

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
JOINT INSTITUTE  
FOR NUCLEAR  
RESEARCH

N 5 [25] -87

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

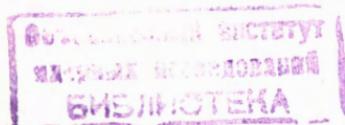
JINR  
RAPID COMMUNICATIONS

Объединенный институт ядерных исследований  
JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

№ 5 [25]-87

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ  
JINR RAPID COMMUNICATIONS

СБОРНИК  
COLLECTION



Дубна 1987

## О Г Л А В Л Е Н И Е C O N T E N T S

<p>Г.С.Аверичев, В.К.Бондарев, П.И.Зарубин, А.Г.Литвиненко, А.А.Мозелев, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцев, В.Г.Перевозчиков, М.Пенця, С.В.Рихвицкий, В.С.Ставинский, А.Н.Хренов Наблюдение кумулятивных антипротонов G.S.Averichev, V.K.Bondarev, P.I.Zarubin, A.G.Litvinenko, A.A.Mozelev, N.S.Moroz, Yu.A.Panebrattsev, V.G.Perevozchikov, M.Pentia, S.V.Rikhvitski, V.S.Stavinsky, A.N.Khrenov Cumulative Antiproton Observation</p>	4
<p>M.Nagy, V.S.Suyarov, M.K.Volkov Gluonium and Scalar Mesons М.Надь, В.С.Суяров, М.К.Волков Глюоний и скалярные мезоны</p>	11
<p>С.А.Карамян, А.В.Рыхлюк, В.Н.Бугров Аномальная зависимость повреждающей способности от Z иона при взаимодействии с монокристаллом Ge S.A.Karamian, A.V.Rykhlyuk, V.N.Bugrov Anomalous Dependence of the Damage Power on Z Ions at the Interaction with Ge Single Crystal</p>	18
<p>В.Г.Маханьков, Х.Т.Холмуродов Численное моделирование устойчивости векторных U(2)-солитонов V.G.Makhankov, Kh.T.Kholmurodov Numerical Study of Stability of Vector U(2)-Solitons</p>	25
<p>В.М.Микляев, И.А.Сергеев, Ю.П.Филиппов Турбулизация сверхтекучего гелия в кольцевых каналах при нестационарных тепловых потоках V.M.Miklyaev, I.A.Sergeyev, Yu.P.Filippov Superfluid Turbulence in Helium in Annuli Channels at Transient Heat Fluxes.</p>	31
<p>Нгуен Ван Хьеу, Ха Вин Тан, Нгуен Тоан Тханг, Нгуен Ан Вьет Электронное спаривание в изотропных сверхпроводниках с эффективным электронно-электронным взаимодействием, зависящим от спина Nguyen van Hieu, Ha vinh Tan, Nguyen toan Thang, Nguyen ai Viet Electron Pairing in Isotropic Superconductors with Spin-Dependent Effective Electron-Electron Interaction</p>	39

## НАБЛЮДЕНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ АНТИПРОТОНОВ

Г.С.Аверичев, В.К.Бондарев<sup>1</sup>, П.И.Зарубин, А.Г.Литвиненко,  
А.А.Мозелев, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцев,  
В.Г.Перевозчиков, М.Пенця<sup>2</sup>, С.В.Рихвицкий,  
В.С.Ставинский, А.Н.Хренов

Приведены результаты измерений инвариантных инклюзивных сечений рождения антипротонов на ядрах Pb и Al в области, кинематически запрещенной для нуклон-нуклонных столкновений. Результаты получены на магнитном спектрометре ДИСК, работающем на выведенном пучке синхрофазотрона ОИЯИ. Получены величины инвариантного дифференциального сечения рождения кумулятивных антипротонов для кумулятивного числа  $X = 1,47$  для ядер алюминия и свинца. При  $X = 1,85$  сделана верхняя оценка сечения. Показатель степени A-зависимости сечения рождения кумулятивных антипротонов  $\alpha = 1,00 \pm 0,12$ .

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

### Cumulative Antiproton Observation

G.S.Averichev et al.

Results on the antiproton production on Pb and Al nuclei in the region kinematically forbidden for nucleon-nucleon collisions are presented. The investigation was carried out on the DISK magnetic spectrometer operating on the extracted beam of JINR synchrotron. Estimations of invariant differential cross-sections of cumulative antiproton production have been obtained for cumulative number  $X = 1.47$  on aluminium and lead targets. Upper cross-section has been estimated at  $X = 1.85$ . The power of A-dependence has been estimated, too:  $\alpha = 1.00 \pm 0.12$ .

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

В последние годы в результате проведенных исследований был установлен предел применимости классической нуклонной модели ядра и открыта кварк-партоновая структурная функция

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт физики Ленинградского государственного университета

<sup>2</sup> Центральный институт физики, Бухарест

ядра<sup>11,21</sup>, изучение свойств которой и составляет программу дальнейших исследований в релятивистской ядерной физике. Если к настоящему времени накоплен достаточно большой экспериментальный материал о распределении в ядрах валентных кварков (связь экспериментально измеряемых сечений с распределением кварков в ядрах установлена в работе<sup>131</sup>), то значительно меньше экспериментальных данных (по сути дела только экспериментальные данные по кумулятивному рождению  $K^-$ -мезонов<sup>111</sup>), в которых исследовалось рождение "морских" кумулятивных частиц. Обнаружено, что отношение  $K^+/K^-$  не подтверждает общепринятого мнения о том, что "морские" кварки имеют более "мягкое" распределение. Более того, полученные экспериментальные данные для каонов указывают на то, что распределение морских кварков в кумулятивной области пропорционально распределению по импульсу валентных кварков. По-видимому, "морские" кумулятивные частицы — уникальный источник сведений о кварковой структуре ядра. В этом контексте и следует рассматривать цель наших экспериментальных исследований кумулятивного рождения антипротонов в адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях.

