2 s_2; in \rangle_c$ между нуклонами 1 и 2 в начальном $| P_1 s_1, P_2 s_2; in \rangle$ и конечном $\langle P_1' s_1', P_2' s_2'; out |$ состояниях

$$\langle P_1' s_1', P_2' s_2' | t | P_1 s_1, P_2 s_2 \rangle = \hat{\Phi}_{1'2'} \langle P_1' s_1' | \mathcal{Y}_{P_2' s_2'}(0) | P_1 s_1, P_2 s_2; in \rangle_c = (1)$$

$$= \hat{\Phi}_{1'2'} \langle 0 | \mathcal{E}_{out}(P_1' s_1') \mathcal{Y}_{P_2' s_2'}(0) - \mathcal{Y}_{P_2' s_2'}(0) \mathcal{E}_{in}(P_1' s_1') | P_1 s_1, P_2 s_2; in \rangle,$$

где $\hat{\Phi}_{1'2'}$, оператор антисимметризации, выражается через оператор перестановки $P_{1'2'}$ нуклонов 1 и 2 в конечном состоянии $\hat{\Phi}_{1'2'} = 1/2(1 - P_{1'2'})$ и $\hat{\Phi}_{1'2'}^2 = \hat{\Phi}_{1'2'}$; $\mathcal{Y}_{PS}(x)$ выражается через взаимодействие Дирака $\psi_\alpha(x)$ и плоскую волну нуклона $\bar{u}_{PS}(x)$ следующим образом:

$$\mathcal{Y}_{PS}(x) = \bar{u}_{PS}(x) \gamma_\alpha \mathcal{Y}(x) = \left[\bar{u}_{PS}(x) (i \nabla_x - M) \right]_\alpha \psi(x). \quad (2)$$

Явный вид операторов уничтожения $b_{in}(PS)$, плоских волн $u_{PS}(x)$ и $f_g(x)$ приведен в книге /8/. Из редукционных формул следует



$$\begin{aligned}
 & \hat{\Phi}_{1'2'} \langle P_1' s_1' | \gamma_{P_2' s_2'}(0) | P_1 s_1 P_2 s_2; in \rangle = \\
 & = -i \hat{\Phi}_{1'2'} \hat{\Phi}_{12} \int d^4 y \langle P_1' s_1' | T(\gamma_{P_2' s_2'}(0) \bar{\Psi}_\beta(y)) | P_2 s_2 \rangle [(-i\nabla_y - M) u_{P_2 s_2}(y)]_\beta = \\
 & = \hat{\Phi}_{1'2'} \hat{\Phi}_{12} \left[\int d^4 y \langle P_1' s_1' | T(\gamma_{P_2' s_2'}(0) \bar{\gamma}_{P_2 s_2}(y)) | P_2 s_2 \rangle + \right. \\
 & \quad \left. + \int d^4 y \delta(y^0) \langle P_1' s_1' | \{ \gamma_{P_2' s_2'}(0), \bar{b}_{P_2 s_2}^+(y) \} | P_2 s_2 \rangle \right], \quad (3)
 \end{aligned}$$

где T обозначает хронологическое произведение, фигурные скобки соответствуют антикоммутатору операторов. Используя интегральное представление ступенчатой функции и условие полноты $\sum_n |n; in\rangle \langle in; n| = 1$, после трансляционных преобразований по y можно получить

$$\begin{aligned}
 & \hat{\Phi}_{1'2'} \langle P_1' s_1' | \gamma_{P_2' s_2'}(0) | P_1 s_1 P_2 s_2; in \rangle = \\
 & = \hat{\Phi}_{1'2'} \hat{\Phi}_{12} \langle P_1' s_1' | \{ \gamma_{P_2' s_2'}(0), \bar{b}_{P_2 s_2}^+(0) \} | P_1 s_1 \rangle + \quad (4) \\
 & + (2\pi)^3 \hat{\Phi}_{1'2'} \hat{\Phi}_{12} \sum_n \langle P_1' s_1' | \gamma_{P_2' s_2'}(0) | n; in \rangle \frac{\delta^{(3)}(\vec{P}_1 + \vec{P}_2 - \vec{P}_n)}{E_{P_1} + E_{P_2} - E_n + i\epsilon} \langle n; in | \\
 & \cdot \gamma_{P_2 s_2}(0) | P_2 s_2 \rangle - (2\pi)^3 \hat{\Phi}_{1'2'} \hat{\Phi}_{12} \sum_n \langle P_1' s_1' | \bar{\gamma}_{P_2 s_2}(0) | n; in \rangle \cdot \\
 & \cdot \frac{\delta^{(3)}(\vec{P}_1 - \vec{P}_2 - \vec{P}_n)}{E_{P_1} - E_{P_2} - E_n + i\epsilon} \langle n; in | \gamma_{P_2' s_2'}(0) | P_2 s_2 \rangle,
 \end{aligned}$$



где E_n и \vec{P}_n обозначают полную энергию промежуточного n -частичного состояния, а $E_p = (\mu^2 + \vec{p}^2)$ - энергия нуклона, данная во втором и третьем слагаемых правой части равенства (4). Выделим связанные части в матрицах переходов, т.е. проведем кластерное разложение подобно тому, как это сделано для пион-нуклонной задачи в работе /10/. Тогда для второго слагаемого в (4) получим

$$\begin{aligned} & \sum_n \langle P_1' s_1' | \gamma_{P_2' s_2'}^{(0)} | n; in \rangle \frac{\delta^{(3)}(\vec{P}_1 + \vec{P}_2 - \vec{P}_n)}{E_{P_2} + E_{P_2} - E_n + i\epsilon} \langle n; in | \bar{\gamma}_{P_1 s_1}^{(0)} | P_2 s_2 \rangle = \\ & = \sum_n \langle P_1' s_1' | \gamma_{P_2' s_2'}^{(0)} | n; in \rangle_c \frac{\delta^{(3)}(\vec{P}_1 + \vec{P}_2 - \vec{P}_n)}{E_{P_1} + E_{P_2} - E_n + i\epsilon} \langle n; in | \bar{\gamma}_{P_1 s_1}^{(0)} | P_2 s_2 \rangle_c + \\ & + \sum_n \langle P_1' s_1' | \gamma_{P_2' s_2'}^{(0)} | P_2 s_2; n; in \rangle_c \frac{\delta^{(3)}(\vec{P}_1 - \vec{P}_n)}{E_{P_1} - E_n + i\epsilon} \langle n; in | \bar{\gamma}_{P_1 s_1}^{(0)} | 0 \rangle + \\ & + \sum_n \langle 0 | \gamma_{P_2' s_2'}^{(0)} | n; in \rangle \frac{\delta^{(3)}(\vec{P}_1 + \vec{P}_2 - \vec{P}_1 - \vec{P}_n)}{E_{P_1} + E_{P_2} - E_{P_1} - E_n + i\epsilon} \langle n; in; P_1' s_1' | \bar{\gamma}_{P_1 s_1}^{(0)} | P_2 s_2 \rangle_c - \\ & - \sum_n \langle 0 | \gamma_{P_2' s_2'}^{(0)} | P_2 s_2; n; in \rangle \frac{\delta^{(3)}(\vec{P}_1 - \vec{P}_1 - \vec{P}_n)}{E_{P_1} - E_{P_1} - E_n + i\epsilon} \langle in; n; P_1' s_1' | \bar{\gamma}_{P_1 s_1}^{(0)} | 0 \rangle. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь индекс "с" так же, как в формуле (I), обозначает связанную часть матрицы перехода, а знак "-" в последнем слагаемом возник из-за антикоммутации операторов $b_{in}^{\dagger}(P_1' s_1')$ и $b_{in}^{\dagger}(P_2 s_2)$. Второе и третье слагаемые правой части формулы (5) определяются мезон-двухнуклонными промежуточными

состояниями. В низкоэнергетической области обычно пренебрегают связанными частями матриц переходов с такими мезон-двухнуклонными промежуточными состояниями. Поэтому эти слагаемые мы опустим и в дальнейшем ограничимся рассмотрением лишь мезонных и $n=d, NN$ промежуточных состояний. Аналогично (5) можно рассмотреть и кластерное разложение третьего слагаемого уравнений (4). Однако после кластерного разложения этого члена кроме связанной части получаются дополнительные слагаемые, которые определяются $NN\bar{N}N - N$ матрицами переходов и $\bar{d}, \bar{N}\bar{N}$ промежуточными состояниями. Поэтому кластерное разложение последнего слагаемого уравнения (4) в низкоэнергетической области не дает новых членов. Окончательно уравнения (4) представим в виде

$$\begin{aligned}
 \langle P_1' s_1' P_2' s_2' | t | P_1 s_1 P_2 s_2 \rangle &= \langle P_1' s_1' P_2' s_2' | Y | P_1 s_1 P_2 s_2 \rangle + \\
 &+ \langle P_1' s_1' P_2' s_2' | V | P_1 s_1 P_2 s_2 \rangle + (2Q)^3 \sum_{m=d, NN} \langle P_1' s_1' P_2' s_2' | t | m \rangle \cdot \\
 &\cdot \frac{\delta^{(3)}(\vec{P}_1 + \vec{P}_2 - \vec{P}_m)}{E_{P_1} E_{P_2} - E_m + i\epsilon} \langle m | t^+ | P_2 s_2 P_1 s_1 \rangle,
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

где мы воспользовались определением нуклон-нуклонной t -матрицы по формуле (I) и тем обстоятельством, что

$$\begin{aligned}
 \langle m | t^+ | P_1 s_1 P_2 s_2 \rangle &= \hat{\Phi}_{1,2} \langle m; in | \bar{d}_{P_2 s_2}^{(0)} | P_1 s_1 \rangle_c = \\
 &= [\hat{\Phi}_{1,2} \langle P_1 s_1 | \bar{d}_{P_2 s_2}^{(0)} | m; in \rangle]^+ .
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

Кроме того для получения замкнутой системы уравнений мы учли лишь нижайшие по числу промежуточных состояний $m=d, NN$. Входящий в уравнения (6) потенциал определяется при помощи чайкообразных слагаемых

$$\langle P_1' s_1' P_2' s_2' | Y | P_1 s_1 P_2 s_2 \rangle = \quad (8)$$

$$= \hat{\Phi}_{1'2'} \hat{\Phi}_{12} \langle P_1' s_1' | \{ \gamma_{P_1' s_1'}^{(0)}, b_{P_1 s_1}^+ \} | P_2 s_2 \rangle$$

и при помощи слагаемых с мезонными промежуточными состояниями

$$\langle P_1' s_1' P_2' s_2' | V | P_1 s_1 P_2 s_2 \rangle = -(2\mathcal{D})^3 \hat{\Phi}_{1'2'} \hat{\Phi}_{12} \sum_{n=\mathcal{P}, \mathcal{P}, \omega, 2\mathcal{P} \dots} \sum \langle P_1' s_1' | \bar{\gamma}_{P_2 s_2}^{(0)} | n; in \rangle \cdot$$

$$\frac{\delta^{(3)}(\vec{P}_1' - \vec{P}_1 - \vec{P}_n)}{E_{P_1'} - E_{P_1} - E_n} \langle n; in | \gamma_{P_2' s_2'}^{(0)} | P_2 s_2 \rangle - (2\mathcal{D})^3 \hat{\Phi}_{1'2'} \hat{\Phi}_{12} \sum_{n=\mathcal{P}, \mathcal{P}, \omega, 2\mathcal{P} \dots} \sum \cdot$$

$$\cdot \langle 0 | \gamma_{P_2' s_2'}^{(0)} | n; in \rangle \frac{\delta^{(3)}(\vec{P}_1' - \vec{P}_1 - \vec{P}_n)}{E_{P_1'} - E_{P_1} - E_n} \langle n; in | P_1' s_1' | \bar{\gamma}_{P_1 s_1}^{(0)} | 0 \rangle. \quad (9)$$

Уравнения (6) являются уравнениями типа Лоу для задачи нуклон-нуклонного рассеяния. Эти уравнения представляют собой частный случай уравнений, полученных в работе [7], т.к. в них не учитывается связь с $\mathcal{P}d$ и $\mathcal{P}NN$ каналами и они содержат слагаемые с более простыми, с точки зрения выхода во внешнюю поверхность, матрицами переходов. Входящий в уравнения (6) неоднородный член содержит факторы двух типов: чайкообразные слагаемые (8), являющиеся функцией от переданного четырехимпульса t , и слагаемые (9), содержащие вершинные функции с внешним выходом одного из нуклонов в in или out состояния $\langle P' s' | \bar{\gamma}_{P s}^{(0)} | n; in \rangle$ и $\langle 0 | \gamma_{P' s'}^{(0)} | P s; n; in \rangle$. Эти слагаемые не являются функциями переданного импульса и определяются при помощи мезонов в промежуточном состоянии на массовой поверхности. Ниже в явном виде рассмотрим выражения (8) и (9) в ОВУ модели NN взаимодействий.



2. Однобозонно-обменная модель в рамках уравнений Лоу.

