

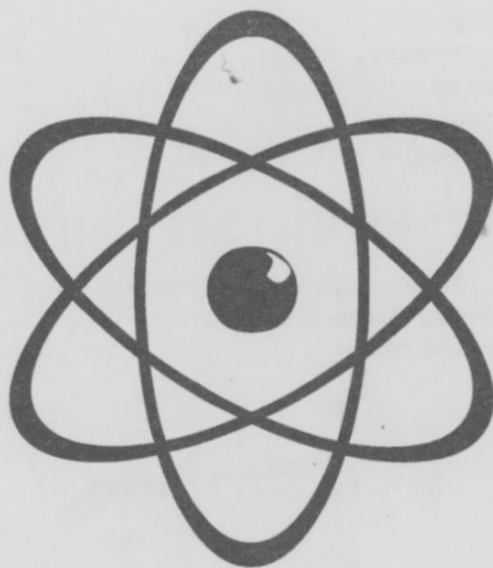
ISSN 0453-8048

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ

ВІСНИК

ХАРКІВСЬКОГО УНІВЕРСИТЕТУ

№ 453



1999

“Вісник Харківського університету” (серія фізична «Ядра, частинки, поля») є збірником наукових робіт, який містить результати досліджень з фізики елементарних частинок, ядерної фізики, фізики плазми та плазмових технологій, фізики твердого тіла та радіаційної фізики. Збірник призначений для викладачів, наукових співробітників, аспірантів та студентів, що спеціалізуються у відповідних або суміжних галузях науки. Його включено до Переліку наукових видань ВАК, в яких можуть публікуватися основні результати дисертаційних робіт. До публікації приймаються статті, написані українською, російською або англійською мовами згідно з правилами для авторів і мають позитивні рекомендації двох рецензентів, призначених редакцією. Запланована періодичність випуску збірника — 4 рази на рік.

Редакційна колегія

Головний редактор — **Залюбовський І.І.** — чл.-кор. НАН України, д-р ф.-м. наук, професор
Заст. головного редактора — **Азаренков М.О.** — д-р ф.-м. наук, професор

Члени редакційної колегії:

Адаменко І. М. — д-р ф.-м. наук, професор
Бережній Ю. А. — д-р ф. -м. наук, професор
Коваль А. Г. — д-р ф.-м. наук, професор
Кондратенко А. М. — д-р ф.-м. наук, професор
Лапшин В. І. — д-р ф. -м. наук, професор
Нечипоренко Є. П. — д-р ф.-м. наук, професор
Толок В. Т. — чл.-кор. НАН України, д-р ф.-м. наук, професор

Відповідальний секретар — **Кірдін А.І.** — к. ф.-м. наук

Адреса редакційної колегії: 310108, Харків, пр. Курчатова, 31.
Харківський державний університет. Фізико-технічний факультет, к. 402.
Тел. 35-28-34. E-mail: Kirdin@pht.univer.kharkov.ua

*Друкується за рішенням Вченої Ради Харківського державного університету.
Протокол № 7 від 24 вересня 1999 р.*

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ

Заснований у 1964 р.

ВІСНИК

ХАРКІВСЬКОГО УНІВЕРСИТЕТУ

№ 453

серія фізична

«Ядра, частинки, поля»

Випуск 3 /7/

**Харків
1999**

Зміст

С.А. Дуплій Суперконформно-подобные сплетающие четность морфизмы, деформации и нечетные коциклы	3
В.Ф. Клепиков, В.В. Литвиненко, В.А. Черкасский О симметричной природе солитонных решений в полевых моделях	9
F. Alouani-Bibi, V.T. Lazurik, Yu.V. Rogov The emerging energy and δ -electrons from thin slabs exposed to electrons beam	13
В.В. Товстяк Термоакустический механизм воздействия импульсного пучка электронов на биологические объекты	18
В.В. Товстяк Акустический эффект вторичных электронов и модифицированный принцип попадания в радиобиологии	23
V.A. Deryuga, A.I. Kalinichenko, G.F. Popov, A.G. Ponomarev, V.V. Uvarov Excitation of acoustic oscillations by destructive electron impact on polycrystalline metal targets	28
В.Д. Ходусов Нелинейные волны второго звука в твердых телах	33
И.Н. Кудрявцев Особенности фононного спектра металлооксидных высокотемпературных сверхпроводников	36
А.А. Ашеко, В.С. Сперкач, А.К. Стрельцина Акустические спектры некоторых предельных углеводородов с разветвленной цепью	43
С.С. Зуб Пространственная магнитная потенциальная яма и магнитная левитация в системе магнитный диполь-сверхпроводящая сфера	48
А.И. Великодний, В.Г. Кириченко Исследование больших скачков Баркгаузена в ферромагнетике с магнитным расслоением	55
А.А. Бизюков, Вл.В. Бобков, А.Е. Кашаба, Н.Д. Серeda, И.К. Тарасов Подавление диокотронных колебаний пространственной модуляцией скорости дрейфа	58
С.П. Новосядлий Плазмохімічні процеси в системній технології великих інтегральних схем	61
Н.М. Пелихатый Стимулированные процессы в полупроводниках и слоистых структурах на их основе при взаимодействии с потоками плазмы	69
М.Ю. Силкин, С.Н. Стервoедов, Н.Г. Стервoедов Монитор пучка установки ионной имплантации	75
<i>Евгеній Петрович Нечипоренко (к семидесятилетию со дня рождения)</i>	78

УДК 539.12

СУПЕРКОНФОРМНО-ПОДОБНЫЕ СПЛЕТАЮЩИЕ ЧЕТНОСТЬ МОРФИЗМЫ, ДЕФОРМАЦИИ И НЕЧЕТНЫЕ КОЦИКЛЫ

С. А. Дуплій

Лаборатория ядерной физики, физико-технический факультет
Харьковский государственный университет, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 310077, Украина
E-mails: Steven.A.Duplij@univer.kharkov.ua duplij@member.ams.org
Internet: <http://gluon.physik.uni-kl.de/~duplij>

Поступила в редакцию 26 августа 1999 г.

На (1|1) полусупермногообразиях вводятся аналоги суперконформных морфизмов — сплетающие четность касательного пространства (TPt) преобразования. С учетом их вклада найдены смешанные условия согласованности для нечетных коциклов, которые можно трактовать как нечетный супераналог якобиана, а также TPt деформации и нечетные аналог препятствий.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: суперконформное преобразование, коцикл, препятствие, деформация.

Идея суперконформной симметрии [1] играет ключевую роль в построении суперструнных моделей элементарных частиц [2], в рамках которых удается объединить непротиворечивым образом все фундаментальные взаимодействия (см. напр., [3]). В последнее время значение суперконформной симметрии было переосмыслено из-за ее исключительной роли в построении M -теории [4], описании D -бран [5] и черных дыр [6], а также в ее связи с предельными теоремами в пространствах анти-Де Ситтера [7]. С другой стороны, теория деформаций супермногообразий [8, 9] представляет собой необходимую составляющую анализа суперструн и суперконформных теорий поля в терминах суперримановых поверхностей [10, 11] и, в то же время, интересна с математической точки зрения [12] как суперобобщение соответствующей теории для обычных комплексных многообразий [13]. В работах [14, 15] рассматривалось необратимое расширение $N = 1$ суперконформной геометрии на суперплоскости и изучались новые полугрупповые свойства подобных конструкций [16, 17]. Здесь мы изучим некоторые особенности координатного описания и деформаций полусупермногообразий [18], возникающие при учете сплетающих четность преобразований [16, 19], а также проследим, каким образом возникают новые типы условий согласованности и коциклов.

СМЕШАННЫЕ УСЛОВИЯ СОГЛАСОВАННОСТИ И НЕЧЕТНЫЕ АНАЛОГИ КОЦИКЛОВ

Пусть имеется (1|0)-мерное комплексное полусупермногообразие $\mathcal{M}$ (в смысле [18]), представленное в виде полуатласа $\mathcal{M} = \bigcup_{\alpha} \{\mathcal{U}_{\alpha}\}$ с локальными координатами z_{α} . Тогда многие основные формулы и теоремы, связанные с деформациями и коциклами, будут повторять соответствующие формулы несуперсимметричного случая [13]. Единственное добавление состоит в учете наряду с обратимыми необратимых преобразований в качестве функций перехода $z_{\alpha} = f_{\alpha\beta}(z_{\beta})$ с ненулевым, но необратимым нильпотентным якобианом $J_{\alpha\beta} = \partial z_{\alpha} / \partial z_{\beta}$, т. е. $J_{\alpha\beta} \neq 0$, но $\epsilon[J_{\alpha\beta}] = 0$, где ϵ представляет собой числовое отображение [20], зануляющее все нильпотентные генераторы подстилающей супералгебры. Этот случай является промежуточным между стандартным обратимым, когда $J_{\alpha\beta} \neq 0$, и предельным необратимым, когда $J_{\alpha\beta} = 0$. На пересечении трех суперобластей $\mathcal{U}_{\alpha} \cap \mathcal{U}_{\beta} \cap \mathcal{U}_{\gamma}$ для последовательных переходов $z_{\gamma} \rightarrow z_{\beta} \rightarrow z_{\alpha}$ имеем стандартное условие согласования $f_{\alpha\gamma} = f_{\alpha\beta} \circ f_{\beta\gamma}$ или в локальных координатах $f_{\alpha\gamma}(z_{\gamma}) = f_{\alpha\beta}(f_{\beta\gamma}(z_{\gamma}))$. При этом соответствующие якобианы преобразуются мультипликативно (с поточечным умножением)

$$J_{\alpha\gamma} = J_{\alpha\beta} \cdot J_{\beta\gamma}, \quad (1)$$

что отвечает касательному расслоению на $\mathcal{M}$ [13]. Для (1|1)-мерного полусупермногообразия с локальными координатами $Z_{\alpha} = (z_{\alpha}, \theta_{\alpha})$ роль якобиана в обратимом суперконформном случае играет березиниан перехода $Z_{\beta} \rightarrow Z_{\alpha}$ (см. напр. [21]). Однако для выполнения условия коцикличности, аналогичного (1), необходимо рассматривать редуцированные преобразования. Здесь мы покажем, что при ослаблении обратимости возникает не один вариант суперобобщения условия коцикличности (1) [22], а два [17] в соответствии с двумя типами редуцированных преобразований [19, 23]. Для этого запишем общее преобразование (1|1)-мерного касательного вектора $T\mathcal{M}|_{\beta} \rightarrow T\mathcal{M}|_{\alpha}$ в матричном виде

$$\begin{pmatrix} \partial_{\beta} \\ D_{\beta} \end{pmatrix} = P_{\alpha\beta}^{SA} \cdot \begin{pmatrix} \partial_{\alpha} \\ D_{\alpha} \end{pmatrix}, \quad P_{\alpha\beta}^{SA} = \begin{pmatrix} Q_{\alpha\beta} & \partial_{\beta}\theta_{\alpha} \\ \Delta_{\alpha\beta} & D_{\beta}\theta_{\alpha} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$Q_{\alpha\beta} = \partial_{\beta}z_{\alpha} - \partial_{\beta}\theta_{\alpha} \cdot \theta_{\alpha}, \quad \Delta_{\alpha\beta} = D_{\beta}z_{\alpha} - D_{\beta}\theta_{\alpha} \cdot \theta_{\alpha}, \quad (3)$$

где $D_{\alpha} = \partial/\partial\theta_{\alpha} + \theta_{\alpha}\partial_{\alpha}$, $\partial_{\alpha} = \partial/\partial z_{\alpha}$ (нет суммирования). При двух последовательных преобразованиях $Z_{\gamma} \rightarrow Z_{\beta} \rightarrow Z_{\alpha}$ на $\mathcal{U}_{\alpha} \cap \mathcal{U}_{\beta} \cap \mathcal{U}_{\gamma}$ для суперматриц $P_{\alpha\beta}^{SA}$ из (2) имеем условие коцикличности

$$P_{\alpha\gamma}^{SA} = P_{\beta\gamma}^{SA} \cdot P_{\alpha\beta}^{SA}. \quad (4)$$

Отсюда следуют выражения для нечетной и четной производных конечной нечетной координаты

$$D_\gamma \theta_\alpha = D_\gamma \theta_\beta \cdot D_\beta \theta_\alpha + \Delta_{\beta\gamma} \cdot \partial_\beta \theta_\alpha, \quad \partial_\gamma \theta_\alpha = \partial_\gamma \theta_\beta \cdot D_\beta \theta_\alpha + Q_{\beta\gamma} \cdot \partial_\beta \theta_\alpha. \quad (5)$$

Легко видеть, что зануление вторых слагаемых в (5)

$$\Delta_{\beta\gamma} = 0, \quad (\text{SCf}) \quad (6)$$

$$Q_{\beta\gamma} = 0, \quad (\text{TPt}) \quad (7)$$

приводит к двум (!), а не к одному, как в стандартном случае [22], условиям коцикла и соответствующим двум редукциям суперматрицы $P_{\alpha\beta}^{SA}$ (см. [17, 19]). Уравнения (6)–(7) определяют суперконформные (SCf) и сплетающие четность (TPt) преобразования соответственно [15, 19]. Действие сплетающих четность преобразований в касательном и кокасательном $(1|1)$ -пространствах определяется как

$$\begin{cases} \partial_\beta = \partial_\beta \theta_\alpha^{TPt} \cdot D_\alpha, \\ dZ_\alpha = d\theta_\beta \cdot \Delta_{\alpha\beta}^{TPt}, \end{cases} \quad (8)$$

где $\Delta_{\alpha\beta}^{TPt} \stackrel{\text{def}}{=} \Delta_{\alpha\beta}|_{Q_{\alpha\beta}=0}$ — является нечетной и нильпотентной величиной. Поэтому соотношения (8) свидетельствуют о том, что TPt преобразования, удовлетворяющие условию $Q_{\alpha\beta} = 0$, действительно изменяют четность касательного и кокасательного суперпространств $T\mathbb{C}^{1|0} \rightarrow T\mathbb{C}^{0|1}$ и $T^*\mathbb{C}^{0|1} \rightarrow T^*\mathbb{C}^{1|0}$ [17]. Тогда вместо одного условия коцикличности для суперматриц $P_{\alpha\beta}^{SA}$ (4) имеем два условия

$$P_{\alpha\gamma}^{SCf} = P_{\beta\gamma}^{SCf} \cdot P_{\alpha\beta}^{SCf}, \quad P_{\alpha\gamma}^{TPt} = P_{\beta\gamma}^{TPt} \cdot P_{\alpha\beta}^{TPt}. \quad (9)$$

для редуцированных различным образом (треугольных и антитреугольных) суперматриц

$$P_{\alpha\beta}^{SCf} = \begin{pmatrix} Q_{\alpha\beta}^{SCf} & \partial_\beta \theta_\alpha^{SCf} \\ 0 & D_\beta \theta_\alpha^{SCf} \end{pmatrix}, \quad P_{\alpha\beta}^{TPt} = \begin{pmatrix} 0 & \partial_\beta \theta_\alpha^{TPt} \\ \Delta_{\alpha\beta}^{TPt} & D_\beta \theta_\alpha^{TPt} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где $Q_{\alpha\beta}^{SCf} \stackrel{\text{def}}{=} Q_{\alpha\beta}|_{\Delta_{\alpha\beta}=0}$. Таким образом, из (5)–(9) следует, что при ослаблении обратимости для условия коцикличности (1) имеется два возможных суперобобщения — четное и нечетное

$$J_{\alpha\gamma}^{SCf} = J_{\beta\gamma}^{SCf} \cdot J_{\alpha\beta}^{SCf} \quad (11)$$

$$J_{\alpha\gamma}^{TPt} = J_{\beta\gamma}^{TPt} \cdot J_{\alpha\beta}^{TPt} \quad (12)$$

где

$$J_{\alpha\beta}^{SCf} \stackrel{\text{def}}{=} D_\beta \theta_\alpha^{SCf}, \quad (13)$$

$$J_{\alpha\beta}^{TPt} \stackrel{\text{def}}{=} \partial_\beta \theta_\alpha^{TPt}. \quad (14)$$

Из (14) следует, что $J_{\alpha\beta}^{TPt}$ является нечетным и, следовательно, нильпотентным. Назовем $J_{\alpha\beta}^{SCf}$ и $J_{\alpha\beta}^{TPt}$ четным и нечетным коциклом соответственно, а условие (12) — смешанным условием согласованности (условием коцикла). Все рассмотренные условия согласованности можно представить также в более наглядном виде, отражающем нетривиальную четно-нечетную симметрию между коциклами,

$$\partial_\gamma z_\alpha = \partial_\gamma z_\beta \cdot \partial_\beta z_\alpha \xrightarrow{\text{SUSY}} \begin{cases} D_\gamma \theta_\alpha^{SCf} = D_\gamma \theta_\beta^{SCf} \cdot D_\beta \theta_\alpha^{SCf}, & (\text{SCf}) \\ \partial_\gamma \theta_\alpha^{TPt} = \partial_\gamma \theta_\beta^{TPt} \cdot D_\beta \theta_\alpha^{SCf}, & (\text{TPt}) \end{cases} \quad (15)$$

где индексы SCf и TPt отвечают типу редуцированного преобразования $T_{\alpha\beta}$ между соответствующими суперобластями $\mathcal{U}_\alpha$ и $\mathcal{U}_\beta$. По терминологии [24] коциклы, удовлетворяющие соотношениям типа (1) и (11)–(12) называются склеивающими коциклами соответствующего расслоения (в данном случае касательного).

Существенным для суперструнных приложений (см., напр., [25]) фактом является то, что четный коцикл $J_{\alpha\beta}^{SCf}$ (13) совпадает с березинианом — четным супераналогом якобиана — суперконформного (SCf) $Z_\beta \rightarrow Z_\alpha$ преобразования $J_{\alpha\beta}^{SCf} = \text{Ber } P_{\alpha\beta}^{SCf}$. Это позволяет построить каноническое расслоение с функциями перехода $J_{\alpha\beta}^{SCf}$, а также соответствующее линейное расслоение [26, 27]. Рассматривая подобную трактовку и для (1), можно придать похожий смысл также и нечетному коциклу (14): нечетный коцикл $J_{\alpha\beta}^{TPt}$ можно трактовать как нечетный супераналог якобиана для сплетающих четность (TPt) преобразований $Z_\beta \rightarrow Z_\alpha$ (в то время, как березиниан [21] есть четный супераналог якобиана). Формула (12) может рассматриваться не только как условие коцикличности, но и как закон умножения четного и нечетного супераналогов якобиана. Тогда соответствующие аналоги канонического и линейного расслоений будут обладать необычными свойствами, например, кручение четности и нильпотентность коциклов.

ДЕФОРМАЦИИ И СПЛЕТАЮЩИЕ ЧЕТНОСТЬ МОРФИЗМЫ

Возникновение дополнительного условия согласования (9) и нечетного условия коцикличности (12) приводит к соответствующей модификации стандартных условий деформации в локальном подходе [10, 12]. Это, в свою очередь, играет важную роль в суперструнных вычислениях [28] для определения свойств пространства супермодулей [29] и формулировки суперобобщения фундаментальной теоремы Римана-Роха [26]. Здесь мы переформулируем стандартный подход, используя альтернативной параметризацию (см.

[15]), что позволит учесть также и нечетные условия коцикличности (9) и (12). В несуперсимметричном случае [13] деформация условия согласованности $f_{\alpha\gamma} = f_{\alpha\beta} \circ f_{\beta\gamma}$ в виде $z_\alpha = f_{\alpha\beta}(z_\beta) + t b_{\alpha\beta}(z_\beta)$ приводит к тому же условию для недеформированных функций $f_{\alpha\beta}(z_\beta)$ и к уравнению для деформаций $b_{\alpha\beta}(z_\beta)$

$$b_{\alpha\gamma}(z_\gamma) = b_{\alpha\beta}(f_{\beta\gamma}(z_\gamma)) + f'_{\alpha\beta}(f_{\beta\gamma}(z_\gamma)) \cdot b_{\beta\gamma}(z_\gamma). \quad (16)$$

Умножим это соотношение тензорно на $\partial/\partial z_\alpha$ и воспользуемся $f'_{\alpha\beta} = \partial z_\alpha / \partial z_\beta$, тогда получаем условие согласованности в виде

$$b_{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial z_\alpha} + b_{\beta\gamma} \frac{\partial}{\partial z_\beta} - b_{\alpha\gamma} \frac{\partial}{\partial z_\alpha} = 0, \quad (17)$$

которое показывает, что $\left\{ b_{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial z_\alpha} \right\}$ действительно является коциклом [13]. При инфинитезимальных преобразованиях $z_\alpha \mapsto z_\alpha + t s_\alpha(z_\alpha)$ коцикл (17) изменяется на кограницу

$$\left\{ b_{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial z_\alpha} \right\} \mapsto \left\{ b_{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial z_\alpha} + s_\alpha \frac{\partial}{\partial z_\alpha} - s_\beta \frac{\partial}{\partial z_\beta} \right\}, \quad (18)$$

что определяет когомологический класс (Кодайры-Спенсера) деформаций первого порядка [13]. В суперконформном случае [10] рассматриваются недеформированные расщепленные преобразования, имеющие в стандартной параметризации [25] вид

$$\text{SCf}_{\text{split}}: \begin{cases} z_\alpha = f_{\alpha\beta}(z_\beta), \\ \theta_\alpha = \theta_\beta \cdot \sqrt{f'_{\alpha\beta}(z_\beta)}, \end{cases} \quad (19)$$

которые не содержат иных нечетных параметров, кроме θ_α . Поэтому расщепленные суперримановы поверхности, имеющие преобразования (19) в качестве функций склейки содержат ту же информацию, что и обычные римановы поверхности, наделенные спиновой структурой, которая определяется знаком квадратного корня [30]. Теперь суперконформные деформации определяются двумя параметрами — четным t и нечетным τ [10] — и двумя четными функциями $b_{\alpha\beta}(z_\beta)$ и $c_{\alpha\beta}(z_\beta)$ следующим образом

$$z_\alpha^{SCf}(t, \tau) = f_{\alpha\beta}(z_\beta) + t b_{\alpha\beta}(z_\beta) + \theta_\beta \cdot \tau c_{\alpha\beta}(z_\beta) \cdot F_{\alpha\beta}(z_\beta, t), \quad (20)$$

$$\theta_\alpha^{SCf}(t, \tau) = \tau c_{\alpha\beta}(z_\beta) + \theta_\beta \cdot F_{\alpha\beta}(z_\beta, t), \quad (21)$$

где $F_{\alpha\beta}(z_\beta, t) = \sqrt{f'_{\alpha\beta}(z_\beta) + t b'_{\alpha\beta}(z_\beta)}$. Четное условие согласованности (11) на тройных пересечениях $\mathcal{U}_\alpha \cap \mathcal{U}_\beta \cap \mathcal{U}_\gamma$ записывается в компонентном виде

$$z_\alpha^{SCf}(z_\gamma, \theta_\gamma) = z_\alpha^{SCf}(z_\beta^{SCf}(z_\gamma, \theta_\gamma), \theta_\beta^{SCf}(z_\gamma, \theta_\gamma)), \quad \theta_\alpha^{SCf}(z_\gamma, \theta_\gamma) = \theta_\alpha^{SCf}(z_\beta^{SCf}(z_\gamma, \theta_\gamma), \theta_\beta^{SCf}(z_\gamma, \theta_\gamma)), \quad (22)$$

что в первом порядке по t, τ (здесь эти дополнительные аргументы опущены, но подразумеваются) приводит к уравнениям $f_{\alpha\gamma} = f_{\alpha\beta} \circ f_{\beta\gamma}$ и (16) плюс дополнительное уравнение на функцию $c_{\alpha\beta}(z_\beta)$

$$c_{\alpha\gamma}(z_\gamma) = c_{\alpha\beta}(f_{\beta\gamma}(z_\gamma)) + c_{\beta\gamma}(z_\gamma) \cdot \sqrt{f'_{\alpha\beta}(f_{\beta\gamma}(z_\gamma))}. \quad (23)$$

Тензорное умножение на $\frac{\partial}{\partial z_\alpha}$ в дополнение к (18) и использование (19) дает

$$c_{\alpha\beta} \theta_\alpha \frac{\partial}{\partial z_\alpha} + c_{\beta\gamma} \theta_\beta \frac{\partial}{\partial z_\beta} - c_{\alpha\gamma} \theta_\alpha \frac{\partial}{\partial z_\alpha} = 0. \quad (24)$$

Уравнения (17) и (24) свидетельствуют о том, что суперконформные деформации описываются двумя коциклами $\left\{ b_{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial z_\alpha} \right\}$ и $\left\{ c_{\alpha\beta} \theta_\alpha \frac{\partial}{\partial z_\alpha} \right\}$, которые при суперконформных репараметризациях

$$z_\alpha \xrightarrow{SCf} z_\alpha + t s_\alpha(z_\alpha) + \theta_\alpha \cdot \tau r_\alpha(z_\alpha) \cdot \sqrt{1 + t s'_\alpha(z_\alpha)}, \quad (25)$$

$$\theta_\alpha \xrightarrow{SCf} \tau r_\alpha(z_\alpha) + \theta_\alpha \cdot \sqrt{1 + t s'_\alpha(z_\alpha)}, \quad (26)$$

изменяются на кограницы (18) и

$$\left\{ c_{\alpha\beta} \theta_\alpha \frac{\partial}{\partial z_\alpha} \right\} \mapsto \left\{ c_{\alpha\beta} \theta_\alpha \frac{\partial}{\partial z_\alpha} + r_\alpha \theta_\alpha \frac{\partial}{\partial z_\alpha} - r_\beta \theta_\beta \frac{\partial}{\partial z_\beta} \right\}, \quad (27)$$

что определяет соответствующие когомологические классы и пространство супермодулей [31].

Переформулируем теперь супердеформации таким образом, чтобы можно было учесть также и нечетные условия согласованности (12). Для этого воспользуемся альтернативной параметризацией (см. [15, 19]) и запишем редуцированные SCf и TPt преобразования на $\mathcal{U}_\alpha \cap \mathcal{U}_\beta$ в едином виде

$$z_\alpha = f_{\alpha\beta}(z_\beta) + \theta_\alpha \cdot \chi_{\alpha\beta}(z_\beta), \quad (28)$$

$$\theta_\alpha = \psi_{\alpha\beta}(z_\beta) + \theta_\alpha \cdot g_{\alpha\beta}(z_\beta), \quad (29)$$

где независимыми являются функции $g_{\alpha\beta}(z_\beta), \psi_{\alpha\beta}(z_\beta)$ (в отличие от стандартной параметризации функциями $f_{\alpha\beta}(z_\beta), \psi_{\alpha\beta}(z_\beta)$ [11]), и через них выражаются остальные функции $g_{\alpha\beta}(z_\beta), \psi_{\alpha\beta}(z_\beta)$ по формулам

$$\text{SCf} : \begin{cases} f_{\alpha\beta}^{SCf'}(z_\beta) = g_{\alpha\beta}^2(z_\beta) + \psi'_{\alpha\beta}(z_\beta) \cdot \psi_{\alpha\beta}(z_\beta), \\ \chi_{\alpha\beta}^{SCf'}(z_\beta) = g_{\alpha\beta}(z_\beta) \cdot \psi_{\alpha\beta}(z_\beta), \end{cases} \quad (30)$$

$$\text{TPt} : \begin{cases} f_{\alpha\beta}^{TPt'}(z_\beta) = \psi'_{\alpha\beta}(z_\beta) \cdot \psi_{\alpha\beta}(z_\beta), \\ \chi_{\alpha\beta}^{TPt'}(z_\beta) = g'_{\alpha\beta}(z_\beta) \cdot \psi_{\alpha\beta}(z_\beta) - g_{\alpha\beta}(z_\beta) \cdot \psi'_{\alpha\beta}(z_\beta), \end{cases} \quad (31)$$

которые можно объединить [17]

$$\begin{cases} f_{\alpha\beta,m}^{SCf'}(z_\beta) = g_{\alpha\beta}^2(z_\beta) + \left(m + \frac{1}{2}\right) \cdot \psi'_{\alpha\beta}(z_\beta) \cdot \psi_{\alpha\beta}(z_\beta), \\ \chi_{\alpha\beta,m}^{TPt'}(z_\beta) = g'_{\alpha\beta}(z_\beta) \cdot \psi_{\alpha\beta}(z_\beta) + 2m \cdot g_{\alpha\beta}(z_\beta) \cdot \psi'_{\alpha\beta}(z_\beta), \end{cases} \quad (32)$$

где $m = \begin{cases} +1/2, & \text{SCf}, \\ -1/2, & \text{TPt}, \end{cases}$ трактуется как проекция некоторого «спина редукции», равного половине, который переключает тип преобразования [17, 19]. Отсюда следует, расщепленное SCf преобразование в альтернативной параметризации (19) имеет вид

$$\text{SCf}_{split}: \begin{cases} z_\alpha = \int g_{\alpha\beta}^2(z_\beta) dz_\beta, \\ \theta_\alpha = \theta_\beta \cdot g_{\alpha\beta}(z_\beta), \end{cases} \quad (33)$$

в то время как TPt аналогом (33) является вложение $2 \hookrightarrow 1$ [32], т. е.

$$\text{TPt}_{split}: \begin{cases} z_\alpha = 0, \\ \theta_\alpha = \theta_\beta \cdot g_{\alpha\beta}(z_\beta). \end{cases} \quad (34)$$

Теперь смешанные как SCf, так и TPt деформации будут определяться теми же параметрами t, τ , но уже парой четных функций $p_{\alpha\beta}, c_{\alpha\beta}$ (вместо $b_{\alpha\beta}, c_{\alpha\beta}$ в (20)–(21)) следующим образом

$$z_\alpha(t, \tau) = f_{\alpha\beta}(z_\beta, t, \tau) + \theta_\beta \cdot \chi_{\alpha\beta}(z_\beta, t, \tau), \quad (35)$$

$$\theta_\alpha(t, \tau) = \tau c_{\alpha\beta}(z_\beta) + \theta_\beta \cdot (g_{\alpha\beta}(z_\beta) + t p_{\alpha\beta}(z_\beta)), \quad (36)$$

т. е. вместо $f_{\alpha\beta}(z_\beta)$ изначально деформируется $g_{\alpha\beta}(z_\beta)$, а остальные функции $f_{\alpha\beta}(z_\beta, t, \tau), \chi_{\alpha\beta}(z_\beta, t, \tau)$ находятся из соответствующих уравнений (31). Теперь с учетом (11)–(12) наряду с четными (22) получаем нечетные условия согласованности для деформированных функций (дополнительные аргументы t, τ снова опущены)

$$z_\alpha^{TPt}(z_\gamma, \theta_\gamma) = z_\alpha^{SCf}(z_\beta^{TPt}(z_\gamma, \theta_\gamma), \theta_\beta^{TPt}(z_\gamma, \theta_\gamma)), \quad \theta_\alpha^{TPt}(z_\gamma, \theta_\gamma) = \theta_\alpha^{SCf}(z_\beta^{TPt}(z_\gamma, \theta_\gamma), \theta_\beta^{TPt}(z_\gamma, \theta_\gamma)). \quad (37)$$

Разложение этих уравнений по t, τ , аналогичное четному случаю (22), дает

$$g_{\alpha\gamma}^{TPt}(z_\gamma) = g_{\alpha\beta}^{SCf}(z_\beta) \cdot g_{\beta\gamma}^{TPt}(z_\gamma), \quad (38)$$

$$c_{\alpha\gamma}^{TPt}(z_\gamma) = c_{\alpha\beta}^{SCf}(f_{\beta\gamma}^{TPt}(z_\gamma)) + g_{\alpha\beta}^{SCf}(z_\beta) \cdot c_{\beta\gamma}^{TPt}(z_\gamma), \quad (39)$$

$$p_{\alpha\gamma}^{TPt}(z_\gamma) = p_{\alpha\beta}^{SCf}(f_{\beta\gamma}^{TPt}(z_\gamma)) \cdot g_{\beta\gamma}^{TPt}(z_\gamma) + g_{\alpha\beta}^{SCf}(z_\beta) \cdot p_{\beta\gamma}^{TPt}(z_\gamma). \quad (40)$$

Первое уравнение (38) является условием коцикличности для функций $g_{\alpha\beta}(z_\beta)$ и говорит о том, что эти функции реализуют соответствующий смешанный (несимметричный) аналог линейного расслоения над суперримановыми поверхностями [27]. Уравнение (39) аналогично уравнению (23), если учесть, что преобразование $z_\beta \rightarrow z_\alpha$ как для четного условия согласованности, так и для нечетного (37) является SCf преобразованием, в котором выполняется соотношение

$$g_{\alpha\beta}^{SCf^2}(z_\beta) = f_{\alpha\beta}^{SCf'}(z_\beta) \quad (41)$$

(см. также (19)). В четном случае (когда все три преобразования $z_\gamma \rightarrow z_\beta \rightarrow z_\alpha$ являются SCf преобразованиями) из уравнения (40) при $\epsilon [g_{\alpha\beta}^{SCf}(z_\beta)] \neq 0$, если для всех трех переходов воспользоваться подстановкой

$$p_{\alpha\beta}^{SCf}(z_\beta) = \frac{b_{\alpha\beta}^{SCf'}(z_\beta)}{2g_{\alpha\beta}^{SCf}(z_\beta)}, \quad (42)$$

после интегрирования можно получить

$$b_{\alpha\gamma}^{SCf}(z_\gamma) = b_{\alpha\beta}^{SCf}(f_{\beta\gamma}^{SCf}(z_\gamma)) + g_{\alpha\beta}^{SCf}(f_{\beta\gamma}^{SCf}(z_\gamma)) \cdot b_{\beta\gamma}^{SCf}(z_\gamma), \quad (43)$$

что совпадает с (16) при учете (41). Применяя полученные соотношения можно построить TPt-аналоги спектральных последовательностей и соответствующих комплексов со сплетением четности по аналогии со стандартными SCf [33].

НЕЧЕТНЫЕ АНАЛОГИ ПРЕПЯТСТВИЙ И СМЕШАННЫЕ θ -КОЦИКЛЫ

Препятствия [34] играют важную роль в понимании внутренней структуры супермногообразий [21] и суперконформных многообразий [35].

Стандартное препятствие [34] можно вычислить как отклонение левой части соответствующей формулы согласованности (например, (17), (24)) от нуля. Для функций $b_{\alpha\beta}(z_\alpha)$ (17) и $c_{\alpha\beta}(z_\alpha)$ (24) имеем

$$\hat{D}_{\alpha\beta\gamma}(b) = b_{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial z_\alpha} + b_{\beta\gamma} \frac{\partial}{\partial z_\beta} - b_{\alpha\gamma} \frac{\partial}{\partial z_\alpha}, \quad \hat{D}_{\alpha\beta\gamma}(c) = c_{\alpha\beta} \theta_\alpha \frac{\partial}{\partial z_\alpha} + c_{\beta\gamma} \theta_\beta \frac{\partial}{\partial z_\beta} - c_{\alpha\gamma} \theta_\alpha \frac{\partial}{\partial z_\alpha}. \quad (44)$$

В суперконформном случае для $b_{\alpha\beta}^{SCf}(z_\beta)$ выполняется соотношение (43), тогда получаем для препятствия $\hat{D}_{\alpha\beta\gamma}^{SCf}(b) = \left(g_{\alpha\beta}^{SCf 2}(z_\alpha) \frac{\partial z_\beta}{\partial z_\alpha} - 1\right) \cdot b_{\beta\gamma}^{SCf}(z_\alpha) \frac{\partial}{\partial z_\beta}$. Отсюда следует, что, если преобразование $z_\beta \rightarrow z_\alpha$ является обратимым SCf преобразованием, то препятствие $\hat{D}_{\alpha\beta\gamma}^{SCf}(b)$ равно нулю.

Рассмотрение редуцированных преобразований (SCf и TPt единым образом) в альтернативной параметризации приводит к возможности определения наряду с коциклами по четной переменной z (например, (17) и (24)) также коциклов по нечетной переменной θ . Назовем θ -коциклом конструкцию, аналогичную четному коциклу, в которой тензорное умножение производится на нечетное векторное поле $\partial/\partial\theta_\alpha$ вместо $\partial/\partial z_\alpha$. Тогда рассмотрим условия согласованности, связанные с деформациями $c_{\alpha\beta}(z_\alpha)$ и $p_{\alpha\beta}(z_\alpha)$ (39)–(40) в альтернативной параметризации, не конкретизируя вид редуцированного преобразования. Умножим тензорно уравнение (39) на $\partial/\partial\theta_\alpha$ и воспользуемся соотношением

$$\frac{\partial}{\partial\theta_\beta} = g_{\alpha\beta}(z_\beta) \frac{\partial}{\partial\theta_\alpha}, \quad (45)$$

которое следует из вторых уравнений в (33)–(34), тогда получим

$$c_{\alpha\gamma} \frac{\partial}{\partial\theta_\alpha} = c_{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial\theta_\alpha} + c_{\beta\gamma} \frac{\partial}{\partial\theta_\beta}. \quad (46)$$

Поэтому $\left\{c_{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial\theta_\alpha}\right\}$ является θ -коциклом. Аналогично, умножив (40) на $\theta_\alpha \partial/\partial\theta_\alpha$, получаем

$$p_{\alpha\gamma} \theta_\alpha \frac{\partial}{\partial\theta_\alpha} = g_{\beta\gamma} \cdot p_{\alpha\beta} \theta_\alpha \frac{\partial}{\partial\theta_\alpha} + g_{\alpha\beta} \cdot p_{\beta\gamma} \theta_\beta \frac{\partial}{\partial\theta_\beta}. \quad (47)$$

Отсюда следует, что $\left\{p_{\alpha\beta} \theta_\alpha \frac{\partial}{\partial\theta_\alpha}\right\}$ не является θ -коциклом из-за подкручивающих множителей $g_{\beta\gamma}$ и $g_{\alpha\beta}$ в (47). Для характеристики отличия набора функций на пересечениях $\mathcal{U}_\alpha \cap \mathcal{U}_\beta \cap \mathcal{U}_\gamma$ от θ -коцикла, введем θ -аналог препятствий (44). Назовем θ -препятствием степень незамкнутости набора соответствующих

функций (с нечетным векторным полем $\partial/\partial\theta_\alpha$) на пересечениях $\mathcal{U}_\alpha \cap \mathcal{U}_\beta \cap \mathcal{U}_\gamma$. Тогда для $\left\{c_{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial\theta_\alpha}\right\}$ и $\left\{p_{\alpha\beta} \theta_\alpha \frac{\partial}{\partial\theta_\alpha}\right\}$ имеем θ -препятствия

$$\hat{\Delta}_{\alpha\beta\gamma}(c) = c_{\alpha\beta} \frac{\partial}{\partial\theta_\alpha} + c_{\beta\gamma} \frac{\partial}{\partial\theta_\beta} - c_{\alpha\gamma} \frac{\partial}{\partial\theta_\alpha}, \quad \hat{\Delta}_{\alpha\beta\gamma}(p) = p_{\alpha\beta} \theta_\alpha \frac{\partial}{\partial\theta_\alpha} + p_{\beta\gamma} \theta_\beta \frac{\partial}{\partial\theta_\beta} - p_{\alpha\gamma} \theta_\alpha \frac{\partial}{\partial\theta_\alpha}. \quad (48)$$

Из (46) следует, что θ -препятствие $\hat{\Delta}_{\alpha\beta\gamma}(c)$ равно нулю. Вычислим θ -препятствие $\hat{\Delta}_{\alpha\beta\gamma}(p)$. Для этого воспользуемся (45) и получим

$$\hat{\Delta}_{\alpha\beta\gamma}(p) = [p_{\alpha\beta}(z_\beta) \cdot (g_{\beta\gamma}(z_\gamma) - 1) + p_{\beta\gamma}(z_\gamma) \cdot (g_{\alpha\beta}(z_\beta) - 1)] \cdot \theta_\beta \frac{\partial}{\partial\theta_\beta}. \quad (49)$$

Тогда в силу произвольности $p_{\alpha\beta}(z_\beta)$ справедливо, что θ -препятствие $\hat{\Delta}_{\alpha\beta\gamma}(p)$ обращается в нуль для преобразований, не меняющих нечетную координату, т. е. для которых выполняется $g_{\alpha\beta}(z_\beta) = 1$. Таким образом, введенные θ -препятствия и θ -коциклы являются дополнительными характеристиками полусупермногообразий, для которых функциями склейки служат редуцированные преобразования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Книжник В. Г. // *Суперконформные алгебры в двух измерениях*. Теор. мат. физ. 1986. Т. 66. № 1. С. 68–72.
2. Грин М., Шварц Д., Виттен Э. Теория суперструн. Введение. Т. 1. М.: Мир, 1990. 518 с.
3. Schwarz J. H., Seiberg N. // *String theory, supersymmetry, unification, and all that*. Princeton, 1998. 22 p. (Preprint / Inst. Adv. Study; IASSNS-HEP-98/27, hep-th/9803179).
4. Kaku M. Introduction to Superstrings and M-Theory. Berlin. Springer-Verlag, 1998. 587 p.
5. de Wit B. // *Supermembranes and super matrix models*. Utrecht, 1999. 41 p. (Preprint / Inst. Theor. Phys.; THU-99/05, hep-th/9902051).
6. Kallosh R. // *Black holes, branes and superconformal symmetry*. Stanford, 1999. 9 p. (Preprint / Stanford Univ.; SU-ITP-99/4, hep-th/9901095).
7. Maldacena J. // *The large N limit of superconformal field theories and supergravity*. Cambridge, 1997. 20 p. (Preprint / Harvard Univ.; HUTP-97/A097, hep-th/9711200).
8. Rothstein M. // *Deformations of complex supermanifolds*. Proc. Amer. Math. Soc. 1985. V. 95. № 2. P. 255–260.
9. Вайнтроп А. Ю. // *Деформации комплексных суперпространств и когерентных пучков на них*. Современные проблемы математики. Итоги науки и техники. Т. 9. М.: ВИНТИ, 1986. С. 125–211.