Результаты первых экспериментов, выполненных с целью поиска кумулятивных антипротонов, приведены в работе<sup>111</sup>. Сложность экспериментальной задачи в том, что сечение рождения  $\bar{p}$  составляет величину порядка  $10^{-7}$  от сечения рождения протона с тем же импульсом и углом регистрации. Поток антипротонов сравним с фоном положительно заряженных частиц, проходящих через магнитно-оптический канал установки и имитирующих антипротоны по времени пролета и ионизационным потерям. Для того чтобы существенно понизить уровень фона, в состав установки был дополнительно включен счетчик полного поглощения на свинцовом стекле для регистрации продуктов аннигиляции антипротона в радиаторе этого детектора. Результаты проведенного эксперимента и рассматриваются в настоящей работе.

Эксперимент выполнен на электронной установке ДИСК<sup>4,51</sup>, представляющей собой магнитный спектрометр с фокусировкой (акцептанс спектрометра был увеличен в  $\sim 3$  раза по сравнению с<sup>111</sup>). Идентификация полезных событий основана на измерении времени пролета, потерь на ионизацию и амплитуды черенковской вспышки.

В качестве первичных пучков использовались протоны и дейтроны с импульсом 8,9 ГэВ/с, мишени Pb и Al. Угол наблюдения антипротонов  $61$  и  $90^\circ$ , импульс 500 МэВ/с.

Соответствующие этой кинематике значения масштабной переменной<sup>161</sup> при регистрации различных частиц приведены в табл.1.

Помимо описанного в<sup>111</sup>, для выделения антипротонов был добавлен черенковский счетчик полного поглощения с радиатором

Таблица 1

Первичный пучок	Угол наблюдения, град.	$\pi$	$K^+$	$K^-$	$p$	$\bar{p}$
протоны	61	0,36	0,63	0,73	0,07	1,47
	90	0,66	0,95	1,06	0,39	1,85
дейтроны	61	0,44	0,86	1,15	0,39	3,13

из свинцового стекла, в котором антипротоны аннигилировали в  $\pi^0$ -мезоны, и излучение электронно-позитронной лавины регистрировалось ФЭУ 58 АVP.

Кроме амплитуды черенковского излучения от продуктов аннигиляции, измерялось время прихода сигнала ( $\sim 1$  нс), что позволило исключить фон случайных совпадений.

Для отбора антипротонов на накопленном материале применялись следующие критерии:

1) время пролета на двух базах и его согласованность в пределах временного разрешения;

2) амплитуды с двух сцинтилляционных счетчиков;

3) интенсивность черенковского излучения в двух плексиглазовых счетчиках; один из них включался в антисовпадения для снижения времени блокирования аппаратуры считывания информации;

4) амплитуда сигнала счетчика на свинцовом стекле; режекция протонов составляла величину не менее  $10^{-5}$ . Протоны оказывались под порогом срабатывания схемы временной привязки.

5) длительность временного интервала между срабатыванием этого счетчика и счетчиков, включенных в триггер. Здесь учитывалась корреляция между амплитудой сигнала и моментом срабатывания соответствующего формирователя.

Всего по этим критериям на основной статистике было отобрано 66 событий. Из них 36 — для мишени из свинца (толщина 9,6 г/см<sup>2</sup>) и алюминия (толщина 8 г/см<sup>2</sup>) при угле регистрации 61°.

Спектр амплитуд со счетчика полного поглощения соответствующих  $p$  показан на рис.1 сплошной линией.

Пунктирными линиями обозначены распределения для  $\pi$ - и  $K$ -мезонов.

На рис.2 приведены спектры времени пролета при использовании критериев 1 ÷ 5. Сплошная линия соответствует статистике со свинцовой мишенью, пунктирная — алюминиевой. Точками

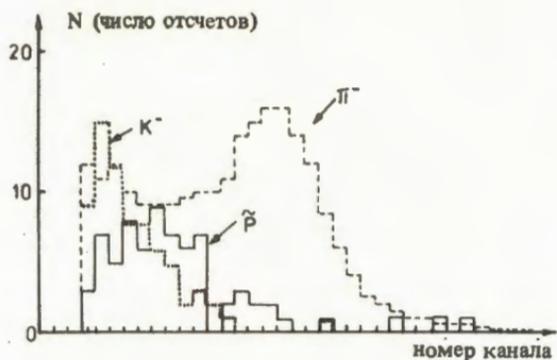


Рис.1. Спектр амплитуд осчетчика на свинцовом стекле для пионов, каонов и антипротонов.

обозначено распределение для протонов с импульсом 500 МэВ/с. Распределения по ионизационным потерям в счетчиках не отличаются существенно от протонных. Для угла наблюдения  $90^\circ$  и при использовании первичных дейтронов событий такого типа зарегистрировано не было.

По предположению, основной вклад в фон в работе<sup>13</sup> давали протоны, "прошедшие критерий" анализирующего магнита (жесткая фокусировка линз слабо чувствует знак заряда частицы).