В ОБО модели потенциал (9) содержит лишь одномезонные промежуточные состояния $m = \rho, \omega, \dots$, к которым добавляют имитирующее NN взаимодействия на малых расстояниях δ -мезонно-обменное слагаемое. Выпишем в явном виде потенциальные слагаемые U (8) и V (9) на примере хорошо изученного псевдоскалярного лагранжиана взаимодействия пион-нуклонной системы [8,2]

$$\mathcal{L}_{\rho N} = ig_{\rho N} \bar{\psi}(x) \gamma_5 \vec{\tau} \psi(x) \vec{\Phi}_\rho(x), \quad (10)$$

где $g_{\rho N}$ обозначает перенормированную константу пион-нуклонного взаимодействия. Все приведенные ниже соотношения получаются аналогичным образом; и для других, обычно используемых в ОБО модели, лагранжианов взаимодействия мезон-нуклонных систем. Поэтому мы ограничимся формулами, полученными на основе лагранжиана (10). В частности для вершинных функций и формфакторов ρNN систем, исходя из псевдоскалярной связи (10), для случая, когда нуклоны находятся на массовой поверхности, имеем

$$\langle P_1' S_1' | \gamma_5^i(0) | P_2 S_2 \rangle = F_\rho^i(t) u_{P_1' S_1'}(0) \cdot g_{\rho N} \gamma_5^i \vec{\tau} u_{P_2 S_2}(0). \quad (11)$$

Такого типа выражения возникают в чайкообразных слагаемых (8) из лагранжиана взаимодействия (10) следующим образом:

$$\begin{aligned} & \langle P_1' S_1' | \{ \gamma_{P_2' S_2'}^i(0), \dot{v}_{P_1 S_1}^{\dagger}(0) \} | P_2 S_2 \rangle = \\ & = g_{\rho N} \langle P_1' S_1' | \bar{u}_{P_2' S_2'}(0) i \gamma_5^i \vec{\tau} \Phi(0) u_{P_1 S_1}(0) | P_2 S_2 \rangle = \end{aligned} \quad (12)$$

$$= g_{\alpha N} \bar{u}_{i_2 s_2'}(0) i \gamma_5 \vec{\tau}^i \langle P_1' s_1' | \gamma^i(0) | P_2 s_2 \rangle \frac{1}{t - m_\pi^2}.$$

А в одномезонно-обменном слагаемом (9) возникают следующие \mathcal{NN} вершинные функции и формфакторы с одним нуклоном немассовой поверхности:

$$\begin{aligned} & \langle P_1' s_1' | \bar{J}_{P_1 s_1}(0) | Q_1 i \rangle = \\ & = \bar{u}_{P_1' s_1'}(0) i g_{\alpha N} \gamma_5 \vec{\tau}^i G_N [(P_1' - Q_1)^2] u_{P_1 s_1}(0) f_{Q_1}(0); \end{aligned} \quad (13a)$$

$$\begin{aligned} & \langle 0 | \bar{J}_{P_2' s_2'}(0) | P_2 s_2 Q_2 i; in \rangle = \\ & = \bar{u}_{P_2' s_2'}(0) g_{\alpha N} i \gamma_5 \vec{\tau}^i \tilde{G}_N [(P_2 + Q_2)^2] u_{P_2 s_2}(0) f_{Q_2}(0), \end{aligned} \quad (13б)$$

где в системе центра масс $\vec{P}_1' = -\vec{P}_2 = \vec{P}$, $\vec{P}_1' = -\vec{P}_2' = \vec{P}'$ и для 4-импульса пи-мезонов в промежуточном состоянии имеем

$Q_1 = ((m_\pi^2 + (\vec{P}' - \vec{P})^2)^{1/2}, \vec{P}' - \vec{P})$ и $Q_2 = (Q_1^0, -\vec{Q}_1)$, и для скалярных и

псевдоскалярных частиц известно, что

$$\tilde{G}[(P+Q)^2] = G_N^*[(P-Q)^2]. \quad (14)$$

При помощи формул (11) и (13а, б) сумму выражений \mathcal{Y} (8)

и \mathcal{V} (9) можно представить в следующем виде

$$\begin{aligned} & \langle P_1' s_1' P_2' s_2' | \mathcal{V} + \mathcal{Y} | P_1 s_1 P_2 s_2 \rangle = \\ & = \left\{ g_{\alpha N}^2 \bar{u}_{P_1' s_1'}(0) i \gamma_5 \vec{\tau}^i u_{P_1 s_1}(0) \bar{u}_{P_2' s_2'}(0) i \gamma_5 \vec{\tau}^i u_{P_2 s_2}(0) \frac{1}{t - m_\pi^2} \right. \\ & \cdot \left. \left[\frac{1}{2} F_\pi(t) + \frac{1}{2} g(\vec{P}', \vec{P}; Q_1, Q_2) \right] \right\} + \left\{ g_{\alpha N}^2 \bar{u}_{P_1' s_1'}(0) i \gamma_5 \vec{\tau}^i u_{P_2 s_2}(0) \bar{u}_{P_2' s_2'}(0) \right. \\ & \cdot \left. i \gamma_5 \vec{\tau}^i u_{P_1 s_1}(0) \frac{1}{t - m_\pi^2} \left[\frac{1}{2} F_\pi(t) + \frac{1}{2} g(\vec{P}', \vec{P}; Q_3, Q_4) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (15)$$

где $\tilde{\xi} = (E_{\rho'} - E_{\rho})^2 - (\vec{p}' + \vec{p})^2$, $Q_3 = ((m_{\rho'}^2 + (\vec{p}' + \vec{p})^2)^{1/2})$, $Q_4 = (Q_3^0 - \vec{Q}_3)$ — четырехимпульсы пи-мезонов в промежуточном состоянии на массовой поверхности

$$g(\vec{p}', \vec{p}; Q_1, Q_2) = Q_1^0 (G_N[(Q_1' - Q_1)^2] G_N^*[(Q_2 - Q_1)^2] + G_N[(Q_2 - Q_1)^2] G_N^*[(P_1' - Q_1)^2]) + (E_{\rho'} - E_{\rho}) (G_N[(Q_1' - Q_1)^2] G_N^*[(Q_2 - Q_1)^2] - G_N[(Q_2 - Q_1)^2] G_N^*[(P_1' - Q_1)^2]) \quad (16)$$

Второе слагаемое в (15) соответствует т.н. обменным диаграммам /2/ в нуклон-нуклонном потенциале и получается из предыдущего члена перестановкой $P_1 s_1 \longleftrightarrow P_2 s_2$. Как видно из формулы (16), одномезонно-обменная часть NN потенциала (9) в уравнениях Лоу (6) в общем случае не является эрмитовым ядром интегрального уравнения, т.к. слагаемое, пропорциональное $E_{\rho'} - E_{\rho}$ в (16), нарушает условие симметричности относительно перестановок ρ' и ρ этого выражения. Поэтому в общем случае учет мезонно-обменных слагаемых ψ (9) не позволяет свести уравнения Лоу (6) к линейным интегральным уравнениям типа Липпмана-Швингера.

Рассмотрим такие случаи, когда ядро интегрального уравнения Лоу (15) наиболее близко к нуклон-нуклонному потенциалу в ОБО модели /1,2,3/. В частности пренебрежем верхними функциями с немассовым выходом нуклона (13а,б), т.е. опустим выражения (16). Тогда чайкообразные слагаемые совпадают с ОБО потенциалом при условии, что мезон-нуклонные верхние функции связаны с обрезанными факторами $\Lambda(t)$ в виде комбинации $\frac{1}{2} |\Lambda(t)|^2$. В этом случае, учитывается эрмитовость ОБО потенциала W , уравнения Лоу (6) сводятся к

0111357320
30330110333

следующим
матрикой

$$\langle P_1' s_1 | \dots + (a \rho) \dots \rangle$$

Одна
ших верш
может ок
жения по
древесно

$$= g_{\rho}^2 \bar{u}_{P_1' s_1} \dots$$

где явля
ду от ча
приближе
ным при
Следоват
тивашше
жением п
как полу
этом дре
 $\frac{1}{2} F_{\rho}(t) +$

следующим уравнениям Липпмана-Швингера с релятивистской кинематикой

$$\begin{aligned} \langle P_1' s_1' P_2' s_2' | t | P_1 s_1 P_2 s_2 \rangle &= \langle P_1' s_1' P_2' s_2' | W | P_1 s_1 P_2 s_2 \rangle + \\ + (2\pi)^3 \sum_{s_1'' s_2''} \int d\vec{q}_1 d\vec{q}_2 &\langle P_1' s_1' P_2' s_2' | W | q_1 s_1'' q_2 s_2'' \rangle \cdot \\ \cdot \frac{\delta^{(3)}(\vec{P}_1 + \vec{P}_2 - \vec{q}_1 - \vec{q}_2)}{E_{P_1'} + E_{P_2'} - E_{q_1} - E_{q_2} + i\epsilon} &\langle q_1 s_1'' q_2 s_2'' | t | P_1 s_1 P_2 s_2 \rangle. \end{aligned} \quad (17)$$

Однако учет мезонно-обменных слагаемых \mathcal{V} (9), содержащих вершинные функции с немассовым выходом нуклонов (13а, б), может оказаться значительным. Это видно из древесного приближения потенциала уравнений Лоу (15), когда, учитывая что в древесном приближении $F_{\mathcal{N}}(t) \approx 1$ и $\Theta_{\mathcal{N}} \approx 1$, имеем

$$\langle P_1' s_1' P_2' s_2' | \mathcal{V} + \mathcal{Y} | P_1 s_1 P_2 s_2 \rangle_{\text{древесное}} = \quad (18)$$

$$= g^2 \bar{u}_{P_1' s_1'}(0) i \gamma_5 \vec{\tau}_1 u_{P_1 s_1}(0) \bar{u}_{P_2' s_2'}(0) i \gamma_5 \vec{\tau}_2 u_{P_2 s_2}(0) \frac{1}{t - m_{\mathcal{N}}^2} + \text{обменное слагаемое},$$

где вклад от мезонно-обменного слагаемого \mathcal{V} (9) равен вкладу от чайкообразных слагаемых (8). Заметим, что древесное приближение потенциала уравнений Лоу (15) совпадает с древесным приближением для мезонно-обменных диаграмм Фейнмана.

Следовательно, в древесном приближении ОБО потенциалы, учитывающие эффект запаздывания, совпадают с древесным приближением потенциала (15) для уравнений Лоу. После этого видно, как получить из формулы (15) ОБО потенциал, не нарушая при этом древесного приближения (18). Для этого следует заменить $\frac{1}{2} F_{\mathcal{N}}(t) + \frac{1}{2} g(\vec{P}', \vec{P}, Q_1, Q_2)$ на $|\Lambda_{\mathcal{N}}(t)|^2$, в результате



чего уравнения Лоу (6) опять сведутся к уравнениям типа Дирака-Швингера (17). Отличие этих уравнений от уравнений, полученных в квазипотенциальном варианте Эркеленца-Холинда /3, 2/, заключается в пропагаторе. В уравнениях (17) у нас линейный пропагатор $2(E_p - E_q + i\epsilon)$, а в уравнениях из работы /3/ — $(E_p^2 - E_q^2 + i\epsilon)/M$. Для выяснения вопроса, к чему приводит такая разница, сравним численные решения обоих уравнений при одинаковой параметризации ОБО потенциала /3/.

На рисунке I приведены результаты расчетов фаз рассеяния на основе решений уравнения (17) и в рамках квазипотенциального варианта ОБО модели Эркеленца-Холинда /3/. Экспериментальные данные фаз MN рассеяния до 300 МэВ взяты из работы /11/. Сплошная кривая соответствует решению уравнений (17), а пунктирная — решению квазипотенциальных уравнений. Различие между обоими решениями примерно такое же, как между решениями различных квазипотенциальных уравнений /2,3/. Заметим, что ни одному решению нельзя отдать предпочтение с точки зрения лучшего описания экспериментальных данных. Однако в связи с решениями уравнений (17), полученных из уравнений Лоу (6) в ОБО модели MN взаимодействий, не возникает неоднозначностей, обусловленных различным выбором квазипотенциальных редукций. Кроме того, учитывая простую структуру входящих в уравнения Лоу (6) вершинных функций (12) и (13а,б), рассмотренный подход представляется нам более удобным по сравнению с квазипотенциальным описанием для дальнейшего обобщения ОБО на случай последовательного учета немассового поведения потенциалов взаимодействия.



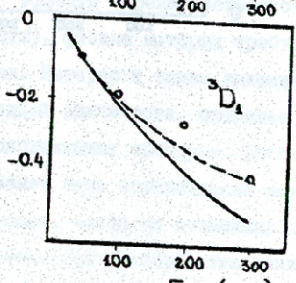
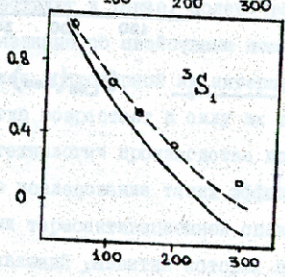
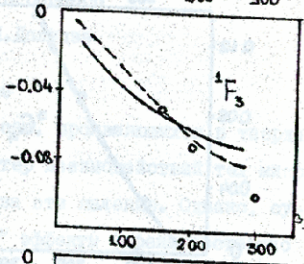
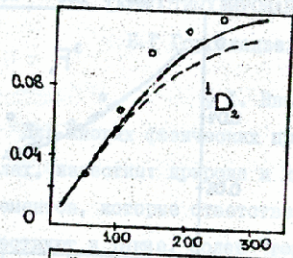
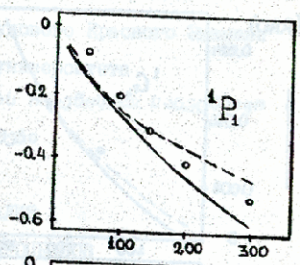
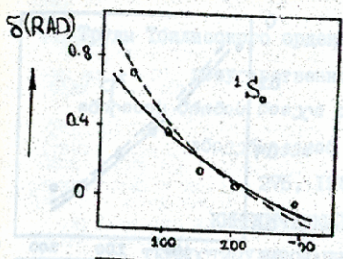
В заключение авторы выражают свою глубокую благодарность проф. Т.Копалейшвили за многочисленные и полезные обсуждения этой работы.