10. Ninnemann H. // *Deformations of super Riemann surfaces*. Comm. Math. Phys. 1992. V. 150. № 2. P. 267–288.
11. Crane L., Rabin J. M. // *Super Riemann surfaces: uniformization and Teichmüller theory*. Comm. Math. Phys. 1988. V. 113. № 4. P. 601–623.
12. Falqui G., Reina C. // *A note on global structure of supermoduli spaces*. Comm. Math. Phys. 1990. V. 128. № 2. P. 247–261.
13. Kodaira K. *Complex Manifolds and Deformations of Complex Structure*. Berlin. Springer-Verlag, 1986. 312 p.
14. Duplij S. // *On semigroup nature of superconformal symmetry*. J. Math. Phys. 1991. V. 32. № 11. P. 2959–2965.
15. Duplij S. // *Ideal structure of superconformal semigroups*. Theor. Math. Phys. 1996. V. 106. № 3. P. 355–374.
16. Duplij S. // *Some abstract properties of semigroups appearing in superconformal theories*. Semigroup Forum. 1997. V. 54. № 2. P. 253–260.
17. Duplij S. // *Noninvertible $N=1$ superanalog of complex structure*. J. Math. Phys. 1997. V. 38. № 2. P. 1035–1040.
18. Duplij S. // *On semi-supermanifolds*. Pure Math. Appl. 1998. V. 9. № 2. P. 1–28.
19. Duplij S. // *Superconformal-like transformations and nonlinear realizations*. Southwest J. Pure and Appl. Math. 1998. V. 2. P. 85–112.
20. Rogers A. // *A global theory of supermanifolds*. J. Math. Phys. 1980. V. 21. № 5. P. 1352–1365.
21. Березин Ф. А. Введение в алгебру и анализ с антикоммутирующими переменными. М., Изд-во МГУ, 1983. 208 с.
22. Friedan D. // *Notes on string theory and two dimensional conformal field theory*. Unified String Theories. Singapore. World Sci., 1986. P. 118–149.
23. Дуплій С. А. // *Идеальное строение суперконформных полугрупп*. Теор. мат. физ. 1996. Т. 106. № 3. С. 355–374.
24. Постников М. М. Дифференциальная геометрия. М., Наука, 1988. 496 с.
25. Баранов М. А., Фролов И. В., Шварц А. С. // *Геометрия двумерных суперконформных теорий поля*. Теор. мат. физ. 1987. Т. 70. № 1. С. 92–103.
26. Rosly A. A., Schwarz A. S., Voronov A. A. // *Geometry of superconformal manifolds*. Comm. Math. Phys. 1988. V. 119. № 1. P. 129–152.
27. Giddings S. B., Nelson P. // *Line bundles on super Riemann surfaces*. Comm. Math. Phys. 1988. V. 118. P. 289–302.
28. Danilov G. S. // *Unimodular transformations of the supermanifolds and the calculation of the multi-loop amplitudes in the superstring theory*. Nucl. Phys. 1996. V. B463. P. 443–488.
29. Натанзон С. М. // *Пространства модулей суперримановых поверхностей*. Мат. заметки. 1989. Т. 45. № 4. С. 111–116.
30. Baranov A. M., Schwarz A. S. // *On the multiloop contribution to the string theory*. Int. J. Mod. Phys. 1987. V. A2. № 6. P. 1773.
31. LeBrun C., Rothstein M. // *Moduli of super Riemann surfaces*. Comm. Math. Phys. 1988. V. 117. № 1. P. 159–176.
32. Hu P. // *Holomorphic mappings between spaces of different dimensions*. I. Math. Z. 1993. V. 214. P. 567–577.
33. Bergvelt M. J., Rabin J. M. // *Super curves, their Jacobians, and super KP equations*. San Diego, 1996. 64 p. (Preprint / Univ. California, alg-geom/9601012).
34. Стинрод Н. Топология косых произведений. М., Мир, 1953. 341 с.
35. Воронов А. А., Манин Ю. И., Пенков И. Б. // *Элементы супергеометрии*. Современные проблемы математики. Итоги науки и техники. Т. 9. М., ВИНТИ, 1986. С. 3–25.

SUPERCONFORMAL-LIKE TWISTING PARITY MORPHISMS, DEFORMATIONS AND ODD COCYCLES

S. A. Duplij

Nuclear Physics Laboratory, Department of Physics and Technology
Kharkov State University, Kharkov 310077, Ukraine

On (1|1) semisupermanifolds analogs of superconformal morphisms — twisting parity of tangent space (TPt) transformations — are introduced. Their contribution is took into account in deriving of mixed cocycle conditions for odd cocycles which could be treated as odd superanalog of Jacobian and TPt deformations and odd analogs of obstructions.

KEY WORDS: superconformal tranformation, cocycle, deformation, obstruction

УДК 538.9

О СИММЕТРИЙНОЙ ПРИРОДЕ СОЛИТОННЫХ РЕШЕНИЙ В ПОЛЕВЫХ МОДЕЛЯХ

В. Ф. Клепиков, В. В. Литвиненко, В. А. Черкасский

Научно-технический центр электрофизической обработки НАН Украины, Харьков, Украина

310002, г. Харьков, ул. Чернышевского, 28, а/я 8812

тел.: (0572) 404720, факс: (0572) 475261, e-mail: ipct@pem.kharkov.ua

Поступила в редакцию 31 августа 1999 г.

Предлагается новый метод построения точных солитонных решений в полевых моделях нелинейной среды, основанный на групповом анализе дифференциальных уравнений. Исследованы модели, описываемые дифференциальными уравнениями произвольного (в том числе — нецелого) порядка, в пространствах размерности d (d — любое вещественное число). Обсуждается роль симметрий и в других (кроме солитонов) существенно нелинейных эффектах — волновых коллапсах.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: симметрия, солитон, конформная группа, волновой коллапс, вариация

Построение точных солитонных решений методом обратной задачи рассеяния (МОЗР) основано, как известно, на алгебрах симметрии соответствующих нелинейных дифференциальных уравнений (ДУ). Алгебраический подход доминирует также и при описании симметрий (и законов сохранения) в большинстве физических теорий.

С другой стороны, первоначально понятие инвариантности было введено на языке групп, а не алгебр симметрии (метод Ли). Однако, например, в линейных физических теориях, групповой анализ менее эффективен, чем алгебраический подход, т.к. симметрия линейных ДУ избыточна для описания их физически значимых свойств.

Тем не менее, и алгебраическое, и групповое описание симметрий (например, и МОЗР, и метод Ли), — это, несомненно, просто различные, но эквивалентные друг другу математические формы проявления инвариантности в природе. Доказательство этой эквивалентности стало бы весьма важным шагом в понимании причин эффективности математики в естественных науках.

В настоящей работе предложен новый, групповой, подход в построении солитонных состояний, отличный от МОЗР. Исследована симметричная природа существования солитонов как точных решений ДУ на примере нелинейного волнового уравнения, — одного из основных ДУ теории поля, физики критических явлений и т.д. Показано, что симметричное описание ДУ и солитонных решений допускает расширение на произвольные вещественные (нецелые) значения порядков ДУ m и размерности пространства d . Обсуждается роль симметрий в других (кроме солитонов) существенно нелинейных эффектах — волновых коллапсах.

СОЛИТОННЫЕ РЕШЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛНОВЫХ УРАВНЕНИЙ

Рассмотрим произвольное d -мерное волновое уравнение:

$$\Delta_d^m \varphi + U(\varphi) = 0, \quad (1)$$

где $\Delta_d^m = \Delta^{m-1} \Delta$, $\Delta = \partial_i^2$, $\varphi(r)$ — скалярное поле, $U(\varphi)$ — потенциал.

В общем случае ДУ (1) инвариантно относительно d -мерных вращений и трансляций. Если

$$U(\varphi) = \mu \varphi^N, \quad (2)$$

то ДУ (1) допускает также дилатации:

$$\begin{aligned} \vec{r}^* &= \lambda \vec{r}, \\ \varphi^*(r^*) &= \lambda^{-\Delta_\varphi} \varphi(r), \end{aligned} \quad (3)$$

где Δ_φ — аномальная размерность, знак * обозначает преобразованную величину.

В случае [1]

$$N = \frac{d+2m}{d-2m} \quad (4)$$

ДУ (1) инвариантно также относительно специальных конформных преобразований:

$$\begin{aligned} \vec{r}^* &= \frac{\vec{r} - \vec{p}r^2}{1 - 2\vec{p}\vec{r} + p^2r^2} \equiv \frac{\vec{r} - \vec{p}r^2}{F(\vec{p}, \vec{r})}, \\ \varphi^*(\vec{r}^*) &= \frac{\varphi(r)}{F^q(\vec{p}, \vec{r})}, \\ q &= \frac{d-1}{2} - m, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\vec{r}$ – радиус-вектор, $\vec{p}$ – произвольный вектор,

которые, сами не образуя группу, совместно с трансляциями, вращениями и дилатациями порождают конформную группу — максимальную конечнопараметрическую группу симметрий d -мерного пространства с числом параметров $l = (d+1)(d+2)/2$ (в исключительном случае $d=2$ конформная симметрия расширяется до групп с бесконечным счетным числом параметров).

Волновое ДУ (1) со степенной нелинейностью представляет собой ДУ Эйлера-Пуассона для свободной энергии Φ вида:

$$\Phi = \int [(\Delta^{\frac{m}{2}} \varphi)^2 - \mu (N+1)^{-1} \varphi^{N+1}] d^d \vec{r}, \quad (6)$$

(частным случаем этого выражения для Φ является функционал Гинзбурга-Ландау-Вильсона при $m=1$ в критической точке).

Операторы вида Δ^m , где m – нецелое число, следует понимать как псевдодифференциальные операторы, определяемые с помощью интегральных преобразований Фурье [2].

Рассмотрим вначале случай $m=1$. Редуцируем ДУ (1) в форме (2) по подгруппам вращений и трансляций так, чтобы в сферическом случае сохранить для $\varphi(r)$ только радиальную зависимость, получаем:

$$\frac{d^2 \varphi}{dr^2} + \frac{d-1}{r} \frac{d\varphi}{dr} + \mu \varphi^N = 0. \quad (7)$$

Замена переменных:

$$\begin{aligned} r &= e^t, \\ \varphi &= e^{\frac{2t}{N-1} z}, \end{aligned} \quad (8)$$

приводит ДУ (7) к виду

$$z'' + (d-2) \frac{N+1}{N-1} z' + 2 \left(\frac{2N}{(N-1)^2} + \frac{d}{N-1} \right) z + \mu z^N = 0, \quad (9)$$

Легко видеть, что ДУ (9) интегрируется в квадратурах только при условии $N = (d+2)/(d-2)$, совпадающем с условием (4) конформной симметрии исходного ДУ (1). Условие (4), в свою очередь, совпадает с условием вариационности для масштабной симметрии, когда и ДУ Эйлера-Пуассона, и функционал Φ одновременно инвариантны относительно преобразований (3).

Соотношение (4) оказывается для ДУ (7), (9) необходимым и достаточным условием не только интегрируемости в квадратурах, но и наличия у ДУ (9) бэлл-солитонного решения вида:

$$z(t) = \left(\frac{d(d-2)}{4\mu \hbar^2 t} \right)^{(d-2)/4}, \quad (10)$$

где сдвиговая произвольная постоянная положена равной нулю.

Для уравнения (7) соответствующее (10) решение представляет собой алгебраический солитон:

$$\varphi(r) = \frac{[d(d-2)]^{(d-2)/4} c^{(d-2)/2}}{\mu^{(d-2)/4} (r^2 + c^2)^{(d-2)/2}}, \quad (11)$$

где c — произвольная постоянная.

Как известно, симметричные свойства ДУ (1) с нелинейностью вида (2), (4) справедливы и в случае произвольных (нецелых) значений параметров m , N и d . Конформная и вариационная масштабная симметрии, как удалось показать, обеспечивают существование точных солитонных решений типа (10), (11) и в случае нецелых значений. Для натуральных значений $m > 1$ доказательство проводится методом математической индукции. Затем этот результат обобщается на случай произвольных рациональных $m = p/q$, после чего нетрудно доказать его и для произвольных вещественных m . Кроме того, условие (4) есть одновременно условие для критической размерности d_c и перенормируемости модели (6) [3].

В полевых моделях с высшими производными параметров порядка благодаря конкуренции градиентных слагаемых существуют стабильные модулированные структуры [4–10]. Точные одномерные солитонные решения в теории модулированных структур также обусловлены скрытыми симметриями моделей. Набор таких решений, полученных ранее в работах одного из авторов (В.Ф.К.) [8], можно пополнить в рамках следующей модели. Рассмотрим вспомогательный функционал в пространстве размерности d :

$$F = \int [(\Delta f)^2 + gr^\alpha f^2 (\vec{\nabla} f)^2 + hr^\beta (\vec{\nabla} f)^2 + kr^\delta f^2 + s \frac{r^\varepsilon}{2} f^4 + p \frac{r^\mu}{3} f^6] d^d \vec{r}, \quad (12)$$

где $f(\vec{r})$ — поле параметра порядка, $g, h, k, s, p, \alpha, \beta, \delta, \varepsilon, \mu$ — материальные параметры.

Условия вариационной масштабной инвариантности для функционала F и для ДУ Эйлера-Пуассона имеют вид:

$$\alpha = d - 6, \beta = -2, \delta = -4, \varepsilon = -8, \mu = 2\alpha. \quad (13)$$

Заменой переменных:

$$\begin{aligned} t &= \ln r, \\ z &= r^{\frac{d}{2}-2} f \end{aligned} \quad (14)$$

уравнение Эйлера-Пуассона для F сводится к стандартному ДУ теории модулированных структур [8]:

$$\begin{aligned} z^{(IV)} - g(z^2 z'' + z z'^2) + (2d - \frac{d^2}{2} - 4 - h)z'' + \\ + (k + 4h - 2dh + \frac{d^4}{16} - \frac{d^3}{2} + d^2 + \frac{hd^2}{4})z + (s - 4dg + 8g + \frac{gd^2}{2})z^3 + pz^5 = 0 \end{aligned} \quad (15)$$

Это уравнение только благодаря вариационной масштабной симметрии F обладает солитонным решением вида:

$$z(t) = A / ch Bt. \quad (16)$$

ВОЛНОВЫЕ КОЛЛАПСЫ И СИММЕТРИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ УРАВНЕНИЙ

В нелинейных полевых моделях солитоны возникают, как правило, в результате конкуренции и компромисса между линейными (произвольная амплитуда волны) и нелинейными (фиксированная амплитуда) эффектами с учетом взаимодействия степеней свободы поля, описываемых градиентными слагаемыми [11]. Когда линейные и нелинейные эффекты уравнивают друг друга, и это равновесие устойчиво, то это создает условия для физической реализации солитонов в данной среде. Если же равновесие линейных и нелинейных свойств модели неустойчиво (или отсутствует), то могут иметь место не солитоны, а другие сильно нелинейные явления — волновые коллапсы, когда в среде возникают (за конечное время) точечные сингулярности волновых полей. МОЗР, как правило, неприменим в теории коллапсов, которые обычно являются неинтегрируемыми.

Моделью волнового коллапса является, в частности, нелинейное уравнение Шредингера (НУШ), на примере которого может быть построена классификация типов коллапса (слабый, сильный, сверхсильный) в зависимости от количества энергии, диссипирующей в точке коллапса, и характера этой диссипации [11]. Так, оказы-

ается, что условие существования сверхсильного коллапса определяется (в модели НУШ) типом решений стационарного ДУ:

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{d-1}{r} \frac{d\varphi}{dr} + \varphi^N = 0 \quad (17)$$

и имеет вид [11]:

$$\frac{d}{d-2} \leq N < \frac{d+2}{d-2}. \quad (18)$$

Как следует из (18), верхняя граница зоны существования сверхсильного волнового коллапса в НУШ совпадает с условием конформной симметрии и существования точных алгебраических солитонных решений для ДУ типа (1), (17).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вышеизложенные результаты показывают, что основные нетривиальные нелинейные явления в нелинейных сплошных средах — солитоны и волновые коллапсы — и условия их существования, по-видимому, имеют симметричную природу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фушич В.И., Штеленъ В.М., Серов Н.И. Симметричный анализ и точные решения нелинейных уравнений математической физики. Киев. Наукова думка, 1989. 336 с.
2. Шубин М.А. Псевдодифференциальные операторы и спектральная теория. М. Наука, 1978. 279с.
3. Клепиков В.Ф. Вісник Харківського університету, 1999. №443, 2 (6), С. 23–25
4. Толедано Ж-К., Толедано П. Теория Ландау фазовых переходов. М. Мир, 1994. 461 с.
5. Cummins H.Z. // Phys. Rep. 1990. V.185. P.211-409
6. Высочанский Ю.М., Сливка В.Ю. // УФН. 1992. Т.162. С.139-160
7. Изюмов Ю.А. Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах. М. Энергоатомиздат, 1987. 199 с.
8. Клепиков В.Ф. Фазовые переходы (несоизмеримые структуры). Харьков, ХФТИ. 1996. 143 с.
9. Berezovsky S.V., Klepikov V.F., Korda V.Yu., Shlyakhov N.A. // Int. J. Mod. Phys. B. 1998. V.12. P.433-447
10. Klepikov V.F., Berezovsky S.V. // Cond. Mat. Phys. 1996. V.8. P.69-74
11. Захаров В.Е. В сб. Проблемы физической кинетики и физики твердого тела. Киев. Наукова думка, 1990. С. 469–486

SYMMETRY NATURE OF SOLITON SOLUTIONS IN THE FIELD MODELS

V.F. Klepikov, V.V. Litvinenko, V.A. Cherkaskiy

Scientific and Technological Center of Electrophysics, National Academy of Sciences of Ukraine
28 Chernyshevskyi Str., P.O.BOX 8812, UA - 310002 Kharkiv, Ukraine
tel.: (0572) 404720, fax: (0572) 475261, e-mail: ipct@pem.kharkov.ua

A new method of building the exact soliton solutions in the field models of nonlinear medium, based on the group analysis of differential equations is presented. The models described by the differential equations of arbitrary order (including noninteger) in d -dimensional spaces (with arbitrary real d) are investigated. The role of symmetries in the other than solitons essentially nonlinear effects — wave collapses — is discussed.

KEY WORDS: Symmetry, soliton, conformal group, wave collapse, variation

УДК 539.12

THE EMERGING ENERGY AND δ -ELECTRONS FROM THIN SLABS EXPOSED TO ELECTRONS BEAM

F. Alouani-Bibi, V.T. Lazurik, Yu.V. Rogov

Radiation Physics Laboratory, Kharkov State University,

P. O. Box 60 310052 Kharkov Ukraine

Submitted to editor 17 August 1999

A detailed study of the dependence of the energy taken out of slabs by knock-on electrons on the energy of incident electrons and their angle of incidence, slabs material and thickness has been made. This study is made basing on a detailed data set obtained by using Monte Carlo computations. The considered slabs are made of material with atomic number from 4 to 79 and thickness from 0.5 to 50 mg/cm². These slabs are irradiated by monoenergetic electrons beam with energy from 1 to 10 MeV. Semi empirical models that describe the energy taken out and the charge-deposition are developed.

KEY WORDS: translation method, charge-deposition, emerging energy.

It is known that among the direct results of the fast electron transport through slabs is the energy and charge-depositions. It is also important to note that when fast electrons pass through a medium, because of their charge they participate in a multiple interactions with the medium atoms. Those interactions may lead to ionization of the medium atoms, bremsstrahlung, electro-nuclear reactions, etc. Here we will study in detail the ionization process and the secondary electron production. It is well known that during the process of ionization, the incident electrons transfer a part of their energy to the knock-on electrons; a part of the transferred energy is taken out of the medium by secondary electrons when those electrons leave the medium. To make a theoretical analysis of this phenomenon in slabs with large thickness semi-empirical model has been developed in [1]. In this model, to describe the emerging energy from slabs the well known electron transport characteristic, which is the electron range, has been used. However, in the mentioned work there is no supplementary information concerning which of electron range (total, extrapolated, projected, ...) have to be used to describe well enough the emerging energy. Moreover, the considered slab thicknesses are relatively large in comparing with the electron range and then the main part of energy is deposited inside the slabs. In the present work, more detailed investigations concerning the choice of the model parameters and characteristic which can be used to approximate the taken out energy in thin slabs have been made. The choice of thin slabs is not a reduction of the domain of investigation but because in this case the main part of energy transferred by incident electrons to the knock-on electrons is taken out of slabs.

It also know that on top of the emerging energy, the leaving of secondary electrons slabs induce the ionization of the medium atoms and then the apparition of charge in slabs. For this reason, we have made here an analysis of the already defined characteristic in [2], which is the mean charge-deposition, and compare its behavior to the one of the emerging energy.

THE TAKEN OUT ENERGY

Let us remind that to calculate the emerging secondary electrons from slabs a model has been proposed in [1]: Basing on the developed model it can be deduced that the emerging energy from slabs by secondary electrons can be written as follows:

$$E_{out}(t) = t \int_{E(t)}^{E_0/2} E \frac{d\sigma}{dE} dE, \quad (1)$$

where E_0 is the energy of incident electrons, $(d\sigma/dE)$ is the differential cross section of secondary electrons production, t is the slab thickness. The value $E(t)$ is the energy of particle with penetration deep equal to t .

The provided equation (1) suppose that the emerging energy from slab is equal to the sum of energies of particles with mean deep of penetration more than the slab thickness. It is also well known that the Möller differential cross section is inverse proportional to the square of energy. So, using this fact the equation (1) can be written as:

$$E_{out}(t) = At \ln \left(\frac{E_0}{2E(t)} \right), \quad (2)$$

where:

$$A = \frac{2\pi N e^4}{m v^2 \rho}, \quad (3)$$

where N is the number of atoms in cubic centimeter in the medium, m is the rest mass of the electron, v is the speed of the incident electron, ρ is the density of the medium, e is the electron charge. The energy $E(t)$ is computed according to the following equation:

$$R(E)=t \quad (4)$$

As it can be seen in equation (4), the energy E is expressed through the particle range R . So, the use of this formula requires the knowledge of the particle range. However, the developed model in [1] do not indicates which particle ranges (total, extrapolated, projected, ...) have to be used in equation (4) for the calculation of the particles energy. Let us add that the meaning of the total range here is the same as the provided definition for the CSDA range in [3]. As it will be shown later, the arbitrary choice of the electron range can lead to errors in the accuracy of description of the emerging energy from slabs. To avoid this problem, extended computations of $E(t)$ have been performed here, considering in the equation (4) as electron range both the total and extrapolated. To illustrate those computations, examples are presented in figures 1 and 2 for carbon and gold slabs compared to data obtained by using Monte Carlo method.

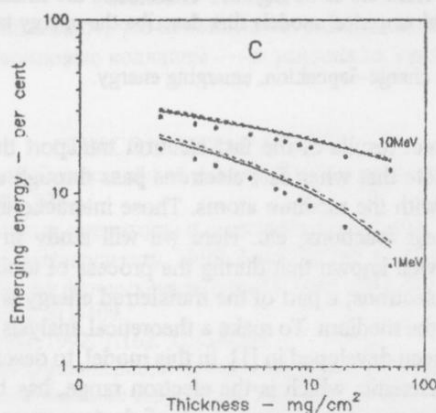


Figure 1: The emerging energy from carbon slabs irradiated by 1 and 10 MeV plan parallel electrons beam. The emerging energy is normalized to the deposited energy on slabs per one incident electron and expressed in per cent as a function of the slabs thickness. Points represent the data obtained by using the algorithm FASTER. Solid lines represent the model of the extrapolated range. The dashed lines represent the model of total electron range.

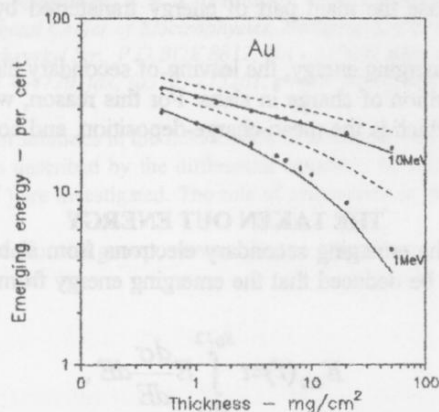


Figure 2: The emerging energy from gold slabs irradiated by 1 and 10 MeV plan parallel electrons beams. The emerging energy is normalized to the deposited energy on slabs per one incident electron and expressed in per cent as a function of the slabs thickness. Points represent the data obtained by using the algorithm FASTER. Solid lines represent the model of the extrapolated range. The dashed lines represent the model of total electron range.

As it can be seen in figures 1 and 2, the model induced by the extrapolated range describes well enough the emerging energy from slabs taken out by secondary electrons. The use of the extrapolated range in the equation (4) induces model-errors less than in the case when considering the total range, about 5-10% less for materials with low atomic numbers and 40-70% less for material with high atomic numbers. In addition, it is important to note that the

model of the extrapolated range well describes the data obtained by Monte Carlo calculations with a maximal error less than 8%.

In the present work, the study of the emerging energy from thin slabs which is taken out by secondary electrons has been made basing on a detailed data obtained by using a special developed algorithm called FASTER [2]. To increase the efficiency of the events registration, the trajectory translation method has been used in this algorithm. Let us remind that among the advantages of this method is the possibility to calculate the secondary electron characteristics such as the energy and charge- depositions, the emerging energy, with high efficiency and with a positive statistical correlation, which is very important for any future theoretical investigations. It is also important to draw that the results obtained by means of our algorithm have been compared with those obtained by using the well known condensed simulation code PENELOPE [4]. The results of those comparisons are satisfactory.

For an accurate analysis of the behavior of the emerging energy from thin slabs, which is taken out by secondary electrons, a series of computations of this characteristic have been performed. The slabs are made of elements such as (Be, C, Al, Cu, Au), the considered thickness are located in the interval from 0.5 to 50 mg/cm². The energy of incident electrons has been assumed from 1 to 10 MeV. For a more detailed study and in order to make evaluations of this characteristic in real situation, for example in the case of a particular angular distribution of the incident beam, the computations have been made for different incidence angles. To illustrate the obtained results, examples are provided in figures 3 and 4, representing carbon and gold slabs for energy of incident electrons equal to 1 and 10 MeV respectively.

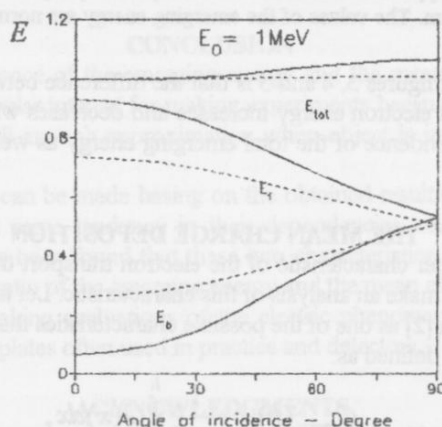


Figure 3. The emerging energy from carbon and gold slabs with thickness equal to 3 mg/cm² irradiated by 1 MeV electrons beam. The values of the emerging energy are normalized to the value of emerging energy at normal incidence of primary particles. Solid lines represent the carbon slab. Dashed lines represent the gold slab.

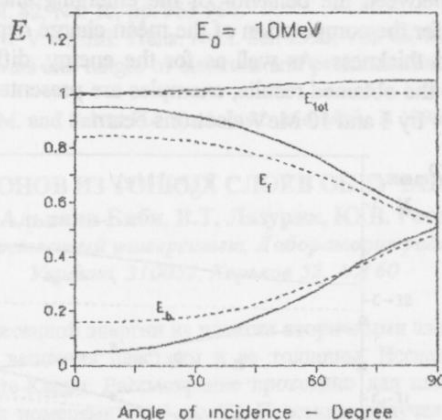


Figure 4. The emerging energy from carbon and gold slabs with thickness equal to 3 mg/cm² irradiated by 10 MeV electrons beam. The values of the emerging energy are normalized to the value of emerging energy at normal incidence of primary particles. Solid lines represent the carbon slab. Dashed lines represent the gold slab.

An important remark, which can be made from the figures 3 and 4 is even though the emerging energy forward and back from slabs change significantly when changing the angle of incidence of primary electrons, the total emerging energy weakly depends on the angle of incidence of primary electrons. This fact can be seen at energy of incident electrons equal to 1 MeV as well as for 10 MeV and is also true for all the other considered here energies, slabs material

and thickness. For example, the observed changes in the total emerging energy in the case of carbon slabs, are less than 10% when changing the incidence angle from 0 to 70 degree.

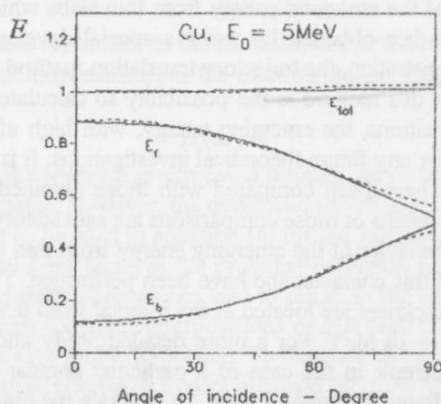


Figure 5. The emerging energy from copper slabs with thickness respectively equal to 1 (dashed lines) and 10 mg/cm^2 (solid lines) irradiated by 5 MeV electrons beam. The values of the emerging energy are normalized at the value of emerging energy at normal incidence of primary particles.

Another fact that can be seen in figures 3, 4 and 5 is that the difference between the emerging energy forward and back of slabs increases when incident electron energy increases and decreases when the atomic number increases. It is also important to draw the weak dependence of the total emerging energy as well as the emerging energy forward and back on the slab thickness.

THE MEAN CHARGE DEPOSITION

Known the importance of another characteristic of the electron transport through the matter, which is the charge deposition, we have also tried here to make an analysis of this characteristic. Let us note that the mean charge-deposition in slabs has been introduced before in [2] as one of the possible characteristics that can be used in order the approximate the electric field. This characteristic is defined as:

$$Q_{\text{mean}}(h) = \frac{1}{Q_0 h} \int_0^h Q(x) dx, \quad (5)$$

where $Q(x)$ is the charge-deposition density at point x and Q_0 is the intensity of secondary electrons sources, h is the slab thickness.

In order to make comparison between the behavior of the emerging energy from slabs and the mean charge deposition, we have considered here for the computation of the mean charge deposition the same interval of energy of incident electrons, slabs material and thickness. As well as for the energy, different angles of incidence of primary electrons are considered. To illustrate the obtained results, examples are presented in figures 5 and 6 for slabs made of carbon and gold irradiated respectively by 1 and 10 MeV electrons beam.

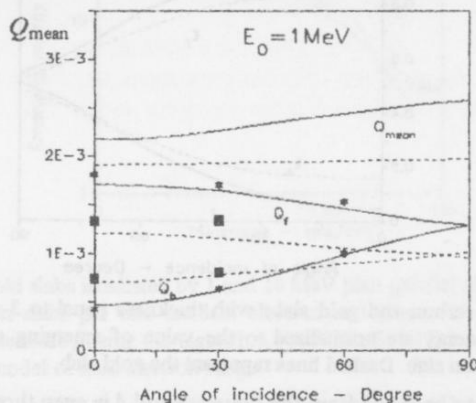


Figure 6: The mean charge-deposition and the emerging charge forward and back from carbon and gold slabs with thickness equal to 3 mg/cm^2 irradiated by 1 MeV electrons beam. The points for carbon slab and squares for gold slab represent the data obtained by using the condensed simulation code PENELOPE.

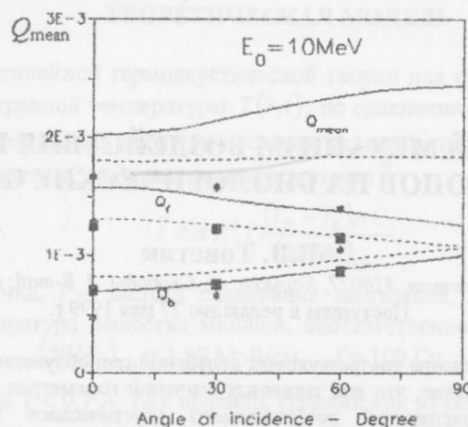


Figure 7: The mean charge-deposition and the emerging charge forward and back from carbon and gold slabs with thickness equal to 3 mg/cm^2 irradiated by 10 MeV electrons beam. The points for carbon slab and squares for gold slab represent the data obtained by using the condensed simulation code PENELOPE.

CONCLUSION

Let us not that the weak dependence of the emerging energy and the mean charge deposition on the incidence angle of primary electrons is of a particular interest for making experiments because it allows to use the case of normal incidence such in accelerators as a well enough approximation when object is irradiated by primary electrons with a specific angular distribution.

Another important remark which can be made basing on the obtained results, is that even if the emerging energy and mean charge deposition have the same tendency in their dependencies, on energy of incident electrons, slabs material and thickness. However, it has been found that these two characteristics have different relative changes. This means that the function defined as the ratio of the emerging energy and the mean charge-deposition has not a monotone behavior. This fact is important for making evaluations of the electric phenomena, which may arise in experimental construction, for example, in dielectric plates often used in practice and detectors.

ACKNOWLEDGMENTS

Authors would like to thank Dr. J. Baro, Dr. Sempau, Dr. J. M. Fernandez-Vera and Dr. F. Salvat for the use of the PENELOPE code.

REFERENCES

1. Attix F.H.// Appl. Radiat. Isot. 1991, Vol. 42, No. 10, pp. 953-964.
2. Alouani Bibi F., Lazurik V.T., Rogov Yu. V.// IEEE. Trans. Nucl. Sci. 1998, Vol. 45, No. 3, pp 617-622.
3. Berger M.J., Seltzer S.M. Stopping powers and ranges of electrons and positrons. National Bureau of Standards Rept. NBSIR 82-2550-A, 1983.
4. Baro J., Sempau J., Fernandez-Varea J.M. and Salvat F.// Nucl. Instr. and Meth. B 1995, Vol. 100, pp. 31-46.

ВЫНОС ЭНЕРГИИ И δ -ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ТОНКИХ СЛОЕВ ОБЛУЧАЕМЫХ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

Ф. Альвани-Биби, В.Т. Лазурик, Ю.В. Рогов

Харьковский государственный университет, Лаборатория радиационной физики,
Украина, 310052, Харьков 52, А/Я 60

Детально изучены зависимости вынесенной энергии из пластин вторичными электронами от начальной энергии и угла падения электронного пучка, вещества пластины и ее толщины. Исследования базировались на наборах данных полученных методом Монте-Карло. Рассмотрение проведено для пластин с толщинами от 0.5 до 50 mg/cm^2 из материалов с атомными номерами от 4 до 79 . Пластины облучались пучками моноэнергетических электронов с энергией от 1 до 10 MeV . Разработаны полуэмпирические модели выноса энергии и поглощенного заряда.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: метод Монте-Карло, заряд мишени, вынос энергии.

УДК 539.16.04:577.37

ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНОГО ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТЫ

В.В. Товстяк

Харьковский госуниверситет, 310077, Харьков, пл. Свободы, 4. E-mail: tovstiak@pem.kharkov.ua
Поступила в редакцию 27 мая 1999 г.

Теоретически исследуется возбуждение ультразвуковых колебаний при облучении биообъекта импульсным пучком релятивистских электронов. Показано, что для типичных значений параметров линейного ускорителя электронов описание низкочастотной составляющей возбуждаемого акустического импульса возможно в рамках термоакустической модели, связывающей усредненную акустическую амплитуду со средней поглощенной дозой. Получено и проанализировано выражение для амплитуды термоакустических напряжений, возбуждаемых импульсным пучком электронов. Предложены силовой и энергетический критерии существенности усредненного радиационно-акустического действия на биообъект.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: линейный ускоритель электронов, импульсное облучение, поглощенная доза, термоакустические напряжения, биологический объект, биологическое действие излучения

Возбуждение упругих волн частицами излучения является одним из наиболее универсальных макроскопических проявлений взаимодействия излучения с веществом. Исторически первыми были изучены акустические эффекты, возникающие при падении прерывистого светового потока на поверхность твердого тела [1]. Возникающий при этом звук без труда улавливался человеческим ухом. В литературе упоминается также эффект «озвучивания» импульсов электромагнитного излучения в теле человека, с чем впервые столкнулся персонал радиолокационных станций [2]. Акустические эффекты, возникающие в твердых телах и жидкостях под действием пучков электронов, протонов, гамма квантов, экспериментально исследовались в работах [3-8]. Были предложены различные механизмы генерации звука: термоупругий, динамический, черенковский, пузырьковый, стрикционный, взрывного вскипания, структурной перестройки вещества и др. Теоретически и экспериментально было показано, что при не слишком больших потоках излучения возбуждаемые акустические колебания имеют термоупругую природу, то есть, связаны с быстрым температурным расширением вещества за счет радиационного нагрева (см., напр., [2] и цитируемую там литературу). В работе [5] было обнаружено явление хрупкого разрушения твердых тел под действием сильноточных электронных пучков. Это свидетельствует о возникновении в зоне взаимодействия пучка с мишенью мощных импульсных напряжений, амплитуда которых превышает динамический предел прочности материала мишени, составляющий для конструкционных материалов величину $\sim (0,1-5) \cdot 10^4$ атм. Естественно предположить, что и при импульсном облучении биологических объектов возникающие акустические колебания могут вызывать существенные изменения в физико-механических, физико-химических и, в конечном итоге, биологических свойствах объектов. Учитывая, что прочностные характеристики элементов клетки значительно уступают аналогичным характеристикам конструкционных материалов [9], можно ожидать, что необратимое действие акустических напряжений, возбуждаемых импульсным пучком излучения, реализуется при сравнительно небольших переносах излучения.

Биологическое действие ультразвуковых колебаний хорошо известно и исследовалось столь же широко, как действие ионизирующих излучений. Такие исследования привели к возникновению биоакустики с целым рядом новых научных направлений, таких как «ультразвуковая химия» и «биоультраакустика». Доказано и приобрело научно-практическое значение деструктивное действие ультразвука, сопровождаемое экстракцией из биологического материала биологически активных веществ в нативном состоянии. Выявились и более тонкие (иногда обратимые) биохимические и функциональные нарушения, вызываемые ультразвуковыми волнами. Экспериментально подтверждена возможность нарушения пространственных взаимоотношений субмикроскопических и надмолекулярных внутриклеточных и мембранных структур [9]. Все это подтверждает предположение, что звуковые эффекты, сопровождающие взаимодействие частиц излучения с веществом могут (по крайней мере, в определенных случаях) вносить существенный вклад в суммарное биологическое действие излучения.

В настоящей работе определяются силовые, энергетические и частотные характеристики ультразвука, возбуждаемого в биообъекте импульсным пучком релятивистских электронов. Полученные величины сравниваются с характеристиками традиционных источников ультразвука, приводящих к изменениям в биообъектах. Предлагаются критерии, при выполнении которых акустическое действие излучения на биообъект приводит к существенным изменениям последнего. На основе полученных критериев определяются критические характеристики импульсного пучка электронов.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Условием применимости линейной термоакустической теории для описания радиационно-акустических эффектов является малость перегретой температуры $T(\vec{r}, t)$, по сравнению с температурой фазового перехода (кипения) T_F . В случае электронного пучка последнее условие эквивалентно ограничению на число электронов $N_1 = \bar{I}/f$ в одном импульсе ускорителя, либо на средний ток пучка $\bar{I}$:

$$\bar{I} < \pi R^2 f \frac{(T_F - T_0) \rho C}{(\partial E / \partial x)_{ion}}, \quad (1)$$

где R - эффективный радиус пучка, f - частота следования импульсов, ρ , C и T_0 - плотность, удельная теплоемкость и начальная температура вещества мишени, соответственно. Принимая для оценки $\rho = 1 \text{ г/см}^3$, $C = 4,2 \text{ Дж/(г·град)}$, $T_F - T_0 = 100^\circ$, $(\partial E / \partial x)_{ion} = 1,89 \text{ МэВ/см}$, $f = 100 \text{ Гц}$, $R = 3 \text{ см}$, получаем следующее ограничение на средний ток пучка $\bar{I} < 0,7 \text{ А}$. Как правило, средний ток пучка линейного ускорителя электронов с большим запасом удовлетворяет полученному критерию. Так, для ускорителя ЛРФ ХГУ $\bar{I} < 700 \text{ мкА}$. Таким образом, можно считать, что возбуждаемые пучком линейного ускорителя электронов акустические колебания имеют термоупругую природу. В этом случае упругие волны возникают под действием объемной термоупругой силы

$$\vec{F}_T(\vec{r}, t) = -\Gamma \vec{\nabla} \varepsilon(\vec{r}, t), \quad (2)$$

которая не зависит от сорта частиц излучения и определяется средней плотностью поглощенной энергии излучения $\varepsilon(\vec{r}, t)$. Последняя, в случае мишени малой толщины $h \ll E / (\partial E / \partial x)_{ion}$, состоящей из легкого вещества $Z < 10$, находится из выражения

$$\varepsilon(\vec{r}, t) = \int_0^t dt \int_0^\infty J(\vec{r}, E) F(t) \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_{ion} dE. \quad (3)$$

Здесь $J(\vec{r}, E)$ - спектральная плотность потока электронов в электронном импульсе, $F(t)$ - временная зависимость тока пучка, Γ - параметр Грюнрайза вещества мишени.

Будем предполагать, что плотность тепловых источников в зоне взаимодействия пучка с мишенью задается пространственно-временным гауссовым распределением:

$$\frac{\partial}{\partial t} \varepsilon(\vec{r}, t) = \varepsilon(r) F(t), \quad (4)$$

где

$$\varepsilon(r) = \frac{E_1}{\pi R^2} e^{-\left(\frac{r}{R}\right)^2}, \quad (5)$$

$$F(t) = \frac{2}{\pi^{1/2} t_b} e^{-\left(\frac{2t}{t_b}\right)^2}. \quad (6)$$

Здесь $\vec{r}$ - двумерный радиус-вектор в плоскости поперечного сечения пучка, t_b - длительность импульса излучения. Величина

$$E_1 = \int_0^\infty 2\pi r dr \int_0^\infty J(\vec{r}, E) \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_{ion} dE \quad (7)$$

определяет полную энергию излучения, передаваемую пучком на единице длины пучка в мишени. Термоакустический отклик материала на импульсное облучение находится как решение волнового уравнения термоакустики, приведенного и проанализированного в [2]. Для рассматриваемого случая решение задается функцией

$$\sigma(r_0, y) = \frac{\Gamma E_1}{2\pi^{3/2} \sqrt{2r_0} \left(R^2 + \frac{s^2 t_b^2}{4} \right)^{3/4}} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \int_0^\infty \exp\left\{ -(\xi - y)^2 \right\} \frac{d\xi}{\sqrt{\xi}}, \quad (8)$$

где

$$y = \frac{st}{\sqrt{R^2 + \frac{s^2 t_b^2}{4}}}, \quad (9)$$

r_0 - расстояние от оси пучка до точки регистрации напряжений, время t отсчитывается с момента прихода

акустического сигнала от точек, лежащих на оси пучка.