В данной работе этот фон был подавлен, так как:

а) вероятность регистрации протонов с импульсом 500 МэВ/с в области амплитуд, соответствующих антипротонам, не превышает уровня  $10^{-5}$  в счетчике на свинцовом стекле;

б) согласно универсальной зависимости сечений от кумулятивного числа должна наблюдаться сильная зависимость выхода антипротонов от первичной энергии, т.е. в нашем случае при переходе от ускоренных протонов к дейтронному пучку (см. табл.1). Число событий, интерпретируемых как антипротоны, уменьшилось не менее чем в 20 раз, тогда как уровень фона понизился примерно в 2 раза. Кроме того, по тем же причинам (см. табл.1) при переходе с угла наблюдения  $61^\circ$  к  $90^\circ$  выход антипротонов упал не менее чем в  $\sim 16$  раз, а фон в 4 раза.

в) измерения выхода антипротонов на пониженной ( $\sim 5$  раз) интенсивности и изменение толщины мишени (в 8 раз) показали линейность эффекта.

Для определения эффективности регистрации антипротонов, кроме ранее описанных поправок<sup>15</sup>, были введе-

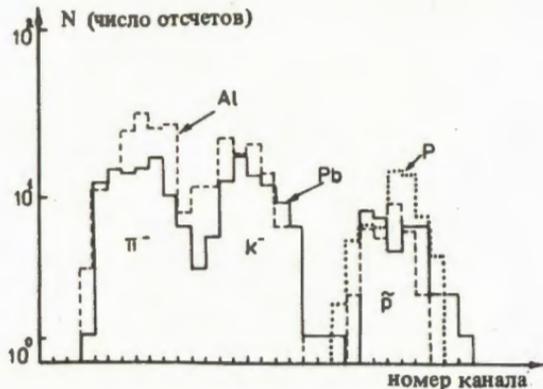


Рис.2. Спектр времени пролета при наложении "мягких" условий на выделение антипротонов.

ны поправки на аннигиляцию в мишени ( $K_a = 1,3$ ) и эффективность регистрации счетчиком полного поглощения ( $K_s = 1,1 \pm 0,1$ ).

Последняя оценка получена из спектра амплитуд от аннигилировавших антипротонов, приведенного в<sup>17</sup>. Это стало возможным благодаря тому, что счетчик, использованный в<sup>17</sup>, был откалиброван на пучке электронов. После приведения к одинаковому масштабу полученный нами спектр и спектр аннигиляции из работы<sup>17</sup> оказались близкими по форме.

Сечения рождения кумулятивных антипротонов с импульсом 500 МэВ/с и углом наблюдения в  $61^\circ$  равны соответственно для алюминия  $(8,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-6}$  и для свинца  $(8,1 \pm 1,4) \cdot 10^{-6}$  (мб  $\cdot$  с<sup>3</sup>  $\cdot$  ср<sup>-1</sup>  $\cdot$  ГэВ<sup>-2</sup>) на нуклон фрагментирующего ядра. Величины отношения сечений рождения антипротонов к сечениям рождения протонов и пионов на нуклон с тем же импульсом и углом даны в табл.2. Систематическая ошибка величины сечений  $\pm 13\%$ .

Таблица 2

	Алюминий	Свинец
$\bar{p}/p$	$(3,7 \pm 1,1) \cdot 10^{-7}$	$(5,7 \pm 1,1) \cdot 10^{-7}$
$\bar{p}/\pi^-$	$(5,3 \pm 0,9) \cdot 10^{-6}$	$(3,5 \pm 0,6) \cdot 10^{-7}$

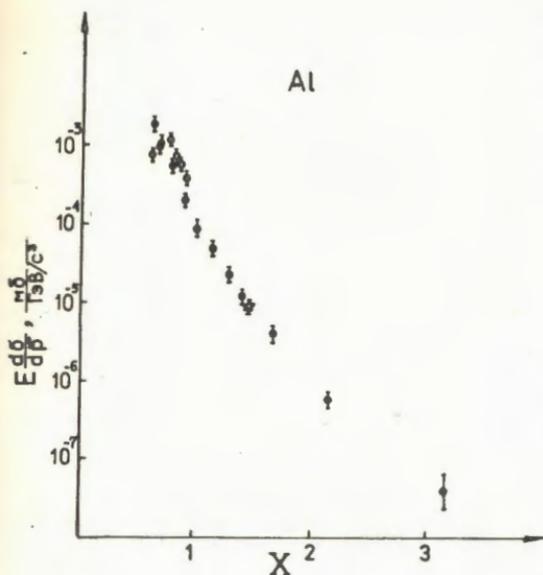
Верхняя оценка величины сечения рождения кумулятивных антипротонов на свинце на угол  $90^\circ$  с импульсом 500 МэВ/с составляет  $0,5 \cdot 10^{-6}$  (мб  $\cdot$  ср<sup>-1</sup>  $\cdot$  ГэВ<sup>-2</sup>) на нуклон.

В предположении степенной зависимости сечения от атомного веса оценка показателя степени А-зависимости составляет величину  $1,00 \pm 0,12$ .

Сильная зависимость от атомного веса указывает на слабое поглощение антипротонов внутри фрагментирующего ядра. Аналогичный факт для рождения антипротонов вблизи порога отмечался в работе<sup>18</sup>.