Поступила 13.V.1987

Институт
физики высоких энергий

Литература

1. R.Machleidt et al. Phys. Rep., 149 (1987) 1,
R.Machleidt, The Meson Theory of Nuclear Forces and Nucl.
Matter. Proc. Los Alamos Workshop. New York, 1986, p.71.
2. Дж.Е.Браун, А.Д.Джексон. Нуклон-нуклонные взаимодействия,
Атомиздат, 1979.
3. К.Еркеленз, Phys. Reports 13 C (1974) 191.
4. А.В.Томас Adv. Nucl. Phys.13 (1983) 1.
5. М.Бейер, Н.И.Вебер. Phys. Rev. C35 (1987) 14.
6. Г.В.Ефимов. Проблемы квантовой теории нелокальных взаимо-
действий. М., "Наука", 1986.
7. Т.И.Копалейшвили, А.И.Мачавариани. Ann. Phys. 175(1987) 1.
8. Дж.Д.Бьеркен, С.Д.Дрелл. Релятивистская квантовая теория.
т.1,2. М., "Наука", 1978.
9. В.Де Альферио и др. Токи в физике адронов. М., "Мир", 1976.
10. J.V.Cammarata and M.K. Banerjee, Phys. Rev. C17 (1987) 1125
11. R.A.Arndt et al. Phys. Rev. D26, 97 (1983).



E_{LAB} (MeV)

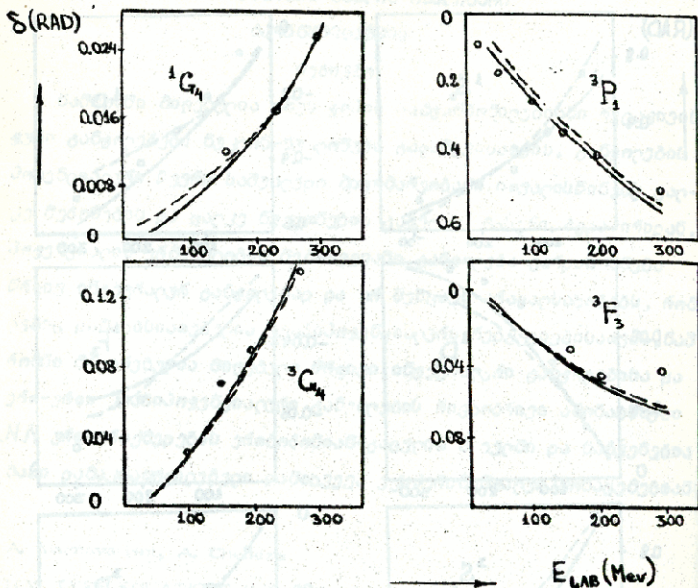


Рис. I



Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
 государственного университета
 თბილისის შტაბის წიგნი რედაქციის მიერ გამოცემული
 კინეტიკის განყოფილება

275, 1987

КИНЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ
 ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННЫХ ПРОЦЕССОВ

Б.Г. Горгиладзе, Г.М. Долидзе

§ I. Введение

Для многих физических процессов, проявляющихся в твердых телах, известны: природа и характер взаимодействий тех микро-элементов, которые ответственны за эти явления. Однако, существуют и такие, более "тонкие" эффекты (преимущественно связанные со свойствами поверхности), физика которых требует более достоверной их интерпретации. Интерес к таким явлениям резко возрастает в силу их прикладной значимости, особенно в технологии производства полупроводниковых приборов. Дальнейшее исследование таких эффектов может быть осуществлено методами термоактивационной спектроскопии, одним из возможных направлений развития которой представляется усовершенствование кинетического анализа термостимулированных процессов.

Изучая закономерности таких явлений, как термостимулированные люминесценция (ТСЛ), эквоэлектронная эмиссия (ТЭЭ) и др., исследователи обычно интерпретируют их на языке теории дефектов в твердых телах. При этом редко встречаются попытки эффективного использования кинетического анализа регистрируемых данных. Проведе-



ние такого анализа может дать дополнительную информацию и тем самым сыграть важную роль в достоверном определении действующего физического механизма. Имеющиеся в этом отношении упущения можно объяснить лишь несистематичным развитием методов анализа и вычисления кинетических параметров.

В настоящей работе рассмотрены некоторые аспекты кинетического анализа термостимулированных процессов и намечены пути повышения точности вычислений кинетических параметров.

§ 2. Особенности экспериментальных измерений

Целый ряд физических процессов: хемосорбция, диффузия, ТСД, ТСЭЭ и другие, лимитирующиеся термическими флуктуациями явления, кинетически взаимоподобны и описываются уравнениями

$$-\frac{dN}{dt} = A \cdot F(N, Q_1, \dots, Q_j) \exp\left(-\frac{E}{KT}\right), \quad (I)$$

где: T - абсолютная температура, t - время, N - концентрация, или количество элементов (скорость изменения мола которых непосредственно наблюдается), Q_j - концентрация (количество) других (j) элементов (или состояний), способных влиять на скорость данного процесса. В настоящей работе мы не будем детально рассматривать природу и физический смысл постоянных коэффициентов (E, A), входящих в (I). В разных

случаях они соответствуют различным комбинациям определенных физических констант, характеризующих конкретную систему. Мы лишь рассмотрим задачу их вычисления на основе данных экспериментального наблюдения, которое, в свою очередь, подразумевает получения временной зависимости скорости термо-



стимулированного процесса при постепенном повышении температуры.

Измерения такого рода могут проводиться с использованием аналоговых или цифровых приборов. В первом случае результат фиксируется в виде непрерывной графической зависимости интенсивности (I) процесса от температуры (времени), во втором - в виде таблиц дискретных значений I_i для разных значений температур T_i , соответствующих моментам времени t_i .

В научной литературе имеется немало публикаций [1 - 6] по методике вычисления кинетических коэффициентов. Однако в этих работах не учтены такие особенности реально наблюдаемых термостимулированных процессов, как неравномерность точности регистрации их скоростей, наличие температурных градиентов и др.

В реальных опытах (без учета статистических флуктуаций) для процессов, подчиняющихся (I), будет регистрироваться величина

$$I = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \int_a^b \int_0^h \chi(x, y, z, t) \cdot f(x, y, z, t) \frac{dN}{dt} dx dy dz + I\varphi, \quad (2)$$

Где: Δt - время измерения (усреднения) интенсивности (скорости) процесса; границы координат a, b, h определяют тот объем локализации активных элементов, из которого может быть зафиксирован соответствующий сигнал; функция

$f(x, y, z, t)$ учитывает возможную зависимость концентрации N от координат и времени; $\chi(x, y, z, t)$ - эффективность счета, кроме зависимости от координат того локального участка, из



которого принимается сигнал, характеризуется (вместе с уровнем фоновых флуктуаций I_{φ}) определенной нестационарностью, связанной с конструкцией применяемых в экспериментах устройств.

При отсутствии градиента концентрации и соблюдении других соответствующих условий соотношение (2) упрощается:

$$I = \chi \cdot V \frac{\Delta N}{\Delta t} + I_{\varphi} \quad (3)$$

(если N соответствует числу элементов, исчезает множитель V - объем). По мере уменьшения Δt сужается диапазон усреднения и становится точнее результат измерения интенсивности к моменту t , однако, при этом возрастают флуктуационные ошибки. Поэтому в практических опытах приходится оптимизировать выбор Δt (порядка секунды).

Вышеуказанные соотношения имеют смысл исключительно для макроскопических систем, состоящих из большого числа активных элементов. Следует отметить, что современные технические средства в некоторых случаях позволяют регистрировать процессы, в которых участвует ничтожно малое количество элементов (например: несколько десятков точечных дефектов поверхностного слоя твердого тела при измерении ИСЭЭ). Очевидно, что в подобных случаях проведение анализа данных в вышеуказанном смысле нереально. Точное решение задач стационарности таких систем составляет предмет отдельного исследования.

Исходя из вышеуказанного, можно сформулировать критерий, определяющие относительную точность регистрации скорости процесса. В частности, относительная точность будет выше в тех интервалах времени, где лучше выполняются требования по сле-



дующим пунктам:

1. Интенсивность должна достаточно превышать уровень фона;

2. Производная скорости $-\frac{d^2N}{dt^2}$ должна меняться относительно медленнее. Именно в этом случае $I \sim \frac{dN}{dt}$;

3. Текущее значение N должно быть относительно больше.

Сделанные выводы позволят критически оценить точность различных методов вычисления кинетических параметров. Но, до того как приступить к этому, целесообразно рассмотреть общие характеристики временной зависимости интересующих нас процессов.

§ 3. Общие закономерности.

Конкретный вид функции $F(N, Q_j)$, входящей в (1), должен соответствовать физическому механизму элементарного взаимодействия. В результате определенного, взаимосвязанного соотношения между количествами элементов N и Q_j реализуются функции разного вида. Например, в опытах по хемосорбции водорода /6/

$$F(N, Q_j) = (Q + N)\sqrt{N} \quad (Q_j = Q = \text{const}). \quad (4)$$

В большинстве же случаев упомянутые термостимулированные процессы описываются степенной функцией $F(N) = N^\gamma$, где γ является показателем порядка кинетики (например, $\gamma = 1,5$ при $Q = 0$ в (4)). Поэтому, в первую очередь рассмотрим процессы, подчиняющиеся уравнению

$$-\frac{dN}{dt} = A \cdot N^\gamma \exp\left(-\frac{E}{KT}\right). \quad (5)$$



Учитывая, что (5) не предусматривает возможное качественное изменение процесса при определенных абсолютных концентрациях (имеется в виду изменение расстояния между соседними элементами), применение такой величины (концентрация) измеренная количества элементов оправдано лишь с целью сопоставимости разных экспериментов. Абсолютная же концентрация, по существу, здесь не играет никакой роли. В некоторых публикациях можно встретить высказывание, что в случае $\gamma \neq 1$ кинетика процесса зависит от начального числа элементов N_0 . С этой точки зрения такое заключение ошибочно, так как оно противоречит принципу суперпозиции. В качестве экспериментального подтверждения этой точки зрения приведем результат проведенных нами специальных измерений.

В спектрах ТСЭЭ рентгенизированных поликристаллических образцов меди проявляется отлично выраженный процесс с показателем порядка кинетики $\gamma = 2$. Путем вариации дозы облучения достигалось изменение N_0 на три порядка. Никакие изменения вышеуказанного характера в кинетике не были обнаружены, хотя точность регистрации гарантировала возможность фиксирования таковых.

Все вышеуказанные неопределенности полностью исчезают, если вместо N подставить $n = \frac{N}{N_0}$ относительную концентрацию. В этом случае

$$-\frac{dn}{dt} = S \cdot n^{\gamma} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (6)$$

и коэффициент S приобретает смысл физической константы (эффективного частотного фактора), наряду с E (эффективная

энергия активации) и γ однозначно характеризующей конкретную систему независимо от значения N_0 . Из (6) видно, что интенсивность процесса с любым показателем порядка кинетики пропорциональна N_0 , как это требуется принципом суперпозиции.

Процессы, подчиняющиеся (6), графически представляются зависимостью их интенсивности от времени - кривыми термостимуляции. Ввиду наличия характерного максимума, они также имеют пики. Задача вычисления кинетических параметров по этим кривым сводится к определению вклада каждого из трех коэффициентов E, S, γ в позицию и форму этих пиков. Далее, для простоты изложения, ограничимся некоторыми допущениями, которые не существенны при решении основной задачи. В частности, допустим, что температура со временем меняется линейно от абсолютного нуля со скоростью $\frac{dT}{dt} = \mu = const$.

Введем обозначения:

$$x = \frac{KT}{E}, \quad \varepsilon = \frac{KT_m}{E}, \quad \sigma(x) = \int_0^{\infty} \frac{e^{-\frac{1}{y}}}{(y+x)^2} dy, \quad (7)$$

T_m - температура при максимуме интенсивности, которая определяется из соотношения

$$S = \frac{E\mu}{KT_m^2} \frac{\exp\left(\frac{E}{KT_m}\right)}{\gamma - (\gamma - 1)\sigma\left(\frac{KT_m}{E}\right)}. \quad (8)$$

С учетом этих обозначений (6) примет следующий вид:

$$\frac{dn}{dx} = \frac{E^{-2} \exp\left(\frac{1}{\varepsilon} - \frac{1}{x}\right)}{\gamma - (\gamma - 1)\sigma(\varepsilon)} n^{\gamma}. \quad (9)$$

Поскольку мы ввели лишь линейное преобразование координат, все характерные особенности зависимости $-\frac{dn}{dx}$ от x

остаются в силе и для кривых термостимуляции. При этом некоторой величине E соответствует определенный набор физических констант E , S и возможных значений μ , давших в соответствующей комбинации E . В этом смысле (9) дает некоторую обобщенную характеристику процессов, исключая температурную позицию соответствующих пиков.