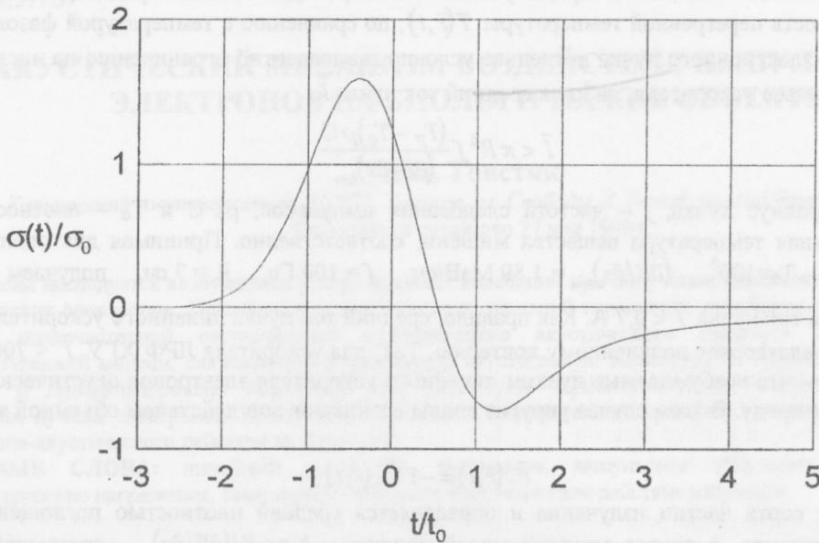


Рис. 1. Временная зависимость импульса акустических напряжений $\sigma(t)$ для аксиально-симметричного распределения частиц в пучке, задаваемого выражениями (4) – (6). Здесь $\sigma_0 \approx 0,1GE_1/(R^2 + s^2t_b^2/4)^{3/4}/n_0^{1/2}$; $t_0 = \sqrt{R^2/s^2 + t_b^2/4}$.

Вид импульса акустических напряжений (8), возбуждаемого аксиально-симметричным пучком излучения в безграничной мишени приведен на рис. 1. Как видно из рисунка, в рассматриваемом случае импульс имеет биполярную форму, характеризующуюся асимметрией составляющих его положительной и отрицательной волн и наличием «хвоста последствия» [2,10]. Эффективная длительность акустического импульса равна

$$t_a = \sqrt{t_b^2 + \frac{4R^2}{s^2}}. \quad (10)$$

Ввиду безразмерности переменной y , коэффициент перед интегральным членом в (8) определяет всю зависимость амплитуды акустических напряжений от физических характеристик среды и параметров пучка излучения.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И КРАТКИЕ ВЫВОДЫ

Полученные выражения позволяют определить зависимость максимума акустических напряжений от расстояния r_0 до точки детектирования, а также от радиуса зоны генерации R и длительности импульса излучения t_b . Возбуждаемый пучком сигнал представляет собой ограниченный в пространстве и во времени акустический импульс, расходящийся из зоны взаимодействия с продольной скоростью звука s . По мере удаления от зоны генерации, его амплитуда уменьшается в соответствии законом $\sigma(r_0) \sim 1/r_0^{1/2}$. Характерной особенностью возбуждаемого импульса является широкополосность его частотного спектра $0 < \omega < 1/t_a$ и пространственная локализованность вблизи точек с координатой $r_0 = st$ в момент времени t . Полезно отметить, что, благодаря радиационно-акустическому эффекту, импульсный электронный пучок может оказывать действие и на те точки биообъекта, которые не охвачены ионизацией, но достижимы для возбуждаемого пучком акустического импульса. Для оценки величины возникающих в зоне облучения акустических напряжений σ_p можно воспользоваться выражением

$$\sigma_p \approx \frac{\bar{G}\bar{I}(\partial E/\partial x)_{lon}}{\pi R^2 f} \cdot \frac{2R}{\sqrt{4R^2 + s^2t_b^2}}. \quad (11)$$

Если обозначить через σ_b пороговую величину акустических напряжений, приводящих к существенным изменениям в биообъекте, то, с учетом (11), силовой критерий существенности радиационно-акустического воздействия на биообъект со стороны среднего поля поглощенной энергии может быть представлен в виде

$$\frac{2\bar{I}(\partial E/\partial x)_{ion}}{\pi R f \sqrt{4R^2 + s^2 t_b^2}} > \sigma_b. \quad (12)$$

Как видно из полученного выражения, силовой критерий существенности радиационно-акустического воздействия содержит несколько параметров, относящихся к пучку излучения, и поэтому его выполнение может быть обеспечено путем варьирования любого из этих параметров, либо любой их комбинации. Выбирая в качестве параметра варьирования радиус пучка R , и принимая для оценки $\sigma_b = 100$ атм., $(\partial E/\partial x)_{ion} = 1,89$ МэВ/см, $t_b = 1$ мкс., $\bar{I} = 700$ мкА, $f = 100$ Гц, $\Gamma = 0,15$, $s = 1,45 \cdot 10^5$ см/сек, получаем следующее условие на радиус пучка, оказывающего существенное биологическое действие: $R < 0,2$ см.

Средняя интенсивность $\bar{S}$ звукового поля в точке, лежащей в зоне генерации может быть оценена из следующего приближенного выражения

$$\bar{S} \approx \frac{\sigma_p^2}{2\rho s} f t_a. \quad (13)$$

Если обозначить через S_b пороговую величину интенсивности звука, приводящую к существенным изменениям в биообъекте, то, с учетом (13), энергетический критерий существенности радиационно-акустического воздействия на биообъект со стороны среднего поля поглощенной энергии может быть представлен в виде

$$\left(\frac{\Gamma \bar{I}(\partial E/\partial x)_{ion}}{\pi R} \right)^2 \frac{2}{f \rho s^2 \sqrt{4R^2 + s^2 t_b^2}} > S_b. \quad (14)$$

Следует отметить, что для импульсных источников ультразвука с малой частотой следования импульсов f средняя интенсивность звука не всегда является приемлемым показателем эффективности действия ультразвука, если это действие носит пороговый характер. Однако окончательный выбор между двумя предложенными критериями возможен только на основе экспериментальных данных.

Оценка акустических напряжений, возбуждаемых рабочим пучком ЛЭУ ЛРФ ХГУ при радиусе пучка $R = 3$ см, дает величину $\sigma < 0,5$ атм. При этом время действия акустических напряжений в каждой точке облучаемого объекта составляет $t_a = 40$ мкс., а граничная частота в спектре импульса — $\omega_a = 1/t_a \sim 25$ кГц. Интенсивность звукового поля в импульсе равна 10^3 Вт/м², тогда как средняя интенсивность звукового поля, по порядку величины, составляет всего 4 Вт/м². Анализ литературных данных [9] свидетельствует, что ультразвуковые поля с такими амплитудно-временными и энергетическими характеристиками не приводят к заметным изменениям в биообъекте. Так, например, инактивация вирусов гриппа в поле УЗ волны частотой 800 кГц наблюдалась при интенсивностях $S = (5-6)$ Вт/см², что эквивалентно давлению в акустической волне $\sigma = 4$ атм. Распад цитоплазматических мембран на субмикроскопические фрагменты наблюдался при интенсивностях УЗ поля $S = (8-10)$ Вт/см² (частота УЗ колебаний 75 кГц), что соответствует давлению в волне $\sigma = 5$ атм. [9] Из приведенных данных следует, что акустическим действием на биообъект со стороны усредненного поля поглощенной энергии несфокусированного рабочего пучка электронов ЛРФ ХГУ при нормальных условиях можно пренебречь. Однако уже небольшая фокусировка, уменьшающая радиус пучка в 5-10 раз, приводит к возбуждению термоакустических импульсов с амплитудой $\sigma = (10-50)$ атм., достаточных для инактивации вирусов, фрагментации субклеточных структур или выделения структурного белка.

Принципиально важным является то обстоятельство, что приведенные выше выражения для характеристик акустического импульса, возбуждаемого пучком электронов, относятся лишь к импульсным пучкам. В них используется средняя величина поля поглощенной энергии. В силу этого, они правильно описывают лишь низкочастотную составляющую реально возбуждаемого акустического импульса, являющегося суперпозицией импульсов от микроизлучателей — «ожогов» [2,10]. В частности, амплитуда низкочастотной составляющей, как это следует из приведенных выражений, равна нулю при постоянном по времени потоке падающих электронов. При этом, однако, каждая точка облучаемого вещества подвергается действию импульсов от микроизлучателей, порождаемых вторичными электронами. Как показано в [10], именно вблизи микроизлучателей могут реализоваться температуры и давления, способные существенно воздействовать на биообъекты, имеющие низкие пороги инактивации [9]. Ограничение на диапазон частот для низкочастотного описания радиационно-акустических эффектов определяется, исходя из пространственной плотности микроизлучателей, и для пучка релятивистских электронов может быть представлено в виде [2]

$$0 < \omega < \omega_{reg} = \frac{s}{R} \sqrt{\frac{\bar{I}}{f}}. \quad (15)$$

В практике радиационно-акустических измерений подобное ограничение не является существенным, ввиду чрезвычайно большой величины граничной частоты $\omega_{reg} \sim 10^9 - 10^{11}$ Гц, лежащей за пределами рабочей полосы частот используемых детекторов. Однако, это ограничение не позволяет оценивать амплитудно-временные характеристики акустического поля в непосредственной близости от микроизлучателей,

характеризующихся весьма малыми размерами и временами жизни, и большими плотностями энергии, значительно превышающими среднюю.

Таким образом, в настоящей работе получены и проанализированы амплитудно-временные характеристики упругих волн, возбуждаемых импульсным пучком релятивистских электронов в веществе биообъекта. Показано, что биологическое действие пучка быстрых электронов на биообъект может реализоваться не только через ионизацию и возбуждение атомов, но и посредством ультра- и гиперзвуковых колебаний, генерируемых в процессе импульсного облучения биообъекта. Благодаря радиационно-акустическому эффекту импульсный электронный пучок может оказывать действие и на те точки биообъекта, которые не охвачены ионизацией. Последовательные оценка и учет вкладов радиационно-акустических эффектов – как интегральных низкочастотных, так и высокочастотных, вызванных локальным действием микронизлучателей – необходим для корректной обработки и интерпретации результатов радиобиологических экспериментов. Получены силовой и энергетический критерии существенности акустического действия импульсного пучка релятивистских электронов на биообъект. Оценка акустических напряжений, возбуждаемых рабочим пучком ЛЭУ ЛРФ ХГУ показывает, что акустическим действием на биообъект со стороны усредненного поля поглощенной энергии можно пренебречь при использованных параметрах пучка и при нормальных условиях эксперимента.

Автор благодарен профессору В.Т. Лазурику, кандидатам физ. - мат. наук Е.А. Бараннику и А.И. Калиниченко за дискуссии и полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bell A.G. Upon the production of sound by radiant energy. // *Phyl. Mag. Ser. 5*, 1881. Vol. 11, N 71, P.510-528.
2. Залобовский И.И., Калиниченко А.И., Лазурик В.Т., Введение в радиационную акустику, Издательство при Харьковском государственном университете издательского объединения «Вища Школа», Харьков, 1986, 167 с.
3. Аскарьян Г.А. Гидродинамическое излучение от треков ионизирующих частиц в стабильных жидкостях. // *Атомная энергия*. 1957. Т.3. № 8. С.152-153.
4. White R.M. Elastic wave generation by electron bombardment or electromagnetic wave absorption // *J.Appl.Phys.* 1963. Vol.34, N 7. P.2123-2124.
5. Oswald R.B.Jr. Fracture of Silicon and Germanium Induced by Pulsed Electron Irradiation // *IEEE.Trans.Nucl.Sci.* 1966, NS-13, P.63-69.
6. Боршковский И.А., Воловик В.Д., Залобовский И.И. и др. Возбуждение ультразвуковых волн при прохождении быстрых электронов через металл // *Письма в ЖЭТФ*. 1971. Т.13. С.546-549.
7. Боршковский И.А., Воловик В.Д., Залобовский И.И. и др. Исследование возбуждения акустических волн в металлах быстрыми заряженными частицами и γ -квантами // *ЖЭТФ*. 1972. Т.63. С.1337-1342.
8. Воловик В.Д., Попов Г.Ф. Упругие волны в стабильных жидкостях от импульсных пучков заряженных частиц // *Письма в ЖТФ*. 1975. Т.1. С.601-603.
9. Эльпинер И.Е. Биофизика ультразвука. // М. Наука, 1973, 384 с.
10. Товстяк В.В., Калиниченко А.И. Локальный радиационно-акустический эффект как фактор биологического действия ионизирующего излучения. // *Вісник Харківського Університету*, № 438, серія фізична «Ядра, частини, поля». 1999. Вип. 1/5/. С. 7-17.

THERMOACOUSTIC MECHANISM OF ACTION OF PULSED ELECTRON BEAM ON BIOLOGICAL OBJECTS

V.V.Tovstiyak

Kharkov State University, 310077, Kharkov, Svobody sq., 4. E-mail: tovstiyak@pem.kharkov.ua

Excitation of ultrasonic vibrations in biological object by pulsed beam of relativistic electrons is theoretically investigated. It was shown that, for typical electron linac parameters, low-frequency component of acoustic pulse can be described in framework of thermoacoustic model of elastic wave excitation. This model relates average acoustic amplitude with average absorbed dose. The expression for thermoacoustic stress amplitude excited by pulsed electron beam was derived and analyzed. Both power and energetic criteria of essentiality of average radiation-acoustic action on biological object are proposed.

KEY WORDS: electron linear accelerator, pulsed irradiation, deposited dose, thermoacoustic stress, biological object, biological action of radiation

УДК 539.16.04:577.37

АКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И МОДИФИЦИРОВАННЫЙ ПРИНЦИП ПОПАДАНИЯ В РАДИОБИОЛОГИИ

В.В. Товстяк

Харьковский госуниверситет, 310077, Харьков, пл. Свободы, 4. E-mail: tovstiyak@pem.kharkov.ua
Поступила в редакцию 28 мая 1999 г.

В рамках классической теории мишени теоретически исследуется модифицированный принцип попадания в случае, когда инактивация мишени обусловлена термоакустическим действием вторичных электронов, рождаемых в биообъекте ионизирующим излучением. Показано, что биологическое действие ионизирующего излучения за счет термоакустического эффекта вторичных электронов зависит от формы мишени и соотношения между размером мишени и радиусом зоны биологического действия. В предположении одноударности процесса инактивации, получена аналитическая зависимость между числом непораженных мишеней и дозой облучения, учитывающая модификацию мишени. Обсуждается влияние температуры на зависимость «доза – эффект».

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ионизирующее излучение, вторичный электрон, поглощенная доза, микроожог, термоакустические напряжения, биообъект, инактивация, теория мишени, принцип попадания

В [1] теоретически изучено локальное радиационно-акустическое действие ионизирующего излучения – быстрых электронов, ионов и гамма квантов – на биообъекты. Показано, что образование малых перегретых областей вблизи точек остановки вторичных электронов – микроожогов – при прохождении ионизирующего излучения через вещество биообъекта приводит к генерации микросферических термоакустических импульсов [2], имеющих начальную величину до нескольких килобар и начальную длительность в несколько пикосекунд. Размеры микроожогов и порождаемых ими акустических импульсов близки к характерным размерам биологических мембран и других субклеточных структур биообъекта. Эффективность трансформации энергии, заключенной в микроожоге, в энергию термоакустического импульса составляет от 0,1 до 10 процентов для ожогов от вторичных электронов с энергией от 500 до 50 эВ, соответственно, что сравнимо с эффективностью радиационно-химических процессов [3]. Возникающие микросферические импульсы давления могут существенно влиять на характеристики субклеточных структур в зоне, объем которой значительно превышает объем микроожога. Радиус зоны биологического действия радиационно-акустического механизма определяется пороговой величиной импульсного давления σ_p , вызывающей необратимые изменения в элементах биообъекта, частотным коэффициентом затухания β , а также зависит от температуры биообъекта T_0 . Указанные характеристики могут существенно изменять скорость инактивации и форму кривой «доза – эффект», влияя таким образом на интерпретацию результатов радиационно-биологических экспериментов.

В настоящей работе, на основе модельных характеристик зоны биологического действия вокруг микроожога от вторичного электрона и в рамках классической теории мишени, предлагается конкретная модификация формы и размера мишеней биообъекта. Рассмотрение проводится в предположении одноударности процесса инактивации для основных модельных форм мишеней – сферической, нитевидной и чешуйчатой. Обсуждается влияние характеристик биообъекта и температуры на зависимость «доза – эффект».

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Параметры зоны биологического действия вокруг микроожога

Возбуждаемый микроожогом упругий импульс первоначально имеет вид антисимметричной биполярной волны с общей эффективной длительностью $t_a = 4\sqrt{(D/2s)^2 + \tau^2}$ и с амплитудным значением σ_0 , убывающим с расстоянием r_0 по закону

$$\sigma_0(r_0) = \frac{\Gamma_{T0} E}{\pi^{3/2} r_0 [D^2 + (2s\tau)^2]}, \quad (1)$$

где D – диаметр микроожога, τ – время термализации энергии вторичного электрона в микроожоге, s – скорость звука. Здесь использован коэффициент генерации Γ_{T0} вместо параметра Грюнрайзена Γ , не являющегося постоянной величиной в диапазоне перегретых температур микроожога.

Выражение (1) корректно описывает величину амплитуды для диапазона расстояний

$$D < r_0 < r_{at} = \frac{1}{\beta \left(\frac{1}{t_a} \right)}. \quad (2)$$

Здесь $\beta(\omega)$ – коэффициент поглощения гармоники с частотой ω . При выполнении закона затухания $\beta(\omega) = \beta\omega^2$ имеем

$$r_{at} = \frac{\left[\left(\frac{D}{s} \right)^2 + \tau^2 \right]}{\beta}. \quad (3)$$

При ($r_0 > r_{at}$) роль поглощения в формировании амплитуды акустического импульса и его длительности является определяющей, и выражение для максимума акустических напряжений имеет вид [1,2]:

$$\sigma_{at}(r_0) = \frac{\Gamma E}{(2\pi e)^{1/2} \beta s^2 r_0^2}. \quad (4)$$

Таким образом, влияние поглощения приводит в случае широкополосного акустического импульса к степенному закону изменения амплитуды импульса с расстоянием, а не к экспоненциальному, как в случае монохроматического звука. Для расстояний $r_0 \ll r_{at}$ амплитуда акустического импульса изменяется с расстоянием по закону $\sigma(r_0) \sim 1/r_0$, а для расстояний $r_0 \gg r_{at}$ – по закону $\sigma(r_0) \sim 1/r_0^2$. В промежуточной области $r_0 \sim r_{at}$ происходит монотонное изменение показателя степенной зависимости от -1 до -2 . Следующая аппроксимация, как показывает анализ, достаточно хорошо описывает поведение амплитуды термоакустического импульса в широком диапазоне расстояний $D/2 \leq r_0 < \infty$:

$$\sigma(r_0) = \sigma_0(r_0) + \frac{1}{2}(\sigma_{at}(r_0) - \sigma_0(r_0)) \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{r - r_{at}}{D/2} \right) \right), \quad (5)$$

где

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-y^2} dy \quad (6)$$

интеграл вероятности.

Как показывают проведенные в работе оценки, в пределах области локализации поглощенной энергии – микроожога – возникающие импульсные термоакустические напряжения достаточно велики и могут влиять на биообъект, характеризующийся относительно низким порогом акустической инактивации σ_b [6]. Однако механические напряжения, достигающие в центре микроожогов значительных величин $1 - 10$ кбар, довольно быстро уменьшаются по мере удаления упругого импульса от центра ожога. В связи с этим, при оценке эффективности локального радиационно-акустического воздействия необходимо знать величину акустических напряжений, вызывающих необратимые изменения в биообъекте. Радиус сферической области r_b , в которой воздействие приводит к существенным изменениям биообъекта – зоны биологического действия радиационно-акустического механизма – находится из уравнения

$$\sigma(r_b) = \sigma_b. \quad (7)$$

Решение уравнения (7) проводилось численными методами для различных значений параметров, входящих в $\sigma(r_0)$.

На рис. 1 представлены зависимость радиуса r_b зоны биологического действия вокруг микроожога от энергии микроожога, для трех различных значений порога инактивации $\sigma_b = 60, 100$ и 180 атм. (кривые 1, 2 и 3, соответственно). Начальная температура среды выбрана равной 30°C . Из рисунка видно, что для каждого значения σ_b существует энергия дельта электрона E , при которой радиус зоны биологического действия вокруг ожога, порождаемого этим дельта электроном, максимален. Для выбранного диапазона значений σ_b от 60 атм. до 180 атм. энергия дельта электрона варьирует от 230 эВ до 130 эВ, соответственно. При этом максимальный радиус зоны биологического действия изменяется от 7 нм до 3,3 нм, соответственно. Снижение порогового давления σ_b приводит к значительному увеличению зоны биологического действия. Так, для ожога от 200 эВ-ного электрона при температуре биообъекта $T_0 = 30^\circ$ радиус r_b увеличивается втрое при уменьшении порога инактивации от 180 атм. до 60 атм.

Отметим, что радиус r_b существенно зависит от исходной температуры среды T_0 . На рис. 2 представлена зависимость $r_b(E)$ при различных начальных температурах биообъекта. При расчете пороговое напряжение σ_b полагалось равным 100 атм.

На рис. 3 представлена зависимость $r_b(T_0)$ для микроожогов, порождаемых вторичными электронами с энергией $E = 50, 100$ и 200 эВ, (кривые 1, 2 и 3, соответственно). При этом пороговое давление σ_b принято равным 100 атм. Как видно из рисунка, радиус биологического действия r_b для микроожога от 200 эВ-ного электрона при температуре среды $T_0 = 0^\circ \text{C}$ равен 3,4 нм, т.е. в 1,5 раза меньше, чем r_b для того же ожога при

температуре среды 40°C .

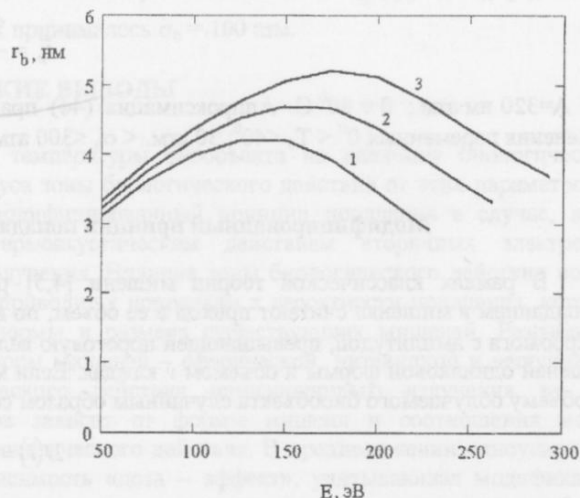
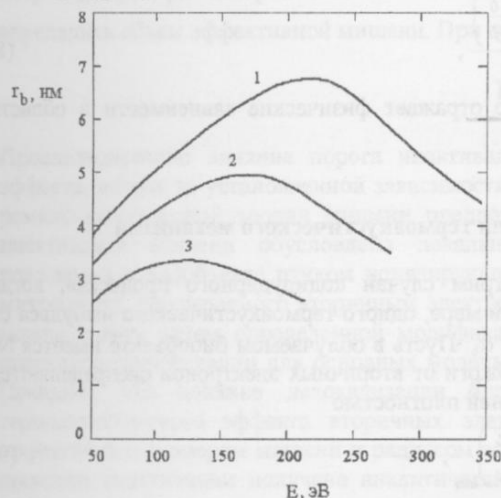


Рис. 1. Зависимость радиуса зоны биологического действия от энергии вторичного электрона при различных значениях порога инактивации $\sigma_b = 60$ атм., 100 атм. и 180 атм. (кривые 1, 2 и 3, соответственно). Начальная температура среды выбрана равной 30°C .

Рис. 2. Зависимость радиуса зоны биологического действия от энергии вторичного электрона при различных начальных температурах биообъекта $T_0 = 0^{\circ}\text{C}$, 20°C и 40°C (кривые 1, 2 и 3, соответственно). Порог инактивации σ_b при расчетах принимался равным 100 атм.

Еще более чувствителен к изменению начальной температуры биообъекта объем зоны биологического действия вокруг микрожого. Так, при повышении начальной температуры от 0°C до 40°C объем зоны биологического действия вблизи микрожого от электрона с энергией 200 эВ возрастает в 3,6 раза.

Таким образом, эффективность биологического действия ионизирующих излучений через радиационно-

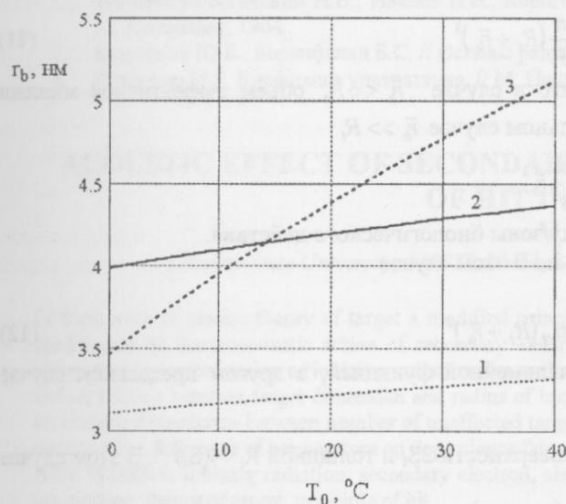


Рис. 3. Зависимость радиуса зоны биологического действия от начальной температуры для микрожогов, порождаемых вторичными электронами с энергией $E = 50, 100$ и 200 эВ, (кривые 1, 2 и 3, соответственно). Расчеты проводились при $\sigma_b = 100$ атм.

Приведенные в настоящем параграфе результаты позволяют определить эффективную энергию микрожого $\bar{E}$ и эффективный радиус $\bar{r}_b$ зоны биологического действия вокруг него как функцию порогового давления σ_b и начальной температуры T_0 биообъекта. Для качественных оценок можно принять $\bar{E} = 200$ эВ и

акустический канал должна возрастать с ростом температуры. Это не противоречит результатам экспериментальных исследований. В ряде исследований сопоставлялась радиочувствительность охлажденных и замороженных клеток с радиочувствительностью водных растворов клеток при нормальных условиях [5]. Как правило, замороженные и охлажденные клетки в 2 – 3 раза устойчивее к действию радиации. Поскольку процессы первичной ионизации практически не зависят от температуры облучаемого вещества, для объяснения экспериментальных результатов привлекались модели непрямого действия ионизирующего излучения, в частности, учитывалось запаздывающее действие диффундирующих продуктов радиолиза воды. Предлагаемый термоакустический механизм биологического действия излучения предоставляет альтернативную возможность объяснения изложенных экспериментальных результатов. В дальнейшем, для прояснения роли различных механизмов следует провести тщательно спланированные эксперименты с целью оценки вкладов прямого и опосредованного продуктами радиолиза действия радиации.

$$\bar{r}_b = \frac{A \left(1 + \frac{T_0}{\theta} \right)}{\sigma_b}, \quad (8)$$

где $A=320$ нм·атм.; $\theta = 80^\circ$ С. Аппроксимация (44) правильно отражает физические зависимости в области изменения переменных $0^\circ < T_0 < 40^\circ$, 30 атм. $< \sigma_b < 300$ атм.

Модифицированный принцип попадания для термоакустического механизма

В рамках классической теории мишени [4,5] рассмотрим случай «одноударного процесса», когда «попаданием в мишень» считают приход в ее объем, по крайней мере, одного термоакустического импульса от микроожога с амплитудой, превышающей пороговую величину σ_b . Пусть в облучаемом биообъекте имеется N_0 мишеней одинаковой формы и объемом v каждая. Если микроожоги от вторичных электронов распределяются по объему облучаемого биообъекта случайным образом со средней плотностью

$$D(t) = \frac{Jt}{E} \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_{ion}, \quad (9)$$

где J – плотность потока электронов пучка, t – время облучения, то вероятность p попаданий в мишень описывается распределением Пуассона

$$P(n) = \frac{a^n e^{-a}}{n!}. \quad (10)$$

Здесь $a(t, \bar{r}_b) = D(t) \cdot v_{ef}(\bar{r}_b)$, где $v_{ef}(\bar{r}_b)$ – объем эффективной мишени, равный объему тела, ограниченного поверхностью, огибающей множество шаров радиусом $\bar{r}_b$, с центрами на поверхности мишени. Из процедуры построения эффективной мишени следует, что «попадание в мишень» происходит тогда и только тогда, когда центр микроожога попадает внутрь эффективной мишени. В случае мишени произвольной формы, невозможно написать достаточно простую формулу для объема эффективной мишени. Рассмотрим несколько достаточно показательных частных случаев.

1) Сферическая мишень радиусом R_t . В этом случае

$$v_{ef}(\bar{r}_b) = \frac{4\pi}{3} (R_t + \bar{r}_b)^3, \quad (11)$$

где $\bar{r}_b = \bar{r}_b(T_0, \sigma_b)$ задается выражением (44). Отметим, что в случае $\bar{r}_b \ll R_t$ объем эффективной мишени является линейной функцией $\bar{r}_b$, тогда как в другом предельном случае $\bar{r}_b \gg R_t$

$$v_{ef}(\bar{r}_b) \approx \frac{4\pi}{3} \bar{r}_b^3,$$

то есть объем эффективной мишени примерно равен объему зоны биологического действия.

2) Мишень – тонкая нить длиной L_t и радиусом $R_t \ll L_t$. В этом случае

$$v_{ef}(\bar{r}_b) = \pi L_t (R_t + \bar{r}_b)^2. \quad (12)$$

В случае $\bar{r}_b \ll R_t$ объем эффективной мишени является линейной функцией; в другом предельном случае $\bar{r}_b \gg R_t$ имеем $v_{ef}(\bar{r}_b) \sim \bar{r}_b^2$.

3) Мишень – тонкая чешуйка с площадью боковой поверхности $2S_t$ и толщиной $R_t \ll (S_t)^{1/2}$. В этом случае объем эффективной мишени

$$v_{ef}(\bar{r}_b) = S_t (R_t + 2\bar{r}_b) \quad (13)$$

является линейной функцией $\bar{r}_b$.

Используя (10), получаем для доли выживших мишеней

$$\frac{N(t)}{N_0} = \exp \left\{ -D(t) v_{ef}(\bar{r}_b) \right\}. \quad (14)$$

Из выражения (14) видно, что, при определенных соотношениях между R_t и $\bar{r}_b$, угловой коэффициент логарифмической зависимости «доза – эффект» может заметно зависеть от температуры биообъекта. Действительно, эффективный радиус зоны биологического действия $\bar{r}_b$ изменяется от 3,3 нм до 5,2 нм при варьировании температуры от 0° до 40° С. Если при оценках принять радиус сферической мишени равным $R_t = 100$ нм, то относительное изменение углового коэффициента зависимости «доза–эффект» может составить $\sim (5-10)\%$, причем указанное изменение тем больше, чем меньше радиус мишени. Экспериментально определяя

дозу $D_{37}(T_0)$, при которой выжило 37% мишеней, и используя соотношения $v_{ef}(\bar{r}_b) = 1/D_{37}$ [5], можно определить объем эффективной мишени. При оценках принималось $\sigma_b = 100$ атм.

КРАТКИЕ ВЫВОДЫ

Проанализировано влияние порога инактивации и температуры биообъекта на величину биологического эффекта, исходя из установленной зависимости радиуса зоны биологического действия от этих параметров. В рамках классической теории мишени предложен модифицированный принцип попадания в случае, когда инактивация мишени обусловлена локальным термоакустическим действием вторичных электронов, рождаемых в биообъекте пучком ионизирующего излучения. Наличие зоны биологического действия вокруг микрожого, порождаемого вторичным электроном, приводит к поправкам к вероятности попадания, которые можно учесть путем определенной модификации формы и размера существующих мишеней. Разработана процедура модификации для основных модельных форм мишеней – сферической, нитевидной и чешуйчатой. Показано, что влияние делокализации биологического действия ионизирующего излучения за счет термоакустического эффекта вторичных электронов зависит от формы мишени и соотношения между эффективным размером мишени и радиусом зоны биологического действия. В предположении одноударности процесса инактивации получена аналитическая зависимость «доза – эффект», учитывающая модификацию мишени.

Автор благодарен профессору В.Т. Лазурику, кандидатам физ. - мат. наук Е.А. Бараннику и А.И. Калининченку за дискуссии и полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Товстяк В.В., Калининченко А.И. Локальный радиационно-акустический эффект как фактор биологического действия ионизирующего излучения. // Вісник Харківського Університету, № 438, серія фізична «Ядра, частинки, поля». 1999. Вип. 1 / 5/. С. 7-17.
2. Залюбовский И.И., Калининченко А.И., Лазурик В.Т., Введение в радиационную акустику, Издательство при Харьковском государственном университете издательского объединения «Вища Школа», Харьков, 1986, 167 с.
3. Пикаев А.К. Современная радиационная химия. Радиолит газы и жидкостей // М. Наука, 1986, 440 с.
4. Тимофеев-Рессовский Н.В., Иванов В.И., Корогодин В.И. // Применение принципа попадания в радиобиологии. М. Атомиздат, 1964.
5. Кудряшов Ю.Б., Беренфельд Б.С. // Основы радиационной биофизики. М. Изд-во Моск. ун-та, 1982, 303 с.
6. Эльпинер И.Е. Биофизика ультразвука. // М. Наука, 1973, 384 с.

ACOUSTIC EFFECT OF SECONDARY ELECTRONS AND MODIFIED PRINCIPLE OF HIT IN RADIOBIOLOGY

V.V.Tovstiyak

Kharkov State University, 310077, Kharkov, Svobody sq., 4. E-mail: tovstiyak@pem.kharkov.ua

In framework of classic theory of target a modified principle of hit is investigated in the case when target inactivation is conditioned by thermoacoustic action of secondary electrons generated in biological object by ionizing particles. It was shown that biological action of ionizing radiation due to thermoacoustic effect of secondary electrons depends on target form and on relation between target dimension and radius of biological action zone. In supposition of "single hit" approximation, an analytic dependence between number of unaffected targets and irradiation dose was derived with accounting of the target modification. Influence of temperature on dependence "dose-effect" is discussed.

KEY WORDS: ionizing radiation, secondary electron, absorbed dose, microburn, thermoacoustic stress, biological object, inactivation, theory of target, principle of hit

УДК 539.16.04

EXCITATION OF ACOUSTIC OSCILLATIONS BY DESTRUCTIVE ELECTRON
IMPACT ON POLYCRYSTALLINE METAL TARGETSV.A. Deryuga¹, A.I. Kalinichenko¹, G.F. Popov¹, A.G. Ponomarev², and V.V. Uvarov²¹Kharkiv State University, P.O. Box 60, 310052 Kharkiv, Ukraine²Ukrainian Scientific Center, Institute of Physics and Technology, 310108 Kharkiv, Ukraine

Received by editorial office of 15 August 1999 r.

The acoustic emission caused by high-current single-pulse electron beam in rod and disk polycrystalline metallic specimens was explored. The acoustic stress amplitude and the ejected mass were measured for various target materials, and beam configurations. The solid and tubular beams were used. For the first time, it was found that the acoustic amplitude increases with decreasing of crystalline grains in the beam-target interaction zone. The crystalline grain decrease derived from the high-rate unprompted cooling and quenching of material after its radiation heating. The first electron pulse yielded the main structure rebuilding whereas the following ones affected the modified material. The ratio of the stress amplitude from the second electron pulse to the amplitude from the first one varied from 2.6 (Nb) to 1.4 (Al). The history of acoustic amplitude for hard refractory metals (Ti, Nb) had typical substructure developed on the tail. A new effect was revealed consisting in amplification of acoustic pulse passing across zone of beam-matter interaction immediately after impact. These effects are probably conditioned by forced relaxation of residual thermoelastic stress under action of propagating acoustic pulse. The focusing of the stress wave towards beam axis was observed in the case of the tubular beam and plate targets.

KEY WORDS: high-current electron beam, acoustic emission, metal target, crystalline grain, ejected mass, residual thermoelastic stress

The pulsed high-current electron beam is the unique instrument realizing simultaneous action of high temperature, pressure and radiation on exposed material. It can be applied for the structural, chemical and nuclear rearrangement of materials, for generation of high-power pulses of pressure, etc.[1]. For effective application of the pulsed high-current electron beams, one should possess the reliable diagnostics of various aspects of the beam-target interaction. The radiation-acoustic effects [2,4], as we believe, give such a possibility. Measurements of acoustic stress amplitude, generated by pulsed electron beam in treated target, investigation of its value, duration, and time of arrival, helps determine variation of generation coefficient and sound velocity from pulse to pulse and, comparing them, determine variation of elasticity modulus that characterizes variation of mechanical properties in the course of the treatment. Use of radiation - acoustic measurements independently or in complex with others (ejected mass determination, microhardness profile measurement, etc.) helps understand processes that take place at high-rate surface heating and plasma flame formation, permits determining the instantaneous parameters of pressure, thermal, and radiation fields, as well as target material properties and their modification under intensive radiation.

In this work, the radiation-acoustic effects are used to study the rapid phase transitions under pulsed radiation impact. The acoustic emission, generated at the high-rate radiation heating of massive polycrystalline samples above their melting points, was studied. The heating was realized by pulsed high-current electron beam as it is described below. Some new nonlinear effects consisting in growth of acoustic stress amplitude due to radiation-stimulated recrystallization of a metallic sample were discovered. The field of acoustic stresses generated in a plate specimen by tubular and solid electron beams was investigated. Some considerations concerning nature of the acoustic effects at radiation-stimulated recrystallization of polycrystalline samples are presented.

EXPERIMENTAL TECHNIQUE

A schematic diagram of our apparatus is shown in fig. 1. It consisted of electron accelerator MIG-1 [3] that operated in a single pulse mode, and of two metallic targets in its vacuum chamber. There were a rod target of 2 – 5 mm diameter and a disk one of 2 – 5 mm thick fully absorbing the beam. The targets were disposed in perpendicular cross-sections of the beam. The broadband ($\Delta f \leq 5$ MHz) acoustic piezoceramic sensors were connected to each target. Signals from one of the sensors were put to a vertical deflection input of a recording oscillograph, which sweep being initiated by the start pulse of the accelerator. The energy of relativistic electrons was 0.4 MeV, the pulse duration t_b was 5 μ sec., and the total pulse energy was in the range 1–4 kJ. The solid and tubular beams having diameter of 40 mm were used. The wall thickness for tubular beam was 1–2 mm. Beam energy density w on the target surface was in the range of 10^2 to 10^3 J/cm². Absorption of that energy in the target bulk led to thermal expansion, melting, and evaporation of the target material and to acoustic pulse generation.

The experimental procedure was the following. An intact (annealed) specimen was placed as a target into the vacuum chamber of the accelerator. Initial temperature of the target and characteristics of the electron beam kept constant during every certain experiment. In the course of experiment, the acoustic stress amplitude was inquired

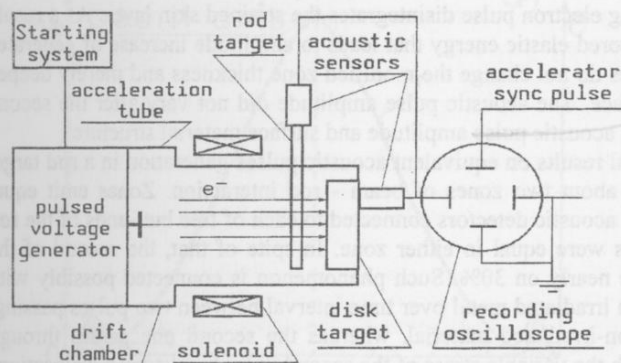


Fig. 1. Scheme of experimental set-up

Periodically we put the target out and weighed it to determine its mass loss that was sputtered or ejected with plasma flame. So, the mass Δm of target material thrown out by every impact was determined, as well as the spot radius, the depth, and the shape of a crater made by the electron pulse on target surface.

RESULTS AND DISCUSSION

The specimens of Al, brass, Cu, Ti, Mo, Nb, graphite and stainless steel were investigated. The experimental results corresponding to impact of the tubular electron beam on rod targets are summarized in table. Here Δm_1 is the mass thrown out by the first electron pulse, $\Delta \bar{m}$ is the average mass thrown out by the each following pulse, σ_1 is the acoustic stress amplitude caused by the first electron pulse, $\bar{\sigma}$ is the average amplitude of the each following pulse, R_e is the extrapolated range of beam electron in a target material, ε is the calculated energy loss density in irradiated material, h_b is the average depth of penetration into a material under action of one pulse of beam, and $G = \alpha K / (\rho C)$ is the Gruneisen parameter directly relating the absorbed energy density ε to the thermoelastic stress σ_T at constant volume. At the light overheating far from a phase transition point we have $\sigma_T = G\varepsilon$. Here α is the thermal-expansion coefficient, K is the bulk modulus, ρ is density, and C is specific heat.

Table. Experimental data for the tubular beam and rod targets

Material	Δm_1 , mg	$\Delta \bar{m}$, mg	$\bar{\sigma}$, MPa	$\bar{\sigma} / \sigma_1$	G	R_e , mm	ε , kJ/g	h_b , mm
Al	64.1	66.3	3.3	1.4	2.17	0.47	3.31	0.25
Brass	51.3	55.2	2.0	1.6	2.05	0.16	3.14	0.08
Cu	42.3	45.6	1.9	1.5	2.00	0.15	3.14	0.06
Ti	34.2	35.5	2.1	2.0	1.02	0.29	3.16	0.07
Mo	23.1	24.2	0.9	2.3	1.22	0.14	3.02	0.034
Nb	22.5	23.4	1.8	2.6	1.45	0.16	3.02	0.034

As it can be seen from table, the acoustic response of a target $\bar{\sigma}$ does not correlate to composition $G\varepsilon$; hence, it is not described by linear theory of thermoelasticity [2,4]. In case under consideration the radiant heating is quite high to cause material melting and/or boiling. Dilatation due to phase transitions and corresponding stress at radiation heating may exceed significantly the thermal ones [4,5,7,8]. Besides, mass ejection causes jet recoil pressure [9] and, therefore, generates acoustic stress too. At present we can not determine experimentally the contribution of every generation mechanism in measured stress because of impossibility of radiation flux variation.

The contribution of evaporation mechanism to sound generation increased with decrease of destroying energy of the target materials. We can only roughly estimate the relative contribution of evaporation mechanism comparing masses of various materials $\Delta \bar{m}$ ejected from target under action of a solitary electron pulse (see table).

It was found that the amplitude of the acoustic pulse σ_1 generated by the first high-current electron pulse acting on initially intact sample is regularly less than amplitudes of the pulses generated by the second and the following electron pulses $\bar{\sigma}$ acting on the specimen with the structure, modified under the first impact. A cause of the acoustic response increase may be rapid relaxation of residual hardening strain under action of the second and following pulses that makes contribution in total acoustic effect.