Когда мы готовили эту публикацию, появилась работа<sup>19</sup>, в которой измерено инклюзивное сечение рождения антипротонов до значений масштабной переменной  $X \leq 3,1$ . В ней изучалось рождение антипротонов с импульсом 1,7 ГэВ/с под углом 188 мрад при изменении кинетической энергии первичных протонов от 3,4 до 9 ГэВ. Измерения выполнены на ускорителе ИТЭФ для мишеней из бериллия, алюминия и меди.

Рис.3. Сравнение результатов по рождению кумулятивных антипротонов на алюминии. Символ  $\bullet$  — данные работы<sup>18</sup>, символ  $\circ$  — данные работы<sup>19</sup>, символ  $\star$  — наш результат.



Данные, представленные на рис.3, показывают, что измеренная нами величина сечения рождения антипротонов на алюминии хорошо согласуется с зависимостью сечения от масштабной переменной, полученной в<sup>19</sup> при  $X = 1,5$ .

Верхняя оценка сечения рождения антипротонов на свинце, приведенная в настоящей работе для  $X = 1,85$ , на порядок меньше величины сечения на алюминии. Указанное различие не уменьшается, если учесть  $A$ -зависимость сечения рождения антипротонов из нашей работы или<sup>19</sup>. Возможно, это различие связано с выполаживанием зависимости сечения рождения антипротонов от  $X$  при больших значениях  $X$ . В работе<sup>19</sup> большая величина  $X$  достигалась за счет снижения начальной энергии. Такое выполаживание, по-видимому, указывает на то, что выход сечения на универсальную зависимость от  $X$  для фиксированного значения  $X$  происходит сверху при увеличении энергии налетающего протона. Этот факт для рождения кумулятивных протонов и пионов отмечался в работе<sup>10</sup>.

Указанное совпадение, на наш взгляд, подтверждает универсальность механизма кумулятивного рождения, т.е. сечение рождения антипротонов определяется кварк-партоновой структурной функцией ядра в зависимости от масштабной переменной.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Baldin A.M. et al. JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
2. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-83-431, Дубна, 1983.
3. Baldin A.M. JINR, E1-80-545, Dubna, 1980.
4. Аверичева Т.В. и др. ОИЯИ, 1-11317, Дубна, 1978.

5. Балдин А.М. и др. ОИЯИ,Р1-83-433, Дубна, 1983.
6. Балдин А.М., Панебратцев Ю.А., Ставинский В.С. – ДАН СССР, 1984, т.279, с.1352.
7. Brabant J.M. et al. – Phys.Rev., 1956, 101, p.498; 102, p.1622.
8. Вайсенберг А.О. и др. – Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 11, с.719-723.
9. Лепихин Ю.Б., Смирнитский В.А., Шейнкман В.А. – В сб.: Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях (Труды симпозиума). Л.: Изд. ЛИЯФ, 1986, с.299.
10. Балдин А.М. и др. – ЯФ, 1975, 21, с.1008.

Рукопись поступила 8 сентября 1987 года.

## GLUONIUM AND SCALAR MESONS

M.Nagy<sup>1</sup>, V.S.Suyarov<sup>2</sup>, M.K.Volkov

The inclusion of gluonia into the quark model of superconductivity type is shown. The possibility of the identification of arising three isoscalar states with the scalar mesons ( $\sigma, S^*, \epsilon$ ) is discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

### Глюоний и скалярные мезоны

М.Надь, В.С.Суяров, М.К.Волков

Производится включение глюониев в кварковую модель сверхпроводящего типа и обсуждается возможность отождествления возникнувших трех изоскалярных состояний со скалярными мезонами ( $\sigma, S^*, \epsilon$ ).

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

One of the problems, appearing in the description of scalar mesons in the framework of the quark models, is the problem how to interpret the  $S^*(975)$  and  $\epsilon(1300)$  states (according to the new notation  $f_0(975)$  and  $f_0(1300)$ , respectively). These mesons are often interpreted as the mixing of singlet and octet quarkonium states with the primary content of s-quarks in the  $S^*(975)$  state and of u, d quarks in the  $\epsilon(1300)$  state. There are many questions arising, and it is difficult to answer most of them in the framework of pure quark models.

Firstly, why the  $\epsilon(1300)$  state, consisting mainly of light quarks, is heavier than the  $S^*(975)$  state, consisting mainly of the s quarks? The second question is connected with the problem of existence of the third isoscalar meson which should be lighter than 1 GeV. The existence of this meson has been predicted in the framework of phenomenological chiral sigma models many years ago. This isoscalar meson is well known as the  $\sigma$ -meson. The model value of its mass is from the region 500-700 MeV. The meson in question plays very important role as an intermediate state absolutely necessary for the correct description of such processes as, e.g.,  $\pi-\pi$  scattering,  $\eta' \rightarrow \eta 2\pi$  decay, pion

<sup>1</sup> PI SAS, Bratislava

<sup>2</sup> Samarkand State University

polarizability, etc., in the framework of linear  $\sigma$ -model. Let us remind that linear  $\sigma$ -model appears quite naturally from the group as well as quark approaches as the universal model allowing one to describe the scalar, pseudoscalar, vector and axial-vector mesons<sup>1,2/</sup>. However, the experimental status of  $\epsilon(700)$  meson remains for the present as not completely unique. It is absent until now in the data<sup>3/</sup> though possible to be observed in the indirect way, for example, in the  $Q_1(1200) \rightarrow K\epsilon$  and  $Q_2(1400) \rightarrow K\epsilon$  decays shown in the above-mentioned data. This is due to the fact that the discussed resonance has a very large width almost equal to its mass, and that is why it is hardly observable in the pure form<sup>4/</sup>. Nevertheless, as has been mentioned before, it plays a very important role as an intermediate state, e.g., in  $\pi-\pi$  scattering, where its width is small.