Ввиду того, что рассматриваемые процессы заведомо подчиняются условию $KT < E$ ($x < 1$), легко найти, что:

$$B(x) \leq 1, \quad B(x) \approx (1+x)^{-2} \approx 1. \quad (10)$$

Из этого следует, что E и T_m очень слабо зависят от γ (см. (8)).

Форму рассматриваемых кривых удобно характеризовать параметрами β , которые определяются углами наклонов касательных в соответствующих точках (см. рис.)

$$\beta = \left[\frac{d^2 n}{dx^2} \right]^{-1} \cdot \frac{dn}{dx} = \left[\frac{\gamma}{n} \frac{dn}{dx} + \frac{1}{x^2} \right]^{-1}. \quad (11)$$

Очевидно, что

$$\begin{aligned} \beta &= \infty & \text{, если } & x = E \quad (T = T_m) \\ \beta &> 0 & \text{, если } & x < E \quad (T < T_m) \\ \beta &< 0 & \text{, если } & x > E \quad (T > T_m) \end{aligned} \quad (12)$$

Ниже будет показано, что среди этих значений выгодно отличаются те, которые соответствуют точкам перегиба данных кривых. Обозначим переменные величины, принадлежащие точкам перегиба, индексом p . $p = 1$ соответствует левой, на восходящей стороне кривой, а $p = 2$ - правой точке перегиба.

Из условия перегиба получаем:



$$\beta_P = \frac{2(2 - \frac{1}{\gamma})x_P^2}{1 - \frac{2}{\gamma} - (-1)^P \sqrt{1 + \frac{4}{\gamma} + 8(2 - \frac{1}{\gamma})x_P}}, \quad \gamma \neq 1/2, \quad (13)$$

$$\beta_1 = \frac{3}{2} \frac{x_1^2}{x_1 + 1}, \quad \gamma = 1/2, \quad (14)$$

$$\left(\frac{x_P}{\epsilon}\right)^2 \exp\left(\frac{1}{\epsilon} - \frac{1}{x_P}\right) = \begin{cases} \frac{\gamma - (\gamma - 1)G(\epsilon)}{2(2\gamma - 1)} \frac{-(\gamma - 1)G(x_P)}{3 + (-1)^P \sqrt{1 + \frac{4}{\gamma} + 8(2 - \frac{1}{\gamma})x_P}}, & \gamma \neq 1/2 \\ \frac{1 + G(\epsilon)}{\frac{3}{1 - 2x_1} + G(x_1)}, & \gamma = 1, 2 \end{cases} \quad (15)$$

Характерно, что в случае $\gamma < 1/2$ существует лишь левая точка перегиба. С другой стороны интенсивность таких процессов, пройдя через максимум, резко падает до нуля (скорость спадания непрерывно увеличивается), к тому же при $\gamma < 1$, в отличие от других случаев, процесс прекращается (интенсивность становится нулевой) для конечных значений температуры (обозначим ее через T_g , $x = g$), определяемой из соотношения:

$$\left(\frac{g}{\epsilon}\right)^2 G(g) \exp\left(\frac{1}{\epsilon} - \frac{1}{g}\right) = \frac{\gamma}{1 - \gamma} + G(\epsilon). \quad (16)$$

Теперь оценим интенсивность в особых точках.

Из условия экстремума получаем:

$$\left(\frac{dn}{dx}\right)_{\max} = \epsilon^{-2} \begin{cases} \exp[-G(\epsilon)] & \gamma = 1 \\ \left[\frac{\gamma - (\gamma - 1)G(\epsilon)}{\gamma^2}\right] \frac{1}{\gamma - 1} & \gamma \neq 1 \end{cases} \quad (17)$$



Путем последовательного приближения, при использовании соотношений (15), (17), можно найти, что для $\rho = 1$ всегда, а для $\rho = 2$ при $\gamma \gg 1$ интенсивности в точках перегиба относительно максимальных значений находятся выше или примерно на уровне $1/2$. Это означает, что окрестности точек перегиба относятся именно к тем интервалам времени, где накапливается самая достоверная часть экспериментальной информации, $\frac{dN}{dt}$ меняется почти линейно и номинально превышает уровень фона. По третьему признаку (по превосходству \mathcal{N}) предпочтительнее левые точки перегиба.

Полученные соотношения (аналогичные уравнения для измеряемых на опыте величин выводятся обратной подстановкой по обозначениям (7)) можно использовать для выбора оптимального по точности метода вычисления кинетических коэффициентов.

§ 4. Методы определения кинетических параметров.

В наст. ящей работе мы рассмотрим несколько известных методов вычисления кинетических коэффициентов и определим условия их применимости. Погрешности каждого способа будут оценены по вышеуказанному критерию.

Гарлик и Гибсон /1/ предложили использовать для расчетов только начальный участок кривой термостимуляции. Полагая, что в этом интервале \mathcal{N} меняется незначительно (см. (3), (5))

$$\ln I \approx C - \frac{E}{kT} \quad (C = \ln X \cdot S = \text{const}). \quad (18)$$

Этот способ подразумевает определение только одного параметра - E -энергии активации. Очевидно, что при его использова-



нии общая ошибка будет складываться из погрешностей измерения I и T и ошибки, обусловленной вышеуказанным допущением (обозначим через $A(E, \gamma)$). Для того чтобы определить оптимальные границы "начального участка", обратимся к точному аналогу (18)

$$\ln I = C - \frac{E}{K(T \pm \Delta T)} - \ln\left(1 \pm \frac{\Delta I}{I}\right) - A(E, \gamma), \quad (19)$$

где ΔT и ΔI - абсолютные ошибки измерения соответствующих величин. Анализ (19) показывает, что вблизи верхней границы "начального подъема" в основном будет сказываться ошибка, вносимая допущенным приближением. В начале же избранного интервала $A(E, \gamma) \ll 1$, но, ввиду близости уровня фона, заметно будет сказываться погрешность измерения I . Например: если верхняя граница совпадает с левой точкой перегиба, то $A(E, \gamma) \approx 0,2 + 0,5$, поэтому нижней границей следует выбрать участок с интенсивностью, превышающей уровень фона минимум в 2 раза.

Теперь воспользуемся соотношениями, полученными в § 3, и введем параметр $\tau = \frac{E}{K\mu} \beta$, который может быть определен по экспериментальным данным. В интервале начального участка, расположенном ниже левой точки перегиба, будем иметь следующее соотношение:

$$A(E, \gamma) \approx \left[\frac{\left(1 + \frac{KT}{E}\right)^2}{1 - \frac{1}{\tau} \frac{KT^2}{E\mu}} - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right] \quad (20)$$

Оно может быть использовано в качестве поправки к (18) для повышения точности определения E , а также для вычисления другого параметра - γ .

Дальнейшее сужение избранного интервала со стороны обеих вышеуказанных границ привело бы к уменьшению упомянутых поправок, но в этом случае возросла бы ошибка, вносимая погрешностью измерения температуры. Ввиду неизвестности значения C , энергия активации может быть вычислена по (18) минимум по двум точкам данного интервала. Обозначим их индексами 1 и 2 и, пренебрегая меньшими поправками, получим

$$\ln \frac{I_2}{I_1} = \frac{E}{k} \frac{T_2 - T_1 \pm (\Delta T_2 \pm \Delta T_1)}{T_1 T_2} - \beta_2(E, \gamma) + \ln \left(1 \pm \frac{\Delta T_1}{T_1} \right). \quad (21)$$

Из этого соотношения видно, что интервал начального подъема следует выбрать так, чтобы $T_2 - T_1 \gg 2\Delta T$. Например, если интервал выбран по вышеуказанному, распространяясь до левой точки перегиба, то максимальная ошибка.

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{0,7}{\ln \frac{I_2}{I_1}} \quad (22)$$

(примерно 10%, если $I_2 = 1000 I_1$). В таком случае сужение указанного интервала имеет смысл только при условии

$$T_2 - T_1 > 20\Delta T.$$

Исходя именно из известной погрешности измерения температуры и из того, насколько "выражен" (имеется в виду отношение: максимальная интенсивность - фон) наблюдаемый процесс, следует выбрать оптимальный интервал начального подъема, руководствуясь тем принципом, что ошибки, обусловленные погрешностью измерений и приближением, должны быть согласованы.

Хеслмайер и Миллер /2/ предложили использовать для вы-



числения энергии активации зависимость температуры максимума от скорости нагрева. В этом случае вычисление E сводится к решению уравнения

$$E = \frac{\kappa T_{m_1} T_{m_2}}{T_{m_2} - T_{m_1}} \ln \left[\frac{\mu_2}{\mu_1} \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^2 \frac{\gamma - (\gamma - 1) \beta \left(\frac{\kappa T_1}{E} \right)}{\gamma - (\gamma - 1) \beta \left(\frac{\kappa T_2}{E} \right)} \right] \quad (23)$$

Очевидно, что точность вычисления E в данном случае в первую очередь зависит от точности определения разности $T_{m_2} - T_{m_1}$.

Поставим задачу: вычислить E с точностью до 1%, если погрешность измерения температуры составляет 0,1%. Удовлетворительное решение такой задачи сопрягается с требованием

$$\frac{\mu_2}{\mu_1} \approx \exp \left[\frac{1}{5} \left(\frac{E}{\kappa T_{m_1}} + 2 \right) \right] \quad (24)$$

Для реальных значений отношения $\frac{E}{\kappa T_m} \approx 10 \div 45$ /3/,

$$\frac{\mu_2}{\mu_1} \approx 10 \div 10^4.$$

Практическая реализация таких режимов измерения сопряжена с рядом экспериментальных сложностей. К тому же, часто в твердом теле одновременно проявляется ряд конкурирующих процессов и вариация скорости нагрева может вызвать нетривиальное изменение кинетики анализируемого процесса, что ставит под сомнение целесообразность общего практического применения данного способа.

На использовании величин температуры максимума, кроме рассмотренного, построен и ряд других способов вычисления энергии активации. Основой такого положения следует считать то, что, как было показано в § 3, именно отношения $\frac{E}{\kappa T_m}$ и γ полностью и однозначно характеризуют форму конкретных кривых.



Исходя из этого, для определенных значений E можно найти такой параметр, который остался бы постоянным при изменении величины отношения $\frac{E}{\nu T_m}$.

В качестве такого параметра Балариным /4/ была найдена комбинация:

$$\frac{T_m^2}{E \cdot \Delta T_{21}} = \text{const} = \begin{cases} 4744, & \gamma=1 \\ 3292, & \gamma=2 \end{cases} \quad (25)$$

где ΔT_{21} - температурная полуширина обрабатываемой кривой. Известно, и в этом легко убедиться анализом (9), (17), что на самом деле данная комбинация остается постоянной лишь с некоторой точностью. Поэтому введены разного рода поправки к значениям E , вычисленным по (25). Максимальная точность вычисления примерно будет равна точности определения ΔT_{21} . Общая ошибка при его определении будет складываться из погрешности измерения температуры и ошибок, допускаемых при поисках максимума и полумаксимума.

В пользу метода Баларина можно сказать, что он основан на применении относительно точной, по вышеуказанным критериям, экспериментальной информации.

К существенным недостаткам этого метода следует отнести то, что он предусматривает лишь два возможных значения γ . Возникают также некоторые неудобства, связанные с приближенностью формул (25).

§ 5. Способ точек перегиба

Вернемся к вышеуказанной общей задаче - найти параметры, однозначно характеризующие форму и расположение рассматриваемых кривых. Ввиду того, что в общем случае данные кривые



однозначно определяются тремя независимыми физическими величинами - E , S и γ - очевидно, что число искомых параметров тоже должно равняться трем.

Логический путь поиска таких величин ведет к математическим особым точкам рассматриваемых кривых. В § 3 мы уже рассмотрели характеристики точек: максимума и перегибов. Из уравнения (13) можно получить соотношение

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right)^3 \left(\frac{\tau_2}{\tau_1}\right)^2 = \tag{26}$$

$$= \frac{2 - \left(\frac{2}{\gamma} - 1\right) \frac{T_1}{\mu\tau_1} + \sqrt{\left(\frac{4}{\gamma} + 1\right) \left(\frac{T_1}{\mu\tau_1}\right)^2 - 4\left(\frac{2}{\gamma} - 1\right) \frac{T_1}{\mu\tau_1} + 4}}{2 - \left(\frac{2}{\gamma} - 1\right) \frac{T_2}{\mu\tau_2} + \sqrt{\left(\frac{4}{\gamma} + 1\right) \left(\frac{T_2}{\mu\tau_2}\right)^2 - 4\left(\frac{2}{\gamma} - 1\right) \frac{T_2}{\mu\tau_2} + 4}}$$

Оно является точным уравнением и кроме γ содержит лишь те величины, которые могут быть определены из экспериментальных измерений. Определение значения γ из соотношения (26) сводится к решению кубического уравнения с численными коэффициентами. После выполнения такого расчета, энергия активации легко определяется из уравнения

$$E = \frac{2\left(2 - \frac{1}{\gamma}\right) k T_P \left(\frac{T_P}{\mu\tau_P}\right)^2}{2 - \left(\frac{2}{\gamma} - 1\right) \frac{T_P}{\mu\tau_P} + \sqrt{\left(\frac{4}{\gamma} + 1\right) \left(\frac{T_P}{\mu\tau_P}\right)^2 - 4\left(\frac{2}{\gamma} - 1\right) \frac{T_P}{\mu\tau_P} + 4}} \tag{27}$$

В случае $\gamma \leq 1/2$ вторая точка перегиба отсутствует, поэтому



вместо соответствующего уравнения можно использовать соотношение (16) или (15) при $\gamma = 1/2$. S можно вычислить из уравнений (8) или

$$S = \frac{E_H}{KT_P^2} c \frac{E}{KT_P} \left[\frac{2(2\gamma-1)}{3+(-1)^P \sqrt{1+\frac{4}{\gamma}+8(2+\frac{1}{\gamma})\frac{KT_P}{E}}} - (\gamma-1) \Theta\left(\frac{KT_P}{E}\right) \right]^{-1} \quad (28)$$

Выше мы показали, что в окрестностях точек перегиба накапливается самая достоверная часть экспериментальной информации.