As it was shown by our previous research [6], the action of the high-current electron pulse on an intact metal is accompanied by hardening structure origination. Such structural changes are caused by fast cooling of thin surface layer

depending on geometry and material of a target and on geometry and intensity of the electron beam. The acoustic response was registered by a sensor connected to the back side of the disk target, or to butt-end of the rod target. In case of a plate target, the sensor position was varied to measure the acoustic stress field. The pulses of acoustic stress were registered when the single pulses of the electron beam hit the target. The first electron pulse modified structure of the sample due to high-rate heating (the heating rate was 10^8 to 10^9 K/sec) and subsequent unprompted quenching of the material (the cooling rate was about 10^6 K/sec). The second and the following pulses affected the target with modified structure.

melted by radiation heating. Contraction of this layer during consequent unprompted cooling causes a residual compression of deeper layers of a target. Each following electron pulse disintegrates the strained skin layer. As a result, the deeper layers, becoming free, expand and release stored elastic energy that leads to amplitude increase of generated acoustic pulse. The second pulse and the following ones do not change the modified zone thickness and merely deepen the crater due to material ejection from the target surface. The acoustic pulse amplitude did not vary after the second electron impact, too. That confirms correlation between acoustic pulse amplitude and surface material structure.

Such a viewpoint is in accordance with experimental results on equivalent acoustic pulses generation in a rod target by a tubular beam. This beam brings simultaneously about two zones of beam - rod interaction. Zones emit equal thermoacoustic pulses that propagate along rod body to acoustic detectors connected to each of free butt-ends of the rod target. The conditions of generation of acoustic pulses were equal in either zone. In spite of that, the second of the pulses arriving to each detector exceeded the first one nearly on 30%. Such phenomenon is connected possibly with incomplete relaxation of residual thermoelastic stress in irradiated metal over time interval between two pulses passing. The first pulse comes to detector passing through non-irradiated material, whereas the second one passes through radiation-modified zone on its way to detector. Herewith the variable stress of the second pulse breakaways dislocations from stoppers causing coherent acoustic emission from structurally modified zone, which amplifies the second pulse.

As it can be seen from table, the greatest increase of the acoustic stress amplitude was observed for refractory metals Ti, Mo and Nb (for Nb $\bar{\sigma}/\sigma_1 = 2.6 \pm 0.4$). A somewhat lesser effect was observed for more fusible and plastic metals, such as Al, brass and Cu (for Al $\bar{\sigma}/\sigma_1 = 1.4 \pm 0.2$). We connect this fact with more considerable contribution of explosive evaporation to sound generation in fusible metals, as well as with smallness of the residual hardening stress in the plastic metals. Let represent measured acoustic pulse amplitudes σ_1 and $\bar{\sigma}$ in the forms $\sigma_1 = \sigma_T + \sigma_J$, and $\bar{\sigma} = \sigma_T + \sigma_J + \sigma_r$, where σ_J and σ_T are the contributions of jet recoil mechanism and thermoelastic one, respectively, σ_r is the component caused by discharge of residual stress in generation zone by second and following electron pulses due to rupture of strained skin layer. In accordance with experimental data, $\sigma_r = \bar{\sigma} - \sigma_1 = (0.4 - 1.6) \cdot \sigma_1$. We see that discharge of residual stress is the main generation mechanism for second and following pulses in refractory metals, if our assumption concerning the role of strained skin layer in sound generation is true. But we can not say any definite concerning contribution of nonlinear thermoelastic stress σ_T and jet recoil pressure σ_J .

Some examples of acoustic pulses generated by solid beam in rod targets are shown in fig. 2. The pulses were registered by a sensor connected to the butt of rod target. Some distinction in the tails of acoustic pulses generated in fusible (brass, see fig. 2a) and refractory (Ti, see fig. 2b) targets attracts attention. Appearance of subpulses in the pulse tail in the titanium target probably caused by delayed relaxation of a residual hardening stress in generation zone.

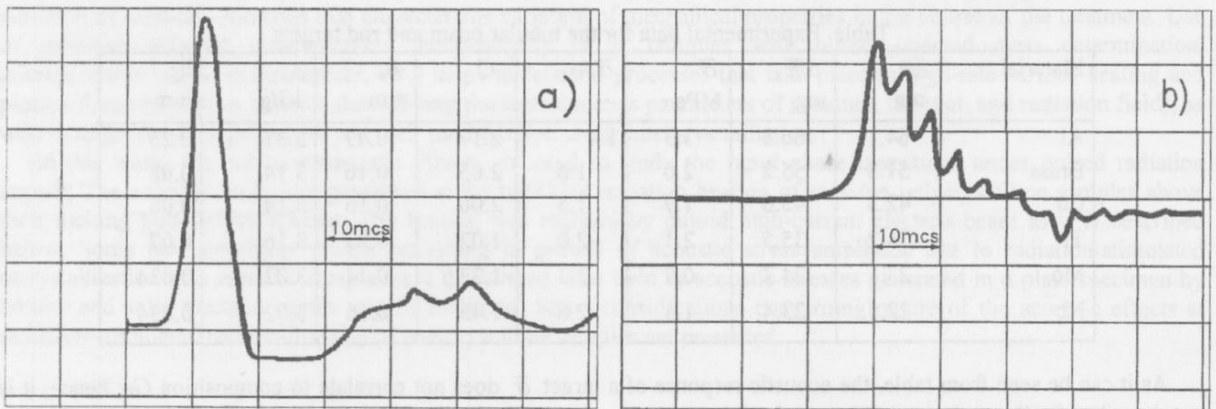


Fig. 2. Oscillograms of acoustic pulses generated by solid beam in rod targets: a) – the brass target, b) – the titanium one. The scale on vertical axis is 18.5 Volts/division for the brass target and 30 Volts/division for the titanium one

For the tubular beam with radius $R=20$ mm and the wall thickness $h=2$ mm the spatial distribution of the stress magnitude along the plate target backside was determined. As it is shown in fig. 3-a, the main maximum of the stress field lies on the beam axis and is approximately 10 times more than the second-order one. The theoretic appraisal, based on two-dimensionality of the propagated acoustic pulse [2], predicts the twentyfold excess for the real geometrical parameters of the beam. The discrepancy can be explained accounting of finite size of the acoustic detector (~ 5 mm) and the wall thickness fluctuation. So, the focusing of the stress wave towards beam axis is observed in this case. For a solid beam, the profile of acoustic magnitude is roughly proportional to beam current density, as it can be seen from fig. 3-b.

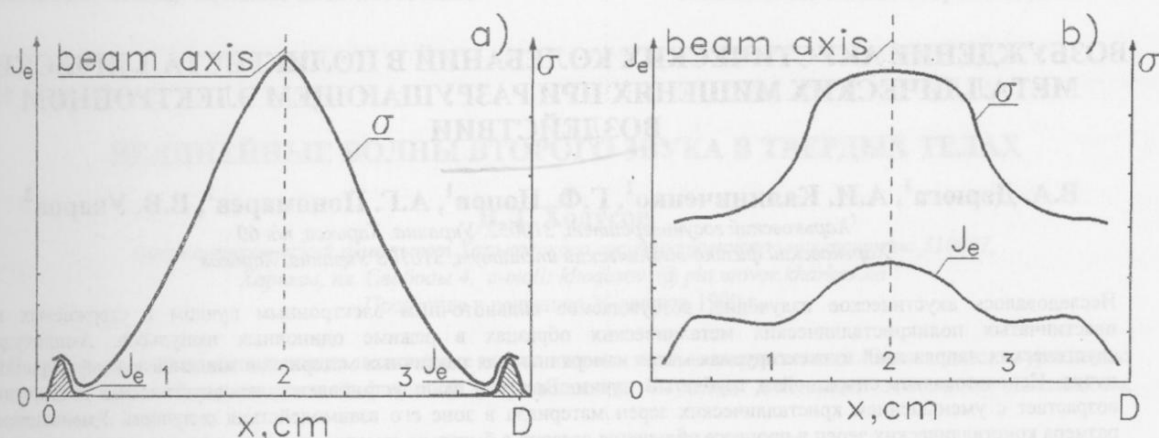


Fig. 3. Electron flux density distribution $J_e(x)$. Axis x lies in the plane of disk target. Acoustic pulse magnitude σ depending on detector coordinate x . a) tubular beam, b) solid beam

CONCLUSIONS

For the first time, we have experimentally revealed the increase of acoustic emission from massive polycrystalline metallic samples under high-current electron beam irradiation. Such sound extra-emission has not pure thermoelastic or jet recoil origin. It probably connected with structure recrystallization of a target material, namely, with changing the dimension of crystalline grains, ultra-fast hardening and recrystallization, with the emergence of the metastable strained skin layer. This recrystallization is brought off by the first electron impact. The second electron pulse and the following ones affect on a modified surface coated by the metastable strained skin layer. Breaking it, they release a residual elastic stress within interaction zone amplifying the generated acoustic pulse.

Acoustic pulse amplification at its propagation along structurally – modified zone of radiation-matter interaction in metal rods was first revealed. Such phenomenon, as previous one, is possibly connected with presence of residual elastic stress in this zone. The propagating acoustic pulse breaks strained skin layer causing coherent acoustic emission and self-amplifying.

At the tubular beam impact against a disk target, the highest level of acoustic emission is observed near the beam axis. The maximum of the stress amplitude was approximately in 10 times more of that that was measured near the energy release points. Such focusing of the stress wave towards beam axis is in accordance with theoretical predictions.

The authors are very grateful to Dr. I. Vitkovitsky of Logicon RDA for help and useful discussions concerning the matter of the work.

REFERENCES

1. Didenko A.N., Ligachev A.E., Kurakin I.B. // Action of Charged Particle Beams on a Surface of Metals and Alloys. M. Energoatomizdat. 1987. 184 p. (In Russian)
2. Zalyubovskiy I.I., Kalinichenko A.I., Lazurik V.T. // Introduction to Radiation Acoustics. Kharkiv. «Vyssha shkola». 1986. 168 p. (In Russian)
3. Uvarov V.T., Tkach Yu.V. and Gorodetski N.P. Obtaining High-Current Beams of Microsecond Duration with High Efficiency. // Pre-print of Kharkiv Institute of Physics and Technology. Kharkiv. 1984. 16 p. (In Russian)
4. Kalinichenko A.I. and Popov G.F. Nonlinear Thermoacoustic Effects in Solid under Pulsed Irradiation. // Acoustic Journal. 1990. V.36. pp.948-950. (In Russian)
5. Uvarov V.T., Slezov V.V., Kalinichenko A.I. and Popov G.F. Radiation-Acoustic Studies of Materials with Nonlinear Thermoelastic Properties. // Proc. Intern. Conf. on Radiation Materials Science. Alushta, USSR. 1990, May 22–25. pp.171-178.
6. Uvarov V.T., Tkach Yu.V., Kivshik V.F., Skachek G.V. and Ponomarev A.G. Surface Hardening of Carbon Steel by Microsecond REB. // First All-Union Conf. on Modification of Properties of Materials by Charged Particle Beams. Tomsk. 1988. Chap.3. pp.96-98. (In Russian)
7. Kalinichenko A.I., Popov G.F., Deryuga V.A., Kresnin Yu.A., Ponomarev A.G., Stervoedov N.G. and Uvarov V.T. Investigation of Nonlinear Radiation-Acoustic Effects in Solids. // Proc. 4th European Conf. on Accelerators in Applied Research and Technology. Zurich, Switzerland. 1995, August 29 - September 2. p.B-67.
8. Christian J.W. // Transformations in Metals and Alloys. Pergamon Press. Oxford. 1975. 217 p.
9. Bunkin F.V., Prokhorov A.M. The Use of a Laser Source of Energy for Producing Jet Tractive Force. // Uspekhi Fizicheskikh Nauk. 1976. vol.119. No 3. pp.423-446.

ВОЗБУЖДЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МИШЕНЯХ ПРИ РАЗРУШАЮЩЕМ ЭЛЕКТРОННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

В.А. Дерюга¹, А.И. Калиниченко¹, Г.Ф. Попов¹, А.Г. Пономарев², В.В. Уваров²

¹Харьковский госуниверситет, 310052. Украина, Харьков, п/я 60

²Харьковский физико-технический институт, 310108 Украина, Харьков

Исследовалось акустическое излучение, возбуждаемое сильноточным электронным пучком в стержневых и пластинчатых поликристаллических металлических образцах в режиме одиночных импульсов. Амплитуда акустических напряжений и эжектируемая масса измерялись для различных материалов мишеней и конфигураций пучка. Использовались сплошной и трубчатый пучки. Впервые было установлено, что акустическая амплитуда возрастает с уменьшением кристаллических зерен материала в зоне его взаимодействия с пучком. Уменьшение размера кристаллических зерен в процессе облучения связано с быстрым самопроизвольным остыванием и закалкой материала, подвергнутого радиационному нагреву. Структурная перестройка происходит, в основном, под действием первого электронного импульса, тогда как последующие импульсы взаимодействуют уже с модифицированным материалом. Отношение акустических амплитуд от второго и первого импульсов изменяется в диапазоне от 2,6 (Nb) до 1,4 (Al). Временная зависимость акустической амплитуды, возбуждаемой в твердых тугоплавких металлах (Ti, Nb) характеризуется появлением субимпульсов на заднем фронте акустического импульса. Обнаружен эффект усиления акустического импульса, проходящего через зону взаимодействия пучка с мишенью непосредственно после электронного удара. Эффект, вероятно, обусловлен вынужденной релаксацией остаточных термоупругих напряжений под действием проходящего акустического импульса. Обнаружен также эффект фокусировки в направлении оси пучка упругих волн, возбуждаемых в пластинчатой мишени трубчатым пучком.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: сильноточный электронный пучок, акустическое излучение, металлическая мишень, кристаллит, эжектируемое вещество, остаточные термоупругие напряжения

УДК 534.2:539.2

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ ВТОРОГО ЗВУКА В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ**В.Д. Ходусов***Физико-технический факультет Харьковского государственного университета 310077,**Харьков, пл. Свободы 4. e-mail: khodusov @pht.univer.kharkov.ua**Поступила в редакцию 26 августа 1999 г.*

Получены уравнения описывающие нелинейные волны второго звука в твердых телах. Они сводятся к уравнению простых волн в бездиссипативной фононной гидродинамике. С учетом диссипаций эти волны описываются уравнением Бюргерса.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: фононы, второй звук, нелинейность, уравнение Бюргерса.

В чистых монокристаллах в области низких температур $T \ll \Theta_D$, когда процессы взаимодействия фононов с сохранением квазиимпульса (N-процессы) преобладают над процессами с его несохранением (U-процессы), возможно распространение волн второго звука (ВВЗ). Теоретически эти волны впервые рассмотрены в работах [1-2], а экспериментально наблюдались в твердых He_3 -[3] и He_4 -[4], в NaF - [5] и т.д. По сути эти волны являются температурными волнами в фононной гидродинамике.

ВОЛНЫ ВТОРОГО ЗВУКА В ЛИНЕЙНОЙ ФОНОННОЙ ГИДРОДИНАМИКЕ

В модели приведенного изотропного кристалла [6] частота ВВЗ равна $\Omega = k W_{\Pi 0}$, а коэффициент затухания определяется кинетическими коэффициентами первой $\tilde{\eta}$ и второй $\tilde{\xi}$ фононными вязкостями, фононной гидродинамической теплопроводностью $\tilde{\chi}$, коэффициентом внешнего трения Γ и равен

$$\Gamma_{\Pi} = \frac{\Gamma}{2\tilde{\rho}} + \frac{k^2}{2} \left[\left(\frac{4}{3} \tilde{\eta} + \tilde{\xi} \right) \frac{1}{\tilde{\rho}} + \frac{\tilde{\chi}}{C} \right], \text{ где } W_{\Pi 0} = \frac{v_t}{\sqrt{3}} \left(\frac{2 + \beta^3}{2 + \beta^5} \right)^{1/2} - \text{ скорость второго звука, } \beta = \frac{v_t}{v_e}, \quad v_t, \quad v_e -$$

скорости поперечного и продольного звуков, $\vec{k}$ - волновой вектор, $\tilde{\rho}$ - фононная плотность, C - плотность фононной теплоемкости. Если $\Gamma_{\Pi}/\Omega \ll 1$, то существуют слабозатухающие ВВЗ. Это условие приводит к так называемому "окну" существования ВВЗ [6]

$$\min \left(\frac{1}{\tau_{\tilde{\eta}}}; \frac{1}{\tau_{\tilde{\xi}}}; \frac{1}{\tau_{\tilde{\chi}}} \right) \gg \Omega \gg \frac{1}{\tau_U}, \quad (1)$$

где диффузионные времена определяются выражениями [6] $\tau_{\tilde{\eta}} = \tilde{\eta}/\tilde{\rho} W_{\Pi}^2$; $\tau_{\tilde{\xi}} = \tilde{\xi}/\tilde{\rho} W_{\Pi}^2$; $\tau_{\tilde{\chi}} = \tilde{\chi}/C W_{\Pi}^2$; $\tau_U = \tilde{\rho}/\Gamma$. Увеличение мощности источников возбуждения ВВЗ приводит к возбуждению ВВЗ конечной амплитуды, для которых существенную роль начинают играть нелинейные эффекты.

ВЫВОД УРАВНЕНИЙ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН ВТОРОГО ЗВУКА

Уравнения описывающие эволюцию нелинейных ВВЗ можно получить из общих уравнений газодинамики квазичастиц [6], если учесть в них нелинейные члены. Запишем систему нелинейных уравнений фононной газодинамики в квадратичном приближении по дрейфовой скорости U и кинетическим коэффициентам для случая плоского течения вдоль оси X , когда $U = U(x, t)$, а квазиравновесная температура $T = T_0(1 + \vartheta(x, t))$, где T_0 - термодинамически равновесная температура:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial t} + U \frac{\partial P}{\partial x} + 2P \frac{\partial U}{\partial x} + S \frac{\partial T}{\partial x} &= \left(\tilde{\xi} + \frac{4}{3} \tilde{\eta} \right) \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \Gamma U, \\ \frac{C}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + U \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial P}{\partial T} \left(\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} \right) + S \frac{\partial U}{\partial x} &= \frac{\tilde{\chi}}{T} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь P и S — плотности импульса и энтропии газа фононов. В отсутствии диссипаций эта система уравнений описывает простые ВВЗ аналогичные простым звуковым волнам в нелинейной акустике [7-9]. Считая, что величины P и T есть функции U : $P = P(U)$, $T = T(U)$, а $\frac{dP}{dU} = \frac{\partial P}{\partial U} + \frac{\partial P}{\partial T} \frac{dT}{dU}$, получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial P}{\partial U} + \frac{\partial P}{\partial T} \frac{dT}{dU} \right) \left(\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \left(2P + S \frac{dT}{dU} \right) \frac{\partial U}{\partial x} &= 0, \\ \left(\frac{C}{T} \frac{dT}{dU} + \frac{\partial P}{\partial T} \right) \left(\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} \right) + S \frac{\partial U}{\partial x} &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Если $\frac{\partial U}{\partial x} \neq 0$, то из условия разрешимости системы (3), имеем

$$\frac{dT}{dU} = \sqrt{\frac{T\tilde{\rho}}{C}} \left[-M \pm \sqrt{1 + M^2 \left(1 - 2 \frac{S}{C} \frac{\partial \ln \tilde{\rho}}{\partial \ln T} \right)} \right], \quad (4)$$

где $M = U/W_{II}$ — число аналогичное числу Маха в акустике, причем M — мало ($M \ll 1$), $W_{II} = (TS/\tilde{\rho}C)^{1/2}$ — квазиравновесная скорость второго звука. Подставляя (4) в любое из уравнений (3), получим уравнение простых ВВЗ распространяющихся в положительном и отрицательном направлении оси X

$$\frac{\partial U}{\partial t} + (U \pm W_{II}(U)) \frac{\partial U}{\partial x} = 0. \quad (5)$$

Здесь $W_{II}(U)$ с точностью до квадратичных членов по M и отклонениям квазиравновесных величин S , C , $\tilde{\rho}$, T от термодинамически равновесных S_0 , C_0 , $\tilde{\rho}_0$, T_0 , равно

$$W_{II}(U) = W_{II0} \pm \left(1 + \frac{S_0}{C_0} \frac{\partial \ln(W_{II0}/\tilde{\rho})}{\partial \ln T_0} \right) U. \quad (6)$$

Сделав преобразование координат $\tau = t - x/W_{II0}$, $x = x'$, перейдем в движущуюся систему координат и запишем уравнение простых ВВЗ распространяющихся в положительном направлении оси X в приближении квадратичной нелинейности

$$\frac{\partial U}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{W_{II0}} U \frac{\partial U}{\partial \tau} = 0, \quad (7)$$

где параметр нелинейности равен: $\varepsilon = 2 + \frac{S_0}{C_0} \frac{\partial \ln(W_{II0}/\tilde{\rho})}{\partial \ln T_0}$. Подставляя известные значения величин

$S_0, C_0, \tilde{\rho}_0$ из [6] в ε , получим численное значение параметра нелинейности в фононной гидродинамике $\varepsilon = 2/3$. Уравнение (7) при граничном условии $U(0, \tau) = F(\tau)$ имеет решение в виде простой волны (решение Римана) $U = F(\tau + \varepsilon Ux/W_{II}^2)$. Свойства этого решения хорошо известны [7-9]. В некоторой точке, характеризуемой значениями x_* , y_* , U_* происходит «опрокидывание» фронта волны, т.е. образование разрыва в профиле волны. Например, в случае синусоидального граничного условия $U(0, \tau) = U_0 \sin \omega \tau$ координата возникновения разрыва равна $x_* = W_{II0}^2 / \varepsilon \omega U_0$. По мере укрупнения фронта волны начинают играть роль диссипативные коэффициенты.

Используя систему уравнений диссипативной гидродинамики (2), предположение о медленности изменения профиля волны [8,9] и проводя процедуру аналогичную той, которая производилась при выводе уравнения простых волн (7), получим следующее обобщенное уравнение Бюргерса [9]

$$\frac{\partial U}{\partial x} - \alpha U \frac{\partial U}{\partial \tau} = \delta \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \gamma U, \quad (8)$$

где $\alpha = \frac{\varepsilon}{W_{II0}^2}$, $\delta = \frac{1}{2W_{II0}^2} \left[\frac{\tilde{\chi}}{C_0} + \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{4}{3} \tilde{\eta} + \tilde{\xi} \right) \right]$, $\gamma = \frac{r}{2\tilde{\rho}_0 W_{II0}}$.

Распространение слабозатухающих ВВЗ возможно, если выполняется условие (1), которое фактически означает, что в уравнении (8) последнее слагаемое в правой части не учитывается и мы приходим к обычному уравнению Бюргерса

$$\frac{\partial U}{\partial x} - \alpha U \frac{\partial U}{\partial \tau} = \delta \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} \quad (9)$$

Уравнение Бюргерса — одно из наиболее изученных эволюционных уравнений теории нелинейных волн [10]. Если сделать замену переменных [11] $U = (2\delta/\alpha) \partial \ln \phi / \partial \ln \tau$, то после однократного интегрирования

уравнение (9) принимает вид уравнения теплопроводности: $\frac{\partial \phi}{\partial x} = \delta \frac{\partial^2 \phi}{\partial \tau^2}$. Если задано граничное условие

$U(0, \tau) = U_0(\tau)$, то получаем точное решение уравнения (9), в котором

$$\phi(x, \tau) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\delta x}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{(\tau - \tau')^2}{4\delta x} - \frac{1}{2\delta} \int_0^{\tau'} U_0(\tau'') d\tau''\right\} d\tau'. \quad (10)$$

В линейном приближении дрейфовая скорость U и ϑ , как следует из (4), связаны между собой соотношением $U = W_{\text{фо}} \vartheta C_0 / S_0$. Подставляя это соотношение в уравнения (7) и (9), можно получить эти уравнения для переменной ϑ , которые будут более удобны при анализе экспериментальных данных.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Качественные особенности уравнения (9) зависят от величины, аналогичной акустическому числу Рейнольдса $Re = \alpha U_0 / \omega \delta$, где U_0 — амплитуда волны, ω — характерная частота волны. Если $Re \ll 1$, нелинейный член в уравнении (9) мал и основную роль играет диссипация: волна затухает раньше, чем в ней успеют развиться нелинейные эффекты, так что можно остаться в рамках линейной фононной газодинамики. Если $Re > 1$, то на начальной стадии процессы диссипации малы и решением будут квазипростые ВВЗ. Периодические волны трансформируются при этом в волны с пилообразным профилем, а одиночные импульсы — в возмущения треугольной формы. Для наблюдения этих явлений нужно брать образцы с размерами $d > x_*$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ward J.C. and Wilks J. // *Philos. Mag.* 1952, V.43, P.48.
2. Dingle R.B. // *Proc. Phys. Soc. London.* 1952, V.65, P.1044.
3. Ackerman C.C., Bertman B., Fairbank H.A. and Gyer R.A. // *Phys. Rev. Lett.* 1966, V.16, P.789
4. Ackerman C.C., Overton W.C. // *Phys. Rev. Lett.* 1969, V.22, P.764.
5. Mc Nelly, Rogers S.J., Channin D.J., Rollefson R.J., Gouban W.M., Schmidt G.E., Krumhansl J.A., Rohl R.O. // *Phys. Rev. Lett.* 1970, V.24, P.100.
6. Ахиезер А.И., Алексин В.Ф., Ходусов В.Д. // *ФНТ*, 1994, Т.20, №12, С.1199
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Гидродинамика*. М., Наука, 1986, 736с.
8. Руденко О.В., Солуян С.И. *Теоретические основы нелинейной акустики*. М., Наука, 1975, 287с.
9. Наугольных К.А., Островский Л.А. *Нелинейные волновые процессы в акустике*. М., Наука, 1990, 237с.
10. Уизем Дж. *Линейные и нелинейные волны*. М., Мир, 1977, 622с.
11. Hopf E. // *Commun. Pure and Appl. Math.* 1950, V.3, №3, P.201.

NONLINEAR SECOND SOUND WAVES IN SOLIDS

V.D. Khodusov

Department of Physics and Technology, Kharkov State University, 310077, Kharkov

e-mail: khodusov@pht.univer.kharkov.ua

The equations describing nonlinear waves of the second sound in solids are received. They are reduced to the equation of simple waves in non-dissipative phonon hydrodynamics. In view of dissipations these waves are described by the Burgers equation.

KEY WORDS: phonon, second sound, nonlinearity, Burgers equation.

УДК 538.945

**ОСОБЕННОСТИ ФОНОННОГО СПЕКТРА МЕТАЛЛООКСИДНЫХ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ****И. Н. КУДРЯВЦЕВ***Кафедра физики, Харьковский государственный автомобильно-дорожный технический университет,
310078 г. Харьков, ул. Петровского, 25; E-mail: aip@khadi.kharkov.ua*

Поступила в редакцию 2 августа 1999 г.

Определен характерный спектр частот и законы дисперсии для акустических и оптических колебаний в металлооксидных высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП). Изучены точки сингулярности Ван-Хова. Рассчитаны фазовые и групповые скорости фононов. Показано, что оптические фононы обладают аномальным законом дисперсии. Вычислены эффективные массы изучаемых фононов для различных частот спектра. Проведен теоретический анализ спектральной плотности фононных состояний ВТСП в зависимости от характерной размерности базиса кристаллической решетки.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: металлооксидные ВТСП, фононный спектр, сингулярности Ван-Хова, дисперсия фононов, фазовая и групповая скорости, эффективная масса, спектральная плотность, размерность базиса.

Изучение фононного спектра и особенностей электрон-фононного взаимодействия в металлооксидных ВТСП представляет большой интерес для решения центральной задачи - определения механизма высокотемпературной сверхпроводимости и предсказания эффективного пути поиска ВТСП с более высокой критической температурой.

Рассмотрим кратко имеющиеся в литературе теоретические подходы для описания спектра фононов и основных термодинамических характеристик сверхпроводников.

В простейшем случае одноатомной кристаллической решетки в области низких частот применима модель Дебая [1] без дисперсии. В данном подходе предполагается, что фононный спектр содержит только акустические моды и имеет граничную частоту ω_D , а спектральная плотность фононных состояний пропорциональна квадрату частоты. Для решетки с многоатомным базисом необходим учет оптических колебаний, которые в первом приближении могут быть описаны по модели Эйнштейна [2] с постоянной частотой ω_E и δ -образной спектральной плотностью состояний.

Теоретическая модель изотропного фононного спектра без дисперсии для металлооксидных ВТСП, объединяющая оба указанных подхода, была предложена в работе [3] и позволила удовлетворительно описать теплоемкость ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различным содержанием кислорода. Авторами был изучен вклад акустических и оптических фононных мод в теплоемкость и из сравнения расчетов с экспериментом были определены характерные частоты и температуры фононного спектра: $\omega_D = 21.9$ мэВ ($\Theta_D = 254$ К) и $\omega_E = 43$ мэВ ($\Theta_E = 500$ К). При этом переход от сверхпроводящего к несверхпроводящему образцу сопровождался лишь изменением относительного вклада акустических и оптических фононов в теплоемкость.

Однако, для определения и детального анализа электронной составляющей теплоемкости предложенной в работе [3] модели фононного спектра без дисперсии оказалось недостаточно. Кроме того, намечилось расхождение между теоретическими расчетами и экспериментом в области температур $T \geq 200$ К.

Данные по инфракрасной [4], рамановской [5] и нейтронной спектроскопии (см., напр., [6-8]), экспериментально обнаруженная зависимость скорости звука от температуры [9], свидетельствуют о том, что фононный спектр металлооксидных ВТСП имеет сложный характер и обладает дисперсией. Кроме того, известно [10], что для изучаемых ВТСП характерна слоистая структура типа перовскита. Это означает, что данные сверхпроводники могут обладать анизотропным базисом кристаллической решетки.

Целью настоящей работы является построение адекватной теоретической модели фононного спектра металлооксидных ВТСП с учетом дисперсии и характерной размерности базиса кристаллической решетки без использования свободных параметров и изучение особенностей фононного спектра, фазовой и групповой скорости, эффективной массы фононов и спектральной плотности фононных состояний. Знание фононной плотности состояний позволяет рассчитывать энергию, теплоемкость, энтропию и другие термодинамические функции сверхпроводников, измеряемые экспериментально.

ДИСПЕРСИЯ ФОНОНОВ

Как показали оценки в рамках феноменологического подхода [3], основной вклад в термодинамические функции ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ вносят колебания атомов меди и кислорода. Колебания тяжелых атомов иттрия и бария являются низкочастотными и слабо влияют на спектральную плотность фононных состояний [6,8].

Анализ парциальных спектров колебаний атомов меди и кислорода, полученных методами нейтронной спектроскопии, показал [11], что в ВТСП купратах динамическое поведение атомов меди формируется в основном за счет взаимодействия с ближайшими атомами кислорода. Поэтому, рассмотрим колебания атомов Cu и O в предположении, что возвращающие силы определяются лишь взаимодействиями с ближайшими соседями.

Поскольку характерные температуры измерений термодинамических функций керамических металлооксидных сверхпроводников ($T \sim 100$ К) существенно ниже их температуры плавления ($T \sim 1000$ К), то применимо гармоническое приближение [12]. В случае малых деформаций дисперсионное уравнение имеет вид

$$\omega^4 - (\omega_D^2 + \omega_E^2)\omega^2 + \omega_D^2 \omega_E^2 \sin^2(ka) = 0, \quad (1)$$

симметричный относительно предельных частот акустических $\omega_D = \sqrt{2\beta/M}$ и оптических $\omega_E = \sqrt{2\beta/m}$ фононов. Здесь a — расстояние между соседними атомами $Cu-O$ в элементарной ячейке перовскита, β — коэффициент упругости решетки, M (m) — масса атомов меди (кислорода). Отметим, что волны с предельными частотами ω_D и ω_E являются стоячими с нулевой групповой скоростью, соответствуют значениям волнового числа $k = \pm \pi/(2a)$ и лежат на границе зоны Бриллюэна [12]. Данные частоты являются резонансными для кристалла, их называют также точками сингулярности Ван-Хова [13].

Решение уравнения (1) для частот можно записать в виде

$$\omega^2 = \frac{1}{2} \left[\omega_m^2 \pm \sqrt{\omega_m^4 - 4\omega_D^2 \omega_E^2 \sin^2(ka)} \right], \quad 0 \leq k \leq \pi/(2a), \quad (2)$$

где $\omega_m = \sqrt{\omega_D^2 + \omega_E^2}$ есть максимальная частота оптических фононов, соответствующая значению волнового числа $k = 0$. Знак «-» соответствует акустической, знак «+» оптической ветви спектра.

Отношение предельных частот оптических и акустических фононов $\omega_E/\omega_D = \sqrt{M/m}$, относительная ширина запрещенной зоны $(\omega_E - \omega_D)/\omega_D = \sqrt{M/m} - 1$ и относительная ширина оптической ветви $(\omega_m - \omega_E)/\omega_E = \sqrt{m/\mu} - 1$, где $\mu = mM/(m+M)$ — приведенная масса, определяются исключительно массами атомов меди и кислорода.

Поэтому, в случае ВТСП $Y-Ba-Cu-O$ и других металлооксидных соединений, содержащих цепочки $Cu-O$, отношение ω_E/ω_D в точности равно 2, что объясняет полученный в работе [3] из анализа экспериментальной теплоемкости результат для отношения характерных температур $\Theta_E/\Theta_D \cong 2$. Следовательно, предельные частоты ω_D и ω_m могут быть выражены через величину ω_E : $\omega_D = \omega_E/2$, $\omega_m = \sqrt{5}\omega_E/2$, а характерная частота оптических фононов ω_E определяется из данных по резонансному поглощению электромагнитных волн в инфракрасной области спектра и равна для системы $Y-Ba-Cu-O$: $\omega_E = 42$ мэВ (340 см^{-1}) [5, 14]. Структурный параметр a кристаллической решетки определяется как $a = a_{эл}/2$, где $a_{эл}$ — размер элементарной ячейки и в случае сверхпроводника $Y-Ba-Cu-O$ равен: $a_{эл} = 3.8 \text{ \AA}$ [10].

На рис.1 представлены дисперсионные зависимости $\omega(ka)$ для акустических (а) и оптических (б) фононов, рассчитанные по формуле (2) для ВТСП $Y-Ba-Cu-O$. Как видно из рис. 1а, в области частот акустического спектра $\omega_D/2 \leq \omega \leq \omega_D$ имеется существенное отклонение от линейной зависимости $\omega(k)$, что свидетельствует о необходимости учета дисперсии высокочастотных акустических фононов, в особенности вблизи резонансной частоты ω_D . Зависимость $\omega(k)$ для оптической ветви спектра также имеет существенно нелинейный характер при $\omega \rightarrow \omega_E$, ω_m (см. рис. 1б).

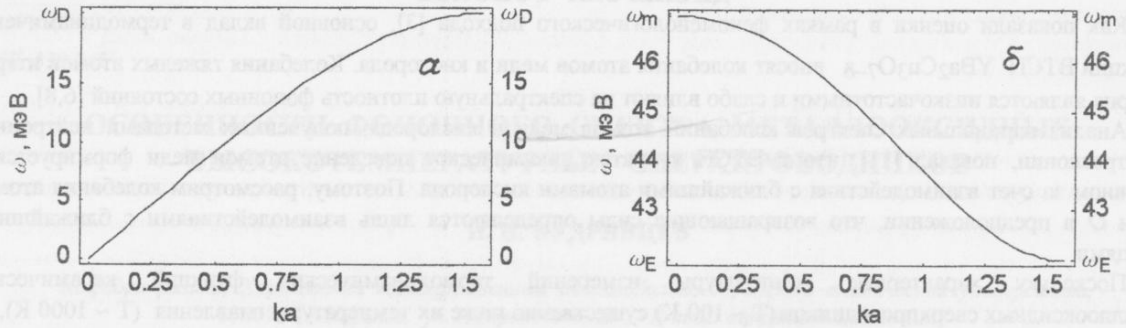


Рис. 1. Закон дисперсии для акустических (а) и оптических (б) колебаний решетки сверхпроводника $Y-Ba-Cu-O$

Дисперсионная зависимость длины волны фононов $\lambda = 2\pi/k$ от частоты определяется выражением

$$\lambda = 2\pi a \operatorname{Arcsin}^{-1} \left[\frac{\omega \sqrt{\omega_m^2 - \omega^2}}{\omega_D \omega_E} \right], \quad (3)$$

где $0 \leq \omega \leq \omega_D$ для акустической и $\omega_E \leq \omega \leq \omega_m$ для оптической ветви спектра. На границах зоны Бриллюэна, где $|k| = \pi/(2a)$, длина волны достигает наименьшего значения $\lambda = 4a$ (акустические колебания с частотой ω_D и оптические с частотой ω_E); при $k \rightarrow 0$ длина волны неограниченно возрастает (акустические колебания с частотой $\omega \rightarrow 0$ и оптические с частотой $\omega \rightarrow \omega_m$).

На рис. 2 представлены дисперсионные кривые $\omega(\lambda)$ для акустических (а) и оптических (б) фононов, рассчитанные с использованием выражений (2) и (3).

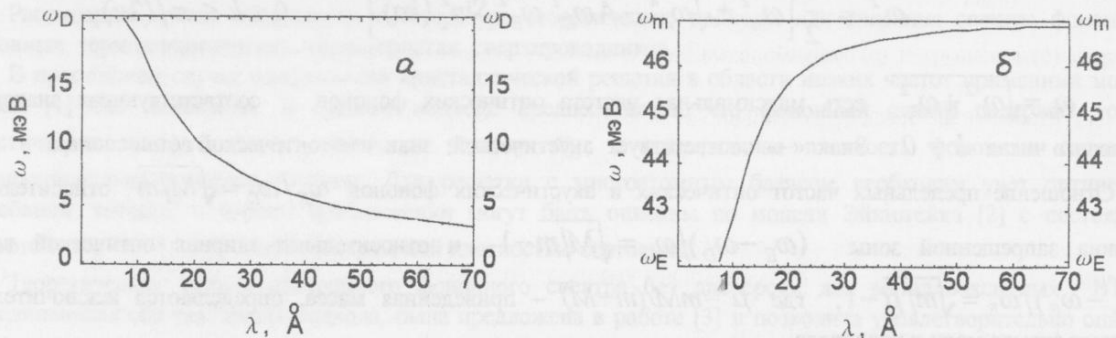


Рис. 2. Зависимость частоты от длины волны для акустических (а) и оптических (б) колебаний решетки $Y-Ba-Cu-O$

Отметим, что в отличие от традиционных металлических сверхпроводников, длина волны акустических фононов ВТСП λ становится сравнимой с длиной когерентности $\xi_0 \cong 10 \div 20 \text{ \AA}$ (см., напр., [15,16]) в области частот $\omega \geq \omega_D/2$, где сильна дисперсия (см. рис 1а, 2а). По-видимому, это может вызывать нелинейные эффекты как в электрон-фононном взаимодействии, приводящем к спариванию электронов проводимости, так и в зависимости критической температуры от характерной граничной частоты спектра: $T_c = T_c(\omega_D)$.

ФАЗОВАЯ И ГРУППОВАЯ СКОРОСТИ

Определим фазовую $v = \omega/k$ и групповую $u = d\omega/dk$ скорости фононов в металлооксидных ВТСП с учетом дисперсии (2):

$$v = a \omega \operatorname{Arcsin}^{-1} \left[\frac{\omega \sqrt{\omega_m^2 - \omega^2}}{\omega_D \omega_E} \right], \quad (4)$$

$$u = a \frac{\sqrt{(\omega_m^2 - \omega^2)(\omega_D^2 \omega_E^2 - \omega^2(\omega_m^2 - \omega^2))}}{\omega_m^2 - 2\omega^2}, \quad (5)$$

которые связаны между собой соотношением

$$u = \frac{v}{1 - \frac{\omega}{v} \frac{dv}{d\omega}} \quad (6)$$

На рис. 3, 4 представлены результаты численных расчетов по формулам (4), (5) для ВТСП $Y-Ba-Cu-O$. Для акустического спектра (рис. 3) выполняется условие $dv/d\omega < 0$, поэтому, в соответствии с (6), групповая скорость $u > 0$ и имеет место нормальная дисперсия акустических фононов. Максимум групповой и фазовой скоростей наблюдается при $\omega = 0$ (бегущая волна): $u(0) = v(0) = a\omega_D\omega_E/\omega_m$ и для всего спектра выполняется условие $v/u \geq 1$. При $\omega = \omega_D$ (стоячая волна) групповая скорость равна нулю $u(\omega_D) = 0$, а фазовая - минимальна $v(\omega_D) = 2a\omega_D/\pi$ (см. рис. 3). Интересно также отметить наличие линейной связи между фазовой и групповой скоростью акустических фононов:

$$u = \frac{1}{1 - v(\omega_D)/u(0)} [v - v(\omega_D)] \quad (7)$$

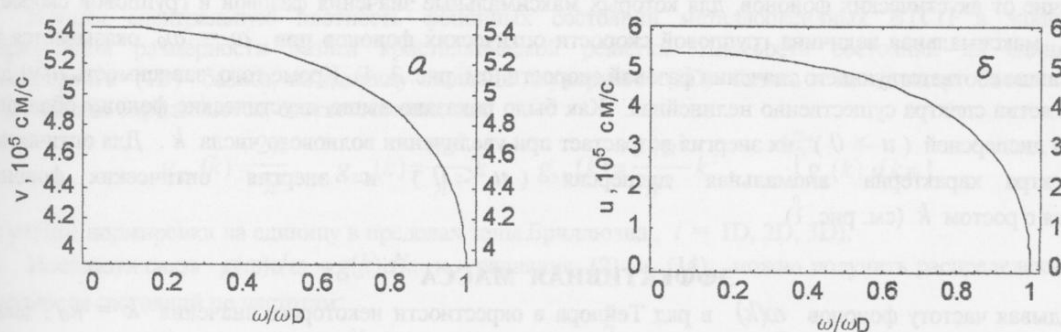


Рис. 3. Фазовая (а) и групповая (б) скорости акустических фононов для $Y-Ba-Cu-O$ как функции ω/ω_D

С хорошей точностью зависимости (4) и (5) для акустической ветви спектра можно описать формулами

$$v = \frac{2a}{\pi} \omega_D + \left(\frac{a\omega_D\omega_E}{\omega_m} - \frac{2a}{\pi} \omega_D \right) \left[1 - \frac{\omega^2}{\omega_D^2} \right]^n, \quad (8)$$

$$u = \frac{a\omega_D\omega_E}{\omega_m} \left[1 - \frac{\omega^2}{\omega_D^2} \right]^n, \quad (9)$$

где $n = 0.38$ в случае системы $Y-Ba-Cu-O$.