In the present paper it will be shown that if we generalize the earlier proposed quark model of the superconductivity type<sup>1/</sup> in such a way that this model will include the gluonium, then the three scalar states ( $\epsilon(550)$ ,  $S^*(1070)$  and  $\epsilon'(1200)$ ) will appear in the natural way, and they can be identified with mesons we discuss in this paper. There is first resonance consisting mainly of light quarks and possessing the large width equal to its mass. The second state contains basically the s-quarks and possesses the small width of decay into  $2\pi$ . And finally, the third, heavy state  $\epsilon'(1200)$  is almost completely defined by the gluonium and it decays mainly into  $2\pi$  and with smaller probability also into  $2K$ . We have actually obtained a qualitatively reasonable picture expressing the existence of three such states in the complete agreement with experimental data.

The inclusion of the gluonia into the quark model of the superconductivity type<sup>1/</sup> we shall carry out in the following scheme proposed in papers<sup>5,6/</sup>. The  $\sigma$ -model Lagrangian, written in the chiral invariant form (till the spontaneous chiral symmetry breaking occurred) is expressed as follows:

$$\mathcal{L}(\sigma', \phi) = \frac{1}{2} [(\partial_\mu \sigma'_\alpha)^2 + (\partial_\mu \phi_\alpha)^2] - \frac{1}{2} \text{Tr}[\mu_\alpha^2 (\bar{\sigma}'^2 + \bar{\phi}^2)] - \quad (1)$$

$$- \frac{1}{4} \text{Tr}\{g_\alpha^2 [(\bar{\sigma}'^2 + \bar{\phi}^2)^2 - [\bar{\sigma}', \bar{\phi}]^2]\} - \frac{1}{2Q_1} \text{Tr}\{g_\alpha M^0 \bar{\sigma}'\},$$

where  $\sigma'_\alpha(\phi_\alpha)$  denote the scalar (pseudoscalar) meson fields,  $\bar{\sigma}(\bar{\phi}) = \sigma_\alpha \lambda^\alpha (\phi_\alpha \lambda^\alpha)$ ,  $\lambda^\alpha$  are the Gell-Mann matrices ( $0 \leq \alpha \leq 8$ ),  $\bar{\sigma}' = \bar{\sigma} - (M/g_\alpha) = \bar{\sigma} - Z^{1/2} f_\alpha$  ( $\langle 0|\bar{\sigma}'|0\rangle = -(M/g_\alpha)$ ),  $M$  is the mass matrix of constituent quarks ( $M = \text{diag}(m_u, m_d, m_s)$ ),  $g_\alpha = m_\alpha/f_\alpha Z^{1/2}$ ,  $f_\alpha$  are meson decay constants ( $f_{1,2,3,u} = f_\pi = 93 \text{ MeV}$ ,  $f_{4,5,6,7} = f_K =$

$1.16 f_\pi$ ,  $f_s = 1.28 f_\pi$ ),  $Z = 1.4$  is the constant occurring from the inclusion of  $\pi$ - $A_1$  transitions<sup>/1/</sup>,  $\mu_u^2 = (m_\pi^2/Z) - 2m_u^2$ ,  $\mu_s^2 = (m_\pi^2/Z) - 2m_s^2$  ( $m_{\eta_8} = 700$  MeV),  $\mu_K^2 = (m_K^2/Z) - (m_u + m_s)^2/2$ ,  $M^0$  is the matrix corresponding to the current quark masses, and finally,  $G_1 = 4.9 \text{ GeV}^{-2}$  is the four-quark interaction constant ( $m_u = 280$  MeV,  $m_s = 455$  MeV).

The gluonium field  $\bar{G}$  we introduce in the following way<sup>/5,6/</sup>

$$\mathcal{L}(\sigma', \phi, \bar{G}) = \frac{1}{2}(\partial_\mu \bar{G})^2 + \frac{1}{2}[(\partial_\mu \sigma'_a)^2 + (\partial_\mu \phi_a)^2] - V(\bar{G}, \sigma', \phi), \quad (2)$$

where

$$V(\bar{G}, \sigma', \phi) = H_0 \left(\frac{\bar{G}}{f_g}\right)^4 \ln \frac{\bar{G}}{C} + \bar{G}^4 \mathcal{U} \left(\sqrt{\frac{\sigma'^2 + \phi_a^2}{\bar{G}}}\right)$$

$H_0 = \frac{b}{g} G_0$ ,  $b = \frac{11}{3} N_c - \frac{2}{3} N_F$  ( $N_c = 3$  is the number of colours,  $N_F = 3$  is the flavour number),  $G_0 = \langle 0 | (a_s/\pi) G_{\mu\nu}^\alpha G^{\mu\nu}_\alpha | 0 \rangle$  is the gluon condensate for which we use following value  $G_0 = 0.012 \text{ GeV}^4$  according to<sup>/7/</sup>,  $C$  is an unidentified parameter,  $f_g = \langle 0 | \bar{G} | 0 \rangle$  and  $\mathcal{U}$  is the chiral symmetric part of Lagrangian (1) without kinetic terms. Similarly to<sup>/5,6/</sup> we shall also use the exponential representation for the gluonium field