Подчеркнем еще одно обстоятельство. Из (27) видно, что погрешность предлагаемого метода в основном связана с точностью определения углов наклона касательных в точках перегиба.

Поскольку интенсивность процесса в таких интервалах меняется почти линейно, появляется очевидная возможность усреднения статистических ошибок в этом промежутке, что и обеспечивает достижение оптимальной точности.

Из соотношений, полученных в настоящем разделе, можно было бы построить и другие способы определения энергии активации и остальных коэффициентов, например, аналог формулы Баларина для полуширины максимума, но определяемый в точках перегиба, однако это не оправдано практически, ввиду того, что рассмотренный в данном разделе способ может обеспечить более высокую точность.

При выводе уравнений (26) - (27) мы ограничились случаем постоянной скорости нагрева, однако аналогичные уравнения легко можно получить и для других режимов термостимуляции, необходимо лишь, чтобы температура была монотонно возрастающей функцией времени. Предлагаемый способ вычисления кинетических параметров можно распространить и для других типов функций



$F(N, Q_j)$ при условии, что известен их явный вид.

В заключении следует подчеркнуть, что вышеуказанная методика не утрачивает определенности сложности в случаях, когда экспериментально наблюдаются перекрывающиеся процессы (имеет место наложение сигналов от процессов, имеющих близкие, но все же отличающиеся параметры). Кинетический анализ таких данных эффективно может быть осуществлен лишь методами математического моделирования с использованием ЭВМ. Однако некоторые положения, полученные в данной работе, не утрачивают своей значимости и при проведении таких вычислений.

Поступила 16.УІ.1987

Кафедра общей физики,
лаборатория ядерной физики

Литература

1. G.Garlic, A.Gibson. Proc. Phys. Soc., 60, 574, 1948.
2. H.Hieslmair, H.Müller. Z. Phys., 152, 642, 1958.
3. Экзоэлектронная эмиссия, под редакцией Н.И.Кобозева, М., ИЛ, 1962.
4. M.Balarin. Phys. Stat. Sol. (a), 31, 2, 1975.
5. В.И.Ушкова, В.С.Куртов. Радиационно-стимулированные явления в твердых телах. Свердловск, УИИ, 84, 1979.
6. Г.М.Долддзе, Ю.А.Колбановский, Л.С.Полак. Кинетика и катализ, 6, 897, 1965.



ბ. გორგილაძე, გ. დოლიძე

თერმულად აღიზიარებული პროცესების

კინეტიკური ანალიზი

რეზიუმე

ჩაჩვენებულია, რომ რიცხი თერმულად აღიზიარებული პროცესების რეგისტრაციის სიზუსტე არაა თანაბარი.

განხილულია და კინეტიკურად შეფასებულია ანტიფორმული ანტიფორმული პროცესების გამოყენების ცნობილი მეთოდები ცენტრირების მიხედვით.

შემოთავაზებულია ანტიფორმული ანალიზის ახალი მეთოდი, რომელიც ემყარება თერმულად აღიზიარების მიხედვით გადარჩევის წერტილების გამოყენებას ანტიფორმული პარამეტრების განსაზღვრისათვის.

B.Gorgiladze, G.Dolidze

KINETIC ANALYSIS OF THERMOSTIMULATED PROCESSES

Summary

It is shown that the registration accuracy of a number of thermostimulated processes is irregular. Errors of known methods of calculation of kinetic coefficients are considered and critically estimated. A new method of kinetic analysis, based on the use of glow curve inflection points in determining kinetic parameters, is suggested.

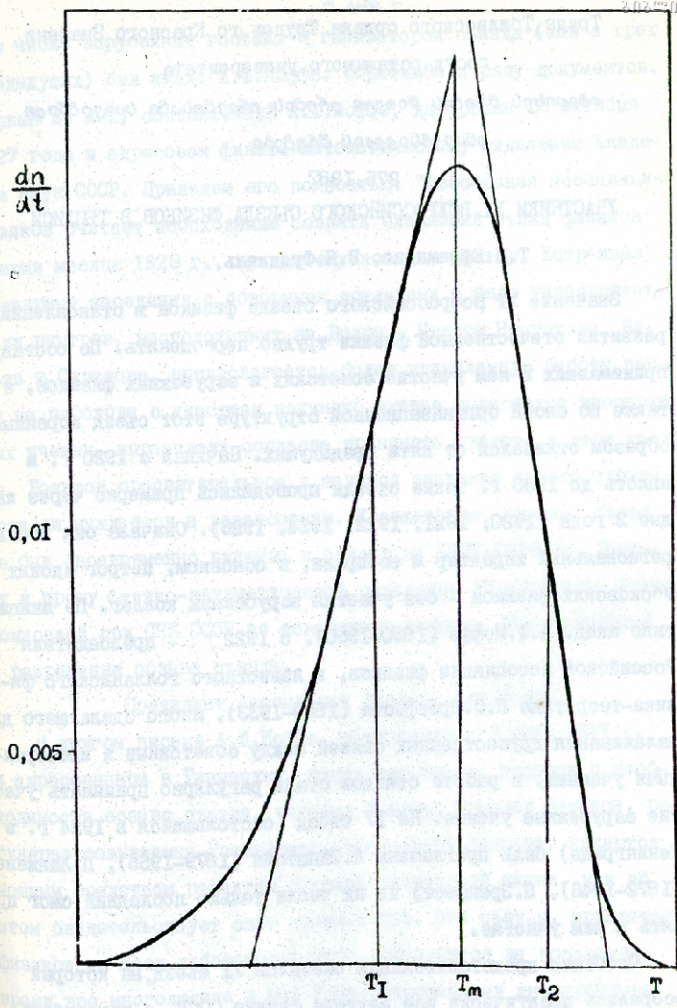


Рис. Кривая термостимуляции.

Труды Тбилисского ордена Трудового Красного Знамени
государственного университета

თბილისის შრომის ნიშნის მქონის მუშაკთა სსიპის
უნივერსიტეტის შრომები

275, 1987

УЧАСТНИКИ VI ВСЕРОССИЙСКОГО СЪЕЗДА ФИЗИКОВ В ТБИЛИСИ

Т.И.Ефремидзе, В.Я.Френкель

Значение VI Всероссийского съезда физиков в становлении и развитии отечественной физики трудно переоценить. По составу, принимавших в нем участие советских и зарубежных физиков, а также по своей организационной структуре этот съезд коренным образом отличался от пяти предыдущих. Начиная с 1920 г. и вплоть до 1930 г. такие съезды проводились примерно через каждые 2 года (1920, 1921, 1922, 1924, 1926). Сначала они носили региональный характер и собирали, в основном, петроградских и московских физиков — без участия зарубежных коллег. По инициативе акад. А.Ф.Иоффе (1880-1960), с 1922 г. — председателя Российской ассоциации физиков, и известного голландского физика-теоретика П.С.Эренфеста (1880-1933), много сделавшего для налаживания дружественных связей между советскими и иностранными учеными, в работе съездов стали регулярно принимать участие зарубежные ученые. На IV съезд (состоявшийся в 1924 г. в Ленинграда) были приглашены А.Эйнштейн (1879-1955), П.Ланжевэн (1872-1946), П.Эренфест; из их числа только последний смог принять в нем участие.

Особенно представительным оказался VI съезд, на который собрались практически все ведущие физики СССР, а также боль-



ное число зарубежных гостей. Организатором съезда (как и трех предыдущих) был акад. А.Ф.Иоффе. Обратимся к ряду документов. Первый из них, составленный А.Ф.Иоффе, датирован 18 октября 1927 года и адресован физико-математическому отделению Академии наук СССР. Приведем его полностью: "Всесоюзная ассоциация физиков считает необходимым созвать ближайший съезд физиков в июне месяце 1928 г., придав ему новый характер. Устраивая пленарные заседания с обзорными докладами в ряде университетских центров, расположенных на Волге - Нижнем Новгороде, Казани и Саратове, предполагается более углубленную работу вести на пароходе с участием научного актива выдающихся иностранных ученых, выразивших согласие принимать участие в этом съезде. Большое просветительное и научное значение такого съезда вряд ли нуждается в разъяснении. К сожалению, однако, съезд не был своевременно включен в список на 1927-1928 гг. Поэтому я прошу физико-математическое отделение АН возбудить перед Комиссией при СНК СССР по содействию работам АН ходатайство о разрешении созыва съезда.

Президент Ассоциации физиков А.Ф.Иоффе".

В другом письме А.Ф.Иоффе, датированном 8 июля 1927 г. и адресованном в Главнауку, также касающемся вопроса о необходимости созыва съезда, читаем: "Съезды русских физиков, регулярно созываемые Российской ассоциацией физиков, являются мощным средством развития русской физической науки, как об этом свидетельствует опыт прежних лет. Эти съезды, привлекая физиков из всех лабораторий СССР, становятся за последнее время все многолюднее и все более посещаемыми иностранными учеными".



Съезд, по мысли его организатора, должен быть проводиться необычным образом. Он начинался в Москве. Затем его участники отправлялись поездом в Нижний Новгород (ныне - г. Горький), где после проведения ряда заседаний размещались на специально зафрахтованном пароходе. На нем намечалось путешествие вниз по Волге - с заходом в крупные "вузовские" волжские города. В только что процитированном письме А.Ф. Иоффе пишет далее: "На пароходе будет следовать группа наиболее деятельных в научном смысле русских физиков (человек около 200), а также иностранные ученые. Из последних, наиболее выдающихся, обещали приехать на съезд: Эйнштейн, Лауэ, Планк, Борн (Германия), Эренфест, Лоренц (Голландия), Ланжевэн, Педрен (Франция), Льюис и Лоб (Северная Америка)" /1/. На самом деле число приглашенных - и прибывших! - на съезд было гораздо большим, хотя ряд из упомянутых в этом письме Иоффе зарубежных физиков и не смог приехать на съезд. Благодаря содействию правительственных органов число зарубежных гостей на съезде было увеличено.

Сохранилось типичное пригласительное письмо, адресованное П.А.М. Дираку, составленное на английском языке, русский перевод которого приводится неполностью:

"Дорогой коллега! Русское общество физиков организует конференцию физиков Советского Союза, которая проводится с 5 по 20 августа сего года в Москве.

Кроме официальных заседаний конференции, где будут представлены отчеты и прочитаны научные доклады, мы намереваемся также устроить неофициальные дискуссионные встречи участников. С этой целью будет организована экскурсия по Волге из Нижнего Новгорода до Саратова. Это даст участникам благоприятную воз-



возможность для обмена идеями с другими специалистами в дружеской и здоровой атмосфере.

Конференция откроется в Москве 6-го августа. Во время экскурсии по Волге заседания продолжатся в Нижнем Новгороде, Казани (Татарская Республика) и Саратове. После окончания конференции, вероятно, будет организована специальная экскурсия на Кавказ со встречей в Тбилиси и ознакомлением с его достопримечательностями (подчеркнуто авторами статьи).

Те, которые прибывают в Ленинград морем, до открытия конференции смогут посетить Физико-технический институт, Оптический институт, институт Радия и музей Ленинграда...

Мы надеемся, что многие физики из зарубежных стран примут участие в заседаниях и воспользуются случаем-поездкой по Волге.

Мы полагаем, что Ваше присутствие будет очень ценно для нас, и мы будем очень благодарны, если Вы согласитесь прочитать доклад о результатах Ваших научных исследований.

Просим прислать Ваш ответ не позднее 25 июня.

Президент Русского общества Физиков".

В числе приехавших на съезд назовем Ч. Дарвина (1887-1962), П. Дирака (1902-1984), О. Ричардсона (1879-1959) - Англия; Л. Бриллюэна (1889-1961) - Франция; П. Дебая (1884-1966), М. Борна (1882-1970), Э. Ладенбурга (1882-1954), Р. Поля (1884-1959), Р. Мизеса (1883-1953), К. Шееля (1886-1936), П. Принсгейма (1881-1963) - Германия; Ч. Бялобежского (1878-1953), С. Пеньковского (1883-1953) - Польша; Г. Льюиса (1875-1946) - США; Ф. Франка (1884-1966) - Чехословакия.