Отметим, что в области частот $0 \leq \omega \leq \omega_D/2$, где мала дисперсия, выполняются приближенные равенства

$$u \cong v \cong \frac{a\omega_D\omega_E}{\sqrt{\omega_D^2 + \omega_E^2}}, \quad (10)$$

которые могут использоваться для оценки групповой и фазовой скоростей длинноволновых ($\lambda \gg a$) акустических фононов.

Рассмотрим особенности динамики оптических фононов (рис. 4).

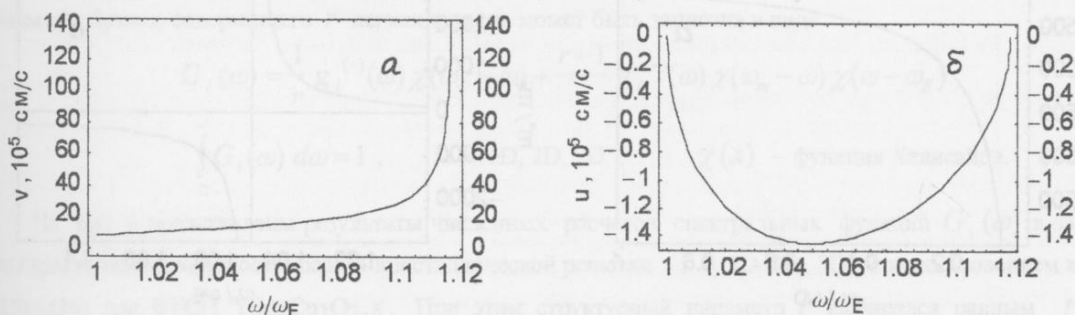


Рис. 4. Фазовая (а) и групповая (б) скорости оптических фононов для $Y-Ba-Cu-O$ как функции ω/ω_E

На границах спектра образуются стоячие волны с нулевой групповой скоростью $u(\omega_E) = u(\omega_m) = 0$, при этом фазовые скорости определяются выражениями: $v(\omega_E) = 2a\omega_E/\pi$, $v(\omega \rightarrow \omega_m) \rightarrow \infty$. Во всем интервале частот $\omega_E \leq \omega \leq \omega_m$ производная $dv/d\omega > 0$, и, поскольку выполняется условие $|\omega/v dv/d\omega| \gg 1$, из уравнения (6) следует, что $u < 0$ — имеет место аномальная дисперсия оптических фононов. Это означает, что распространение фазы волны и перенос волной энергии происходят в противоположных направлениях. Отметим, что аномальная дисперсия оптических фононов в ВТСП наблюдалась экспериментально в работе [17].

Как видно из рис. 4б, при некотором значении частоты $\omega_0 \cong 1.05\omega_E$ групповая скорость оптических фононов достигает максимума по величине. Данная частота соответствует точке перегиба на зависимости $\omega(k)$ (рис. 1б) и в окрестности ω_0 дисперсия оптических колебаний отсутствует $\omega/k \cong \text{const}$. Длина волны оптических фононов при $\omega = \omega_0$ для системы Y-Ba-Cu-O составляет $\lambda(\omega_0) \cong 12.5 \text{ \AA}$ и по порядку величины совпадает с длиной когерентности $\xi_0 \cong 10\pm 20 \text{ \AA}$ [15,16]. Поэтому, бегущие волны с частотой ω_0 могут, по-видимому, играть существенную роль в спаривании носителей тока в рассматриваемых сверхпроводниках.

В отличие от акустических фононов, для которых максимальные значения фазовой и групповой скорости совпадают, максимальная величина групповой скорости оптических фононов при $\omega = \omega_0$ оказывается на порядок меньше соответствующего значения фазовой скорости (см. рис. 3, 4). Кроме того, зависимость $u(v)$ для оптической ветви спектра существенно нелинейная. Как было показано выше, акустические фононы обладают нормальной дисперсией ($u > 0$), их энергия возрастает при увеличении волнового числа k . Для оптической ветви спектра характерна аномальная дисперсия ($u < 0$) и энергия оптических фононов уменьшается с ростом k (см. рис. 1).

ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА

Раскладывая частоту фононов $\omega(k)$ в ряд Тейлора в окрестности некоторого значения $k = k_0$, закон дисперсии с точностью до квадратичных членов можно записать в виде

$$\omega(k) = \omega(k_0) + u(k_0)(k - k_0) + \frac{\hbar}{2m^*(k_0)}(k - k_0)^2, \quad (11)$$

где величина
$$m^* \equiv \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial p^2} \right)^{-1} = \hbar \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2} \right)^{-1} \quad (12)$$

называется эффективной массой фононов.

Пользуясь определением групповой скорости $u = \partial\omega/\partial k$, выражение для эффективной массы можно преобразовать к следующему виду

$$m^*(\omega) = \frac{\hbar}{u(\omega)} \left(\frac{\partial u(\omega)}{\partial \omega} \right)^{-1}. \quad (13)$$

Подставляя сюда явную зависимость $u(\omega)$ (формула (5)), можно вычислить эффективные массы акустических и оптических фононов в соответствующих интервалах частот.

На рис. 5 представлены результаты численных расчетов $m^*(\omega)/m_e$ для ВТСП Y-Ba-Cu-O (m_e — масса электрона) в зависимости от приведенных частот акустических (а) и оптических (б) фононов.

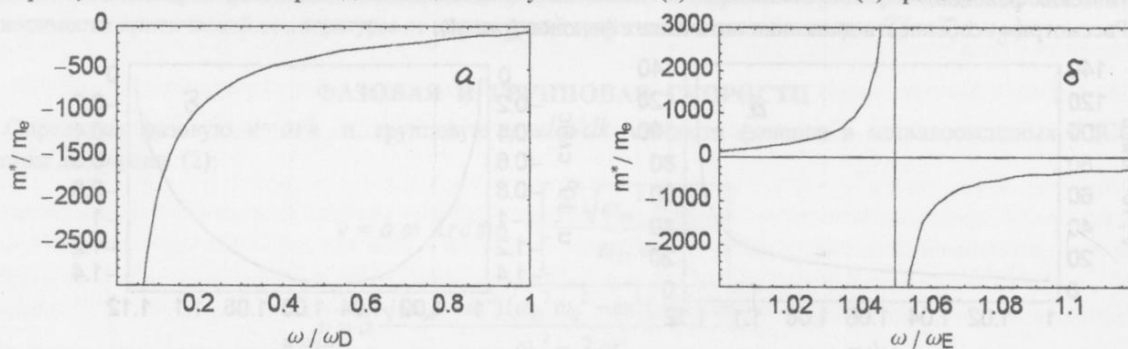


Рис. 5. Эффективная масса акустических (а) и оптических (б) фононов для сверхпроводника Y-Ba-Cu-O

Как видно из рис.5а, эффективная масса акустических фононов отрицательна во всем спектре и для дебаевской частоты $\omega = \omega_D$ имеет значение $|m^*(\omega_D)| = 75 m_e$ (энергия фононов при этом максимальна).

Из выражения (12) следует, что точки перегиба функции $\omega(k)$, для которых $\partial^2 \omega / \partial k^2 = 0$ и групповая скорость экстремальна, будут определять особенности эффективной массы, что имеет место в случае оптических фононов на частоте $\omega_0 \cong 1.05 \omega_E$ (см. рис. 5б). Отметим также различные знаки эффективной массы оптических фононов в интервалах частот $\omega < \omega_0$ ($m^* > 0$) и $\omega > \omega_0$ ($m^* < 0$). Для граничных частот спектра имеем $m^*(\omega_E) = 150 m_e$ (энергия минимальна), $|m^*(\omega_m)| = 280 m_e$ (энергия максимальна). Поэтому, отношение эффективных масс оптических и акустических фононов для резонансных частот равно: $|m^*(\omega_E) / m^*(\omega_D)| = 2$.

Для изучения особенностей электрон-фононного взаимодействия в ВТСП представляет интерес полученный результат, что во всем интервале частот фононного спектра эффективная масса акустических и оптических фононов существенно превышает массу свободных электронов $m^* \gg m_e$ (см. рис.5).

СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ ФОНОННЫХ СОСТОЯНИЙ

Изучим спектральную плотность фононных состояний металлооксидных ВТСП в зависимости от характерной размерности базиса кристаллической решетки. Плотности состояний на единицу длины одномерного (1D) базиса, на единицу площади двумерного (2D) базиса и на единицу объема трехмерного (3D) базиса определяются, соответственно, как

$$g_{1D}(k) = \frac{2a}{\pi}, \quad g_{2D}(k) = \frac{8a^2}{\pi^2} k, \quad g_{3D}(k) = \frac{24a^3}{\pi^3} k^2, \quad \int_0^{\pi/2a} g_i(k) dk = 1 \quad (14)$$

(с учетом нормировки на единицу в пределах зоны Бриллюэна, $i = 1D, 2D, 3D$).

Используя связь $g(\omega)d\omega = g(k)dk$ и уравнения (2) и (14), можно получить распределение фононной плотности состояний по частотам:

$$g_{1D}^{(\pm)}(\omega) = \pm \frac{2}{\pi} Z(\omega), \quad (15)$$

$$g_{2D}^{(\pm)}(\omega) = \pm \frac{8}{\pi^2} Z(\omega) \text{Arcsin} \left[\frac{\omega \sqrt{\omega_m^2 - \omega^2}}{\omega_D \omega_E} \right], \quad (16)$$

$$g_{3D}^{(\pm)}(\omega) = \pm \frac{24}{\pi^3} Z(\omega) \text{Arcsin}^2 \left[\frac{\omega \sqrt{\omega_m^2 - \omega^2}}{\omega_D \omega_E} \right], \quad (17)$$

$$\text{где } Z(\omega) = \frac{2\omega^2 - \omega_m^2}{\sqrt{(\omega_m^2 - \omega^2)(\omega_D^2 \omega_E^2 - \omega^2(\omega_m^2 - \omega^2))}}, \quad (18)$$

а знак «-» («+») соответствует акустическим (оптическим) фононам. Здесь использована нормировка

$$\int_0^{\omega_D} g_i^{(-)}(\omega) d\omega = \int_{\omega_E}^{\omega_m} g_i^{(+)}(\omega) d\omega = 1, \quad i = 1D, 2D, 3D.$$

Обобщенная плотность состояний $G_i(\omega)$, включающая как акустические, так и оптические фононные моды для базиса, содержащего r легких атомов, может быть записана в виде

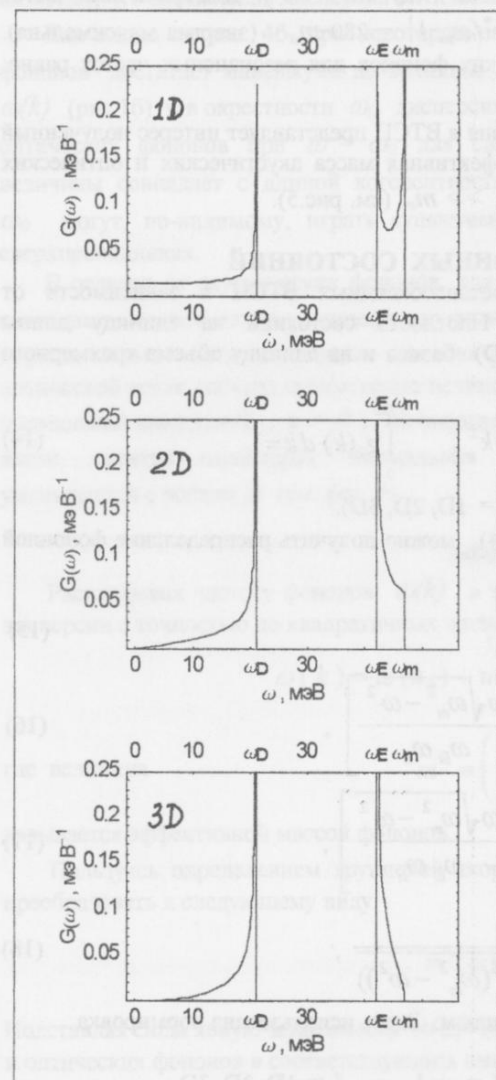
$$G_i(\omega) = \frac{1}{r} g_i^{(-)}(\omega) \chi(\omega_D - \omega) + \frac{r-1}{r} g_i^{(+)}(\omega) \chi(\omega_m - \omega) \chi(\omega - \omega_E), \quad (19)$$

$$\int_0^{\infty} G_i(\omega) d\omega = 1, \quad i = 1D, 2D, 3D, \quad \chi(x) - \text{функция Хевисайда.}$$

На рис. 6 представлены результаты численных расчетов спектральных функций $G_i(\omega)$ в зависимости от характерной размерности базиса кристаллической решетки ($i = 1D, 2D, 3D$) с использованием выражений (15) - (19) для ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. При этом структурный параметр r выбирался равным $r = (7-\delta)/3$ в соответствии с количеством атомов кислорода в базисе перовскита (см. также [3]).

Как видно из рис. 6, плотность состояний акустических фононов с увеличением размерности базиса уменьшается на малых частотах $\omega \sim 0$ и возрастает на дебаевской частоте $\omega \sim \omega_D$. В случае оптических фононов наиболее заметно спектральная плотность состояний меняется на предельной частоте ω_m (при переходе от одномерного к трехмерному базису данная оптическая мода существенно смягчается).

В результате численных расчетов фононной теплоемкости ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ для $\delta = 0.1$ с использованием спектральной плотности (19) было установлено, что наилучшее согласие с экспериментом [18]



имеет место в случае выбора двумерного (2D) базиса кристаллической решетки, который соответствует взаимным колебаниям атомов Cu и O с плоскостной координацией [19].

В заключение отметим, что теоретические расчеты теплоемкости по предложенной модели описывают экспериментальные данные [18] в широкой области температур $0 \leq T \leq 300$ К без использования свободных параметров и позволяют определить однозначно вклад электронной составляющей теплоемкости в области сверхпроводящего перехода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. Debye // *Ann. Phys.* 1912, v. 39, p. 789.
2. A. Einstein // *Ann. Phys.* 1907, v. 22, p. 180.
3. И.Н. Кудрявцев, К.Э. Немченко, В.В. Деревянко и др. // *ФНТ*, 1991, т. 17, с. 739.
4. L. Genzel, A. Wittlin, J. Kuhl et al. // *Sol. State Com.* 1987, v. 63, p. 843.
5. M. Krantz, H.J. Rosen, R.M. Macfarlane, V.Y. Lee // *Phys. Rev. B*, 1988, v. 38, p. 4992.
6. W. Bruesch, W. Bunker // *Z. Phys. B*, 1988, v. 70, p. 1.
7. W. Reichardt, D. Ewert, E. Gering et al. // *Physica B*, 1989, v. 156&157, p. 897.
8. П.П. Паршин и др. // *Письма в ЖЭТФ*, 1990, т. 51, вып. 7, с. 380.
9. T. Lagreid, K. Fossheim and F. Vassenden // *Physica C*, 1988, v. 153-155, p. 1096.
10. Электронная структура и физико-химические свойства высокотемпературных сверхпроводников / Г.П. Швейкин, В.А. Губанов, А.А. Фотиев и др. - М.: Наука, 1990, 240 с.
11. П.П. Паршин и др. // *ФТТ*, 1999, т. 41, вып. 7, с. 1149.
12. Дж. Блейкмор. *Физика твердого состояния*. - М.: Металлургия, 1972.
13. L. Van Hove // *Phys. Rev.* 1953, v. 89, p. 1189.
14. T. Stauffer, R. Hackl, P. Muller // *Sol. State Com.*, 1990, v. 75, p. 975.
15. V.Z. Kresin, S.A. Wolf // *Phys. Rev. B*, 1990, v. 41, N 7, p. 4278.
16. В.В. Деревянко, Н.Н. Ефимова, И.Н. Кудрявцев и др. // *Физ. и техн. высок. давл.*, 1993, т. 3, N 4, с. 47.
17. W. Reichardt // *J. Low Temp. Phys.*, 1996, v. 105, No 3/4, p. 807.
18. W. Schnelle, E. Braun, H. Broicher et al. // *Physica C*, 1990, v. 168, p. 465.
19. П.П. Паршин, М.Г. Землянов, П.И. Солдатов // *ЖЭТФ*, 1992, т. 101, вып. 2, с. 750.

Рис. 6. Спектральные плотности фононных состояний $G_i(\omega)$ в зависимости от размерности базиса ВТСП Y-Ba-Cu-O

PHONON SPECTRUM PECULIARITIES IN METALLOXIDE HIGH-Tc SUPERCONDUCTORS

I. N. Kudryavtsev

Department of Physics, Kharkov State Automobile & Highway Technical University, Ukraine;
310078 Kharkov, Petrovsky st., 25. E-mail: aip@khadi.kharkov.ua

A characteristic phonon spectrum and dispersion laws are determined for the acoustic and optic oscillations in metalloxide high-temperature superconductors (HTSC). The Van-Hove singularity points are studied. Phonon phase and group velocities are calculated. It is shown, that the optic phonons possess the anomalous dispersion. The effective masses of the phonons considered are calculated for various frequencies of spectrum. Theoretical analysis of the spectral phonon density of states for HTSC as a function of characteristic lattice basis dimension is carried out.

KEY WORDS: metalloxide HTSC, phonon spectrum, Van-Hove singularity, phonon dispersion, phase and group velocities, effective mass, spectral density of states, basis dimension.

генератора промежуточной частоты 13, калиброванные по амплитуде образцовым аттенуатором 14. Разность амплитуд сигналов акустического и измерительного трактов вызывает появление сигнала рассогласования, поступающего на вход блока управления 15 и далее на образцовый аттенуатор 14. По шкале аттенуатора производится отсчет амплитуды A_1 . Далее перемещением верхнего преобразователя изменяется акустический путь в исследуемой жидкости и повторно достигается равенство амплитуд тех же сигналов. Поглощение звука в исследуемой жидкости α/f^2 определяется по уменьшению амплитуды принимаемого сигнала ΔA при увеличении акустического пути Δl с помощью уравнения:

$$\alpha / f^2 = \Delta A / 20 f^2 \Delta l \lg l, \quad (1)$$

f – частота ультразвуковых колебаний.

Скорость распространения звука определялась методом акустического интерферометра. Для этого преобразователи 4 и 8 сближались на минимально возможное расстояние, при котором наблюдалась интерференция проходящего и отраженного сигналов, проявляющаяся в пульсации амплитуды сигнала на экране осциллографа при изменении акустического пути на половину длины волны звука. Измеряя $\Delta l = n\lambda/2$, где n – число пульсаций, λ – длина звуковой волны в жидкости, определяется скорость звука C по формуле:

$$C = 2 \Delta l f / n \quad (2)$$

Термостатирование измерительной камеры осуществлялось с помощью термостата U-10 и криостата с сильфонной регулировкой для температур ниже 273 К. Погрешность определения величины α/f^2 составляла 2...3%, скорости распространения звука – 0.1%.

На частотах от 300 до 2500 МГц для измерений поглощения звука использован метод нерезонансного возбуждения звука монокристаллом ниобата лития, помещенного в зазоре резонансной полости резонатора. Блок-схема измерительного стенда представлена на рис.2.

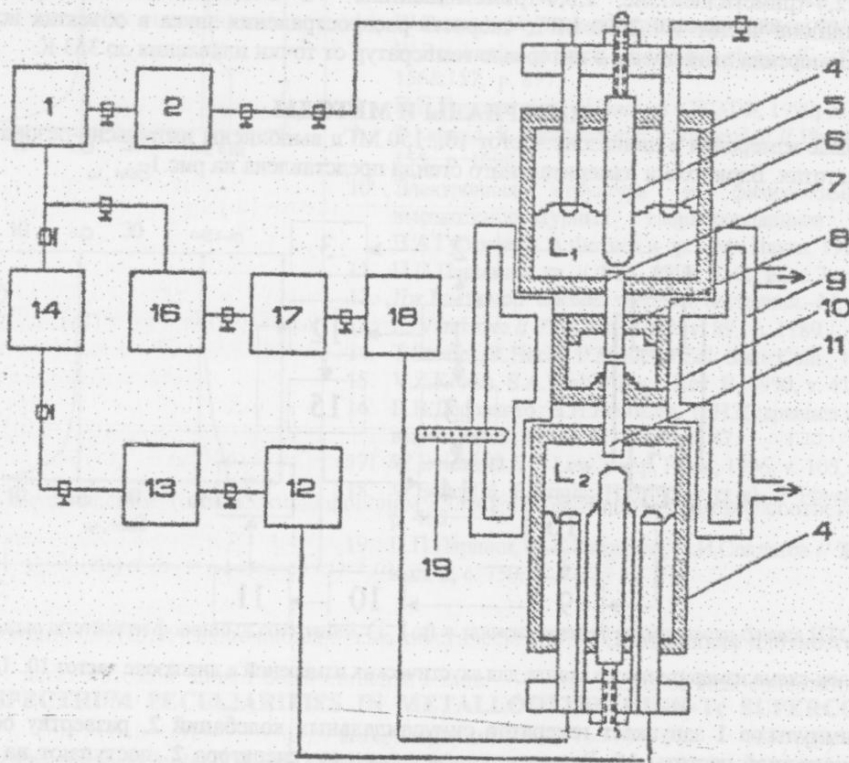


Рис.2. Блок-схема измерительного стенда для акустических измерений в диапазоне частот 300...2500 МГц

Генератор импульсов 1 запускает СВЧ-генератор 2 и развертку осциллографа 14. С генератора 2 радиопульс несущей частоты через петлю связи L_1 вводится в коаксиальный резонатор 4. На поверхности монокристалла ниобата лития 7 радиопульс преобразуется в акустический, проходит через монокристалл 7, исследуемую среду и на поверхности монокристалла 11 снова преобразуется в радиопульс. С резонатора

через петлю связи L_2 и коаксиальный вентиль 12 радиоимпульс подается на вход приемника 13, усиливается и после детектирования подается на осциллоскоп 14. Одновременно от калибровочного генератора 17, запускаемого импульсным генератором 16, радиоимпульсы высокой частоты через аттенуатор предельного типа 18 и петли связи L_1 поступают на вход приемного тракта и после усиления и детектирования поступают на осциллоскоп 14.

Акустический тракт измерительного стенда состоит из двух электроакустических преобразователей, измерительной камеры и системы юстировки. Электроакустический преобразователь состоит из коаксиального резонатора 4, в зазоре которого установлен монокристалл ниобата лития 7,11, который одновременно выполняет роль преобразователя звука и слабопоглощающей линии задержки. В измерительном стенде использовались монокристаллы длиной 8...15 мм и диаметром 3 мм. Коаксиальный резонатор 4 состоит из подвижного короткозамыкающего поршня 6 с петлями связи, токонесущих поверхностей. Геометрические размеры резонатора позволяют плавно перекрывать диапазон частот от 300 до 3000 МГц. Настройка резонатора в резонанс осуществлялась перемещением короткозамыкающих контактных поршней. Изменение акустического пути производилось с помощью верньеров, один из которых служил для больших перемещений с ошибкой 1 микрон, другой – для малых перемещений с ошибкой 0.1 микрона. Измерения расстояний перемещений обеспечивались с ошибкой 0.2 микрона с помощью измерительной головки 0.2П.

Значение коэффициента поглощения звука в жидкости определяется с помощью формулы (1). Суммарная относительная погрешность в определении величины α/f^2 составляла, в зависимости от условий эксперимента, 5...10%.

Исследуемые углеводороды марки «ХЧ» дополнительной очистке не подвергались. Степень чистоты объектов контролировалась хроматографически, а также с помощью измерения плотности, температуры плавления и показателя преломления. Хроматографические измерения показали, что содержание исследуемых изомеров в образцах не ниже 99%. В таблице 1 значения $T_{пл}$, ρ^{20} , n_D^{20} исследованных углеводородов сопоставлены с наиболее достоверными литературными данными [5,6].

Таблица 1

Вещество	Экспериментальные данные			Литературные данные		
	$T_{пл}, K$	$\rho^{20}, \text{кг/м}^3$	n_D^{20}	$T_{пл}, K$	$\rho^{20}, \text{кг/м}^3$	n_D^{20}
3,3-диметилпентан	136.2	0.6933	1.3915	134.3	0.6935	1.3910
3-метилгексан	154.0	0.6867	1.3893	153.6	0.6871	1.3886
3-метилгептан	152.2	0.7055	1.3897	152.5	0.7058	1.3895
2,2,4-триметилпентан	165.4	0.6922	1.3920	165.63	0.6919	1.3915
2,3,4-триметилпентан	163.6	0.7203	1.4050	163.8	0.7191	1.4042
2-метилоктан	193.1	0.7113	1.4023	192.6	0.7135	1.4031

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Исследования поглощения звука α/f^2 перечисленных выше углеводородов с разветвленной цепью выполнены в диапазоне частот 10...2500 МГц с помощью описанных измерительных стендов. Скорость звука измерялась на частоте 10 МГц. Измерения выполнены в интервале температур от точки плавления до 353 К. Результаты измерений поглощения α/f^2 в зависимости от частоты и температуры представлены в таблице 2. Значения скорости распространения звука на частоте 10 МГц в зависимости от температуры представлены в таблице 3.

Таблица 2. Зависимость экспериментальных величин $\alpha/f^2 \cdot 10^{15}, \text{м}^{-1}\text{с}^2$ изоалканов для исследованных частот и температур

$f \cdot 10^6, \text{Гц}$	ТЕМПЕРАТУРА, К													
	173	183	193	203	213	223	233	243	253	273	293	313	333	353
3,3-диметилпентан														
30	800	340		176		280	298	155		155	100		96	105
50	330	150		99		134	160	140		140	102		95	103
70	155	110		74		96	105	120		120	98		96	104
90	120	86		68		75	83	97		97	95		95	105
110	110	82		64		64	68	94		94	90		93	103
150	97	80		60		58	60	76		76	86		90	97
300	88	78		57		52	52	54		54	63		72	75
500	85	75		55		48	47	51		51	53		70	72
700	72	67		55		48	46	47		47	51		69	70
900	65	60		53		47	46	44		44	49		65	67
1200	60	57		50		46	44	43		43	47		63	65

Таблица 2 (продолжение). Зависимость экспериментальных величин $\alpha/f^2 10^{15}$, $m^{-1}c^2$ изоалканов для исследованных частот и температур

$f 10^6$, Гц	ТЕМПЕРАТУРА, К													
	173	183	193	203	213	223	233	243	253	273	293	313	333	353
3-метилпексан														
10	3000	1200	1700	1250	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
30	340	196	220	220		330		330	270	155	96	75		105
50	250	128	123	140		165		210	209	139	95	73		105
70	185	110	105	95		115		146	153	115	93	74		106
90	150	102	92	84		90		115	125	112	90	72		103
110	130	98	85	77		80		96	112	107	86	70		97
150	123	96	76	71		74		80	103	80	76	66		90
300	108	90	68	60		50		50	58	54	49	53		79
500	90	75	60	53		45		44	45	44	44	54		70
700	67	64	55	51		43		43	44	43	41	46		68
1000	48	55	49	44		40		40	40	42	39	38		65
1500	42	39	37	38		36		38	35	36	38	39		55
2000	37	38	37	36		36		36	39	38	38	38		48
3-триметилпентан														
10	2800	1300	1590	1320		1100	-		-	-	-	-		-
30	2000	500	228	203		365	390		296	166	102	96		120
50	1100	380	165	156		179	198		206	146	101	95		119
70	690	260	127	124		125	140		160	130	95	92		118
90	370	190	107	108		106	108		129	108	91	89		118
110	310	160	106	100		88	90		106	93	87	84		115
150	260	143	100	95		78	74		80	77	79	78		113
300	180	131	92	87		68	60		56	56	59	69		89
500	145	120	91	85		65	58		52	50	54	63		80
700	115	100	86	76		62	55		55	49	53	57		72
1000	85	78	72	64		58	53		48	51	52	52		63
1200	80	70	63	58		54	51		46	49	51	50		59
1500	60	52	51	50		50	49		44	45	49	49		54
2000	50	42	42	42		43	44		42	43	47	49		50
2-метилпентан														
30			440	330	250	216	175			-	-	-		-
50			360	275	216	185	160			84	73	68		75
70			280	218	178	150	135			82	75	65		73
90			230	190	155	133	118			80	72	67		75
110			210	173	142	120	113			80	70	65		72
150			195	150	131	118	102			70	75	63		70
300			145	135	115	98	84			64	74	62		68
500			133	115	100	86	75			60	61	60		63
900			111	95	87	76	68			57	59	60		62
1200			93	75	71	65	61			53	55	58		59
1500			86	70	65	62	55			55	51	55		55
2000			68	62	53	48	51			48	49	49		52
2500			60	55	49	47	46			45	46	45		47
2,3,4-триметилпентан														
10	-	-	1430	-		-	-		-	-	-	-		-
30	720	460	212	188		215		200		142	108		83	
50	460	200	104	95		128		151		135	106		80	
70	340	130	75	72		95		120		126	103		80	
90	175	84	66	58		73		97		115	98		80	
110	115	75	58	54		62		84		104	92		79	
300	85	63	47	46		48		54		64	67		74	
500	66	54	46	44		46		50		53	58		68	
700	53	50	46	44		45		47		52	54		66	
1000	46	44	45	43		45		48		51	52		63	

Таблица 2 (продолжение). Зависимость экспериментальных величин $\alpha/f^2 10^{15}$, $\text{м}^{-1}\text{с}^2$ изоалканов для исследованных частот и температур

$f \cdot 10^6$, Гц	ТЕМПЕРАТУРА, К													
	173	183	193	203	213	223	233	243	253	273	293	313	333	353
2,2,4-триметилпентан														
30	193	86	-	-		-				-	-		89	105
50	186	86	70	60		55				62	66		89	105
70	190	86	72	59		56				62	68		87	106
90	188	85	69	60		54				61	65		88	105
110	190	86	70	60		53				60	65		88	105
150	185	86	70	60		53				59	66		86	103
300	107	82	69	58		53				58	64		76	88
500	90	73	64	57		52				58	62		74	84
700	73	66	59	55		51				56	59		66	76
900	66	59	54	51		50				54	63		60	65
1200	59	55	50	47		48				54	59		58	60
3300											49			

Таблица 3

Скорость распространения звука C , м с^{-1} в изоалканах на частоте 10 МГц для исследованных температур

Вещество	ТЕМПЕРАТУРА, К									
	173	183	193	203	223	243	273	293	313	353
3,3-диметилпентан	1750	1697	1642	1595	1485	1380	1220	1115	1010	800
3-метилгексан	1705	1658	1611	1564	1465	1381	1243	1155	1062	880
3-метилгептан	1720	1675	1630	1587	1498	1409	1274	1185	1100	922
2,2,4-триметилпентан	1670	1620	1575	1525	1400	1315	1195	1100	1005	819
2,3,4-триметилпентан	1681	1640	1599	1558	1475	1395	1270	1190	1110	950
2-метилоктан	-	-	-	1593	1507	1420	1295	1210	1125	955

Для всех объектов характер зависимости величин α/f^2 от частоты указывает на то, что в исследованном частотном диапазоне наблюдается акустическая релаксация.

Результаты детальной расшифровки полученных акустических спектров и расчета термодинамических и кинетических характеристик наблюдаемых процессов будут приведены в следующей публикации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Апеко А.А., Шапаронов М.И., Усачева Т.Н. ЖФХ. 1986. № 2. с. 465-468.
2. Апеко А.А. Диэлектрическая радиоспектроскопия углеводородов. // Жидкие углеводороды и нефтепродукты. -Гл.7. М. Изд-во МГУ, 1989. с. 95-191.
3. Петров А.А. Стереохимия насыщенных углеводородов. М. Наука, 1981. 254 с.
4. Конформационный анализ углеводородов и их производных. Под ред. Арбузова Б.А. М. Наука, 1990. 296 с.
5. Вайсберг А., Проскауэр Э., Риддик Дж. и др. Органические растворители (физические свойства и методы очистки). М. ИЛ, 1958. 518 с.
6. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. Под ред. Н.Б.Варгафтика. М. Наука, 1972. 720 с.

ACOUSTIC SPECTRUM OF SOME SATURATED HYDROCARBONS WITH BRANCHED CHAIN

A.A.Asheko, V.S.Sperkach *, A.K.Strel'tsina

Kharkov State University, 310077, Kharkov, Svoboda square, 4

*Kiyev National University, 252017, Kiyev, Vladimirskaaya str., 60

A absorption and velocity of sound in branched hydrocarbons: 3,3-dimethylpentan; 3-methylhexan; 3-methylheptan; 2,2,4-trimethylpentan; 2,3,4-trimethylpentan and 2-methyloctan are investigated in the frequency range 10...2500 MHz, at the temperatures from melting point up to 353 K. The acoustic relaxation in studied frequency range is found in all considered substances.

Key Words: acoustic spectroscopy, acoustic absorption, sound propagation velocity, relaxation, hydrocarbon

УДК 517.91(075.8):513.37:538.31

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ МАГНИТНАЯ ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЯМА И МАГНИТНАЯ ЛЕВИТАЦИЯ В СИСТЕМЕ МАГНИТНЫЙ ДИПОЛЬ - СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ СФЕРА

С.С. Зуб

Государственный аэрокосмический университет
им. Н.Е. Жуковского «ХАИ»,
310070, Украина, г. Харьков, ул. Чкалова 17.
Поступила в редакцию 20 августа 1999 г.

Решается вторая краевая задача для скалярного магнитного потенциала диполя внутри сферической области, причем решение удается получить через элементарные функции. Определяется магнитное поле внутри области и магнитная потенциальная энергия взаимодействия диполя с внутренней поверхностью сверхпроводящей сферы (сверхпроводник первого рода). Анализ системы на устойчивость равновесия диполя показывает, что в центре сферы имеется устойчивое пространственное статическое равновесие - так называемая "пространственная МПЯ". Показано, что при наличии однородного внешнего гравитационного поля система проявляет магнитную левитацию.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: устойчивость, математическая модель, задача Неймана, сверхпроводимость, МПЯ.

В работах [1,2] показано, что бесконтактное статическое равновесие тел взаимодействующих дальнодействующими силами может быть достигнуто только в системе пространственно протяженных магнитных тел.

Проблема поиска таких магнитных конфигураций в литературе возникает в связи с задачей магнитной левитации и так называемым вопросом о существовании магнитной потенциальной ямы (МПЯ) [1,2,3].

В работах [2,4,5] дается математический аппарат для рассмотрения расширенного класса магнитных систем, состоящих из многосвязных магнитных тел, что позволило рассмотреть неисследованные ранее механизмы устойчивости магнитной левитации и дать теоретическое доказательство существования МПЯ. Устойчивость равновесия в системах рассматриваемого типа тесно связана с так называемым эффектом МПЯ Козореза, который возникает при взаимодействии многосвязных сверхпроводящих тел.

Впервые существование «пространственной МПЯ» (такая статическая конфигурация магнитно-взаимодействующих тел, в которой имеется устойчивое пространственное равновесие свободного тела (или тел), т.е. любое отклонение тела от положения равновесия, независимо от изменения его ориентации, приводит к возникновению возвращающей силы) в таких системах предположил Козорез [3]. Им же была предложена замечательная конфигурация многосвязных сверхпроводящих тел обеспечивающая устойчивость равновесия свободного сверхпроводящего кольца по трем взаимно перпендикулярным пространственным смещениям, однако, как было показано в работе [5], этого оказалось недостаточно для реализации «пространственной МПЯ».

Можно, однако, показать, что «пространственная МПЯ» все же реализуется в магнитной конфигурации тел, включающей простейшее односвязное сверхпроводящее тело, а именно, в системе: магнитный диполь и сверхпроводящая сфера.

Интересно также отметить, что внесение такой конфигурации в однородное гравитационное поле силы тяжести приводит к магнитной левитации диполя над сегментом сферы, что, с нашей точки зрения, в существенных чертах дает теоретическое описание устойчивости равновесия постоянного магнита, левитирующего над вогнутой поверхностью сверхпроводящей чаши в классическом опыте Аркадьева-Капицы [1].

Рассмотрим взаимодействие магнитного диполя с внутренней поверхностью сверхпроводящей сферы.

МОДЕЛЬ

Математическая модель предложенной магнитной конфигурации тел дается системой уравнений Максвелла для случая магнитостатики:

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_\mu, \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (2)$$

где $\vec{B}$ - вектор магнитной индукции поля внутри сверхпроводящей сферы; $\vec{j}_\mu$ - ток магнитного диполя.

Вследствие эффекта Мейсснера нормальная составляющая на границе сферы S_R обращается в нуль:

$$B_n|_S = 0. \quad (3)$$

Представим магнитное поле внутри сверхпроводящей сферы как сумму поля источника в свободном пространстве ($\vec{B}_0$) и поля индуцированных этим же источником поверхностных токов ($\vec{B}_0$), тогда задача сводится к решению системы уравнений (4-5), так как поле $\vec{B}_0$ - известное поле магнитного диполя.

$$\text{rot} \vec{B} = 0, \quad (4)$$

$$\text{div} \vec{B} = 0. \quad (5)$$

Из (4) видно, что внутри сферической области, включая границу, выполняется равенство $\vec{B} = -\text{grad} \tilde{\psi}_\mu$, тогда задача (3-5) переходит в однородную вторую краевую задачу для скалярного потенциала $\tilde{\psi}_\mu$:

$$\Delta \tilde{\psi}_\mu = 0, \quad (6)$$

$$\left. \frac{\partial \tilde{\psi}_\mu}{\partial r} \right|_S = B_{0n}|_S. \quad (7)$$

Из уравнения (6) и граничного условия (7) видно, что формально математически задача сводится к задаче Неймана [6]. Однако, так как поток магнитного поля через сверхпроводящую сферу обращается в нуль, то рассмотрение одиночного магнитного заряда внутри сферы математически некорректно в силу теоремы Гаусса. Поэтому рассмотрим вспомогательную задачу о потенциале двух источников, не конкретизируя их природу, с граничными условиями типа Неймана. Один источник "подвижный" в точке с радиусом - вектором $\vec{\rho}$ ($\rho < R$), а другой - "компенсирующий", в центре сферы, имеет противоположный знак. На рис.1 показано расположение источников и связанные с ними обозначения, которые будут использоваться при дальнейшем обсуждении.

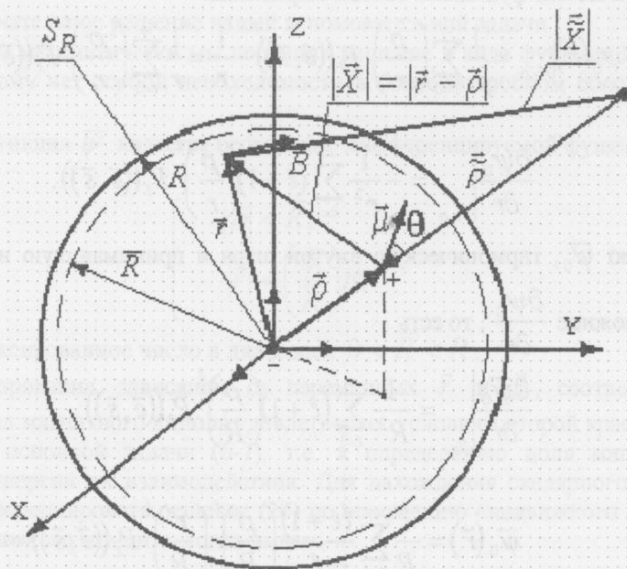


Рис.1. Сверхпроводящая сфера и два источника

Этот второй заряд создает через поверхность сферы S_R тот же поток, что и первый заряд, но другого знака, поэтому суммарный поток через сферу равен нулю. Итак, обозначим:

$$\Delta \tilde{\psi} = 0, \quad (8)$$

$$\left. \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial r} \right|_S = - \left. \frac{\partial \psi_0}{\partial r} \right|_S, \quad (9)$$

$$\text{где } \psi_0(\vec{r}) = \frac{1}{|\vec{r} - \vec{\rho}|} - \frac{1}{r} = \left(\frac{1}{|\vec{X}|} - \frac{1}{r} \right).$$

Решение уравнения Лапласа (8) с граничным условием (9) даст скалярный потенциал $\bar{\psi}$ индуцированных источников.

Используя тот факт, что $1/|\vec{X}|$ является производящей функцией для многочленов Лежандра на поверхности S_R , имеем потенциал вида:

$$\psi_0 = \frac{1}{R} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left(\frac{\rho}{R} \right)^{\ell} P_{\ell}((\vec{e}, \vec{s})) - \frac{1}{R} = \frac{1}{R} \sum_{\ell=1}^{\infty} \left(\frac{\rho}{R} \right)^{\ell} P_{\ell}((\vec{e}, \vec{s})), \quad (10)$$

где P_{ℓ} – полиномы Лежандра от косинуса угла между векторами: $\vec{e} = \vec{r}/r$, $\vec{s} = \vec{\rho}/\rho$.

Использование аналогий с задачей Дирихле и применение метода зеркальных отображений позволяет получить необходимые выражения для потенциала индуцированных источников через элементарные функции.