$$\bar{G}(x) = f_g \exp(G(x) / f_g). \quad (3)$$

Then, we obtain from (1) and (2) the following expression for the Lagrangian describing the interaction of the gluonium with quarkonium fields (of scalar and pseudoscalar mesons)

$$\begin{aligned} \Delta \mathcal{L} = & -H_0 e^{4G/f_g} \left( \ln \frac{f_g}{C} + \frac{G}{f_g} \right) + \\ & + (e^{2G/f_g} - 1) \left\{ (m_u^2 - \frac{m_\pi^2}{2Z}) [(\vec{\pi}^2 + \eta_u^2) Z + (\sigma_u - Z^{1/2} f_\pi)^2] + \right. \\ & + (m_s^2 - \frac{m_{\eta_8}^2}{2Z}) [ \eta_8^2 Z + (\sigma_s - Z^{1/2} f_s)^2 ] + \left. [(\frac{m_u + m_s}{2})^2 Z - \frac{m_K^2}{2}] K^2 \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

In the Lagrangian (4) there are three new uncertain parameters  $C, f_g$  and  $m_G$  (gluonium mass); for the fixation of them it is necessary to choose three conditions. The first of them, which is enough for the determination of the parameter  $C$ , is the condition for the lack of the linear (in  $G$ ) terms in (4). It leads to the equation

$$4H_0 \left( \ln \frac{f_g}{C} + \frac{1}{4} \right) = (2m_u^2 Z - m_\pi^2) f_\pi^2 + (2m_s^2 Z - m_{\eta_s}^2) f_s^2. \quad (5)$$

The equation for the gluonium mass  $m_G$  follows from (4) and it allows one to fix the combination  $(f_g m_G)^2$

$$f_g^2 m_G^2 = 4H_0 + 2[(2m_u^2 Z - m_\pi^2) f_\pi^2 + (2m_s^2 Z - m_{\eta_s}^2) f_s^2] = (0.054 + 0.006 = 0.06) \text{ GeV}^4. \quad (6)$$

To determine the third parameter  $f_g$  we use the experimental value of the  $S^* \rightarrow 2\pi$  decay width:  $\Gamma_{S^* \rightarrow 2\pi} = 26 \text{ MeV}$ . Let us remind that the Lagrangian (1) brings to the ideal mixing of singlet - octet states, as a result of which we get the following states:  $\sigma_u$ , consisting only of u and d quarks ( $m_{\sigma_u}^2 = m_\pi^2/Z + 4m_u^2$ ,  $m_{\sigma_u} = 570 \text{ MeV}$ ), and  $\sigma_s$ , consisting only of the s quarks ( $m_{\sigma_s}^2 = m_{\eta_s}^2/Z + 4m_s^2$ ,  $m_{\sigma_s} = 1090 \text{ MeV}$ ). The first state decays into two pions with high probability  $^{1/}$ , and the decay into  $2\pi$  of the second state is forbidden.

However, with the appearance of the Lagrangian (4) the new situation arises. In (4) there firstly appear the nondiagonal terms, containing  $G\sigma_u$  and  $G\sigma_s$ ,

$$\mathcal{L}(G\sigma_u, G\sigma_s) = - \frac{2G}{Z^{1/2} f_g} [(2m_u^2 Z - m_\pi^2) f_\pi \sigma_u + (2m_s^2 Z - m_{\eta_s}^2) f_s \sigma_s]. \quad (7)$$

Secondly, the direct decay of the gluonium into  $2\pi$  and  $2K$  is allowed

$$\mathcal{L}(G\vec{\pi}^2, G\vec{K}^2) = \frac{G}{f_g} [(2m_u^2 Z - m_\pi^2) \vec{\pi}^2 + \left( \frac{m_u + m_s}{2} \right)^2 Z - m_K^2] \vec{K}^2. \quad (8)$$

As a result, the possibility of the  $\sigma_s \rightarrow 2\pi$  decay via the intermediate G-state opens

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{\text{eff}}(\sigma_s \vec{\pi}^2) &= i \mathcal{L}(\sigma_s \overline{G}) \mathcal{L}(G \vec{\pi}^2) = \\ &= \frac{-2(2m_s^2 Z - m_{\eta_s}^2) f_s}{Z^{1/2} f_g} \frac{1}{m_G^2 - m_{\sigma_s}^2} \frac{2m_u^2 Z - m_\pi^2}{f_g} \sigma_s \vec{\pi}^2 = 3 \sigma_s \vec{\pi}^2, \end{aligned} \quad (9)$$

and the corresponding decay width is

$$\Gamma_{\sigma_s \rightarrow 2\pi} = 3 \frac{a^2}{8\pi m_{\sigma_s}} \sqrt{1 - \left( \frac{2m_\pi}{m_{\sigma_s}} \right)^2} = 26 \text{ MeV if } \sigma_s = S^*(975).$$

Hence, the third equation for the fixation of the last parameter  $f_g$  appears

$$f_g^2 m_{\sigma_s}^2 = f_g^2 m_G^2 + 2 \frac{f_s}{Z^{1/2} a} (2m_s^2 Z - m_{\eta_s}^2)(2m_u^2 Z - m_{\pi}^2) = \quad (10)$$

$$= 0.06 \text{ GeV}^4 - 0.007 \text{ GeV}^4 = 0.053 \text{ GeV}^4.$$

As a result, we obtain (from (6) and (10))

$$f_g = 212 \text{ MeV} = 2.28 f_{\pi}, \quad (11)$$

$$m_G = 1.16 \text{ GeV}.$$

The mixing (7) gives us the following values for the masses  $m_{\sigma_u'}$ ,  $m_{\sigma_s'}$  and  $m_{G''}$ :

a) The mixing ( $\sigma_u G$ ) takes place with the angle  $\theta_1 = -22^\circ$  and yields the mass values  $m_{\sigma_u'} = 1.07 \text{ GeV}$  and  $m_{G'} = 1.17 \text{ GeV}$ .