В работе съезда принимали участие 400 советских и иностранных физиков. Среди делегатов съезда 143 физика были из Москвы, 83 - из Ленинграда, остальные - из Харькова, Киева, Нижнего Новгорода, Казани, Саратова, Одессы и других городов Советского Союза. По программе VI съезда Российской ассоциации физиков на разных заседаниях должно было быть представлено 177 докладов от 116 участников. Естественно, в программе не были указаны все доклады и выступления делегатов, особенно тех, которые принимали участие в работе съезда во втором его этапе. В титульном листе программы читаем: "Ко времени сдачи программы съезда в печать заглавия некоторых докладов, особенно иностранных участников, не были еще получены. Ввиду этого программы некоторых заседаний неполны или неточны и будут исправлены во время съезда особыми объявлениями" /II/. В программе имеются названия только 154 докладов - из них тезисы представлены от 67 докладчиков. Некоторые из них оформлены небрежно. Некоторые зарубежные физики в программе представлены с указанием их докладов. Например, Г. Льюис "на общем заседании" в Москве 5 августа должен был выступить с докладом "Статистический анализ в термодинамике". На том же заседании с 5-го по 8-е августа были запланированы доклады А. Ладенбурга "Экспериментальное доказательство существования отрицательной дисперсии", С. Пенъковского - "Затухание при флуоресценции паров ртути", Е. Принстейма - "Ширина резонансной линии и ее значение для обращения в атмосфере звезд" и др. Но доклады прославленных зарубежных физиков М. Борна, П. Дирака, М. Дебая, Р. Поля, Ч. Дарвина и других участников съезда были внесены в программу без указания тем. Из статей С. Вавилова /2/ мы узнаем, что П. Дирак выступил



в г.Саратове с докладом "Теория электрона в волновой механике", который вызвал огромный интерес. Делегаты съезда здесь впервые услышали о знаменитом уравнении Дирака для электрона.

Съезд открылся 5 августа в московском Доме ученых и работал в столице до 8 августа. Заслушанные доклады относились к "Общим проблемам физики" (I7 докладов), "Проблемам теоретической физики", (II докладов), "Молекулярной физике" (24 доклада), "Оптике" (24 доклада), "Электромагнетизму" (I8 докладов), "Лучам Рентгена" (6 докладов), "Теофизике" (6 докладов), "Биофизике" (22 доклада), "Физико-химии" (I3 докладов), "Акустике" (5 докладов), "Технической физике" (8 докладов). Кроме того, в Нижнем Новгороде было запланировано 1 доклад (в том числе основополагающий доклад ныне академика и нобелевского лауреата Н.Н.Семенова "Взрывные реакции в газах" и Ф.Франка "О понятиях и положениях классической механики"), в Казани 5 докладов на двух заседаниях (в том числе доклад М.А.Бонч-Бруевича "Короткие волны" и Р.Поля), в Саратове 3 доклада (М.Борна, акад. П.И.Лукирского и Л.Худякова "Вырывание вторичных электронов с атомных уровней", и Я.Г.Дорфмана "Новое о механизме магнитных явлений").

На разных заседаниях и секциях выступали такие видные представители советской физики, какими были: Акулов Н.С. (I900-1976), Андронов А.А. (I90I-1925), Аркадьев В.К. (I884-1953), Бурсиан В.Р. (I886-1945), Бонч-Бруевич М.А. (I888-1940), Вавилов С.И. (I89I-195I), Веденский Б.А. (I893-1969), Глаголева-Аркадьева А.А. (I884-1945), Иваненко Л.Д. (р.1904), (Иоффе А.Ф. (I882-1960), Кондратьев В.Н. (I902-1979), Кравец Т.П. (I876-1955), Курдюмов Г.В. (р.1902), Ландау Л.Д.(I908-1968),



Лазарев П.П. (1878-1942), Лейпунский А.И. (1903-1972), Леонтович М.А. (1903-1981), Лукирский П.И. (1894-1954), Мандельштам Л.И. (1879-1944), Обреймов И.В. (1894-1982), Мысовский Л.В. (1888-1933), Ребиндер П.А. (1898-1972), Семшов Н.Н. (р.1896), Теренин А.Н. (1896-1967), Френкель Я.И. (1894-1952), Фриш С.Э. (1899-1977), Фрумкин А.Н. (1895-1976), Шулейкин В.В. (1895-1979), Хайкин С.Э. (1901-1968), Алиханов А.И. (1904-1970). В работе съезда принимали участие ныне здравствующие выдающиеся физики: Ю.Б.Харитон (1904), А.И.Шальников (1905), М.В.Классен-Неклюдова (1905), А.Н.Арсенова-Тейль (1901), Б.М.Гохберг (1907) и др.

Ввиду того, что доклады от всех зарубежных физиков не были включены в программу, часто приходилось вносить изменения в порядок дня съезда.

Так, в рабочей программе, принадлежавшей проф. В.Р.Бурсиану, секретарю съезда, на 14 свободной странице приклеена бумажка, вырванная из блокнота, написанная рукой Л.Д.Ландау, со следующим содержанием.

"Многоуважаемый Виктор Робертович! Хотел просить Вас отложить мой доклад на следующее заседание ввиду чрезвычайной желательности присутствия Dirac'a, а также Born'a".
Л.Ландау. В конце письма рукой Бурсиана сделано пояснение: "Лев Давидович Ландау" /II/.

Нужно отметить, что на VI съезде было запланировано три доклада Л.Д.Ландау: два из них - "Основания квантовой статистики" (тезисы напечатаны) и "Принцип причинности в современной физике" (без тезисов), совместно с Иваненко Д.Д., а третий - "Магнитный электрон в волновой механике" - отдельно (тезисы



напечатаны). Как видно из письма к Бурсиану, Л.Ландау придавал большое значение именно последнему докладу. В дальнейшем статья под названием "К теории магнитного электрона" была напечатана (в журнале *Zs. Phys.*, 48, 340, 1928) за подписью Д.Иваненко, и Л.Ландау. Эта статья не включена в двухтомное собрание трудов Л.Д.Ландау и по тезисам нельзя установить, была ли она написана прежде или после представления тезисов доклада.

В центре внимания делегатов съезда были доклады А.Ф.Иоффе и Я.И.Френкеля - "Экспериментальные работы по волновой теории материи" и "Волновая теория материи", в которых излагались экспериментальные и теоретические размышления советских авторов и, в частности, докладчиков данной области.

Особенный интерес среди делегатов вызвал доклад Л.И.Мандельштама и Г.С.Ландсберга на общем заседании съезда (в кабинете теорет. физики I МГУ) 6 августа на тему: "Новое явление, сопровождающее рассеяние света", в котором были подробно описаны эксперименты, приведшие к открытию нового явления комбинированного рассеяния /КР/ света в кристаллах кварца и исландского шпата. В предельно четко сформулированных тезисах передана суть нового открытия - появление симметричных "фиолетовых" и "красных" сателлитов. К сожалению, авторы не проявили достаточную озабоченность в составлении подробного доклада (и тезисов) для съезда и соответствующей статьи для журнала *Zs. Phys.*. В результате они отстали в публикации от Рамаана. Но факт независимости исследований советских и индийского физика не вызывал сомнения. Тем более удивительной была позиция Нобелевского комитета, не включившего Мандель-



штама и Ландсберга в число лауреатов премии, присужденной за это открытие. Макс Борн, слышавший сообщение советских физиков на VI съезде и обсуждавший с ними результаты их работы, был настолько возмущен решением Нобелевского комитета, что считал себя обязанным выйти из его состава.

Ниже мы остановимся на практически нетронутых в работах по истории советской физики вопросе о продолжении работы VI съезда на грузинской земле. Интересно отметить, что все сохранившиеся документы о созыве съезда, кроме упоминания в пригласительном письме предполагаемой экскурсии по Кавказу, свидетельствуют о том, что путешествие по Волге, а вместе с тем и съезд, закончились в Саратове, где и состоялись последние его заседания. Но в какой-то момент в программу съезда были внесены существенные изменения, и вот 19 августа 1928 г. его делегаты оказались в Тбилиси.

В республиканских газетах Грузии "Комунисти" (на грузинском языке) и "Заря Востока" 19 августа 1928 г. были одновременно опубликованы почти одинакового содержания краткие сообщения под заглавием: "Делегаты съезда физиков в Тбилиси" /3, 4/: "Вчера на имя Союза работников просвещения от академика А.Ф.Иоффе получена телеграмма о том, что сегодня ожидается приезд в Тбилиси 60 членов Всесоюзного съезда физиков. Среди них 24 выдающихся иностранных ученых^I. Завтра участники съез-

^I О числе прибывших иностранных ученых источники указывают разные сведения. По грузинским источникам (газеты "Заря Востока" и "Комунисти") их число колеблется от 20 до 30 человек. Кроме приведенного списка, по письму проф. М.В. Классен-Неклюдовой, устанавливается следующий состав гостей: Д. Ван Аркель (Голландия), Милликен (Англия), жена со



да осмотрят геофизическую обсерваторию Грузии, магнитную обсерваторию в Карсани, ЗАГЭС.

22 августа в Доме работников просвещения (Калоубанская, 3) состоится заседание Всесоюзного съезда физиков. В тот же день вечером в Доме просвещения будут прочтены лекции для широкой публики: рабочих и технической интеллигенции. Для участников съезда тем же вечером будет устроен товарищеский банкет.

Навстречу приезжающим по Военно-Грузинской дороге членам съезда сегодня выезжает секретарь Союз работников просвещения тов. Гегенава и профессора государственного университета и политехнического института Дидебулидзе, Мухелишвили, Питкевич и Гедеванишвили. Подробные сведения о заседаниях можно получить в Доме работников просвещения" /3,4/.

Газета "Заря Востока" от 22 августа 1928 г. под заголовком: "VI Всесоюзный съезд физиков. Участники съезда в Тбилиси", сообщила: "Прибыли участники VI Всесоюзного съезда физиков. Среди приехавших - около 30 крупнейших ученых-физиков иностранцев, представляющих почти все страны мира. Среди иностранных ученых находятся проф. Льюис (Калифорния), проф. Чарльз Дарвин (Кембриджский университет), проф. Мизес (Берлин), проф. Бриллюэн (Франция), проф. Борн (Германия), Бялобжецкий (Варшава), проф. Ладенбург (Берлин), проф. Шеель (Берлин) редактор самого распространенного журнала, посвященного физике^I, проф. Гохгейм, проф. Принсгейм (Мюнхен), проф. Франк (Прага), проф.

своей сестрой П. Принсгейма (Германия), жена Л. Бриллюэна (Франция), жена Ф. Франка (Чехословакия). Нужно заметить, что в ниже приводимом списке корреспондентов фигурируют фамилии Гевеля (Голландия) и Гохгейма (Германия), которых пока не можем идентифицировать.

^I Имеется в виду выходивший 2 раза в месяц журнал Zs. für Phys.



Пеньковский (Варшава) и др.". Корреспондент газеты "Коммунист" приводит кроме упомянутых имена еще нескольких иностранных физиков: Дебая (Голландия), Дирэка (Англия), Гевелла (Голландия).

Далее, в корреспонденции газеты "Заря Востока" (от 22 августа) читаем: "Из русских ученых прибыли академики Иоффе, Лазарев, проф. Романов, проф. Ильин, проф. Бурсиан, проф. Успенский, проф. Тимирязев, проф. Салытков, проф. Никитин, проф. Кравец и др. Всего приехало свыше 60 человек". Имеется основания думать, что из числа делегатов съезда в Тбилиси могли приехать О.Ричардсон (Англия), Р.Поля¹ (Германия); в числе советских физиков, возможно приехавших в Тбилиси, назовем Я.И.Френкеля, Л.Д.Ландау и П.Д.Иваненко. Из большого письма Я.И.Френкеля от 15 августа 1928 г., отозванного из Саратова, узнаем: "Сегодня, несколько часов назад, съезд был закрыт. Подводя итоги II дней, прошедших с его открытия, следует признать, что идея А.Ф.Иоффе о передвижном съезде² в общем и целом себя оправдала. Если и были некоторые недостатки, то они обусловлены неудачным выбором докладов на "провинциальных" заседаниях - особенно в Нижнем и отчасти в Саратове. В открытых заседаниях для большой аудитории нужно делать лишь доклады популярного характера" /5/.

В этом журнале были в 1925-26 гг. опубликованы основополагающие работы по квантовой механике. В 20-е годы примерно 1/4 - 1/3 объема журнала составляли публикации советских физиков.

1 Пребывание Р.Поля и П.Принсгейма в Тбилиси, впрочем, точно устанавливается по их переписке с А.Ф.Иоффе /6/.

2 Среди физиков VI съезд часто называли "плавучим".



Корреспонденции в грузинских газетах дают дополнительную информацию, составленную "по горячим следам", о съезде в целом, захватывая не только его тбилисский заключительный этап. Так, корреспондент газеты "Заря Востока" сообщает: "VI съезд открылся 5 августа в Москве. На съезде присутствовало около 400 научных работников центра и провинции. Накануне открытия съезда в Доме ученых ЦКУВУ состоялась товарищеская встреча советских и иностранных ученых. На первом же деловом заседании съезда выступили со специальными докладами иностранные ученые. В центре научных работ съезда были доклады об экспериментальных работах в области физики, большая часть которых открыта и исследована в СССР".