Гармоническая функция $\tilde{\psi}_0$, имеющая на S_R то же значение, что и ψ_0 имеет вид [7]:

$$\tilde{\psi}_0 = \frac{1}{R} \sum_{\ell=1}^{\infty} \left(\frac{\rho}{R} \right)^{\ell} \left(\frac{r}{R} \right)^{\ell} P_{\ell}((\vec{e}, \vec{s})) = \frac{1}{R} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left(\frac{\rho}{R} \right)^{\ell} \left(\frac{r}{R} \right)^{\ell} P_{\ell}((\vec{e}, \vec{s})) - \frac{1}{R} \quad (11)$$

Таким образом, неоднородная задача Дирихле имеет решение $\psi_D = \psi_0 - \tilde{\psi}_0$, где

$$\tilde{\psi}_0(\vec{r}) = \frac{R}{\rho} \frac{1}{\left| \vec{r} - \frac{R^2}{\rho^2} \vec{\rho} \right|} - \frac{1}{R}. \quad (12)$$

Теперь рассмотрим задачу Неймана. Для этого необходимо знать производную потенциала по r и ее разложение в ряд по сферическим функциям. Имеем выражение:

$$\psi_0(\vec{r})_{r>\rho} = \frac{1}{r} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left(\frac{\rho}{r} \right)^{\ell} P_{\ell}((\vec{e}, \vec{s})) - \frac{1}{r} = \frac{1}{r} \sum_{\ell=1}^{\infty} \left(\frac{\rho}{r} \right)^{\ell} P_{\ell}((\vec{e}, \vec{s})). \quad (13)$$

Отсюда:

$$\frac{\partial \psi_0}{\partial r} \Big|_{r>\rho} = -\frac{1}{r^2} \sum_{\ell=1}^{\infty} (\ell+1) \left(\frac{\rho}{r} \right)^{\ell} P_{\ell}((\vec{e}, \vec{s})). \quad (14)$$

Рассмотрим функцию $\bar{\psi}_0$, гармоническую внутри шара и принимающую на S_R значение нормальной производной, противоположное $\frac{\partial \psi_0}{\partial r}$, то есть

$$\frac{\partial \bar{\psi}_0}{\partial r} \Big|_{S_R} = \frac{1}{R^2} \sum_{\ell=1}^{\infty} (\ell+1) \left(\frac{\rho}{R} \right)^{\ell} P_{\ell}((\vec{e}, \vec{s})). \quad (15)$$

Тогда:

$$\begin{aligned} \bar{\psi}_0(\vec{r}) &= \frac{1}{R} \sum_{\ell=1}^{\infty} \frac{(\ell+1)}{\ell} \left(\frac{\rho}{R} \right)^{\ell} \left(\frac{r}{R} \right)^{\ell} P_{\ell}((\vec{e}, \vec{s})) = \\ &= \frac{1}{R} \sum_{\ell=1}^{\infty} \left(\frac{\rho}{R} \right)^{\ell} \left(\frac{r}{R} \right)^{\ell} P_{\ell}((\vec{e}, \vec{s})) + \frac{1}{R} \sum_{\ell=1}^{\infty} \frac{1}{\ell} \left(\frac{\rho}{R} \right)^{\ell} \left(\frac{r}{R} \right)^{\ell} P_{\ell}((\vec{e}, \vec{s})) \end{aligned} \quad (16)$$

Используя разложение $\tilde{\psi}_0$ по сферическим функциям, можем записать:

$$\begin{aligned} \bar{\psi}_0(\vec{r}) &= \tilde{\psi}_0 + \frac{1}{R} \sum_{\ell=1}^{\infty} \frac{1}{\ell} \left(\frac{\rho}{R} \right)^{\ell} \left(\frac{r}{R} \right)^{\ell} P_{\ell}((\vec{e}, \vec{s})) = \\ &= \tilde{\psi}_0 + \frac{1}{R} \int_0^r \frac{dr'}{r'} \sum_{\ell=1}^{\infty} \frac{1}{\ell} \left(\frac{\rho}{R} \right)^{\ell} \left(\frac{r'}{R} \right)^{\ell} P_{\ell}((\vec{e}, \vec{s})) = \end{aligned}$$

$$= \tilde{\psi}_0 + \frac{1}{R} \int_0^r \frac{dr'}{r'} \sum_{\ell=1}^{\infty} \frac{1}{\ell} \left(\frac{\rho}{R} \right)^{\ell} \left(\frac{r}{R} \right)^{\ell} P_{\ell}((\vec{e}, \vec{s})) = \tilde{\psi}_0 + \int_0^r \frac{dr'}{r'} \tilde{\psi}_0(r'). \quad (17)$$

Итак,

$$\bar{\psi}_0 = \tilde{\psi}_0(\vec{r}) + \int_0^r \frac{dr'}{r'} \cdot \tilde{\psi}_0(\vec{r}'),$$

где $\vec{r}' = r' \vec{e} = r' \frac{\vec{r}}{r}$, $\vec{X} = \vec{r} - \vec{\rho}$ ($|\vec{X}| = |\vec{r} - \vec{\rho}| = (r^2 + \rho^2 - 2(\vec{r}, \vec{\rho}))^{1/2}$).

$$\tilde{\psi}_0(\vec{r}) = \frac{R}{\rho} \frac{1}{|\vec{r} - \frac{R^2}{\rho^2} \vec{\rho}|} - \frac{1}{R} = \frac{R}{\rho} \frac{1}{\left(r^2 + \frac{R^4}{\rho^2} - 2R^2 \frac{r}{\rho} (\vec{e}, \vec{s}) \right)^{1/2}} - \frac{1}{R}. \quad (18)$$

Необходимый нам интеграл сводится к табличному интегралу, поэтому:

$$\int_0^r \tilde{\psi}_0(\vec{r}') \cdot \frac{dr'}{r'} = -\frac{1}{R} \ln \left| \frac{\rho \tilde{X} + R^2 - (\vec{\rho}, \vec{r})}{2R^2} \right|. \quad (19)$$

Таким образом, решением задачи Неймана для двух источников внутри сферы, один из которых находится в центре сферы и имеет отрицательный заряд, а второй - в точке с радиус-вектором $\vec{\rho}$ и имеет положительный заряд, есть функция вида:

$$\psi_N = \psi_0 + \bar{\psi}, \quad (20)$$

$$\text{где } \bar{\psi}(\vec{r}) = \left(\frac{R}{\rho} \frac{1}{|\vec{X}|} - \frac{1}{R} \right) - \frac{1}{R} \ln \left| \frac{\rho \tilde{X} + R^2 - (\vec{\rho}, \vec{r})}{2R^2} \right|.$$

Формула (20) дает окончательное решение нашей вспомогательной задачи.

Заметим, что формально математически мы получили решение в виде функции Грина внутренней задачи Неймана для шара [8], поэтому нет особой необходимости в более подробном обосновании промежуточных выкладок.

Нетрудно видеть, что функция $\bar{\psi}$ является бесконечно дифференцируемой функцией шести переменных в областях вида:

$$\begin{cases} |\vec{\rho}| < \bar{R}, \\ |\vec{r}| < \left(\frac{R}{\bar{R}} \right) R, \end{cases} \quad (21)$$

где $\bar{R}$ - произвольное, но фиксированное число в диапазоне $0 < \bar{R} < R$.

Операторы дифференцирования, зависящие от переменных $\vec{r}$ и $\vec{\rho}$, соответственно, коммутируют, поэтому скалярный потенциал магнитного диполя удовлетворяет условиям второй краевой задачи (6-7).

Перейдем к решению основной задачи (6-7), т.е. к определению поля магнитного диполя внутри сверхпроводящей сферы и энергии их взаимодействия. Для нахождения скалярного магнитного потенциала диполя необходимо продифференцировать решение (20) по положению «подвижного заряда» и помножить это выражение на величину магнитного момента, тогда имеем:

$$\tilde{\psi}_{\vec{\mu}} = (\vec{\mu} \cdot \nabla_{\vec{\rho}} \psi_N), \quad (22)$$

где $\vec{\mu}$ - магнитный момент диполя.

И, наконец, для того чтобы найти поле магнитного диполя необходимо взять градиент с обратным знаком от полученной величины по координатам точки наблюдения $\vec{r}$:

$$\nabla_{\vec{r}} (\vec{\mu} \cdot \nabla_{\vec{\rho}} \psi_N). \quad (23)$$

Выполнение этих операций проводилось в системе аналитических вычислений Maple V 4.0 (также как и проверка решения (20)).

Для анализа устойчивости статического равновесия необходимо вычислить энергию взаимодействия диполя с индуцированным им магнитным полем. В отличие от компонент магнитного поля, которые выглядят

весьма громоздко и поэтому не приводятся, энергия взаимодействия $W_{\vec{\mu}} = (\vec{\mu} \cdot \nabla_r (\vec{\mu} \cdot \nabla_{\vec{\rho}} \bar{\psi}))$, к счастью, имеет довольно компактный вид:

$$W_{\vec{\mu}} = \frac{\mu^2}{R^3} \frac{4 - \kappa^2 (3 - \kappa^2) \cdot (1 - (\vec{e} \cdot \vec{m})^2)}{2 \cdot (1 - \kappa^2)^3}, \quad (24)$$

где $\kappa = r/R$, $\vec{e} = \vec{r}/r$, $\vec{m} = \vec{\mu}/\mu$.

Выражения для радиальной и перпендикулярной составляющих силы, действующей на диполь:

$$F_r = (\vec{e} \cdot \vec{F}) = -\frac{\mu^2 \kappa}{R^3} \frac{(12 - (3 + 4\kappa^2 - \kappa^4) \cdot \sin^2 \theta)}{(1 - \kappa^2)^4}, \quad (25)$$

$$\vec{F}_{\perp} = \vec{F} - (\vec{e} \cdot \vec{F}) \cdot \vec{e} = \frac{\mu^2 \kappa}{R^3} \frac{(\vec{e} \cdot \cos \theta - \vec{m})(3 - \kappa^2) \cos \theta}{(1 - \kappa^2)^3}. \quad (26)$$

Формула (25) показывает, что максимальное и минимальное значение радиальная сила достигает при углах $\theta = \pi/2$ и $\theta = 0$. Зависимость величины $F_r / \left(\frac{m^2}{R^3} \right)$ от параметра κ для двух различных значений угла θ дана на графиках Рис.2.

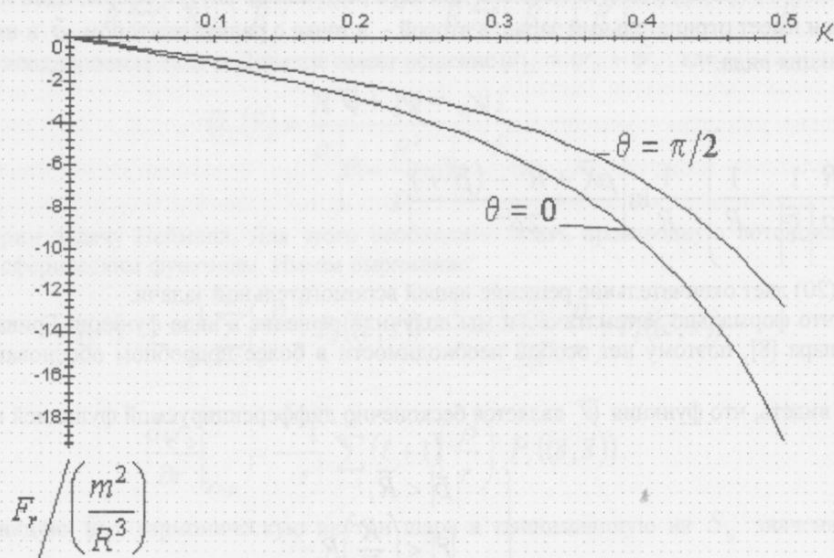


Рис.2. Зависимость радиальной составляющей силы

Из графиков F_r видно, что радиальная сила всюду направлена к центру сферы независимо от ориентации, а в центре сферы обращается в нуль также независимо от угла θ . Перпендикулярная составляющая силы (26) всюду равна нулю при угле $\theta = 0, \pi/2, \pi$, а в центре обращается в нуль независимо от угла θ .

Следовательно, центр сферы является положением равновесия диполя.

Необходимое условие равновесия реализуется при любом угле θ , т.е. оно нейтрально по отношению к ориентации диполя и поэтому не удовлетворяет определению МПЯ [2].

Рассмотрим разность между энергией в некоторой произвольной точке и энергией в центре сферы:

$$W - W_0 = \frac{\kappa^2 [1 + 2 \cdot (1 - \kappa^4) + 6 \cdot (1 - \kappa^2)^2 + 3 \cdot (1 - \sin^2 \theta) + \kappa^2 \sin^2 \theta]}{(1 - \kappa^2)^3}. \quad (27)$$

Из (27) следуют неравенства:

$$\kappa^2 / (1 - \kappa^2)^3 < W - W_0 < 13\kappa^2 / (1 - \kappa^2)^3. \quad (28)$$

Таким образом, любое изменение пространственных координат диполя обязательно приводит к возрастанию магнитной потенциальной энергии по отношению к исходной энергии, а при параметре $\kappa \rightarrow 0$ энергия системы стремится к начальной энергии W_0 равномерно по углу θ .

Такое поведение потенциальной энергии можно назвать «пространственной МПЯ», так как диполь удерживается вблизи центра сферы независимо от его ориентации Рис.3.

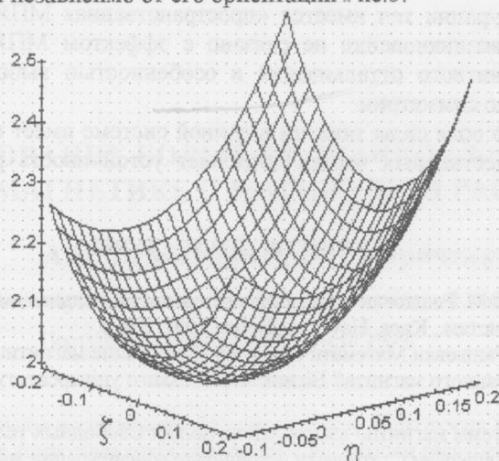


Рис.3. Пространственная МПЯ в центре сверхпроводящей сферы
($\eta = \kappa \cdot \sin \theta$, $\zeta = \kappa \cdot \cos \theta$)

Рассмотрим задачу о левитации магнита над вогнутой поверхностью сверхпроводящей чаши. Как уже отмечалось, впервые задача была поставлена и экспериментально решена в классическом опыте Аркадьева-Капицы.

Поверхность чаши проще всего моделировать сегментом сферы. Если магнит близок к поверхности, то в силу быстрого убывания магнитных сил взаимодействие происходит с участком, размер которого порядка расстояния от магнита до поверхности сферы. Таким образом, краевыми эффектами можно пренебречь. Поэтому, если расстояние от магнита до поверхности значительно меньше расстояния до центра сферы, то идеализированная задача о взаимодействии магнитного диполя с внутренней поверхностью сверхпроводящей сферы описывает существенные особенности данного опыта.

Показано, что для чисто магнитного взаимодействия равновесие достигается в центре сферы. В присутствии однородного гравитационного поля магнитная сила F_r может быть уравновешена силой тяжести, направленной противоположно оси z . При этом, варьируя отношение магнитной и гравитационной силы, равновесия вдоль оси z можно добиться в любой точке z , проходящей через центр сферы и лежащей ниже его. Как следует из (26), перпендикулярная к оси z составляющая силы обращается в нуль при угле $\theta = 0, \pi/2, \pi$. Таким образом, необходимые условия равновесия могут быть выполнены для приведенных выше положений диполя.

Следовательно, для того, чтобы левитация имела место в точке равновесия, должны выполняться достаточные условия равновесия. Рассмотрим разложение полной энергии взаимодействия в точке равновесия в ряд Тейлора по переменным κ и θ до второго порядка включительно:

$$\Delta W = \frac{1}{2} h_{20} \Delta \kappa^2 + h_{11} \Delta \kappa \Delta \theta + \frac{1}{2} h_{02} \Delta \theta^2. \quad (29)$$

В силу линейной зависимости потенциальной энергии силы тяжести от координаты z она не дает вклада во второй порядок этого разложения, поэтому достаточно взять разложение магнитной энергии (24). Оказывается, что только при угле $\theta = \pi/2$ потенциальная энергия имеет минимум, так как коэффициенты квадратичной формы h_{20}, h_{11}, h_{02} имеют вид:

$$h_{11} = 0; \quad h_{20} = \frac{3 \cdot (3 + 17\kappa_0^2 - 5\kappa_0^4 + \kappa_0^6)}{(1 - \kappa_0^2)^5} > 0; \quad h_{02} = \frac{\kappa_0^2 \cdot (3 - \kappa_0^2)}{(1 - \kappa_0^2)^3} > 0, \quad (30)$$

где $h_{\alpha\beta}$ - коэффициенты разложения $W_\mu(R/\mu^2)$ во втором порядке по переменным $\Delta \kappa, \Delta \theta$, и форма ΔW является положительно определенной.

Для других выделенных с точки зрения симметрии задачи положений θ : $\theta = 0, \theta = \pi$ - квадратичная форма является знакопеременной, т.е. устойчивость отсутствует.

ВЫВОДЫ

В рассмотренной конфигурации тел имеется «пространственная МПЯ», которая расположена в центре сверхпроводящей сферы. Ее возникновение не связано с эффектом МПЯ Козореза, а объясняется скорее проявлением эффекта диамагнитного отталкивания и особенностью выбора геометрии односвязного тела, обладающего высокой степенью симметрии.

При наличии однородного поля силы тяжести в данной системе имеет место магнитная левитация диполя над поверхностью, что в существенных чертах объясняет устойчивость равновесия в классическом опыте Аркадьева - Капицы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.С. Михалевич, В.В. Козорез, В.М. Рапкован и др., «Магнитная потенциальная яма» – эффект стабилизации сверхпроводящих динамических систем., Киев, Наукова Думка, 1991, 336 с.
2. В.П. Демущий, С.С. Зуб, В.М. Рапкован Математическое моделирование магнитной потенциальной ямы в системе сверхпроводящих катушек и постоянного магнита// Вісник Харківського університету. Серія фізична «Ядра, частинки, поля», №438, -1999. –С.43-46.
3. Козорез В.В. Динамические системы магнитно взаимодействующих Свободных тел. -Киев: Наукова думка, 1981.
4. В.П. Демущий, С.С. Зуб, В.М. Рапкован Статически устойчивые конфигурации магнитно взаимодействующих тел// Вісник Харківського університету. Серія фізична «Ядра, частинки, поля», №437, -1998. -С.89-94.
5. В.П. Демущий, С.С. Зуб, В.М. Рапкован Анализ устойчивости статического равновесия свободной сверхпроводящей катушки в системе трех жестко связанных сверхпроводящих катушек// Вісник Харківського університету. Серія фізична «Ядра, частинки, поля», №443, -1999. –С.34-40.
6. В.С. Владимиров, Уравнения математической физики, -М., 1967, 436 с.
7. А.Н. Тихонов, А.А. Самарский, Уравнения математической физики, -М., 1967, 436 с.
8. Н.С. Кошляков, Э.Б. Глинер, М.М. Смирнов Уравнения в частных производных математической физики. -М., 1970, 710с.

SPATIAL MAGNETIC POTENTIAL WALL AND MAGLEV IN THE SYSTEM OF MAGNETIC DIPOLE AND SUPERCONDUCTIVE SPHERE

S.S. Zub

State aerospace university «KhAI»,
310070, Ukraine, Kharkov, Tchkalova st.17.

A second boundary problem for scalar magnetic potential of dipole in spherical area is decided, and we succeeded to get the decision using elementary functions. We determine a magnetic field inside the area and magnetic potential interaction energy of dipole with inner surface of superconductive sphere (superconductor of the first kind). Analysis of the system on the dipole equilibrium stability shows, that there is a spatial static stable equilibrium in the sphere centre (we mean the so called "spatial MPW"). It is shown, that in presence of homogeneous external gravitational field a system visualizes MagLev.

KEY WORDS: stability, mathematical model, Neumann problem, superconductivity, MPW.

УДК 538.114.669.255'856/859.

ИССЛЕДОВАНИЕ БОЛЬШИХ СКАЧКОВ БАРКГАЗУЗЕНА В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ С МАГНИТНЫМ РАССЛОЕНИЕМ

А.И. Великодний, В.Г. Кириченко

Харьковский госуниверситет, г. Харьков, пл. Свободы, 4, Украина

Поступила в редакцию 11 августа 1999г.

Проведено экспериментальное исследование больших скачков Баркгаузена в поликристаллическом ферромагнетике 75Co-22Fe-3Nb, а также композиционной проволоки с магнитным расслоением. Приведены магнитные и электрические параметры импульсных элементов на основе полученного материала, а также их температурные (78-523 К) и барические (50-170 МПа) зависимости.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА : скачки Баркгаузена, эффект Виганда, магнитное расслоение, магнитоимпульсные элементы.

Виганд впервые получил магнитное расслоение ферромагнитной проволоки из викаллой (52Co-28Fe-10V), перемагничивающейся большими скачками Баркгаузена [1]. При этом в измерительной (сигнальной) индуктивности, расположенной вблизи проволоки наводится электрический импульс, амплитуда которого не зависит от частоты перемагничивания. На основе эффекта Виганда был создан новый класс магнитоимпульсных элементов, нашедших широкое применение при разработке различных приборов [2].

Представляет интерес изучение физической природы указанного эффекта и расширение областей его практического использования. Так исследование аморфных проволок позволило создать элементы, имеющие рабочую частоту управляющего магнитного поля примерно на порядок выше, чем элементы из викаллой [3]. Вместе с тем структура аморфных магнитных материалов менее стабильна, чем кристаллических, что приводит к сужению температурного диапазона их использования, особенно в области низких температур, а также определяет более высокую их чувствительность к различным внешним воздействиям (давление, радиация и т.п.).

Ранее нами сообщалось о возможности использования сплавов на основе системы Co-Fe-Nb для изготовления магнитоимпульсных элементов, перемагничивающихся большими скачками Баркгаузена [4, 5]. В настоящей статье приводятся экспериментальные данные о структуре и магнитном расслоении кристаллического ферромагнитного материала оптимального состава 75Co-28Fe-3Nb, а также магнитные параметры композиционной проволоки с оболочкой из сплава 75Co-28Fe-3Nb с пермаллоевой (50Fe-50Ni) сердцевиной. Поскольку физический механизм формирования магнитных и механических свойств сплавов системы Co-Fe-Nb более прогнозируем, чем викаллой, изготовление магнитоимпульсных элементов на основе разработанного материала более технологично, чем из викаллой, или аморфных сплавов.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Сплавы получали индукционным переплавом в алуновдвых тиглях. Исходными компонентами являлись кобальт электролитический (99,97%), никель электролитический (99,98%), ниобий (99,98%) и карбонильное железо. Исходный вакуум 10^{-3} Па. Полученные слитки (массой 100 г) обрабатывались по экспериментально установленной программе, включающей в себя: обжатие цилиндрической заготовки на двухвалковом прокатном стане при комнатной температуре, кратковременный отжиг прутка и последующее волочение при комнатной температуре до финишного диаметра 0,3 мм, совместную деформацию растяжением в упругой области и пластическую деформацию кручением. Для получения композиционной проволоки использовали трубчатую заготовку из железокобальтового сплава, в которую запрессовывался стержень из железоникелевого сплава с соотношением диаметров 2:1.

Измерение магнитных и электрических параметров исследуемых образцов проводилось в режиме динамического перемагничивания на частотах 10-1000 Гц, а также в режиме одиночного перемагничивания на частотах 0,01-0,1 Гц. Образцы ферромагнитной проволоки длиной 10 мм помещались в соленоид с магнитным полем не менее 8 кА/м, величина которого регулировалась изменением амплитуды импульсов треугольной, либо синусоидальной формы, поступающих с генератора колебаний. Сигнал, снимаемый с измерительной индуктивности, содержащей 1000 витков медного провода диаметром 0,08 мм, интегрировался усилителем и поступал на вход усилителя вертикального отклонения осциллографа. Развертка по оси «Х» осуществлялась сигналом с прецизионного резистора, величина которого пропорциональна магнитному полю соленоида. При ис-

следовании параметров электрических импульсов, наводимых в измерительной индуктивности, снимаемый с нее сигнал подавался непосредственно на вход осциллографа.

Зависимость электрических и магнитных параметров от температуры измеряли, помещая образец в кварцевую трубку, находящуюся в соленоиде. В диапазоне температур 78-300 К производилось охлаждение образца жидким азотом, с последующим нагревом образцов пропусканием постоянного электрического поля. Высокотемпературные измерения проводились в вакууме 10^{-2} Па. Исследование влияния на параметры магнитоимпульсных элементов гидростатического давления вплоть до 170 МПа при 300 и 473 К проводилось в автоклаве с ПФМС-4.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБСУЖДЕНИЕ

В симметричном режиме перемagnetивания на частоте 250 Гц магнитнорасслоенного сплава 75Co-22Fe-3Nb напряженность внешнего магнитного поля изменяется в пределах $\pm H_f$ - минимальной напряженности магнитного поля, обеспечивающей формирование необходимой магнитной доменной структуры и ее дальнейшее перемagnetивание большими скачками Баркгаузена. Это поле можно назвать магнитным полем формирования или установки, при его значении 5 кА/м магнитная индукция образца составляла 1,2 Тл.

По мере уменьшения величины магнитного поля и дальнейшего изменения его знака происходит резкое изменение магнитной индукции одним скачком Баркгаузена ($\Delta B = 0,4$ Тл), характеризуемым полем старта H_s , равным 1,5 кА/м. Перемagnetивание осуществляется путем образования магнитного зародыша обратной намагнитченности на конце проволоки, его стартом при H_s и дальнейшим ростом в направлении, противоположном намагнитченности остальной части проволоки. Такого типа механизм перемagnetивания упруго растянутой пермаллоевой проволоки наблюдался в [6].

Следующий участок петли характеризует перемagnetивание слоя ферромагнетика, имеющего обычную (сигарообразную) петлю гистерезиса, с коэрцитивной силой $H_c = 2,5$ кА/м. При $H = 4$ кА/м наблюдается один скачок Баркгаузена небольшой амплитуды, соответствующий по модели Виганда скачку индукции более высококоэрцитивной оболочки. В общем случае может наблюдаться распределение скачков, дающих дополнительные импульсы в измерительной индуктивности, амплитуда которых примерно в 5 раз меньше амплитуды основных импульсов, что и определяет отношение «сигнал-шум» магнитоимпульсных датчиков. Таким образом, петля гистерезиса имеет симметричный характер и при непрерывном перемagnetивании в сигнальной катушке формируется серия повторяющихся импульсов длительностью 10 мкс и амплитудой до 4 В.

В асимметричном режиме перемagnetивания процесс идет по частному циклу: $H_f - (-H_s) - H_f$, либо $(-H_s) - H_s - (-H_f)$. Наблюдаемая при этом петля гистерезиса имеет малый и большой скачок, причем амплитуда основных импульсов, соответствующих обратному перемagnetиванию проволоки, примерно в два раза больше амплитуды основных импульсов, получаемых в симметричном режиме. При непрерывном перемagnetивании в асимметричном режиме формируются повторяющиеся основные импульсы положительной полярности с дополнительными - отрицательной. Петли гистерезиса композиционной проволоки после волочения, а также деформации растяжением и кручением, свидетельствуют о том, что после волочения не обнаружено заметного расслоения композитной проволоки, хотя значение коэрцитивной силы уменьшилось на 30% по сравнению с однородным проводом после аналогичной обработки. Совместная деформация растяжением и кручением приводит к магнитному расслоению композита с двумя скачками Баркгаузена. Меньший скачок соответствует перемagnetиванию пермаллоевой сердцевины проволоки при $H = 0,6$ кА/м, в то время как, перемagnetивание части железокобальтовой оболочки сопровождается большим скачком Баркгаузена при $H = 1,3$ кА/м.

Таблица 1. Зависимость поля старта проволоки 75Co-28Fe-3Nb с магнитным расслоением и амплитуды наводимых в сигнальной индуктивности электрических импульсов от температуры и гидростатического давления

№ п/п	Температура, К	Давление, Мпа	Поле старта, кА/м	Амплитуда импульса, В
1	298	1	2,78	3,9
2	298	50	2,73	4,0
3	298	100	2,74	3,8
4	298	150	2,78	3,9
5	298	170	2,76	3,9
6	313	1	2,73	3,8
7	253	50	2,62	4,0
8	283	65	2,46	3,8
9	413	80	2,30	3,9
10	443	120	2,24	4,0
11	453	150	2,14	3,9
12	473	170	2,00	3,9

Повышение температуры от 78 К до 473 К при нормальном давлении, а также совместное воздействие повышенной температуры (473 К) и давления (170 Мпа) не изменяли существенно форму петли гистерезиса

ферромагнитной проволоки с магнитным расслоением. При этом, в области температур 78 – 473 К наблюдалось уменьшение поля старта и амплитуды импульсов на 15% и 10%, соответственно. Как видно из таблицы 1, величина поля старта и амплитуда импульсов в пределах ошибки эксперимента оставались неизменными под воздействием гидростатического давления до 170 Мпа при комнатной температуре. Одновременное воздействие давления и температуры не изменяло амплитуду импульсов, но уменьшало поле старта более чем на 20%.

Прямоугольная форма петли гистерезиса однородной по составу проволоки Co-Fe-Nb после совместной деформации растяжением и кручением свидетельствует о наличии магнитного расслоения на три области. Низкокоэрцитивная область расположена вблизи оси проволоки, что подтверждается данными по перемагничиванию композитного провода. В этом случае железоникелевая сердцевина вызывает уменьшение коэрцитивной силы композитного провода после волочения по сравнению с однородной примерно на 30%. После деформации кручением упруго растянутой проволоки величина упругих напряжений существенно возрастает, вызывая увеличение остаточной индукции и, как следствие степени прямоугольности петли. Степень пластической деформации кручением возрастает по мере отдаления от оси проволоки, а распределение упругих напряжений в ней приобретает спиралеобразный характер. Перемагничивание этого слоя проволоки, непосредственно соседствующего с сердцевинной (второй области расслоения) осуществляется одним скачком Баркгаузена, как в однородной проволоке, но меньшим по величине. Оболочка испытывает наибольшую деформацию, поэтому ее перемагничивание дает разрыв в прямоугольной петле.

Полученные результаты исследования больших скачков Баркгаузена в однородной и композитной ферромагнитной проволоке, а также температурные и барические зависимости магнитного поля старта и амплитуды импульсов в сигнальной катушке однородной проволоки 75Co-22Fe-3Nb качественно согласуются с моделью проволоки Виганда из викаллой [7]. Согласно этой модели большой скачок Баркгаузена наблюдается вследствие образования в сердцевине проволоки за счет специфического распределения остаточных внутренних напряжений и наведенной анизотропии магнитоупругой природы. Центральная часть проволоки находится под действием аксиального растяжения величиной около 800 Мпа, распределенного по спирали, в то время как оболочка находится под действием напряжения сжатия, тоже распределенного по спирали, но в противоположном направлении. Между ними находится переходная область, где напряжение меняет знак.

В заключение отметим некоторые особенности ферродинамики скачков Баркгаузена в ферромагнетиках с магнитным расслоением. Принято считать, что обычные металлические ферромагнетики характеризуются предельными скоростями движения доменной границы, не превосходящими 10^2 м/с [8]. Такие значения скорости доменной границы наблюдались при перемагничивании большим скачком Баркгаузена упруго растянутой пермаллоевой проволоки [5]. В нашем случае большой скачок Баркгаузена в проводе 75Co-22Fe-3Nb с магнитным расслоением осуществляется движением доменной границы со скоростью на порядок большей указанной выше (10^3 м/с), и приближающейся к скорости звука в металле. Это позволило получить в сигнальной катушке сравнительно короткие (10 мкс) импульсы значительной амплитуды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Patent USA. /#382090.H01F1/02 USA, 1974.
2. Проволока Виганда и ее использование//Радиоэлектроника за рубежом.-1980, в.3.- с.33.
3. M. Vazquez, C. Gomes-Polo. Amorphous and Nanocrystalline Wires and Microwires with Giant Barkhausen Jumps for Magnetic Sensor Applications// J.Korean Phys. Soc.1997.-p.471.
4. A.C. 875477, СССР,H01F1/02,1979.
5. Магнитные эффекты в термомеханически обработанных сплавах/А.И.Великодный, Г.П.Задерей, А.В. Ивин и др.//Обзоры по электронной технике.Сер.5, В.8.-78с.
6. Sixtu S., Tonu S.Propagation of large Barkhausen discont//Phys.Rev. 1931, B.37.-p.30.
7. Hollins R.L., Thompson D.A. Switching behaviour of stressed vicaloy wire. IEE Trans.Magn.V.Mag.-15,#6,1979.
8. Б.А. Иванов. О предельной скорости движения магнитных доменов и доменных границ в ферромагнетиках. ФНТ.-1978, Т.4, В.37.-с.352.

INVESTIGATION OF GIANT BARKHAUSEN JUMPS IN FERROMAGNETICS WITH MAGNETIC SEPARATION

A.I. Velikodniy, V.G. Kirichenko

Kharkiv State University. Svobody sq. 4, Kharkiv, Ukraine

The experimental investigation of giant Barkhausen jumps in polycrystalline ferromagnetics 75Co-22Fe-3Nb and composite wire with magnetic separation is developed. The magnetic and electric parameters of impulse elements on the base of this materials and their temperature and pressure dependences are expound.

KEY WORDS: Barkhausen jumps, Vygand effect, magnetic separation, magnetic pulse elements.

УДК 04;10

ПОДАВЛЕНИЕ ДИОКОТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ
МОДУЛЯЦИЕЙ СКОРОСТИ ДРЕЙФА

А.А. Бизюков, Вл.В. Бобков, А.Е. Кашаба, Н.Д. Серeda, И.К. Тарасов

Харьковский Государственный Университет, Физико-технический факультет, кафедра физики плазмы.

Украина, 310108, Харьков, пр. Курчатова, 31.

E-mail: bizyukov@pht.univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 25 августа 1999 г.

В настоящей работе экспериментально исследовано влияние пространственной модуляции скорости дрейфа электронов в ЕН-слое холловского ускорителя на развитие дрейфовой неустойчивости. Показано, что модуляция напряженности электрического поля в направлении дрейфа с малой амплитудой приводит к подавлению неустойчивости и аномального переноса электронов поперек магнитного поля.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: дрейфовый электронный слой, дрейфовая неустойчивость, зона синхронизации, диокотронные колебания.

Развитие диокотронных колебаний в системах со скрещенными полями приводит к аномальному переносу электронов и понижению плотности заряженных частиц [1]. Диокотронная неустойчивость относится к большой группе неустойчивостей, в основе механизма возбуждения которых лежит эффект Вавилова-Черенкова [2]. Эти неустойчивости имеют место, когда упорядоченная скорость заряженных частиц равна фазовой скорости волны ($v_0 = v_\phi$). В случае диокотронных колебаний роль упорядоченного движения играет скорость дрейфа электронов в скрещенных электрическом и магнитном полях и условие неустойчивости сводится к требованию синхронизма волны с дрейфом электронов в резонансной точке x_0 ($\omega_1/k_{\phi 1} = v_{e\phi}(x_0)$), где ω_1 и $k_{\phi 1}$ – частота и азимутальное волновое число диокотронных колебаний. Нарушение синхронизма диокотронной волны с дрейфовым движением электронов в точке возбуждения, например, за счет пространственной неоднородности скорости дрейфа в направлении распространения волны, уменьшает эффективность возбуждения и может привести к подавлению неустойчивости.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В анодном слое пространственного заряда холловского ускорителя [3] неоднородное распределение скорости дрейфа электронов в азимутальном направлении легко реализовать, изменяя разность потенциалов между анодом и секционированными катодами. На рис.1 представлена схема модифицированного кольцевого холловского ускорителя. Небольшое напряжение смещения $\pm \Delta U/2$, которое подается через разделительную схему на сектора катодного электрода, обеспечивает пространственную модуляцию скорости электронного дрейфа в азимутальном направлении $v_{e\phi}(x_0, \phi) = c(\bar{E} \pm \Delta \bar{E}/2)/H \approx \frac{cU}{Hd_0} \left(1 \pm \frac{\Delta U}{2U}\right)$, где d_0 – поперечный размер ЕН-слоя. Величина модуляции дрейфовой скорости определяется выражением $\Delta v_{e\phi} = c \Delta \bar{E}/H \approx c \Delta U/Hd_0$.

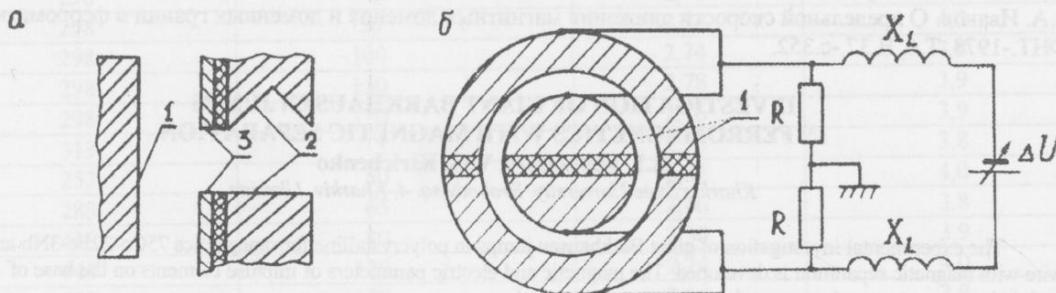


Рис. 1. Схема модифицированного холловского ускорителя:

- а) разрядный промежуток модифицированного холловского ускорителя: 1 – анод, 2 – основной катод, 3 – дополнительный электрод;
б) схема системы подавления неустойчивости (1 – дополнительный электрод).

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис.2 показана характерная зависимость амплитуды диокотронных колебаний A_1 от величины смещения ΔU . Видно, что зависимость $A_1(\Delta U)$ носит пороговый характер, при величине напряжения смещения больше некоторого порогового значения ($\Delta U > \Delta U^* \approx 20$ В) наблюдается сильное изменение и подавление диокотронных колебаний. Величина порогового значения напряжения смещения изменялась пропорционально амплитуде ($\Delta U^* \propto A_1$) и не зависела от частоты диокотронных колебаний. При уменьшении амплитуды диокотронных колебаний разрядный ток и ток ионного пучка увеличивались, а также исчезали особенности на функции распределения ионов по энергиям, соответствующие зонам аномального переноса электронов в ЕН-слое при развитии диокотронной неустойчивости [4].

Изменение спектральной линии первой моды диокотронных колебаний при изменении пространственной однородности скорости электронного дрейфа показано на рис. 3. При $\Delta U > \Delta U^*$ наблюдается уменьшение амплитуды диокотронных колебаний и существенное увеличение ширины спектральной линии $\Delta f_1(\Delta f_1(\Delta U = 0) \ll \Delta f_1(\Delta U > \Delta U^*))$, которая изменялась пропорционально напряжению смещения. Характерно также изменение формы огибающей спектральной линии при различных напряжениях смещения: при малых $\Delta U \leq \Delta U^*$ спектральная линия имела один максимум; при $\Delta U > \Delta U^*$ наблюдалось два максимума; при $\Delta U \gg \Delta U^*$ форма линии имела немонотонный и нестационарный характер.

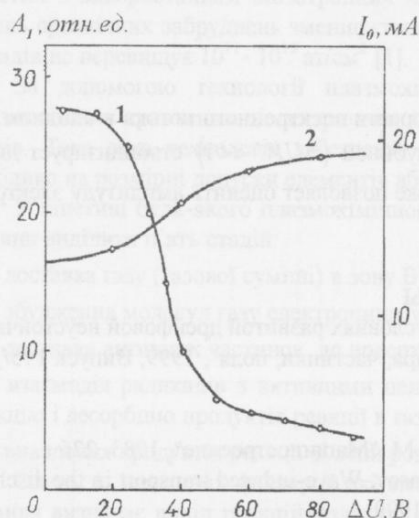


Рис. 2. Зависимость амплитуды диокотронных колебаний A_1 (1) и постоянной составляющей разрядного тока I_0 (2) от напряжения смещения ΔU ($U = 1000$ В, $H = 1000$ Э, $p = 2 \cdot 10^{-5}$ Торр).

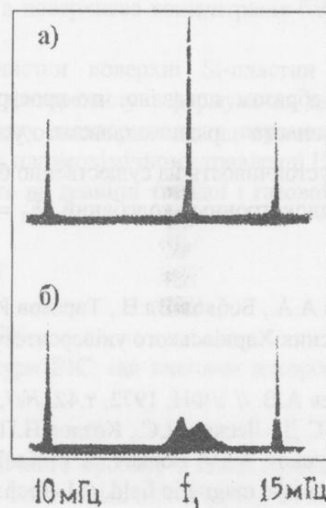


Рис. 3. Спектрограммы первой моды диокотронных колебаний с частотой $f_1 = \omega_1/2\pi$ при $\Delta U = 0$ и $\Delta U > \Delta U^*$ ($\Delta U = 60$ В, $U = 1000$ В, $H = 1000$ Э, $p = 3 \cdot 10^{-5}$ Торр. Метки: 10; 15 МГц)

Явления, наблюдающиеся при изменении пространственной однородности скорости электронного дрейфа в прианодном слое пространственного заряда холловского ускорителя, можно качественно объяснить, используя результаты исследования нелинейного взаимодействия диокотронных колебаний с дрейфовым электронным потоком. Как отмечалось в работе [1], в возбуждении диокотронных колебаний участвуют резонансные частицы ($v_0 \approx v_{\text{эф}}(x_0)$), сосредоточенные в окрестности резонансной точки x_0 . Размер резонансной области в стационарном режиме соответствует зоне синхронизации дрейфового электронного потока электрическим полем диокотронных колебаний и определяется выражением $\Delta\omega_{\text{эф}} = \varepsilon\omega_1$ или $\Delta v_{\text{эф}} = c\tilde{E}_1/H$, где $\tilde{E}_1$ – амплитудное значение электрического поля на частоте ω_1 . Наличие конечной области концентрации резонансных частиц, участвующих в возбуждении неустойчивости, по-видимому, и определяет пороговый характер влияния пространственной модуляции скорости дрейфа на диокотронные колебания. Величину порогового значения смещения ΔU^* можно определить из условия равенства зоны синхронизации (концентрации резонансных частиц) и вели-

чины пространственной модуляции $\Delta v_{\text{эф}}(\tilde{E}_1) = \Delta v_{\text{эф}}(\Delta U^*)$ или $\Delta U^* \approx \tilde{E}_1 d_0$. Линейная зависимость ΔU^* от амплитуды диокотронных колебаний и расчетное значение $\tilde{E}_1 = \Delta U^*/d_0 \leq 20$ В/см качественно соответствуют данным экспериментов.

Изменение ширины, формы и амплитуды спектральной линии на частоте диокотронных колебаний в режиме с пространственной модуляцией ($\Delta U > \Delta U^*$) скорости дрейфа, по-видимому, связано с возбуждением на соответствующих участках азимутальной траектории электронного потока колебаний с характерными частотами $\omega_{11} = \frac{c(\bar{E} + \Delta\bar{E}/2)}{R_0 H}$ и $\omega_{12} = \frac{c(\bar{E} - \Delta\bar{E}/2)}{R_0 H}$ и существенно меньшими амплитудами, где R_0 – радиус азимутального дрейфа электронов. Наблюдаемая суммарная ширина спектральной линии определяется выражением $\Delta\omega_1(\Delta U > \Delta U^*) = \omega_{11} - \omega_{12} = \frac{c\Delta\bar{E}}{R_0 H} \approx \frac{c\Delta U}{R_0 H d_0}$ и пропорциональна напряжению смещения. Огибающая спектральной линии может иметь как один, так и два максимума. Наблюдавшиеся при сильной пространственной неоднородности скорости дрейфа $\Delta U > \Delta U^*$ немонотонный характер формы спектральной линии, обусловлен, по-видимому, наличием переходных областей на азимутальной дрейфовой траектории. Для характерных параметров разряда $U = 1000$ В, $H = 1000$ Э, $R_0 = 5$ см, $d_0 = 0,5$ см, $f_1 = 13$ МГц, $\Delta U = 60$ В (рис. 3) ширина спектральной линии $\Delta f_1 = c\Delta U/2\pi R_0 H d_0$ кГц, что качественно соответствует экспериментальному значению $\Delta f_1 = 1$ МГц.