b) The mixing ( $\sigma_u G$ ) takes place with the angle  $\theta_2 = -8^\circ$  and yields the mass values  $m_{\sigma_s'} = 550 \text{ MeV}$  and  $m_{G''} = 1.18 \text{ GeV}$ . It is possible to compare the numbers we have obtained with the well-known experimental data for the scalar meson  $\epsilon$  (700),  $S^*$  ( $f_0$  (975)),  $\epsilon'$  ( $f_0$  (1200)) masses

$$\begin{aligned} m_{\sigma_u'} &\approx m_{\epsilon} = 500-700 \text{ MeV}^{4/}, \\ m_{\sigma_s'} &\approx m_{S^*} = 975 \text{ MeV}^{3/}, \\ m_{G''} &\approx m_{\epsilon'} = 1200 \text{ MeV}^{8/}. \end{aligned} \quad (12)$$

Let us verify now with what probability the states in question decay into  $2\pi$  and  $2K$ . The  $\sigma_u \rightarrow 2\pi$  decay width has been calculated in <sup>1/</sup>. The amplitude of this decay, following from (1), equals

$$T_{\sigma_u \rightarrow 2\pi}^{(1)} = 2m_u g Z \sigma_u \pi^2. \quad (13)$$

The inclusion of the intermediate G state changes just a little the original value of  $T^{(1)}$

$$T_{\sigma_u \rightarrow G \rightarrow 2\pi}^{(2)} = - \frac{2f_{\pi}}{Z^{1/2} f_g^2} \frac{(2m_u^2 Z - m_{\pi}^2)^2}{(m_G^2 - m_{\sigma_u}^2)} \sigma_u \pi^2 = -0.06 T_{\sigma_u \rightarrow 2\pi}^{(1)}. \quad (14)$$

As a result we get for the  $\sigma_u \rightarrow 2\pi$  decay width

$$\Gamma_{\sigma_u \rightarrow 2\pi} = 3Z^2 \frac{m_u^2}{m_{\sigma_u}} \sqrt{1 - \left(\frac{2m_\pi}{m_{\sigma_u}}\right)^2} (0.94)^2 = \begin{cases} 640 \text{ MeV} (m_{\sigma_u} = 550 \text{ MeV}) \\ 530 \text{ MeV} (m_\epsilon = 700 \text{ MeV}). \end{cases} \quad (15)$$

There are two values of the width for two possible values of  $\epsilon$  meson mass — the model value  $m_{\sigma_u} = 550$  MeV and an experimentally possible one  $m_\epsilon \approx 700$  MeV. We can see from (15) that the  $\sigma_u$  decay width is close to the mass of the last mentioned state, which corresponds to the experimental situation<sup>/4/</sup>.

According to the decay  $S^* \rightarrow 2\pi$ , the value of  $f_g$  is fixed, and that is why here the complete agreement with the experiment should be by definition.

Finally, the  $G(\epsilon') \rightarrow 2\pi$  decay goes in the direct way (see formula (8)) as well as via the intermediate  $\sigma_u$  state

$$T_{G \rightarrow \sigma_u \rightarrow 2\pi}^{(2)} = - \frac{2f_\pi}{Z^{1/2} f_g} \frac{2m_u^2 Z - m_\pi^2}{m_{\sigma_u}^2 - m_G^2} 2m_u g Z G \vec{\pi}^2. \quad (16)$$

For the total amplitude we have as a result

$$T_{G \rightarrow 2\pi}^{(1)+(2)} = \frac{2m_u^2 Z - m_\pi^2}{f_g} \left[ 1 + \frac{(2m_u)^2}{m_G^2 - m_{\sigma_u}^2} \right] G \vec{\pi}^2 = 1.3 \vec{T}_{G \rightarrow 2\pi}^{(1)}, \quad (17)$$

which leads to the width  $\Gamma_{G(\epsilon(1200)) \rightarrow 2\pi} = 150$  MeV in agreement with the experimental data<sup>/3,8/</sup>. The amplitude of the  $G \rightarrow 2K$  decay, following from the Lagrangian (8), leads to the width

$$\Gamma_{G(\epsilon') \rightarrow 2K} = 30 \text{ MeV}, \quad (18)$$

which is in qualitative agreement with the experiment<sup>/3/</sup>. The process being taken into account via the intermediate  $\sigma_s(S^*)$  state increases twice the value in question.

The calculations we have performed show that after the introduction of the gluonium into the quark model of superconductivity type there are three isoscalar states arising in the scalar sector:  $\epsilon$  (550),  $S^*(1070)$  and  $\epsilon'$  (1200). In the ground state the lowest resonance consists of the light  $u$  and  $d$  quarks and it has the large width of the decay into two pions equal to its mass. This resonance is a good candidate for the role of the well-known  $\sigma$ -particle. It is difficult to observe this state because of its large decay width.

The second resonance is close to the scalar meson  $S^*(975)$ . It consists almost completely of the  $s$ -quarks; however, owing to the

small admixture of the gluonium, this resonance is allowed to decay into two pions with the decay width corresponding to the experimental value.