В связи с этой последней фразой в корреспонденции следует сказать, что в прямом экспериментальном подтверждении квантовой (волновой) механики советские физики принимали самое непосредственное участие. Так, ленинградский физик П.С. Тартаковский (1895-1940) выполнил независимо от знаменитого опыта Д.П.Томсона (1892-1975) эксперимент по дифракции электронов от кристаллической решетки. Из письма А.И.Иоффе к Н.Бору (от 18 января 1929 г.) видно, что он со своими сотрудниками в указанное время, отправляясь от методики Дэвисона и Джемера (по рассеянию электронов монокристаллами), занимался экспериментальными исследованиями по оптике электронов, измерял магнитный момент электрона и изучал поляризационные свойства электронных пучков. Интересными были его планы по прямой проверке предсказанного теорией туннельного эффекта /6/. О степени новизны и значении этих экспериментов, имевших прямое отношение к экспериментальному подтвер-



ждению фундаментальных квантово-механических представлений, можно узнать из письма к А.Ф.Иоффе от известного немецкого физика Р.Поля /6/.

Корреспондент "Зари Востока" продолжает свой рассказ о съезде: "Из Москвы участники съезда приехали в Нижний Новгород, где съезд имел два заседания в здании университета. Из Нижнего делегаты съезда прибыли в Казань, где состоялось одно заседание. Последнее заседание съезда было устроено в Саратове. В промежутках между остановками в кают-компаниях парохода происходили заседания по разным вопросам новейшей физики и велись дискуссии на научные темы. В этих заседаниях принимали участие корифеи современной мировой науки.

Вчера участники съезда осмотрели достопримечательности города; часть делегации выехала в Коджори, где ознакомились с постановкой дела в детских домах. Некоторые делегаты посетили ботанический сад. Состоялся осмотр достопримечательностей города, причем ученые особенно интересовались старым Тифлисом. 21 августа одна группа ученых осмотрела ЗАТЭС и Карсани-Хевскую магнитную обсерваторию, другая - город. Затем учеными был осмотрен музей Истории грузинского искусства в университете" /3/.

Академик Ю.Б.Харитон - в 1928 г. молодой сотрудник Ленинградского физико-технического института (правда, уже имевший за плечами двухгодичное пребывание в лаборатории Э.Резерфорда и степень доктора философии Кембриджского университета), в числе других делегатов оказался в Тбилиси. Он вспоминает, что А.Ф.Иоффе попросил сопровождать нескольких иностранных физиков по старому городу, чтобы они могли почувствовать его



колорит. Ю.Б.Харитон охотно выполнил просьбу и совершил вместе со своими подопечными несколько прогулок по вечернему Тбилиси. Ему хотелось познакомить гостей с грузинской национальной кухней. С этой целью он пригласил своих спутников в один из городских духанов. Кий Борисович рассказывает, как один из иностранцев вдруг обратил внимание на то, что стены духана были увешены... портретами видных ученых XIX века. В их числе особое впечатление на съездовцев произвел портрет Чарльза Дарвина. Иностранцы были буквально потрясены увиденным! Несомненно, что в тот вечер они оказались в знаменитом "Европейском духане" в Ортачала (в районе старого города), который украсил своими картинами неизвестный грузинский художник.

Другая участница съезда, тогда молодая аспирантка акад. А.Ф.Иоффе, ныне заслуженный деятель науки и техники, проф. И.В.Классен-Неклядова по нашей просьбе написала воспоминания о поездке делегатов съезда, начиная с Ленинграда до Батуми. Особенно она выделяет среди иностранных гостей П.Дебая, описывает его простоту, жизнерадостность, участие в молодежных мероприятиях и интересное приключение, происшедшее на пляже Черного моря в Батуми, где он спас жизнь неизвестному физика. Она вспоминает также, что П.Дирак при переходе через Дарьяльскую ледниговую гору, вблизи районного центра Казбеги, поскользнулся, вымок в ледяной воде, и в Тбилиси заболел лихорадкой. С особой теплотой и уважением вспоминает она гостеприимство грузинских ученых и среди них Н.И.Мусхелишвили и его жену Т.Николадзе, которые на превах хозяев принимали и провожали гостей.



Продолжим хронику съезда. Газета "Комунисти" в номере от 22 августа пишет: "Вчера в Доме работников просвещения состоялось заседание членов VI съезда физиков с участием научных работников просвещения города Тбилиси. В президиум заседания были избраны члены Президиума VI съезда физиков - акад. Иоффе, проф. Романов, проф. Ильин, проф. Леммлейн, проф. Салтыков, проф. Дидебулидзе, проф. Мухелишвили, проф. Питкевич, доц. Гедеванишвили и председатель правления профсоюзных работников просвещения тов. Гегенава. На заседании председательствовал проф. Дидебулидзе. Акад. А.Ф.Иоффе прочел доклад о новых идеях в современной физике. Докладчик обрисовал развитие квантовой физики от момента ее зарождения до наших дней. В докладе особое внимание было обращено на современное состояние релятивистской и волновой механики".

Русская газета более подробно описывает содержание доклада А.И.Иоффе, подчеркивая, что ученые всегда стремились свести все многообразие физических явлений к минимальному их числу. "По пути своего развития, - пишет газета, - физика как будто бы уже приблизилась к этой цели, но оказалось, что она еще не достигнута - появились новые теории. Постепенно физикам удалось объяснить явлениями электричества все физические явления. Материя есть проявление электричества. Эта последняя идея дала возможность глубже проникнуть в суть дела. Но когда она все более развивалась, опять появились противоречия. Например, в учении о свете. Но два года тому назад ряд ученых выдвинул новое представление о свете". Далее в газете (несколько неточно) излагается идея статистической причинности, характерной для новой квантовой механики и сменившей лапласовскую причинность.



После доклада А.Ф.Иоффе, как мы узнаем из газеты, с сообщениями "О молекулярных силах и электрической их природе" и "О многообразии превращений вещества" выступили соответственно московские профессора Е.В.Ильин и А.Б.Млодзевский. Краткие аннотации этих сообщений помещены в "Заре Востока" от 23 августа. Что касается доклада А.Ф.Иоффе, то изложение его представляет несомненный интерес. По нашему мнению, текст, помещенный в газете, был написан по ее просьбе самим А.Ф.Иоффе. Примечательно, что во второй половине 20-х годов в рамках газетной публикации ученый обсуждает проблемы физического смысла волновой функции, вероятностной трактовки квантовой механики и важных следствий, из нее вытекающих! "Спрос вызывает предложение" - видимо в газете отдавали себе отчет, что читателей интересуют эти проблемы и что значительная их часть может вполне усвоить существо конспективно излагаемых вопросов.

Укажем здесь, что вероятностная интерпретация квантовой механики с учетом принципа дополнительности Бора и истолкование датским физиком соотношения неопределенностей Гейзенберга было впервые дано на Международном съезде в итальянском курортном городке Комо (съезд был приурочен к 100-летию со дня смерти А.Вольта). На нем присутствовал весь цвет мировой физической науки, отсутствовал, разве что, Эйнштейн! Советскую физику представляли П.П.Лазарев и Я.И.Френкель; последний опубликовал отчет о работе Съезда (недавно переведенный на итальянский язык) и специально остановился на программном докладе Бора /7/. Вслед за съездом в Комо в декабре 1927 г. состоялся очередной, 5-й Сольвеевский конгресс, на котором обсуждались проблемы, объединенные названием "Электрон и фо-



тон" /8/. В работе 5-го Сольвеевского конгресса приняли участие многие физики, присутствовавшие на съезде в Комо, -- Брюссельский форум явился как бы продолжением комовского. Основной доклад, излагавший концепцию принципа дополнительности, сделал его автор -- Н. Бор ("Квантовый постулат и новейшее развитие атомной теории") /9/. Этот доклад вызвал оживленную дискуссию, которую можно рассматривать как продолжение дискуссии между "классиками" и "квантистами", начатой на съезде в Комо. Как видно из материалов Сольвеевского конгресса /8/, в дискуссии активное участие принимал Эйнштейн.

Н. Бор в своих воспоминаниях о Сольвеевских конгрессах и их роли в развитии квантовой физики пишет: "Эйнштейн принципиально возражал против отказа от детерминистического описания: он оспаривал наши аргументы, допускал возможность более точного учета взаимодействия между атомными объектами и измерительными приборами. Наши доводы, обосновывающие безнадежность этой перспективы, не убедили Эйнштейна /9/. Но необходимости перехода от детерминистического описания атомных процессов к вероятностному не разделяли такие видные физики, присутствовавшие на Конгрессе в Брюсселе, как Лоренц, Лавжэвен, Шредингер, де Бройль, М.Кюри, М.Бриллюэн и другие.

Поэтому для делегатов VI съезда русских физиков, собравшихся через полгода после Сольвеевского конгресса, было очень интересно разобраться в позициях Бора и Эйнштейна, тем более, что советские физики в работе конгресса участия не принимали, -- в отличие от ряда иностранных гостей съезда, в том числе Макса Борна, одного из основоположников квантовой механики и автора вероятностной интерпретации волновой функции (назовем еще двух участников Сольвеевского конгресса, приехавших в



1928 г. в СССР: П. Дирака и П. Дебая). Я.И. Френкель в упомянутом письме из Саратова пишет об интереснейших дискуссиях, разгоравшихся на пароходе между теми 50 (из общего числа 200) съездовцами, которые свободно разбирались в сложных философских вопросах, поставленных на повестку дня развитием квантовой механики. Заметим, что для менее подготовленной части съездовцев предполагалось прочтение популярных докладов по современной физике. Однако А.Ф. Моффе выбирает не слишком популярную тему для своего доклада на заочительном заседании съезда в Тбилиси. Этот доклад был назван "Обзор идей современной физики" /3/; конспективный текст его приводится ниже^I.

"Физика на всем протяжении своего существования старалась свести многообразие природы к одному принципу (требованию), в конце концов все объясняющему и все в себя заключающему. Возникали теории, вначале, казалось бы, удовлетворяющие этому требованию, но при поступательном движении науки в этих теориях вскрывались противоречия. Возникла система, объяснявшая явления мира движением мельчайших частиц материи и существованием эфира. Затем, в первые 25 лет нашего столетия природа как бы "электрофицирована". Сейчас физики думают, что в природе "все - электричество". Это новое представление дало большие возможности для проникновения в сущность материи. Раньше в физике из определенных условий, в которые оказывалась поставленной система, старались точно подсказать результат ее эволюции. Сейчас наука таких целей перед собой ставить не может. Теперь, зная условия, в которые поставлен объект, она

^I В этом тексте нами устраниены очевидные стилистические неточности.



с большей или меньшей степенью достоверности может описать вероятность того или другого результата измерения. Природой поставлен предел точности такого измерения и поэтому мы не можем точно предсказать явление. Приходится отказаться от обычных представлений о времени, пространстве и т.д. Мы берем в реальность материи. В реальности, как таковой, не могут существовать внутренние противоречия. Поэтому имеющиеся противоречия - суть противоречия в наших представлениях, в нашем, так называемом, "здравом смысле". Мы отказываемся от него, чтобы сохранить понятие о реальной природе. Мы имеем о природе неверное представление. Вот почему мы легко отказываемся от укоренившихся в нашем мозгу "ясных" вещей. Но предстоит еще большая работа. Сейчас - начало новой эпохи в развитии физики".

В приведенной краткой аннотации (своеобразном автореферате) доклада акад. А.Ф.Иоффе излагается представления нового, вероятностного подхода в интерпретации квантовой механики. Идеи новой физики, изложенные А.Ф.Иоффе, и его коллегами в беседах с грузинскими физиками, помогли им, а особенно молодым преподавателям и студентам-физикам Государственного университета и Политехнического института, получить ясное представление, а потом и разобраться в спорных вопросах современной физики.

Заканчивая нашу статью, посвященную заключительной фазе VI съезда русских физиков, мы хотели бы отметить ту выдающуюся роль, которую сыграл этот съезд в становлении современной физики в Советской Грузии. Через полтора года, после описанных событий, по инициативе Н.И.Мухелишвили (1891-1976), А.Размадзе (1889-1929), А.Дидебулидзе (1832-1951) и Н.Акифиева



(1882-1938) из числа первых выпускников физического факультета ТГУ были отобраны наиболее способные молодые люди (назовем среди них М.М.Мирианашвили (1906-1975), Д.Тогоберидзе (1906-1953), Н.Кварцхави (1909-1975), Г.Гордадзе (1911-1976), В.И.Мамасахлисова (1907-1972), которые по праву могут быть отнесены к числу основателей современной физики в Грузии.

Поступила 22.XII.1986

Кафедра физики КИИ
им. А.Цулукидзе
Ленинградский ФТИ
им. А.Ф.Иоффе

Литература

1. А.Ф.Иоффе. Научно-организационная деятельность. Сб. документов, Л., Наука, 1980, с.365.
2. С.И.Вавилов. VI съезд русских физиков. Научное слово, 1928, 8, с.95-99.
3. Делегаты съезда физиков в Тбилиси. Газета "Заря Востока", 19 августа (192), 1928; VII Всесоюзный съезд физиков, там же, 22 августа (193); Всесоюзный съезд физиков, там же, 23 августа (№ 194), 1928.
4. Заседание Всесоюзного съезда физиков в Тбилиси (на груз. языке). Газета "Коммунисти", 19 августа (192), 1928; тем же названием 22 августа (193), 1928.
5. В.Я.Френкель. Яков Ильич Френкель. М.-Л., Наука, 1966, с.473.
6. А.Ф.Иоффе. Встречи с физиками. Л., Наука, 1983, с.262.
7. Я.И.Френкель. Международный физический конгресс, в память А.Вольта в г.Комо, в книге "На заре новой физики", Л., Наука, 1970, с.384.
8. Electron & Photons. Rep. of Disc. Paris, 1928, p.263.