ВЫВОДЫ

Таким образом, показано, что пространственная модуляция скорости электронного потока в анодном слое пространственного заряда холловского ускорителя даже с малой глубиной ($\Delta U/U \ll 1$) стабилизирует диокотронную неустойчивость на существенно более низком уровне, а также позволяет оценить амплитуду электрического поля диокотронных колебаний $\tilde{E}_1 = \Delta U/d_0$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бизюков А.А., Бобков Вл.В., Тарасов И.К. Структура ЕН-слоя в условиях развитой дрейфовой неустойчивости. //Вісник Харківського університету, №438, серія фізична "Ядра, частинки, поля", 1999, Випуск 1 /5/, с.51-54.
2. Тимофеев А.В. // УФН, 1972, т.42, №7, 1373-1392.
3. Гришин С.Д., Лесков Л.С., Козлов Н.П. Плазменные ускорители. М. "Машиностроение", 1983. 226 с.
4. А.А. Bizyukov, V.I.V. Bobkov, A.Y. Kashaba, V.I. Lapshin, I.K. Tarasov. Wave-induced transport in the discharge with transverse magnetic field. // J. Tech. Phys., 40, 1, 241-244 pp., 1999.

DIOCOTRON INSTABILITY DAMPING BY DRIFT VELOCITY MODULATION

A.A. Bizyukov, V.I.V. Bobkov, A.Y. Kashaba, N.D. Sereda, I.K. Tarasov

Kharkov State University, Faculty of Physics and Technology, Department of Plasma Physics,

Kurchatov Ave. 31, 310108, Kharkov, Ukraine.

E-mail: bizyukov@pht.univer.kharkov.ua

In this paper the influence of spatial modulation of electron drift velocity in EH-layer on the development of drift instability is studied. It is shown that the modulation of magnitude of electric field towards the drift with small amplitude leads to instability damping and decrease of anomalous electron transfer across magnetic field.

KEY WORDS: drift electron layer, drift instability, synchronization zone, diocotron oscillations.

УДК 621.382.8

ПЛАЗМОХІМІЧНІ ПРОЦЕСИ В СИСТЕМНІЙ ТЕХНОЛОГІЇ ВЕЛИКИХ ІНТЕГРАЛЬНИХ СХЕМ

С.П.Новосядлий

ВАТ "Родон" СКТБ "Орізон", вул. Вовчинецька 225, 284000 Івано-Франківськ, Україна

e-mail: rc002173@sbedif.ivano-frankivsk.ua

Надійшла до редакції 12 травня 1999 р.

На основі досліджень розроблені нові низькотемпературні процеси формування діелектричних шарів, профільованого травлення контактних вікон, модифікації поверхні фоторезисту і травлення металевих та полікремнієвих шарів в системній технології високого рівня.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: анізотропне травлення, профілювання вікон, модифікація поверхні, конформність осадження

Проблеми створення великих інтегральних схем (ВІС) і надвеликих інтегральних схем (НВІС), підвищення їх надійності вимагають подальшого зменшення мінімального розміру елемента і зниження дефектності функціональних шарів. Це можна досягти за рахунок переходу на процеси з індивідуальною обробкою Si-пластин з використанням анізотропних плазмохімічних процесів. Після проведення плазмохімічної обробки рівень органічних забруднень зменшується до величини $<10^{-9}$ г/см², а поверхнева концентрація більшості іонів металів не перевищує 10^{11} - 10^{12} ат/см² [1].

За допомогою технології плазмохімічної обробки крім очистки поверхні Si-пластин здійснюють плазмохімічне травлення діелектричних і металевих шарів, зняття фоторезисту і формування діелектричних шарів. Така суха технологія забезпечує низьку дефектність і високу відтворюваність параметрів процесу, особливо на розмірні допуски елементів або на проектні норми при їх плазмохімічному травленні [2].

У кінетиці будь-якого плазмохімічного процесу, який проходить на границі твердої і газової фаз, можна умовно виділити п'ять стадій:

- доставка газу (газової суміші) в зону ВЧ-розряду;
- збудження молекул газу електронним ударом;
- доставка активних частинок до поверхні оброблюваного матеріалу;
- взаємодія радикалів з активними центрами на поверхні структури ВІС, що охоплює адсорбцію, хімічну реакцію і десорбцію продуктів реакції в газову фазу;
- виведення продуктів реакції зі зони розряду.

Одним із важливих факторів, які визначають якість плазмохімічного процесу є склад газової суміші, бо остання визначає вихід реакцієздатних радикалів. Для технології плазмохімічної обробки Si-пластин використовують, як правило, галогеномісткі сполуки або їх суміші з киснем (табл.1). У склад газових сумішей можуть входити також азот, водень та інертні гази.

Щоб запобігти накопиченню вуглецю на Si-пластинах, до галогеновуглецевого газу додають кисень. Він усуває адсорбований поверхнею вуглець, окислюючи його до CO і CO₂. Уведення кисню в плазму фторвуглецю підвищує вихід вільних атомів фтору чи радикалів і забезпечує каталізуючу дію на процес розкладу молекул робочого газу.

Уведення водню у фторвуглецеву плазму приводить до утворення високостабільних сполук типу HF, а процес травлення чи очистки може перетворитись в процес полімеризації. У такому разі реакції стають некерованими.

Азот вводять у плазму як газ - розчинник. Азотну плазму використовують для попереднього прогрівання Si-пластин і реактора для створення стабільних температурних умов у реакційній камері. Після досягнення необхідної температури азотна плазма замінюється на плазму робочого газу.

При введенні гелію в склад плазми зменшується нагрівання Si-пластин, бо він поглинає значну кількість тепла, і його використовують для відведення тепла в процесах плазмо-хімічного травлення (ПХТ).

Іншим інертним газом, який використовується в плазмохімічних процесах для стабілізації горіння ВЧ-плазми є аргон. Разом з киснем у співвідношенні O₂ : Ar = 4 : 1 в газовій суміші забезпечується високоякісна очистка поверхні від органічних домішок, тобто Ar відіграє роль каталізатора процесу дисоціації молекул кисню.

Таким чином, газофазне травлення здійснюється фтор або хлорвмісними частинками, які утворюються в створеному електричному розряді реактора. Такими збудженими частинками можуть бути атом, радикал або іон.

Таблиця 1. Сполеку для плазмохімічних процесів травлення

№ п/п	Хімічна формула	Назва сполеку	Молярна маса	Температура кипіння, °К
1.	CF ₄	Тетрафторметан (фреон14)	88	145
2.	C ₂ F ₆	Гексафторетан (фреон116)	138	194,8
3.	C ₃ F ₈	Октафторпропан (фреон218)	188	–
4.	C ₃ F ₆	Гексафторпропілен (фреон216)	150	243,6
5.	C ₄ F ₈	Октафторбутилен (фреон318)	200	–
6.	CHF ₃	Трифторметан (фреон23)	70	191,1
7.	CCl ₄	Тетрахлорметан	154	349,7
8.	C ₂ Cl ₄	Тетрахлоретилен	166	394,2
9.	C ₃ Cl ₆	Гексахлорпропілен	249	478
10.	C ₄ Cl ₈	Октахлорбутилен	332	–
11.	CHCl ₃	Трихлорметан (хлороформ)	119,5	334,2
12.	CH ₂ Cl ₂	Дихлорметан	85	313
13.	C ₂ HCl ₃	Трихлоретилен	131,5	360
14.	CFCl ₃	Монофтортрихлорметан (фреон11)	137,5	297
15.	CF ₂ Cl ₂	Дифтордихлорметан (фреон12)	121	243,4
16.	CF ₃ Cl	Трифтормонохлорметан (фреон13)	104,5	191,8
17.	C ₂ F ₂ Cl ₄	Дифтортетрахлоретан (фреон112)	204	–
18.	C ₂ F ₃ Cl ₃	Трифтортрихлоретан (фреон113)	187,5	320,7
19.	C ₂ F ₄ Cl ₂	Тетрафтордихлоретан (фреон114)	171	276,9
20.	C ₂ F ₅ Cl	Пентафтормонохлоретан	154,5	–
21.	CHFCl ₂	Монофтордихлорметан (фреон21)	103	282,1
22.	CHF ₂ Cl	Дифтормонохлорметан (фреон22)	86,5	232,6
23.	CBr ₂ F ₄	Тетрафтордибромметан	248	–
24.	CBrF ₃	Трифтормонобромметан	149	–
25.	SF ₆	Гексафторид сірки (елегаз)	146	222,4
26.	NH ₃	Аміак	17	239,6
27.	AsH ₃	Арсін	78	210,5
28.	NF ₃	Трифторид азоту	71	144

Залежно від величини прикладеної напруги, тиску реакційної суміші в реакторі і складу суміші плазмові травлення здійснюється як хімічними реакціями, так і фізичним розпиленням. Тому відповідно до цього розрізняють плазмові, реактивно-іонні і іонно-плазмові травлення (рис.1).



Рисунок 1. Перехід від хімічних реакцій до фізичного розпилення в залежності від параметрів процесу

Вже сьогодні в технології мікроелектроніки ВІС проходить постійний перехід від ізотропних рідких процесів травлення до анізотропних сухих плазмохімічних процесів, від реакторів з груповою обробкою Si-пластин до індивідуальної обробки пластин великого діаметра більше 150 мм (див. табл. 2).

Таблиця 2. Вимоги до мінімальної ширини лінії в залежності від росту степеня інтеграції ВІС

Si-підкладина	1978 р.	1986 р.	1994 р.
SiO ₂ (мкм)	3	2	1
полі Si* (мкм)	4	3	1,5
Si ₃ N ₄ (мкм)	5	4	2
Al або АК-1 (мкм)	5/10	4/8	2/4

У загальному випадку швидкість сухого травлення визначається трьома факторами: концентрацією нейтральних атомів і радикалів, концентрацією іонів і енергією іонів. Концентрація іонів і радикалів характеризує ймовірність хімічної взаємодії з Si-підкладкою, тоді як іонне бомбування забезпечує необхідну активацію і визначає ступінь анізотропії. Висока ступінь анізотропії більше 75% може бути досягнута нормальним падінням додатно заряджених іонів на функціональні шари і малому тиску. Тому сформулюємо основні вимоги до сучасних і майбутніх сухих плазмохімічних процесів:

1. Профілювання - можливість вибору нахилу стінок при мінімальній зміні ширини лінії.
2. Дефектність, викликана плазмою в процесі плазмохімічного травлення, повинна бути мінімальною.
3. Кількість проколів діаметром в одну третину ширини лінії менше 0,1 см², відсутність забруднень металами, вуглецевісними продуктами і радіаційних пошкоджень.
4. Низька токсичність - відсутність корозійних явищ як в реакторі установки, так і в структурах ВІС, відсутність впливів на персонал і навколишнє середовище. Висока ступінь екологічного захисту.
5. Рівномірність травлення - варіації швидкості травлення по площі пластини і від пластини до пластини <5%.
6. Контрольована селективність - мінімальна стосовно кремнію і змінна стосовно фоторезиста.
7. Мінімальна зміна ширини лінії менше 10% від глибини травлення.
8. Висока швидкість травлення (> 1 мкм/хв) повинна регулюватись складом газової суміші.

Тому газові травники, які розроблюються для плазмохімічних процесів повинні відповідати цим вимогам. Найширше застосування для травлення кремнію і його сполук (SiO₂, Si₃N₄, ФСС, БФСС, поліSi*) і алюмінію і його сплавів мають травники: CF₄, CF₄-H₂, CF₄-O₂, Cl₂, CCl₄, SiCl₂, SiCl₄, C₂F₆, SF₆, CHF₃, BCl₃. Всі ці травники придатні для роботи на плазмохімічних установках у реакторах різних типів - від простого тунельного до складних іонно-променевих. Основні типи реакторів, які використовують для обробки кремнію і його сполук з азотом і киснем, а також важливі параметри процесів, що проходять в таких реакторах зведені в табл. 3.

Таблиця 3. Характеристики процесів плазмохімічного травлення

№ п/п	Характеристики	Об'ємний реактор	Планарний реактор	Реактор реактивного іонного травлення	Реактор іонно-променевого травлення	Реактор іонно-променевого розпилення
1.	Розміщення Si-пластин	у плазмі	у плазмі із заземленим електродом	у плазмі на потенційному електроді	у пучку іонів	у пучку іонів
2.	Тиск, мм.рт.ст.	nx10 ⁻¹	nx10 ⁻¹	nx10 ⁻²	10 ⁻⁴	10 ⁻⁴
3.	Витрати газу, см ³ /хв	nx10 ²	nx10 ²	nx10	n	n
4.	Енергія, еВ	0	n-nx10 ²	nx10 ²	nx10 ²	nx10 ²
5.	Активні частинки	атоми, радикали	атоми, радикали, реактивні іони	реактивні іони, радикали	реактивні іони	іони Ag ⁺
6.	Продукти реакцій	леткі	леткі	леткі	леткі	нелеткі
7.	Механізм	хімічний	хіміко-фізичний	хіміко-фізичний	хіміко-фізичний	фізичний
8.	Селективн.	відмінна	добра	відмінна	добра	незначна
9.	Профіль травлення	ізотропн.	ізотропний	анізотропний	анізотропний	анізотропний
10.	Радіаційне пошкодження	слабе	помірне	значне	слабе	слабе

Ми дослідили і впровадили в серійне виробництво низку плазмохімічних процесів формування структур ВІС. Зменшення дефектності при фотолітографії досягається за рахунок модифікації поверхні функціонального шару, поверхні кремнію і плівки фоторезисту промоторами адгезії і використанням однокомпонентного фоторезисту з високою роздільною здатністю і селективністю.

ПЛАЗМОХІМІЧНЕ ОСАДЖЕННЯ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ПЛІВОК

Вибір оптимальних умов процесу плазмохімічного осадження оксидних плівок кремнію проводилось на установці з планарним реактором ИЛ.МЗ.273.038 ("Картер"), на робочій частоті 13,56 МГц з температурою підігріву пластин до 300°C в діапазоні робочих тисків 13-133 Па. Основним елементом конструкції реактора є ВЧ- розрядна система, яка складається із пари круглих електродів діаметром 680 мм і віддалі між ними 35 мм. Тримачем Si-пластин служив верхній електрод з підігрівом. Як реагенти вибрали газові суміші дисилану або моносилану в аргоні (5 або 10 %) з киснем.

Для дослідження розподілу швидкості росту V_p і коефіцієнта заломлення п плівки SiO_2 показник заломлення і товщина її контролювались еліпсометром ЛЕМ - 3М в певних точках пластини. Залежність швидкості росту і коефіцієнта заломлення плівки SiO_2 від потужності плазми, співвідношення O_2/SiH_4 (Si_2H_6) і температури плазми показані на рис.2. Видно, що зміна густини потужності в межах 0,05-0,3 Вт/см² не впливає на параметри плівки. При зміні співвідношення O_2/SiH_4 , розрахованого за парціальним тиском в камері від 0,3 до 0,5 проходить різкий спад коефіцієнта заломлення з наступною стабілізацією на рівні 1,45-1,47. Максимальна швидкість росту досягається при співвідношенні $\text{O}_2/\text{SiH}_4 = 1,5-2$. З ростом температури від 25°C до 300°C показник заломлення збільшується від 1,3 до 1,48, тоді як швидкість росту V_p практично не змінюється.

В процесі досліджень проводилась оцінка дефектності плівки і заповнення рель'єфу плівкою ПХО SiO_2 . Аналіз оже-спектрів таких плівок з пошаровим розпиленням її виявив лінійну залежність відношення Si/O від коефіцієнта заломлення п. Дефектність плівок перевіряли методом нематичних рідких кристалів на пластинах КДБ 40 (100) при подачі напруги зміщення $\pm 15\text{В}$ і вона складала 0,01-0,1 см⁻². Показано, що запилення плівкою ПХО SiO_2 сходинок рель'єфу структури ВІС настає навіть у випадку від'ємного кута при основі сходинок, причому коефіцієнт конформності складає 0,85-0,95.

Заміна моносилану (дисилану) на гексаметилдисилазан забезпечує формування як оксидних, так і нітридних (оксинітридних) плівок з високою швидкістю росту $>15\text{ нм/хв}$ і малою щільністю дефектів $<0,05\text{ см}^{-2}$.

ПЛАЗМОХІМІЧНИЙ ПРОЦЕС ФОРМУВАННЯ ПРОФІЛЬОВАНИХ КОНТАКТНИХ ВІКОН

Відомо, що при використанні звичайних методів сухого травлення діелектричних плівок контактні вікна перед їх металізацією мають вертикальні стінки [1]. А це приводить, як правило, до обривання металізованих шин розводки ВІС.

Вирішенням цієї проблеми на цей час є одержання контактних вікон в міжшаровому і міжрівневому діелектриках з кутом нахилу бічних стінок θ менше 75°. Для п- МОН ВІС найпоширенішим способом зниження θ є високотемпературне оплавлення фосфоросилікатного скла, яке використовують для ізоляції полікремнієвих і алюмінієвих шин. Проте цей спосіб не підходить для К - МОН ВІС з дворівневою металізацією. Можна також використати комбінації методів мокрого і сухого травлення, коли мокре травлення забезпечує збільшення нахилу бічних стінок. Але цей метод уже не забезпечує профілювання контактних вікон при їх розмірі $< 3\text{ мкм}$.

Найпоширенішим методом одержання профілюваних вікон є використання контрольованої ерозії фоторезиста, тобто зниження селективності травлення ізолюючого шару відносно фоторезистивної маски. Як правило, це досягається введенням у робочу плазму кисню або кисневих сполук.

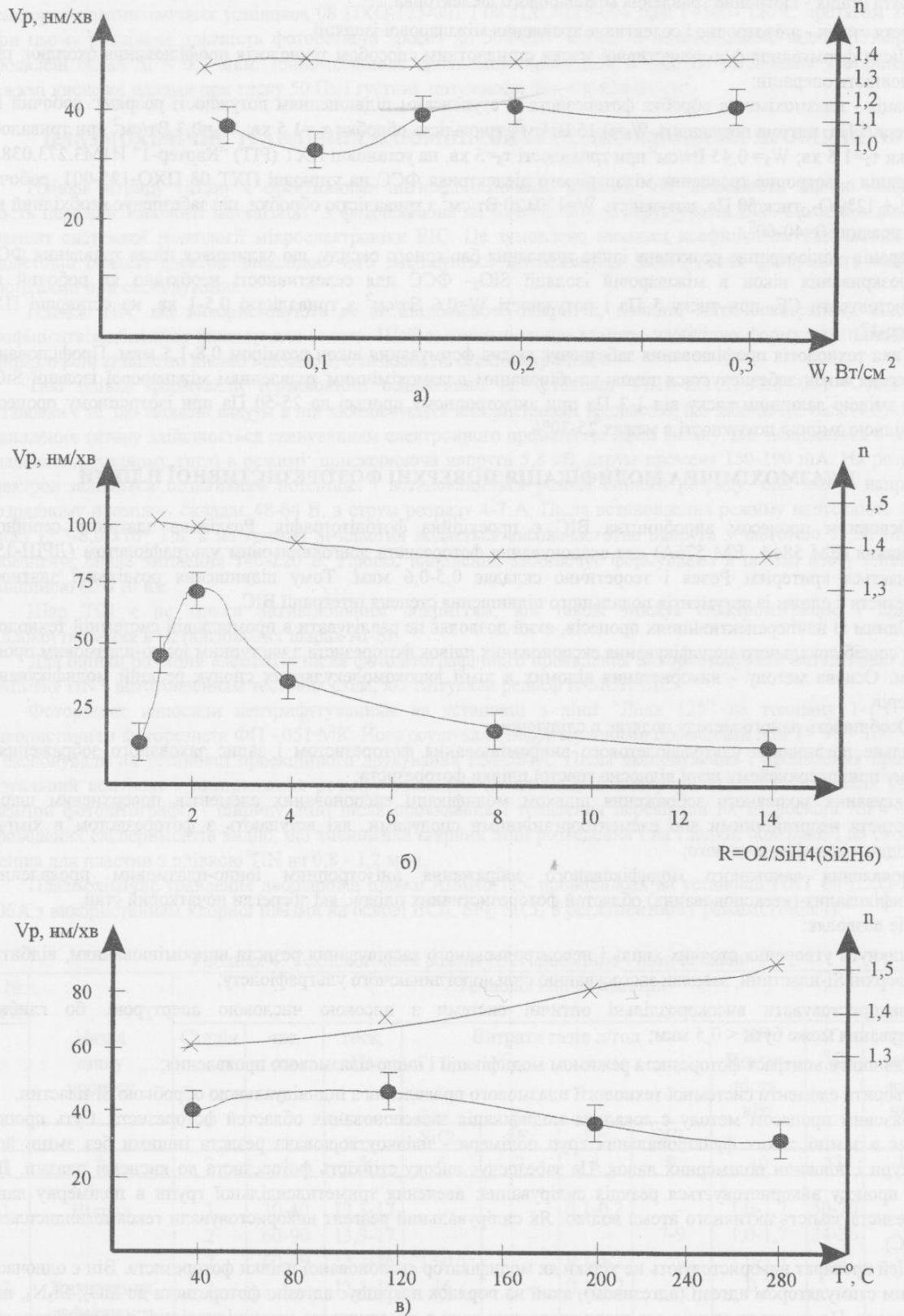
Негативним моментом всіх існуючих процесів плазмохімічного травлення з використанням галогеновуглецевмісних сполук CF_4 , CHF_3 , C_2F_6 , C_3F_8 є утворення полімерних покриттів на всіх заземлених частинах реактора. Але це приводить до збільшення дефектності функціональних шарів.

Аналіз літературних джерел і наших досліджень з сухого травлення контактних вікон приводить до таких висновків:

1. Для одержання контактних вікон у структурах ВІС з пологими стінками найбільш часто застосовують метод ерозії фоторезисту [1,2].
2. Оскільки для ерозії фоторезиста використовують кисневмісні суміші, які знижують селективність травлення стосовно полікремнію, то для профілювання вікон слід використовувати двостадійні процеси травлення.
3. Використання робочих сумішей на основі вуглецевих сполук призводить до сильної полімеризації бічних стінок і збільшенню дефектності функціональних шарів.

Проблему профілювання контактних вікон в структурах ВІС ми вирішили тристадійним процесом:

- перша стадія - плазмохімічна обробка фоторезистивної маски;

Рисунок 2. Залежність V_p , V_n від W , R і T_n при плазмохімічному осадженні бар'єрної плівки SiO_2 (• - V_p , × - V_n).

- друга стадія - ізотропне травлення міжшарового діелектрика;
- третя стадія - анізотропне і селективне травлення міжшарової ізоляції.

Після формування фоторезистивної маски стандартним способом технологія профілювання охоплює таку послідовність операцій:

I операція - плазмохімічна обробка фоторезиста зі ступеневим підвищенням потужності розряду: робочий газ CF_4 ; тиск 7 Па; питома потужність $W_1=0,15 \text{ Вт/см}^2$; тривалість обробки $\tau_1=1,5 \text{ хв}$; $W_2=0,3 \text{ Вт/см}^2$ при тривалості обробки $\tau_2=1,5 \text{ хв}$; $W_3=0,45 \text{ Вт/см}^2$ при тривалості $\tau_3=5 \text{ хв}$. на установці ПХТ (РІТ) «Картер-1» ІМЗ.273.038.

II операція - ізотропне травлення міжшарового діелектрика ФСС на установці ПХТ 08 ПХО-125-001, робочий газ $\text{CF}_4 + 12\% \text{ O}_2$, тиск 50 Па, потужність $W=120 \pm 20 \text{ Вт/см}^2$ з тривалістю обробки, що забезпечує необхідний кут профілювання $\theta=40-60^\circ$.

III операція - анізотропне реактивне іонне травлення бар'єрного оксиду, що залишився після травлення ФСС. Для розкривання вікон в міжшаровій ізоляції SiO_2 - ФСС для селективності необхідно як робочий газ використовувати CF_4 при тиску 5 Па і потужності $W=0,6 \text{ Вт/см}^2$ з тривалістю 0,5-1 хв. на установці ПХТ «Картер-1».

Така технологія профілювання забезпечує якісне формування вікон розміром 0,8-1,5 мкм. Профілювання контактних вікон забезпечується також комбінованим плазмохімічним травленням міжшарової ізоляції SiO_2 -ФСС зміною величини тиску від 1-3 Па при анізотропному процесі до 25-50 Па при ізотропному процесі і відповідною зміною потужності в межах 25-30%.

ПЛАЗМОХІМІЧНА МОДИФІКАЦІЯ ПОВЕРХНІ ФОТОРЕЗИСТИВНОЇ ПЛІВКИ

Основним процесом виробництва ВІС є проекційна фотолітографія. Роздільна здатність серійного обладнання (ЕМ 584А, ЕМ 576А) для експонування фоторезиста довгохвильовим ультрафіолетом (ДРШ-350) визначається критерієм Релея і теоретично складає 0,5-0,6 мкм. Тому підвищення роздільної здатності фоторезиста є одним із аргументів подальшого підвищення ступеня інтеграції ВІС.

Одним із найперспективніших процесів, який дозволяє це реалізувати в промисловій системній технології ВІС, є спосіб локального модифікування експонованих плівок фоторезиста з наступним іонно-плазмовим проявленням. Основа методу - використання відомих в хімії високомолекулярних сполук реакцій модифікування полімерів.

Особливість даного методу полягає в наступному:

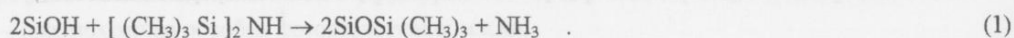
- 1) сильне поглинання ультрафіолетового випромінювання фоторезистом і запис захованого зображення в тонкому приповерхневому шарі відносно товстої плівки фоторезиста;
- 2) фіксування захованого зображення шляхом модифікації експонованих елементів поверхневим шаром фоторезиста неорганічними або елементоорганічними сполуками, які вступають з фоторезистом в хімічну взаємодію, модифікуючи його;
- 3) проявлення захованого модифікованого зображення анізотропним іонно-плазмовим проявленням немодифікованих (неекспонованих) областей фоторезистивних плівок, які зберегли початковий стан.

Це дозволяє:

- уникнути утворення стоячих хвиль і неконтрольованого засвічування резиста випромінюванням, відбитим від поверхні Si-пластини, завдяки застосуванню сильнопоглинаючого ультрафіолету;
- використовувати високороздільні оптичні системи з високою числовою апертурою, бо глибина експонування може бути $< 0,5 \text{ мкм}$;
- підвищити контраст фоторезиста режимом модифікації і іонно-плазмового проявлення;
- створити елементи системної технології плазмового проявлення з індивідуальною обробкою Si-пластин.

Базовим процесом методу є локальна модифікація заекспонованих областей фоторезиста. Суть процесу полягає в заміні одних функціональних груп полімера - плівкоутворювача резиста іншими без зміни його структури і довжини полімерних ланок. Це забезпечує високу стійкість фоторезиста до кисневої плазми. Для цього процесу використовується реакція силірування: введення триметилсилільної групи в полімерну ланку фоторезиста замість активного атома водню. Як силірувальний реагент використовували гексаметилдисилазан (ГМДС).

Цей препарат використовують не тільки як модифікатор експонованої плівки фоторезиста. Він є одночасно сильним стимулятором адгезії (адгезивом), який на порядок покращує адгезію фоторезиста до SiO_2 , Si_3N_4 , полі Si^* , металу. Це досягається тим, що після видалення води з поверхневого шару відповідної плівки силанольні групи на окисненій Si- пластині (з діелектриком чи металом) етерифікуються активними силіновими промоторами і зменшують поверхневий натяг на поверхні плівки. Наприклад для SiO_2 це виглядає так:



Газофазне модифікування серійного фоторезиста ФП - 051 МК для проекційної літографії провадили в реакторах плазмохімічних установок 08 ПХО-125-001 і 08 ПХО-125-004 при $T=100-120^{\circ}\text{C}$ протягом 2-10 хв. При цьому роздільна здатність фоторезиста зростає до 500-620 лін/мм, а максимальний відхід розмірів при проявленні склав $\Delta l < 0,2$ мкм. Іонно-плазмові проявлення провадили в цих же установках у стандартному режимі кисневої плазми при тиску 50 Па і густині потужності $W=100\pm 20$ Вт/см².

ПЛАЗМОХІМІЧНЕ ТРАВЛЕННЯ АЛЮМІНІЄВИХ І ПОЛІКРЕМНІЄВИХ ПРОВІДНИКІВ

Плівки нітриду титану є ефективними антивідбиваючими шарами, які дозволяють значно покращити якість передачі топології металізації з фотошаблону на Si-пластину зі структурами ВІС. Це також важливий елемент системної технології мікроелектроніки ВІС. Це зумовлено низьким коефіцієнтом відбивання TiN в фіолетовій області спектра, внаслідок чого зменшується інтенсивність засвічування фоторезиста відбитими променями при експонуванні.

Плівки TiN, які використовують як антивідбиваюче покриття, повинні мати спектральну залежність коефіцієнта відбивання близьку для золота. Щоб задовільнити цю вимогу, необхідно формувати плівки TiN з мінімальною кількістю кисню і складом, близьким до стехіометричного.

Такі плівки формували термоіонним осадженням на установці УВН ЕИ П-17/34-001. Особливістю установки є те, що високий вакуум в ній забезпечується використанням кріонасоса, що забезпечує тиск $(4-5)\times 10^{-4}$ Па. Напилення титану здійснюється скануванням електронного променя по каплі титану, що знаходиться в мідному водоохолоджуваному тиглі в режимі: прискорююча напруга 5,8 кВ, струм променя 150-190 мА. На розрядний електрод подається позитивний потенціал і встановлюється режим іонного розряду, при якому напруга на розрядному проміжку складає 48-64 В, а струм розряду 4-7 А. Після встановлення режиму напускають азот до тиску $(5,3-8,0)\times 10^{-2}$ Па, а на тримач Si-пластин подається високочастотна напруга з частотою 13,56 МГц, що забезпечує сисале зміщення 140-220 В. Процес напилення забезпечує формування в плазмі азоту плівки TiN товщиною 60-110 нм.

Шар TiN є не тільки антивідбивним покриттям, він також знижує електроміграцію і придушує хіллокоутворення в металізованих шарах Al-Si.

Для оцінки розмірів елементів після фотолітографічного проявлення використовували металізацію AlSiHo і AlSiHo/TiN з виготовленням тестових схем, які імітували рельєф К-МОН ВІС.

Фоторезист наносили центрифугуванням на установці з лінії "Лада 125" на товщину 1-1,1 мкм з використанням фоторезиста ФП - 051 МК. Його осушували інфрачервоними променями при $T=90^{\circ}-100^{\circ}-105^{\circ}\text{C}$, а експонували на установці проекційного друкування ЕМ-584А. Після експонування і проявлення проводили візуальний контроль і вимірювання розміру елементів як на гладкій поверхні, так і на східниках рельєфу. Розміри фотолітографії - ширину лінії після проявлення і травлення перевіряли на мікроскопі MPV-CD2. З проведених експериментів видно, що зменшення ширини лінії розведення і на гладкій поверхні, і на східниках менша для пластин з плівкою TiN на 0,8 - 1,2 мкм.

Плазмохімічне травлення двошарової плівки AlSiHo/TiN проводилось на установці ПХТ 08 ПХО-100/10-006А з використанням хлорної плазми на основі BCl_3 , SF_6 , SiCl_4 в регламентному режимі (табл.4).

Таблиця 4. Технологічний режим ПХТ алюмінію і його сплавів

№ п/п	Назва етапу процесу	Технологічні параметри									
		Стадія	час, хв	тиск, Па	Витрати газів л/год				ВЧ Потужність, кВт	Т, °C	про- качу- ван- ня, с
					SiCl_4	SF_6	He	BCl_3			
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1.	Відпал	1	30-40	13,3-17	—	—	0,1-0,2	—	1,0-1,7	50-70	—
		2	60-90	13,3-17	—	—	—	7-9	1,0-1,7	24-36	—
		3	60-90	13,3-16	13-16	—	0,1-1,2	—	1,0-1,7	—	—
2.	Визначення дефектності	1	1	13,3-16	16	—	0,1-1,2	—	0,1	—	—
3.	Визначення швидкості травлення	1	40	13,3-16	13-16	—	—	0-0,4	1,0-1,7	—	40
		2	1-2	17-25	—	25-36	—	—	—	—	—

Продовження таблиці 4

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
4.	Травлення Al і його сплавів	1	20	13,3-16	13-16	—	0,1-1,2	0-0,4	1,0-1,7	—	—
		2	2-4	17-25	—	25-36	0,1-1,2	—	1,0-1,3	—	40

Тип установки і робочий газ для травлення алюмінієвої металізації слід вибирати, щоб виконувались такі вимоги:

- відхід розмірів внаслідок підтравлення $< 1,0$ мкм;
- допуск на відхід розміру елемента $< 0,3$ мкм;
- анізотропне травлення - профіль з кутом нахилу стінок $60-80^\circ$;
- селективність $Al/резист > 3$; $Al/Si > 4$; Al/SiO_2 , ФСС > 10 ;
- температура при травленні $< 130^\circ C$;
- висока корозійна стійкість, екологічна чистота;
- рівномірність травлення по пластині $< 3\%$.

Для підвищення активації плазми при травленні плівки Al_2O_3 в газову суміш вводився BCl_3 . Травником для Al використовують $SiCl_4$, застосування якого забезпечує: високу стійкість фоторезиста (ерозія $< 10\%$), високу селективність, відсутність переосаджених продуктів реакції, високу анізотропність і рівномірність травлення. Швидкість травлення складає $0,03-0,04$ мкм/хв і забезпечує високу рівність краю менше $0,5$ мкм.

Дослідження показали, що висока анізотропність ПХТ легованого полікремнію досягається за рахунок збільшення швидкості термічної десорбції плазмових компонентів травлення з бічних стінок травлених профілей оптимальним вибором газової суміші. В її склад входять травильний газ SF_6 , галогеновмістимий газ $C_2F_3Cl_3$, який формує на бічній поверхні захисну плівку і газ, здатний реагувати із бічною поверхнею полікремнію, змінюючи її властивості з утворенням оксиду, нітриду чи карбіду кремнію. Регламентний режим ПХТ полікремнію на установці 08 ПХО-12Т/50-008 такий:

- попередня очистка проявлених ділянок в плазмі кисню (витрати 2 л/год) при тиску 27-30 Па протягом 10с з потужністю 250 Вт;
- ПХТ полікремнію при тиску 16-35 Па з витратами SF_6 8-10 л/год, $C_2F_3Cl_3$ - 2-5 л/год, O_2/N_2 або CO_2 - 0,8 - 1,0 л/год протягом 1-3хв, потужності 150 - 200 Вт і температурі підкладинотримача $10 - 15^\circ C$.

Даний процес забезпечує високоякісне анізотропне травлення не тільки полікремнію, але і силіциду (поліциду) в багаторівневих ВІС [3].

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Моро У. Микролитография, Принципы, методы, материалы. Под ред. Р.Х. Тимерова: Пер. с англ. - М.: Мир, 1990.-1240 с.
2. Плазменная технология в производстве СБИС. Пер. с англ. под ред. М. Айнспрука, Д. Брауна :- М.: Мир, 1987.- 364 с.
3. Заявка № 94011694 від 27.01.94 Україна Н 01 L 21/306. Спосіб плазмохімічного травлення / Бірковий Ю.Л., Васильєв Я.О., Новосядлий С.П. (Україна) - Позитивне рішення від 10.08.94.- 5с.

PLASMACHEMICAL PROCESSES IN THE SYSTEM TECHNOLOGY OF LARGE-SCALE INTEGRATED CIRCUITS

S.Novosiadly

Joint-stock company "Rodon"; Special Office of Design and Technology "Orizon",
Vovchynetska str. 225, UKR-284000 Ivano-Frankivsk, Ukraine
e-mail: rc002173@sbedif.ivano-frankivsk.ua

In virtue of investigations new low temperature processes of forming of dielectric layers, profiled etching of contact windows, modification of photoresist surface and etching of metal and polysilicon layers in the system technology of high level have been elaborated.

KEY WORDS: anisotropic etching, profiling of windows, modification of surface, conformity of deposition.

УДК 621.315.592

СТИМУЛИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ НА ИХ ОСНОВЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПОТОКАМИ ПЛАЗМЫ

Н. М. Пелихатый

Харьковский государственный университет, 310077 Харків, пл. Свободы 4
Поступило в редакцию 25 августа 1999г.

Показано, что при бомбардировке слоистых структур, применяемых в интегральных схемах, имеет место массоперенос между пленкой металла и полупроводника. Наблюдались процессы газовой выделения внедренного аргона, деформация и разрывы металлических пленок, радиационно-стимулированная диффузия. Приведены расчетные формулы для распределения частиц, внедренных из металлической пленки в полупроводник, а также формулы, которые могут применяться в элионной технологии.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: профиль распределения, термические пики, радиационно-стимулированная диффузия.

В настоящее время широкое применение в микроэлектронике нашла элионная технология. Это получение атомарно чистых поверхностей методом ионного травления, формирование электрически активных центров, заданного распределения примесей и создание необходимой концентрации радиационных дефектов для уменьшения времени жизни не основных носителей тока в базовых областях транзисторных структур (как полупроводниковых приборов, так и интегральных схем). Процессы взаимодействия ускоренных частиц с твердым телом могут активизировать диффузию, образование новых фаз в матрице бомбардируемого кристалла в его поверхностном слое, газовыделение, перекристаллизацию, а также вызывать нежелательные механические напряжения. Такие процессы являются не достаточно изученными, отсутствует их удовлетворительная интерпретация.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Выбор кремния, сложных полупроводников и слоистых структур типа металл - полупроводник, металл - окисел - полупроводник в качестве объекта исследования обусловлен тем, что в настоящее время кремний - основной материал полупроводникового приборостроения, а слоистые структуры являются основой производства как малых, так и больших интегральных схем, а также полупроводниковых датчиков современной радио-электронной аппаратуры. Исследования выполнялись с применением физических и физико-химических методов.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенное теоретическое рассмотрение прохождения быстрых частиц через слоистые структуры позволило получить выражение для расчета числа атомов, вылетающих из металлической пленки и внедряющихся в подложку на единицу площади соприкасающихся поверхностей [1, 2]:

$$N = \left[\frac{1}{2} \Phi t N_0 \sigma_{\alpha} \left(\frac{E}{E - E_{\alpha}} \right) \left(1 + \ln \frac{E}{2E_{\alpha}} \right) \right]^{\frac{2}{3}}, \quad (1)$$

где: Φ – поток бомбардирующих частиц, t – время бомбардировки, N_0 – число атомов в единице объема вещества, σ_{α} – сечение рассеяния, E – энергия бомбардирующей частицы, E_{α} – пороговая энергия смещения атомов бомбардируемого вещества.

Расчеты были выполнены для систем Al, Ni, Cu, Nb, Ag, Ta, Au, Si-Si. Результаты приведены в таблице.

Таблица

Параметр / Металл	Al	Si	Ni	Cu	Nb	Ag	Ta	Au
μ_A , а.е.м.	27	28	59	64	93	108	181	197
ρ , г.см ⁻³	2,7	2,32	8,9	8,92	8,57	10,5	16,6	19,32
$\sigma_1 \times 10^{-24}$, см ⁻²	3	2	3,5	3,2	5	5	7,5	6,5
$\sigma_2 \times 10^{-24}$, см ⁻²	0,8	0,7	1,5	2,5	6	3	4,5	5
$N_1 \times 10^{11}$, см ⁻² , $E=2$ МэВ	4,5	4,6	3,9	2,5	2,5	2,4	2,1	1,9
$N_2 \times 10^{11}$, см ⁻² , $E=14$ МэВ	6,6	8,4	8	10	9,5	6,6	5,9	6
f – коэффициент, учитывающий анизотропию	0,58	0,6	0,64	0,6	0,6	0,6	0,6	0,6

Для профиля распределения вторичных частиц в подложке получена следующая формула:

$$N(x) = \sum_{i=1}^n \frac{\rho_A z_A^2 (3M_A + M_2) \Phi N_i(E_i)}{4,75 \cdot 10^{-6} M_A^{1/2} M_2^{1/2} E_i \left(z_A^{2/3} + z_2^{2/3} \right)^{1/2}} \exp - \frac{\left(x - R_{pi} \right)^2}{\Delta R_{pi}}, \quad (2)$$

где: ρ , z_A , M_A - плотность, атомный номер, атомная масса вещества пленки, z_2 , M_2 - атомный номер, атомная масса вещества подложки, Φ - поток бомбардирующих частиц, R_{pi} - проецируемый пробег, ΔR_{pi} - стандартное отклонение, x - глубина, $N_i(E_i)$ - число частиц, находится из энергетического спектра первично-смещенных частиц в единице объема при падении одной бомбардирующей частицы на единицу площади.

Распределение частиц, выбитых из пленки и внедренных в подложку, по энергиям имеет характер, отличающийся от Гауссового. Максимум сдвинут в сторону частиц с меньшей энергией. Вследствие наличия максимума в подложке имеет место неоднородное распределение внедренной примеси. Такое распределение из-за различия величин атомных радиусов атомов подложки и пленки, а также образования радиационных дефектов, их взаимодействия между собой и атомами примеси, должно изменять характер микронапряжений в тонком промежуточном слое вещества.

Разработанные программы для ЭВМ позволили рассчитать распределения внедренных атомов (из металлических пленок, расположенных на поверхности кремния). Типичный профиль распределения концентрации атомов металла приводится на рис.1.

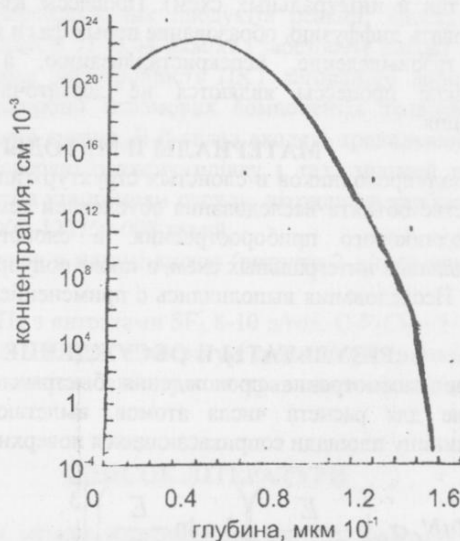


Рис.1. Распределение атомов серебра внедренных в кремниевую подложку при бомбардировке структуры Ag-Si ионами аргона ($E=2$ МэВ, флюэнс $- 10^{14}$ н·см $^{-2}$).

Исследование приповерхностных слоев кремния после бомбардировки и снятия металлической пленки выявило неоднородность в распределении микротвердости по глубине образца по сравнению с не бомбардированными слоистыми структурами. Наблюдается увеличение проводимости приповерхностных слоев с максимумом, практически совпадающим с расчетным профилем распределения внедрившейся примеси [3, 4].