- 9. Н. Бор. 'Квантовый постулат и новейшее развитие атомной теории', в книге: Избранные научные труды, т. II, М., Наука, 1971, с. 675.
- 10. В. Гейзенберг. Часть и целое (на груз. языке). Тб., Ганат-леба, 1983, с. 312.
- 11. Арх. АН СССР, фонд Бурсиана В. Р.; VI съезд Русской ассоциации физиков, Л., ГИЦТИ, 1928, с. 62.

მ. უფრამიძე, ვ. ფრინკელი

საქართველოს დემოკრატიული რესპუბლიკის
 მხარისა
 რედაქცია

ნაშრომში გამოქვეყნდა სამატიული მიზნით მისთვის სპეციალურად შეკრებილი და შეუსწავლელი ფაქტი - ვ. ლეონიძის სრულიად რუსეთის დემოკრატიული რესპუბლიკის მიხედვით, "მეცნიერება" / ფრინკელი / 1928 წ. 5-22 სტრიტები, მისთვის-ტორტი-ფაბრიკის-სარედაქციო-მისამართი / სამატიული მიზნით უფრამიძე, ირეკვა, რომ ლეონიძის ფრინკელის დასკვნის უფრო მეტი მნიშვნელობა დაახლოებით 60 გვერდითაა, მათ შორის 24 გვერდი / ვ. ლეონიძე, ვ. პრეზიდი, ვ. პრეზიდი, ვ. პრეზიდი, ვ. პრეზიდი, ვ. პრეზიდი და სხვები / და რუსი დემოკრატები - აკადემიკოსი ა. ფ. ნოვოვი, ვ. პრეზიდი, ვ. პრეზიდი, ვ. პრეზიდი, ვ. პრეზიდი, ვ. პრეზიდი, ვ. პრეზიდი და სხვ., ფრინკელის მნიშვნელობის მასპინძლობას უზვერავს აკად. მ. მუსხელიშვილი, ვ. პრეზიდი ა. პრეზიდი, ვ. პრეზიდი, ვ. პრეზიდი, ვ. პრეზიდი, ვ. პრეზიდი,

საარტიკლო მასალებს, უარყოფილი გამოცემების / გამოცემები "კომუნისტები" და "ბარნა ვისტოკა", 1928 წ. №192-194 / და ფრინკელის ცენტრალური მნიშვნელობა / მხარისგან, მ. კლასენ-ნეკლიუპოვა, ა. ანტონიევი



ბეილი, ბ.გომბერგი, ვ.პენე-ი და სხვ./ მოგონებების საფუძველზე
დაგვიწვინდა წერილობით მდივანსავე გადმოვანის საინფორმაციო ინფორმაცია და
ბისი მნიშვნელობა საჯაროებში ფიზიკის მეცნიერებების განვითარე-
ბის საქმეში.

T. Epremidze, V.Frenkel

THE PARTICIPANTS OF THE 6TH ALL-RUSSIAN CONGRESS OF
PHYSICISTS IN TBILISI

Summary

The paper sheds light on a hitherto unpublished fact in the history of Soviet science - that of the concluding stage of the 6th (so-called "floating") all-Russian Congress of physicists in Tbilisi (5-22 August, 1928, Moscow-Corky-Kazan - Saratov-Tbilisi). It has been ascertained about 60 delegates (including 24 foreigners) took part in the final stage of the Congress in Tbilisi (P.Dirac, P.Debye, P.Pohl, Ch.Darwin, E.Pringsheim, L.Brillouin, and others), and Russian physicists-Academicians: A.F.Ioffe, T.P.Kravets, P.P.Lazarev; Professors Romanov, Ilyin, Bursian, Timiryazev, Saltykov, and others. The participants of the Congress were hosted by Academician N.Muskheishvili, and Professors A.Didebulidze, A.Pitkevich, and G.Gedevanishvili.

A study of the Georgian periodical press (newspapers-"Kommunisti" and "Zarya Vostoka", 1928, Nos 192-194) and of reminiscences of the participants of the Congress (I.Khariton, M.Klassen-Neklyudova, A.Arsenyeva-Geil, B. Gokhbery, V.Penner, and others) has brought light the interesting history of arranging the congress in Tbilisi and its significance to the development of physical science in Georgia.



Т.Л.ГВАРДЖАЛАЗЕ, Ш.М.ЦИКЛАУРИ, Т.М.КАЦИТАДЗЕ. Структурный фазовый переход, инициируемый криохимией.....	5
З.С.ЧЕЛИДЗЕ. К теории дифракции плоской электромагнитной волны на пассивном тонком вибраторе	15
Ф.Г. БОГДАНОВ, Р.Г.КЕВАНИШВИЛИ, Э.И.СИКМАШВИЛИ. Рассеяние плоской волны на системе из идеально проводящего экрана и решетке из диэлектрических цилиндров.....	28
Н.С.ГРИГАЛАШВИЛИ, Ю.В.ТЕВЗАДЗЕ. Сечения неупругих взаимодействий легких релятивистских ядер с ядрами углерода.....	45
В.И.БЕРЕЖИАНИ, Дж.И.ДЖАВАХИШВИЛИ, М.Эль-АНРИ. К нелинейной теории поперечной электромагнитной волны в плазменно-пучковой системе.....	56
Г.Н.ГОРГИШВИЛИ, Г.И.КОЧОРАДЗЕ, Г.В.МИХАЙЛОВ, Ш.М.МИРИАНАШВИЛИ, Н.К.ПАНКВЕЛАШВИЛИ. Теоретический расчет вольт-амперных характеристик компенсированных полупроводников при двойной инжекции носителей ...	70
А.Н.ИВАНИШВИЛИ, Р.В.КАНТАРИЯ, Н.И.МАЙСУРАДЗЕ, Т.М.СВАНИДЗЕ, Т.В.ЭТРАШВИЛИ. Структурные исследования сильновырожденных тонких пленок сульфида меди р-составляющих фотоэлектрических преобразователей.....	84
И.Ф.БЕЖАНОВА, Е.К.НЕМСАДЗЕ, И.В.ЧИКВАИДЗЕ. Диффузия Sn в $GaAs$ из легированных оловом пленок SiO_2	93
А.И.МАЧАВАРИАНИ, А.Д. ЧЕЛИДЗЕ. Задача нуклон-нуклонного рассеяния в рамках уравнений Лоу.....	99



Б.Г. ГОРГИЛАДЗЕ, Г.М. ДОЛИДЗЕ. Кинетический анализ тер- мостимулированных процессов.....	116
Т.И. БУРЕМИДЗЕ, В.Я. ФРИНКЕЛЬ. Участники VI Всероссий- ского съезда физиков в Тбилиси.....	134



Թ Ո Ն Յ Վ Ն Ս Ո

- Պ. ԲՅԱԿՏԱԼՅԱՆ, Ծ.ՆՈՎԱԿՅԱՆ, Պ.ՅԱՅԵՆԿՅԱՆ. Երևանի քաղաքի քաղաքացիական իրավունքների և քաղաքացիական պարտքերի իրավունքները 12
- Յ.ՏՅԱԼՈՒՄՅԱՆ. Ընդհանուր քաղաքացիական իրավունքի զարգացումը և նրա դերը քաղաքացիական իրավունքի զարգացման գործընթացում 23
- Պ. ԲՆԻՄԻՆՅԱՆ, Ռ.ՅԱՅԵՆԿՅԱՆ, Յ.ՍԻՄԵՆՅԱՆ. Ընդհանուր քաղաքացիական իրավունքի զարգացման գործընթացում քաղաքացիական իրավունքի զարգացման դերը և նրա դերը քաղաքացիական իրավունքի զարգացման գործընթացում 38
- Ե. ԲՆԻՄԻՆՅԱՆ, Ռ.ՅԱՅԵՆԿՅԱՆ. Ընդհանուր քաղաքացիական իրավունքի զարգացման գործընթացում քաղաքացիական իրավունքի զարգացման դերը և նրա դերը քաղաքացիական իրավունքի զարգացման գործընթացում 53
- Պ. ԲՆԻՄԻՆՅԱՆ, Ռ.ՅԱՅԵՆԿՅԱՆ, Ծ.ՆՈՎԱԿՅԱՆ. Վերջին քաղաքացիական իրավունքի զարգացման գործընթացում քաղաքացիական իրավունքի զարգացման դերը և նրա դերը քաղաքացիական իրավունքի զարգացման գործընթացում 69
- Ե. ԲՆԻՄԻՆՅԱՆ, Ծ.ՆՈՎԱԿՅԱՆ, Ծ.ՆՈՎԱԿՅԱՆ, Ծ.ՆՈՎԱԿՅԱՆ. Ընդհանուր քաղաքացիական իրավունքի զարգացման գործընթացում քաղաքացիական իրավունքի զարգացման դերը և նրա դերը քաղաքացիական իրավունքի զարգացման գործընթացում 82
- Պ. ԲՆԻՄԻՆՅԱՆ, Ռ.ՅԱՅԵՆԿՅԱՆ, Ռ.ՅԱՅԵՆԿՅԱՆ, Պ.ՅԱՅԵՆԿՅԱՆ, Պ.ՅԱՅԵՆԿՅԱՆ. Ընդհանուր քաղաքացիական իրավունքի զարգացման գործընթացում քաղաքացիական իրավունքի զարգացման դերը և նրա դերը քաղաքացիական իրավունքի զարգացման գործընթացում 90
- Ռ. ԲՆԻՄԻՆՅԱՆ, Պ.ՅԱՅԵՆԿՅԱՆ, Ռ.ՅԱՅԵՆԿՅԱՆ. ՏՆ-ի զարգացման և $GeAs_2$ -ի զարգացման և SiO_2 -ի զարգացման 97
- Պ. ԲՆԻՄԻՆՅԱՆ, Պ.ՅԱՅԵՆԿՅԱՆ. Ընդհանուր քաղաքացիական իրավունքի զարգացման գործընթացում քաղաքացիական իրավունքի զարգացման դերը և նրա դերը քաղաքացիական իրավունքի զարգացման գործընթացում 112
- Ե. ԲՆԻՄԻՆՅԱՆ, Ծ.ՆՈՎԱԿՅԱՆ. Ընդհանուր քաղաքացիական իրավունքի զարգացման գործընթացում քաղաքացիական իրավունքի զարգացման դերը և նրա դերը քաղաքացիական իրավունքի զարգացման գործընթացում 132
- Պ. ԲՆԻՄԻՆՅԱՆ, Պ.ՅԱՅԵՆԿՅԱՆ. Ստորին քաղաքացիական իրավունքի զարգացման գործընթացում քաղաքացիական իրավունքի զարգացման դերը և նրա դերը քաղաքացիական իրավունքի զարգացման գործընթացում 154



C O N T E N T S

T.GVARJALADZE, Sh.TSIKLARI, T.KATSITADZE. Cryochemically initiated structural phase transition	13
Z.CHELDZE. Towards the theory of a diffraction plane electro-magnetic wave on a passive vibrator	23
F.BOGDANOV, R.KEVANISHVILI, Z.SIKMASHVILI. Scattering of the plane wave over a system of an ideally conducting screen and a grating of dielectric cylinders	38
N.GRIGALASHVILI, YU.TEVZADZE. Inelastic cross sections of the interactions of light relativistic nuclei with carbon nuclei	53
V.BEREZHIANI, J.JAVAKHISHVILI, M.EIASHRY. On the nonlinear theory of transverse electromagnetic wave in plasma-beam system	69
G.GORGISHELI, G.KOCHORADZE, G.MIKHAILOV, Sh.MRIANASHVILI, N.PANKVELASHVILI. Theoretical estimation of the I-V characteristics of compensated semiconductors with double-injection of carriers	83
A.IVANISHVILI, R.KANTARIA, I.MAISURADZE, T.SVANIDZE, T.ETERASHVILI. Investigation of thin films of cupric sulphide representing the P-part of photoelectric transformers	90
I.BEZZHANOVA, E.NEMSADZE, I.CHIKVAIDZE. Sn diffusion into GaAs from Sn-doped SiO ₂ films	98
A.MACHAVARIANI, A.CHELDZE. Low energy equations for the nucleon-nucleon interactions	112
B.GORGILADZE, G.DOLIDZE. Kinetic analysis of thermo-stimulated processes	132
LEPREMDZE, V.FRENKEL. The participants of the 6th all-Russian Congress of physicists in Tbilisi	155



Редактор издательства Л.Абуашвили

Подписано в печать 17.12.87

УД 04075 Бумага 60 x 84

Усл.печ.л.10 Уч.изд.л.6,2 Тираж 300

Заказ 93 Цена I р.20 к.

Издательство Тбилисского университета,

Тбилиси, 380028, пр. И.Чавчавадзе, 14.

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

Типография Тбилисского университета,

Тбилиси, 380028, пр. И.Чавчавадзе, 1.

თბილისის უნივერსიტეტის სტამბა, თბილისი,
380028, ი.ჭავჭავაძის პროსპექტი, 1.