При термических воздействиях слой, образовавшийся вследствие бомбардировки быстрыми частицами, ведет себя иным образом по сравнению со слоем, не подвергавшимся облучению, так как поверхностная металлическая пленка при бомбардировке теряет однородность.

В процессе взаимодействия ионов, нейтронов и вторичных атомов с подложкой, часть атомов подложки попадает в тонкий металлический слой, изменяя его характеристики. Это в свою очередь приводит к изменению электрических параметров микроэлектронных датчиков, выполненных на основе таких структур.

При рассмотрении процесса термического окисления кремния, бомбардированного ионами активной примеси, получена формула, описывающая перераспределенный профиль концентрации атомов этой примеси [3, 4]:

$$C_2(y, t) = C_2'(y, t) + C_2''(y, t), \quad (3)$$

где: $C_2'(y, t)$ – отражает влияние только начальных условий и описывает распределение примеси в том случае, когда граница раздела полупроводник–окисел непроницаема; $C_2''(y, t)$ – определяет влияние только граничных условий и описывает дифференциальное распределение примеси под влиянием сегрегации примеси на границе окисел–кремний.

Формула позволяет вести расчет процесса перераспределения примеси при производстве интегральных датчиков с применением ионной имплантации.

Проведены исследования процессов образования термических пиков в Si при бомбардировке α -частицами, протонами и ионами аргона. Энергия ионов аргона 900 кэВ. Доза $10^{14} - 10^{16}$ см⁻². Температура кремния в процессе бомбардировки составляла 25°C + 5°C.

При внедрении частицы в твердое тело, согласно теоретическим данным Бринкмена, могут возникать термические пики с температурой до 10⁴ К. Области, содержащие до 3000 атомов, расплавляются, сильно перемешиваясь, и постепенно охлаждаются, излучая электромагнитные колебания в широкой области спектра (от видимого света до инфракрасного). Излучение в видимой и инфракрасной областях спектра зарегистрировано нами при бомбардировке кремния α -частицами и ионами аргона. Такое же излучение имеет место, когда тормозится первично выбитый атом, по-видимому, этот эффект возникает при любом высокоэнергетичном воздействии (электронном, ионном, нейтронном).

После возникновения световой поток распространяется в объеме бомбардируемого вещества. Дальнейший процесс распространения зависит от оптических свойств исследуемого кристалла. Если кристалл практически непрозрачен для данных длин волн, то волна многократно отражаясь от границы раздела расплавления область - монокристалл будет постепенно передавать свою энергию атомам кристаллической решетки и вызывать тепловые колебания решетки (длинноволновая инфракрасная область). Если же кристалл прозрачен, то энергия электромагнитных волн излучается в окружающее пространство почти без потерь на нагрев кристалла. Но обычно кристаллические твердые тела имеют ограниченный диапазон оптической прозрачности. Так, некоторые сложные полупроводники прозрачны в желтой или красной области спектра, кремний в ближней и дальней инфракрасной, германий в дальней инфракрасной. Это приводит к тому, что часть выделяющейся энергии в любом случае будет распространяться по кристаллу.

Исследование возникающего излучения в монокристаллах кремния велось с помощью фотопластинок ИФ-760 с использованием кассет и набора светофильтров. Разработано устройство, позволяющее изучать процессы эффекта возникновения и распространения такого излучения в слоистых структурах. Электромагнитное излучение также определяет и радиационно-стимулированные процессы при облучении вещества.

Радиационно-стимулированная диффузия в полупроводниковых приборах и интегральных схемах при облучении - это комплекс до конца еще не познанных явлений. В нем исследователи объединяют (по конечным результатам, без уточнений) ряд сложных процессов, имеющих место при внедрении высокоэнергетичных частиц в изучаемые объекты, которые характеризуются повышенной сложностью (р-п переходы, слоистые структуры типа металл - полупроводник, металл - окисел - полупроводник) [5].

Наблюдается передача части энергии внедряющейся частицы непосредственно атомам бомбардируемого вещества и последующее проникновение этих первично-смещенных атомов (в частном случае из металлической пленки в системе металл - полупроводник) в глубину полупроводника, создание в нем неравномерно распределенной примеси по глубине.

Измерение микротвердости методом продавливания слоев алмазным индентором с увеличивающейся нагрузкой, применение четырехзондового и масс-спектрометрического методов исследования распределения концентрации внедренной примеси позволяют экспериментально обнаружить такое распределение.

Необходимо учитывать также влияние процессов электродиффузии в узких областях р-п-переходов [3, 6], где градиенты электрических полей достигают больших значений и возможно ускорение движения смещенных ионов, образующихся в монокристалле в результате взаимодействия с ионизирующим излучением.

Рассмотрим возможное влияние термических пиков, как высокотемпературных образований, на процессы радиационно-стимулированной диффузии.

Термические пики образуют шаровые или цилиндрические зоны, которые характеризуются хотя и малым, но определенным временем существования (время жизни). Такие расплавленные области затвердевают. Но не мгновенно и не по всему объему зоны одновременно. Раньше должны затвердевать те части зоны, которые образуются в начальной фазе процесса. Поэтому наблюдается процесс, аналогичный очистке полупроводников методом зонной плавки, когда часть примеси из менее нагретой области переходит в более нагретую, или наоборот, в зависимости от величин и знака коэффициента сегрегации. Это приводит к перераспределению атомов активной примеси в кристалле, полупроводниковом приборе и интегральной схеме. Определяющую роль играют природа электрически активной примеси и коэффициент сегрегации, которые характеризуют направление и скорость перемещения примеси. Коэффициент сегрегации коррелирует с отношением концентрации активной примеси в твердой фазе к концентрации примеси в жидкой фазе. Его величина и знак влияют на деформацию первичного профиля распределения примеси, на ширину р-п-перехода, его емкость, глубину залегания, а также на ширину базового слоя в транзисторных структурах.

Нами исследована радиационно-стимулированная диффузия Ni в Si при следующих условиях [7].

Образцы кремния p-типа с удельным сопротивлением 20 Ом·см облучались ионами аргона и водорода с энергией до 1 МэВ в диапазоне доз 10^{15} - 10^{16} см⁻². После облучения на поверхность образцов напылялся слой никеля Ni⁶³ толщиной $\approx 0,2$ мкм. Отжиг проводился при температуре $(900 \pm 2)^\circ\text{C}$ в течение 10^4 с. Не бомбардированные контрольные образцы, с напыленным слоем никеля Ni⁶³ также отжигались при 900°C .

Для определения коэффициента диффузии использовался абсорбционный метод. Полученные результаты показали, что температурная зависимость коэффициента диффузии может быть описана в первом приближении уравнением:

$$D = Ae^{-\frac{50000}{kT}} \quad (4)$$

Измеренные коэффициенты диффузии Ni⁶³ в облученных образцах в 2,3 раза больше чем в необлученных. С ростом дозы облучения (в исследуемом интервале доз), наблюдается увеличение значений коэффициентов диффузии. Так при бомбардировке ионами аргона до дозы $N_1 = 10^{15}$ см⁻² коэффициент диффузии никеля $D_1 = 2,7 \cdot 10^{-6}$ см²с⁻¹, а для дозы $N_2 = 10^{16}$ см⁻² коэффициент диффузии $D_2 = 5,9 \cdot 10^{-7}$ см²с⁻¹.

Бомбардировка ионами водорода приводит к меньшему увеличению коэффициента диффузии никеля в кремнии: доза $N_1 = 10^{15}$ см⁻² увеличивает коэффициент диффузии до $2 \cdot 10^{-7}$ см²с⁻¹, а $N_2 = 10^{16}$ см⁻², $D = 4,6 \cdot 10^{-7}$ см²с⁻¹. Несколько меньшее влияние бомбардировки ионами водорода на коэффициент диффузии по сравнению с облучением ионами аргона можно объяснить разностью атомных весов вышеуказанных ионов и, соответственно, концентрацией дефектов и микронеоднородностей, образующихся на пути пробега.

Изучение микронеоднородностей, возникающих при ионной бомбардировке, позволило исследовать следующие вопросы [8-10]:

- газовыделение на границе между пленкой алюминия и кремнием;
- расплав и кристаллизация металлических пленок в слоистых структурах;
- деформацию и разрывы пленок золота и молибдена, их разрушение.

Рассмотрим эти процессы (рис. 2).

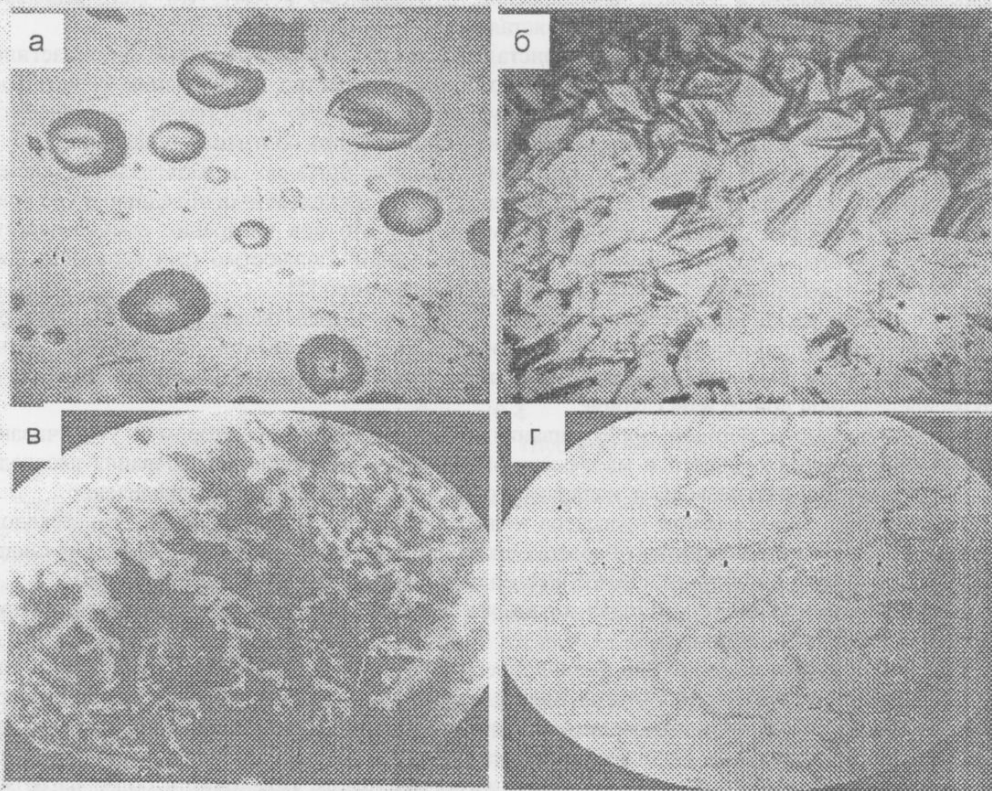


Рис.2. Микронеоднородности металлических пленок напыленных на кремний, возникающие при взаимодействии с высокоэнергетичными частицами: а – образование пузырей и отслаивание пленки алюминия при бомбардировке ионами Ar⁺ с E=900 КэВ; б – деформация пленки золота при флюэнсе нейтронов $4 \cdot 10^{14}$ н*см⁻² с E $\approx$ 2 МэВ; в – дендритные структуры, сформировавшиеся в пленке алюминия, расположенной на поверхности структуры SiO₂ – Si при бомбардировке ионами Ar⁺ с E=900 КэВ; г – хрупкое разрушение молибдена при бомбардировке нейтронами с E=2МэВ. Аналогичные процессы наблюдаются при бомбардировке ионами аргона.

Газовыделение в слоистой структуре алюминий-кремний при бомбардировке ионами аргона с $E=700$ КэВ сопровождалось образованием пузырей размером 2-20 мкм, равномерно распределенных по поверхности алюминиевой пленки. Высота куполов не превышала 8 мкм. Распределение по размерам характеризуется большим числом мелких пузырей. Имелись случаи объединения газовых пузырей в одно сложное формирование.

Среди разнообразных форм вздутий можно наблюдать от одной до трех областей, характеризующихся различными типами деформаций. В хорошо сформированных куполах просматриваются две зоны пластической деформации и одна чисто упругая, кольцевая.

Можно считать, что процесс формирования куполообразных вздутий идет следующим образом:

- отслаивание и упругая деформация;
- отслаивание, упругая плюс пластическая деформация в центре круговой зоны;
- пластическая деформация по контуру, когда сил давления недостаточно для преодоления адгезионных сил (купол сохраняет площадь основания неизменной).

Сравнение давления, которое мог бы создать выделяющийся аргон (40 атм.) с расчетом давления для упругой и упруго-пластической модели вздутия (240 - 3000 атм.) показывает, что при объяснении наблюдаемых явлений необходимо учитывать изменение пластических свойств алюминия (образование простых и сложных дефектов) во время внедрения высокоэнергетичных частиц.

Хрупкое разрушение пленок и деформация (молибдена и золота) обусловлены механическими напряжениями, возникающими в этих пленках при внедрении быстрых частиц. Такие же механические напряжения в кремнии на границе между бомбардируемой и не бомбардируемой областью наблюдались электроннографически и с помощью селективного травителя. Изменение механических свойств вызвано как увеличением концентрации смещенных атомов, так и воздействием термических пиков, геометрические размеры которых сравнимы с толщиной исследуемых пленок. Вдоль трека движущихся частиц образуются ионизированные шнуры. Считается, что происходят микровзрывы с большим локальным повышением давления, что ведет к изменению характеристик материала, к закалке микрообъемов.

На металлических пленках, расположенных в сэндвич-структурах металл-окисел-полупроводник, при воздействии ионов аргона изменяется рельеф поверхностного металлического слоя. Увеличение интегрального потока ведет к расплаву пленки и перекристаллизации, к появлению и росту дендритных структур.

Наблюдалось также образование ямок травления с ориентацией (III) за счет вакуумного травления бомбардируемых образцов в результате разрыва и ослабления межатомных связей.

Если сравнить процесс, имеющий место в металлической пленке, размещенной на поверхности кремния, и пленке, размещенной на слое окисла, то можно наблюдать существенные различия. И они, по-видимому, обусловлены свойствами окисного слоя, который имеет (приблизительно) на два порядка меньшую теплопроводность, чем кремний. Но расчет показывает, что расплав пленки не мог бы произойти, если учитывать только теплопроводность. Вероятно, существенную роль могут играть также оптические свойства окисного слоя, который прозрачен не только для инфракрасного (как кремний), но и для видимого излучения. Видимое излучение возникает в структуре при внедрении частиц и формировании термической вспышки. После этого электромагнитные волны могут многократно отражаться от металлической поверхности и поверхности кремния, постепенно теряя энергию на нагрев металлической пленки.

При взаимодействии быстрых ионов со структурами типа металл - полупроводник наблюдается неравномерное распределение теплопроводности по кристаллу. Области повышенной теплопроводности характеризуются диаметром до 10 мкм. И если окружающая эту область пленка металла расплавилась, то в середине круга пленка не расплавлена.

Предварительное травление образцов кремния в травителе, выявляющем дефекты кристаллической структуры, позволило определить наличие в центре таких структур дислокационных ямок травления.

Исходя из этого, можно сделать предположение, что энергия внедряющихся в монокристалл частиц выделяется и распространяется неравномерно, и этот процесс зависит от структурных несовершенств кристалла.

В заключение следует отметить, что исследуемые процессы нередко играют определяющую роль при работе многих устройств, использующих полупроводниковые приборы и интегральные схемы, предназначенные для длительной эксплуатации в условиях внешнего воздействия.

Так, изменение механических свойств под воздействием высокоэнергетичных частиц приводит к нарушению однородности пленок в слоистых структурах, что должно, в свою очередь, вызывать изменения в распределении потенциала, если структура находится в энергетическом режиме. Газовыделение, деформация и разрывы пленок приводят к катастрофическим отказам устройств, в которых применяются слоистые структуры. Образование химических соединений в процессе бомбардировки может (с одной стороны) практически не влиять на физико-электрические характеристики, если образующаяся химическая система нейтральна и по своему строению подобна структуре бомбардируемого вещества. В то же время известно, что механические свойства образующихся соединений могут резко ухудшать прочностные и электрические параметры структур.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Гнап А.К., Залобовский И.И., Лисогор С.К., Пелихатый Н.М., Котлинский В.И. Каскад смещений в слоистых структурах. Проблемы ядерной физики и космических лучей, вып. 11, с.60, ХГУ, 1979.
2. Гнап А.К., Залобовский И.И., Пелихатый Н.М., Пимкин В.А. О механизмах перераспределения примеси в полупроводниках при внедрении ионов. Источники и ускорители плазмы. Харьков, вып. 6, 1982, с. 80.
3. Гарбер Р.И., Гнап А.К., Пелихатый Н.М. Влияние радиационно-стимулированной диффузии на форму и глубину расположения р-п перехода. В сб.: Радиационные повреждения в твердых телах., Киев, АН УССР, 1974, с. 26-27.
4. Гнап А.К., Прохоров В.А., Журба Б.И., Пелихатый Н.М. Перераспределение имплантированной примеси в Si, В сб. физико-технологические вопросы кибернетики. Киев, 1978 г., с. 69-78.
5. Лисогор С.К., Пелихатый Н.М., Гнап А.К. Способ изготовления прецизионных диафрагм. Авт. свидетельство, № 797432.
6. Гнап А.К., Залобовский И.И., Пелихатый Н.М., Котлинский. Стимулированные процессы в ионно-легированном кремнии. В сб.: Взаимодействие атомных частиц с твердым телом. Минск, 1981, с.31.
7. Гнап А.К., Залобовский И.И., Лисогор С.К., Пелихатый Н.М. Диффузия никеля в Si, облученном ионами аргона и протонами. Источники и ускорители плазмы. Харьков, вып. 6, 1982, с. 75.
8. Гнап А.К., Залобовский И.И., Пелихатый Н.М. Газовыделение в слоистой структуре металл-полупроводник при ионной бомбардировке. В сб.: Проблемы ядерной физики и косм. лучей. Вып.11, 1979, с.65.
9. Гнап А.К., Пимкин В.А., Пелихатый Н.М. Влияние окисного слоя на теплопередачу при взаимодействии с потоком высокоэнергетичной плазмы. В сб.: Источники и ускорители плазмы. Харьков, 1981, т.5, с.146.
10. Гнап А.К., Пелихатый Н.М., Ландарь С.В. Применение электронной микроскопии для исследования радиационных дефектов в простых и сложных полупроводниках. Материалы XIII Всесоюзной конференции по электронной микроскопии. 1987 г., т. 1, с. 201-202

STIMULATED PROCESSES IN SEMICONDUCTORS AND LAYERED STRUCTURES ON THEIR BASIS WITH INTERACTION WITH PLASMA FLUXES

N.M. Pelykhaty

**Department of physics and Technology Kharkov State University, 4, Svobody Sq., Kharkov 310077*

It has been shown that with the bombardment of layered structures applied in integral schemes a mass transfer occurs between the metal film and a semiconductor. The processes of gas release of introduced argon and discontinuities of metal films, radiation stimulated diffusion have been observed. Calculation of formulas for the secondary atom distribution introduced into the semiconductor and formulas which can be used in elion technology have been presented.

KEY WORDS: distribution profile, thermal peak, radiation stimulated diffusion.

УДК 621.793.184.06

МОНИТОР ПУЧКА УСТАНОВКИ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

М.Ю. Силкин, С.Н. Стервеедов, Н.Г. Стервеедов

Харьковский государственный университет, 310077, Харьков, пл. Свободы, 4

E-MAIL : sterv@phf.univer.kharkov.ua

Поступила в редакцию 25 августа 1999 г.

Описано разработанное программно-техническое обеспечение информационно-измерительной системы и монитора установки ионной имплантации в неполупроводниковые материалы. Система построена на базе многоканального аналого-цифрового процессора предварительной обработки информации с датчиков установки и IBM-компьютера обработки и представления результатов. Система осуществляет измерение вакуумных условий, напряжений и токов блоков питания ионного источника, параметров пучка ионов, контролирует работу контуров охлаждения, исполнительных устройств и блокировок.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ионная имплантация, система контроля, микропроцессор, цилиндр Фарадея, доза имплантации, аналого-цифровой преобразователь.

Установки ионной имплантации являются сложным технологическим оборудованием, требующим в процессе функционирования регулировки и постоянного контроля множества взаимосвязанных параметров [1, 2]. Поэтому разработке многоуровневых информационно-измерительных систем, управляющих устройств и, особенно, мониторов пучка ионов, а также сложного программного обеспечения, реализующего функциональные возможности этих систем, уделяется повышенное внимание.

УСТАНОВКА ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

Установка ионной имплантации – имплантер «ИОН-50», для которой разработан информационно-измерительный комплекс и монитор, схематично представлена на рис. 1.

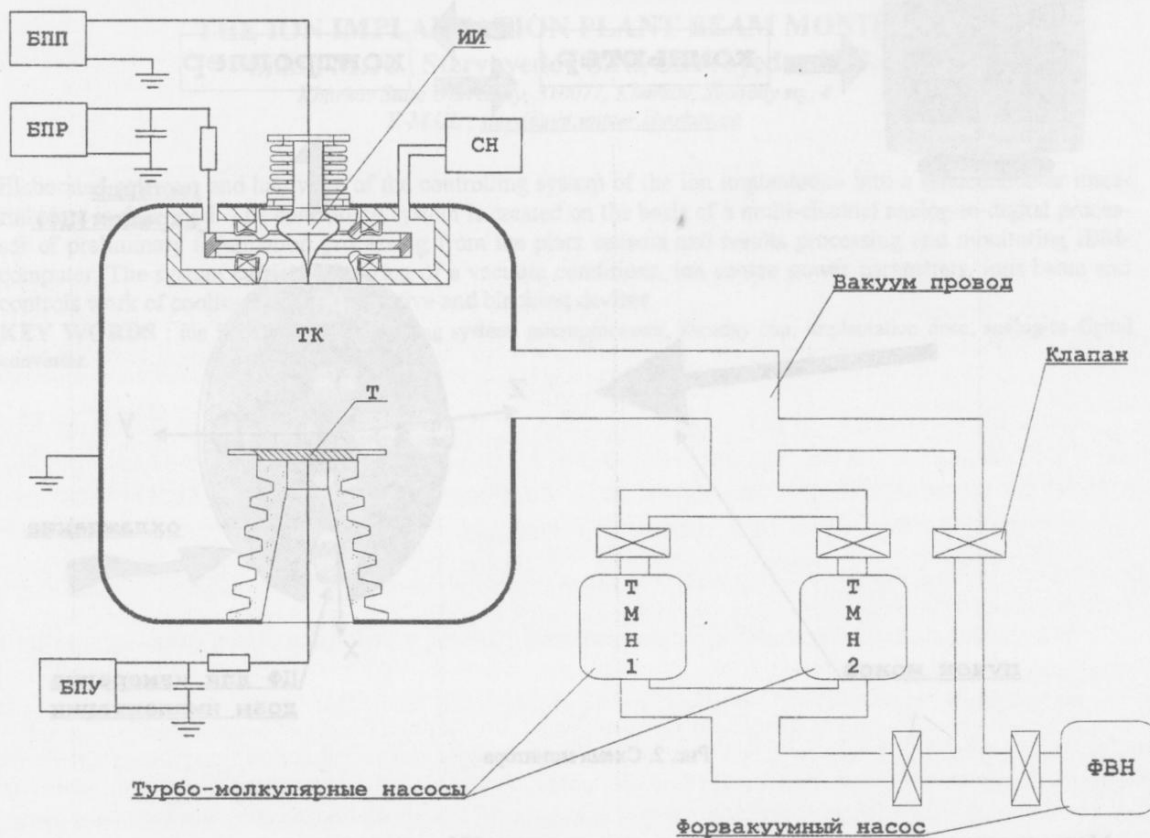


Рис. 1. Схема имплантера

В неё входят следующие основные узлы:

- технологическая камера ТК с источником ионов ИИ и мишенным устройством Т;
- управляемые блоки питания источника ионов БПП, БПР и ускоряющего напряжения БПУ;
- система вакуумной откачки и контроля вакуума СВОК;
- система напуска рабочего газа СН;
- система мониторинга и измерения дозы имплантации СМИД;
- система охлаждения и температурной стабилизации режимов облучения СОТС.

Для проведения экспериментальных и технологических работ необходимо измерять и контролировать вакуумные условия, температурные режимы облучения, напряжения и токи блоков питания, общий ток и плотность тока ионов на мишени, набор дозы и равномерность облучения. Кроме аналоговых параметров необходимо следить за цифровыми сигналами блокировок и пороговых установок.

Измерение производится аналоговым процессором (АП), подобным описанному в [3] и отличающимся только числом входных каналов, а также программным обеспечением. АП представляет собой микроконтроллерный многоканальный аналого-цифровой преобразователь с собственным дисплеем и последовательным каналом обмена информацией. Ядром схемы является микропроцессор PIC16F84 и последовательный аналого-цифровой преобразователь AD7810. Программа записанная во встроенной флэш-памяти обеспечивает 16-ти канальный ввод аналоговых сигналов в диапазоне напряжений 0..2,5 В, 10-ти разрядное преобразование этих сигналов в цифровой код, предварительный анализ и передачу данных в стандарте RS-232C в компьютер информационно-измерительной системы (ИИС).

В ИИС используются серийное адаптированное к условиям установки оборудование и специально разработанные датчики, имеющие стандартизированный выход по напряжению информационных сигналов.

МОНИТОР ШИРОКОАПЕРТУРНОГО ПУЧКА ИОНОВ

Для контроля равномерности облучения и измерения дозы имплантации разработан монитор на основе подвижных и стационарно расположенных цилиндров Фарадея (ЦФ).

Структурно- функциональная схема монитора тока пучка ионов приведена на рис. 2.

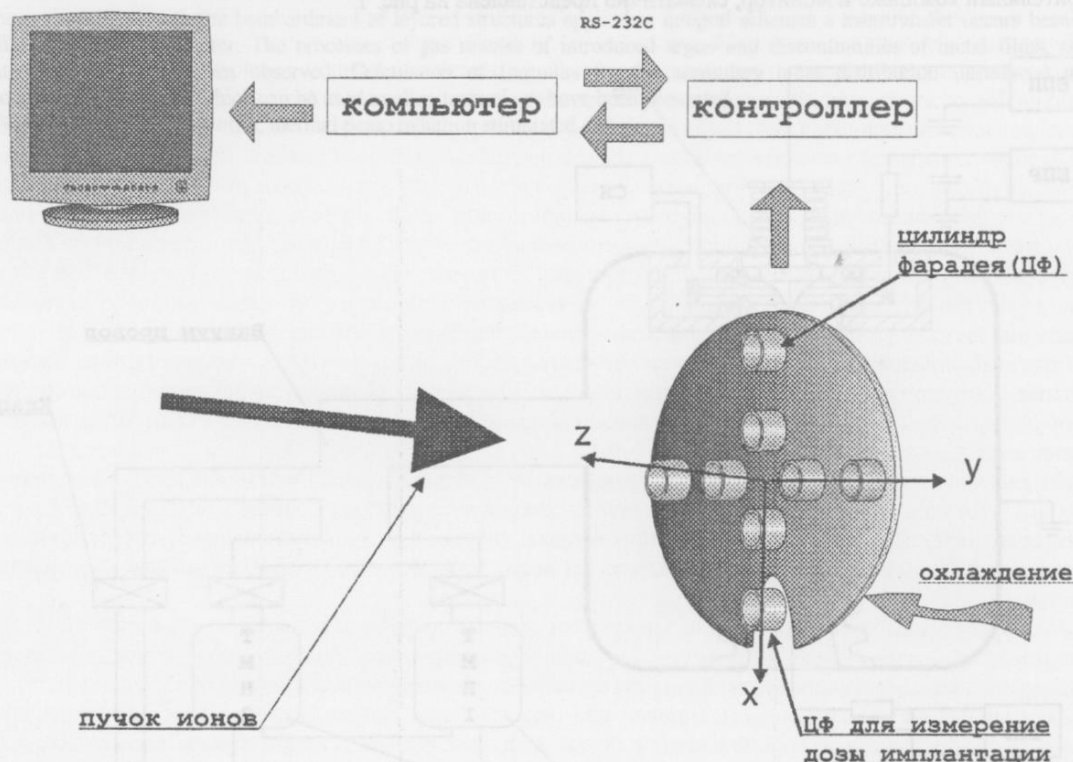


Рис. 2. Схема монитора

Монитор включает набор перемещаемых и неподвижных ЦФ, которые сканируются электронной схемой. При настройке режима облучения подвижная часть монитора полностью перекрывает пучок и по сигналам,

пропорциональным плотности тока, производится измерение распределения пучка по площади облучаемой мишени. Настройка на оптимальные режимы облегчается благодаря одновременным измерением напряжений и токов блоков питания источника ионов. В рабочем режиме подвижные ЦФ выводятся из зоны облучения, а сигналы стационарных датчиков интегрируются для измерения дозы имплантации. При этом программа контроллера предварительно корректирует погрешность в измерении дозы имплантации, вносимой нейтральной компонентой пучка, которая появляется в результате перезарядки. Окончательно результаты измерений и корреляции между интегрируемым током и набранной дозой обрабатываются в компьютере ИИС. Передача информации от уровня измерительного контроллера к управляющей ЭВМ осуществляется по последовательному каналу связи в стандарте RS-232C.

Программное обеспечение компьютера ИИС кроме реализации алгоритмов управления и поддержки диалога оператора с системой, осуществляет протоколирование работы комплекса в целом и содержит банк рецептов облучения.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

Для установки ионной имплантации разработан и испытан монитор пучка, состоящий из набора подвижных и стационарных цилиндров Фарадея и измерительной электроники. Созданное программное обеспечение процессора PIC16F84 и компьютера ИИС обеспечивают измерения в интервале плотностей тока $1..100 \text{ мкА/см}^2$ и дозы имплантации до $1 \times 10^{20} \text{ ион/см}^2$ с погрешностью $\leq 0.5\%$. Сбор и обработка данных не только с монитора но и с других датчиков имплантера облегчают настройку установки на заданный режим работы. Простой заменой датчиков информации и программного обеспечения возможна адаптация разработанной электроники к другим установкам и экспериментальным измерениям.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Оборудование ионной имплантации/В.В. Симонов, Л.А. Корнилов, А.В. Шашелев, Е.В. Шокин. - М.: Радио и связь, 1988 - 184 с.
2. Быковский Ю.А., Неволин В.Н., Фоминский В.Ю. Ионная и лазерная имплантация металлических материалов. - М.: Энергоатомиздат, 1991 - 240с.
3. Стервоядов С.Н. Система измерения дозы имплантации. Вестник ХГУ. Серия физическая "Ядра, частицы, поля", № 443, вып. 2/6/, 1999 с 97 - 99.

THE ION IMPLANTATION PLANT BEAM MONITOR

Silkin M.Ju., Stervoyedov S.N., Stervoyedov N.G.

Kharkov State University, 310077, Kharkov, Svobody sq., 4

E-MAIL : sterv@phf.univer.kharkov.ua

Elaborated software and hardware of the controlling system of the ion implantation into a semiconductor material plant is described. The controlling system is created on the basis of a multi-channel analog-to-digital processor of preliminary information processing from the plant sensors and results processing and monitoring IBM-computer. The system carries measuring of a vacuum conditions, ion source power parameters, ions beam and controls work of cooling circuits, executive and blocking devices.

KEY WORDS : ion implantation, controlling system, microprocessor, Faraday cup, implantation dose, analog-to-digital converter.



ЕВГЕНИЙ ПЕТРОВИЧ НЕЧИПОРЕНКО

(к семидесятилетию со дня рождения)

14 августа 1964 года мировые информационные системы сообщили о произведенном в СССР запуске в космос первого в мире атомного реактора - преобразователя на быстрых нейтронах, который именовался в секретных документах под названием установки "Р", что означало "Ромашка". Речь шла о первой в мире атомной космической электростанции.

В работах по созданию данного устройства участвовали научно-исследовательские и конструкторские организации России, Украины и Грузии. Наиболее ответственную часть работ по изготовлению и изучению работы "Ромашки" выполняли специалисты Украинского физико-технического института (УФТИ, сейчас ННЦ ХФТИ). Непосредственные работы по созданию "Ромашки" выполнялись в отделе вакуумной металлургии ("ВМ") лабораторией "ВМ-3", руководителем которой был Евгений Петрович Нечипоренко.

Евгений Петрович Нечипоренко родился 31 июля 1929 года в селе Великий Кобылячек Полтавской области. После окончания в 1951 году Полтавского пединститута и аспирантуры (руководитель - академик К.Д. Синельников) работал в ХФТИ под непосредственным руководством академика В.Е.Иванова, защитил кандидатскую (1955) и докторскую (1965) диссертации. Создание "Ромашки" - ярчайшая страница в научной биографии Е.П.Нечипоренко.

Это была тяжелая, опасная и ответственная работа, которая должна быть выполнена в весьма сжатые сроки.

Поскольку американцы создавали аналогичный реактор для космических целей "SNAP-10A", то развернулась ожесточенная борьба за первенство в мире. Обе стороны вели работы в режиме строжайшей секретности. Американцы планировали запустить реактор в 1965 г. и очень надеялись, что он будет первым в мире реактором с непосредственным преобразованием ядерной энергии в электрическую, предназначенным для использования в космосе. Легко понять их разочарование, когда они узнали, что в Советском Союзе уже

работает реактор с полупроводниковыми преобразователями ядерной энергии в электрическую! “Русские опять (уже в который раз!) обогнали нас в космической гонке” - жаловались в те дни американские газеты.

В “Ромашке” наиболее полно воплощены идеалы реактора прямого преобразования: там нет ничего движущегося! В отличие от американского реактора там нет теплоносителя и насосов. Американцы вынуждены были отказаться от этого варианта из-за непрочных позиций в области высокотемпературного материаловедения. Стабильная и надежная работа “Ромашки” на протяжении 2 лет доказала реальную возможность эксплуатации таких устройств, позволило получить бесценные экспериментальные результаты. В дальнейшем этот реактор стал основой для разработки и применения космических электростанций в передовых странах мира.

С 1974 г. Е.П.Нечипоренко - профессор кафедры материалов реакторостроения физико-технического факультета Харьковского государственного университета. В течение 20 лет (1976-1996 г.) он возглавлял эту кафедру.

С его приходом на кафедре начали развиваться новые направления исследований - разработка материалов для преобразователей энергии, высокотемпературное материаловедение, создание защитных покрытий.

Особое внимание Евгений Петрович всегда уделял разработке и использованию новых технологий в материаловедении. В большинстве своем технологическим вопросам посвящены созданные им в соавторстве с коллегами и учениками 4 монографий, более сотни статей, свыше 50 изобретений. Кроме прикладных результатов весьма ценны полученные им данные по некоторым фундаментальным вопросам физики твердого тела: диффузии, окислению, термодинамике. Именно Е.П.Нечипоренко с учениками впервые предсказал перспективность и практически доказал возможность использования низших и промежуточных силицидов для защиты тугоплавких металлов от высокотемпературного окисления.

Евгений Петрович всегда был сторонником комплексного подхода в исследованиях, стремился начинать работу с выяснения фундаментальных аспектов, а заканчивать внедрением в промышленность реальных устройств и технологических процессов. Яркая иллюстрация этого - работы по созданию высокотемпературной техники, которые включали: выяснение фундаментальных вопросов кинетики и фазообразования, разработку и получение новых материалов для защитных покрытий, разработку новых технологий формирования и модифицирования таких покрытий, создание образцов новых изделий с покрытиями, создание новых установок для реальных промышленных технологических процессов, разработку новых технологических процессов.

Важнейшей задачей для Евгения Петровича всегда была подготовка грамотных кадров. За годы его руководства кафедра материалов реакторостроения подготовила свыше 350 специалистов-материаловедов, пятеро его учеников защитили кандидатские диссертации.

Работая на кафедре, Евгений Петрович всегда внимательно и бережно относился к сотрудникам, оказывал коллегам необходимую помощь и поддержку. Его отличают внимание, взвешенное, уважительное отношение к людям в различных, в том числе и сложных, жизненных ситуациях.

И сегодня Е.П.Нечипоренко продолжает активную научно-педагогическую работу как профессор кафедры, руководитель научно-исследовательских работ, член двух специализированных советов по защите диссертаций, руководитель аспирантов. Мы, его ученики и коллеги, желаем юбиляру здоровья и новых творческих успехов.

И.И.Залюбовский, И.М.Неклюдов, В.И.Лапшин, Н.А.Азаренков, С.В.Литовченко

ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
ЛАБОРАТОРИЯ ПРИКЛАДНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ
И КОМПЬЮТЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

ПРЕДЛАГАЕТ

Экспресс-проектирование и изготовление электронных приборов, информационно-измерительных систем, управляющих устройств, средств сопряжения научного, учебного, технологического оборудования с компьютерами любых платформ и программного обеспечения к ним.

НОВИНКА!

Компьютеризированные учебные приборы и лабораторные работы для средних школ и высших учебных заведений.

Сервисное сопровождение всех разработок.

Контактный телефон: (0572) 35-28-34

E-mail: nickst@ftf.univer.kipt.kharkov.ua

Збірник наукових робіт

«Вісник Харківського університету», № 453

серія фізична «Ядра, частинки, поля», 1999, вип.3 /7/

Підписано до друку 5.10.1999

Формат 60 × 84 1/8

Умов. друк. арк. 9,24

Облік.-вид. арк. 8,59

Тираж 300.

1-60

310077, Харків, пл. Свободи, 4, Харківський державний університет
Видавничий центр ХДУ. Різо ХДУ

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРІВ

До редакції подається рукопис обсягом не менше 3 сторінок українською, російською або англійською мовами в двох примірниках з направленням установи і експертним висновком. Рукописи, які подаються до редакції, мають точно відповідати таким вимогам.

Текст друкується на білих аркушах формату А4 через один інтервал з високою якістю друку, придатною для фотокопіювання (рекомендується лазерний принтер). Застосовується редактор MS Word, шрифт Times New Roman (Сур), розмір шрифту 10 pt., вирівнювання тексту по ширині. Поля справа і зліва по 2 см, зверху 3 см, знизу 2 см. Сторінки нумеруються послідовно на зворотному боці аркуша олівцем. Математичні та хімічні символи, рівняння і формули вводяться до тексту статті за допомогою комп'ютерної техніки. Рисунки в повністю придатному до репродукції вигляді вставляються до тексту в межах площі сторінки, вказаної вище. Рисунки виготовляються з використанням комп'ютерної техніки або виконуються тушшю на білому папері з друківаними цифрами і літерами на осях. Усі написи на рисунках та осях друкуються шрифтом не меншим за 8 pt. Підписи під рисунками друкуються шрифтом 9 pt. Формули, таблиці й рисунки нумеруються послідовно арабськими цифрами, наприклад: (1); Табл. 1; Рис. 1.

Послідовність розміщення матеріалу.

На першій сторінці зверху пропускаються два рядки; на третьому рядку в лівому верхньому куті друкується УДК (курсив, 9 pt.). Потім після пропуску одного рядка розміщується назва статті (прямий напівжирний шрифт, 12 pt., всі літери прописні, вирівнювання по центру). Після пропуску одного рядка друкуються ініціали та прізвища авторів (прямий напівжирний шрифт, 12 pt., вирівнювання по центру). У наступному рядку друкуються повні назви й адреси організацій авторів (шрифт курсив, 9 pt., вирівнювання по центру). Адреса електронної пошти друкується за бажанням авторів. Якщо організацій декілька, то для визначення авторів та організацій слід застосовувати виноску зірочкою або цифрами. У наступному рядку друкується дата надходження статті до редакції: число – цифрами, місяць – прописом, рік – цифрами (шрифт прямий, 9 pt., вирівнювання по центру).

Після пропуску одного рядка друкується реферат статті, 5-10 рядків, з коротким викладенням методичних підходів, запропонованих в роботі, та основних результатів. Слово “реферат” не друкується. Для тексту реферату застосовується прямий шрифт розміром 9 pt. У наступному рядку друкується 5-8 ключових слів (шрифт 9 pt.). Заголовок “**КЛЮЧОВІ СЛОВА:**” друкується прописом на тому ж рядку, що й ключові слова і виділяється напівжирним шрифтом. Текст реферату і ключові слова мають ширину на 1 см меншу, ніж основний текст (по 0,5 см з кожного боку).

Далі після пропуску одного рядка друкується основний текст статті. Абзаци починаються з червоного рядка (0,75 см). Рекомендується розбиття статті на такі розділи: вступ (назва цього розділу не друкується), **МАТЕРІАЛИ І МЕТОДИ** (обов'язково для експериментальних робіт), **РЕЗУЛЬТАТИ Й ОБГОВОРЕННЯ**, **ВИСНОВКИ**. Для теоретичних робіт передбачається більш вільне розташування матеріалу, наприклад, замість розділу **МАТЕРІАЛИ І МЕТОДИ** рекомендуються розділи **ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ, МОДЕЛЬ** та ін. Розділи не нумеруються, в назвах розділів усі літери прописні й виділяються напівжирним шрифтом, вирівнювання по центру. При необхідності розділи поділяються на підрозділи. Назви підрозділів друкуються з великої літери і виділяються напівжирним шрифтом, вирівнювання по центру. Після кожного розділу або підрозділу йде один пустий рядок.

У кінці тексту статті після пропуску одного рядка, якщо потрібно, наводиться назва фонду, який фінансував роботу, і номер гранту.

Використані в роботі літературні джерела нумеруються в порядку цитування в тексті, номер посилання друкується в квадратних дужках. Не допускаються посилання на неопубліковані роботи. Список літератури (шрифт 9 pt.) розміщується одразу за основним текстом статті й виділяється як розділ **СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ**.

Після списку літератури до статті додається реферат англійською мовою. Після пропуску одного рядка дається назва статті прописом, шрифт прямий 10 pt., напівжирний, вирівнювання по центру. У наступному рядку — ініціали та прізвища авторів, шрифт прямий 10 pt., напівжирний, вирівнювання по центру. У наступному рядку друкується повна назва організації та її адреса (курсив 9 pt., вирівнювання по центру). Після пропуску одного рядка вміщується текст реферату (шрифт прямий 9 pt., вирівнювання по ширині, без червоного рядка). У наступному рядку після слів “**KEY WORDS:**” (прописом, шрифт прямий напівжирний, 9 pt.) вміщуються ключові слова (шрифт прямий 9 pt., вирівнювання по ширині).

Один примірник рукопису має бути підписаний на зворотному боці аркуша усіма авторами.

Рукописи, оформлені не у відповідності до наведених правил, не розглядатимуться.