Finally, the last resonance possesses the properties close to the  $\epsilon$  (1200) meson. This resonance decays mainly into two pions with the decay width not contradicting the last experimental data<sup>/3,8/</sup>. It decays with the smaller probability into two kaons. There are only  $BR(\epsilon' \rightarrow 2\pi)$  and  $BR(\epsilon' \rightarrow 2K)$  not entirely in agreement with the experiment (the theoretical value is three times as small as the experimental one). This situation could be a consequence of the fact besides the gluonium there are also four-quark states contributing to the resonance  $\epsilon$  (1200)<sup>/9/</sup>, and we have not considered such states in our calculation.

As a whole, the picture we have obtained is in complete agreement with the experiment.

#### REFERENCES

1. Volkov M.K. – *Sov. Journ.: Particles and Nuclei*, 1986, 17, p.433 (in Russian); *Ann. Phys.*, 1984, 157, p.282.
2. Scadron M.D. – *Rep. Progr. Phys.*, 1981, 44, p.213;  
Delbourg R., Scadron M.D. – *Phys.Rev.Lett.*, 1982, 48, p.379.  
Shabalin E.P. – *Sov. J. Nucl. Phys.*, 1984, 40, p.262 (in Russian).
3. Particle Data Group – *Phys. Lett.*, 1986, 170B.
4. Erkelenz K. et al. – *Phys.Rep.*, 1974, 13C, p.190;  
Estabrooks P. et al. – *Phys. Rev.*, 1979, D19, p.2678;  
Au K.L., Morgan D., Pennington M.R. – *Phys. Lett.*, 1986, 167B, p.229;  
*Phys. Rev.*, 1987, D35, p.1633.
5. Lánik J. – *Phys. Lett.*, 1984, 144B, p.439;  
Ellis J., Lánik J. *ibid.*, 1985, 150B, p.289; 1986, 175B, p.83.
6. Lánik J. – *JINR Rapid Comm*, No.20-86, Dubna, 1986, p.10.
7. Shifman M.A., Vainstein A.I., Zakharov V.L. – *Nucl. Phys.*, 1979, B147, pp.385, 448.
8. Alde D et al. – *Nucl. Phys.*, 1986, B269, p.485.
9. Achasov N.N., Devyanin S.A., Shestakov G.N. – *Sov.J.Phys. "Uspekhi"*, 1984, 142, p.361 (in Russian).

Received on September 29, 1987.

## АНОМАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОВРЕЖДАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ОТ Z ИОНА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С МОНОКРИСТАЛЛОМ Ge

С.А.Карамян, А.В.Рыхлюк, В.Н.Бугров

С помощью эффекта теней при регистрации рассеянных ионов и ядер отдачи измерена степень повреждения монокристалла Ge под действием ионов  $^{40}\text{Ar}$  (24 МэВ) и  $^{129}\text{Xe}$  (121 МэВ) в диапазоне значений дозы от  $7 \cdot 10^{13}$  до  $6 \cdot 10^{15}$  см $^{-2}$ . Условия эксперимента исключали существенный макронагрев образцов. В противоречии с известной систематикой повреждающая способность ионов Xe оказалась почти в 10 раз ниже, чем Ar. Результат объяснен включением нового механизма взаимодействия иона с монокристаллической средой, состоящего в плавлении микроскопической области кристалла вдоль трека и последующей рекристаллизации.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

### Anomalous Dependence of the Damage Power on Z Ions at the Interaction with Ge Single Crystal

S.A.Karamian, A.V.Rykhlyuk, V.N.Bugrov

Damage power of heavy ions on Ge single crystal is measured by using the blocking effect under registration of scattered ions and recoil nuclei. Fluence range of  $7 \cdot 10^{13}$  to  $6 \cdot 10^{15}$  cm $^{-2}$  of the  $^{40}\text{Ar}$  (24 MeV) and  $^{129}\text{Xe}$  (121 MeV) ions is covered. Significant macroheating of samples is excluded due to the conditions of the experiment. Damage power of the Xe ions is found to be 10 times lower than of Ar ions in contrast to the known systematics. The result is explained by inclusion of a new mechanism of ion interaction with monocrystalline medium which consists in melting of the microscopical volume of the crystal along the particle track and consequent recrystallization.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

В литературе сообщалось о восстановлении поврежденных кристаллов под действием ионного пучка. Эти работы можно разделить на две группы: исследование высокоинтенсивного ионного легирования <sup>/1-3/</sup> и наблюдение ионно-стимулированного отжига дефектов <sup>/4-7/</sup>. В первом случае за счет сильного нагрева образца пучком (при ограничении теплоотвода) в про-

цессе облучения происходит перестройка дефектов и восстановление структуры, связанное с температурным воздействием. Во втором — радиационное воздействие ионного потока приводит к залечиванию дефектов, предварительно созданных в кристалле другими ионами. Несмотря на немалое число сообщений, пока не достигнуто ясности в понимании механизма этих процессов и не выделена в чистом виде роль отдельных физических причин, таких, как термическое воздействие пучка, радиационно-стимулированные процессы, влияние дозы рентгеновских квантов и электронов, сопровождающих заряженную частицу в веществе.

При невысокой плотности потока частиц и небольшом термическом воздействии пучка обычно наблюдается повреждение кристаллов заряженными частицами. Изучению степени повреждения, характера дефектов и их профиля посвящена обширная литература. Установлена, в частности, корреляция повреждающей способности иона с ядерными потерями энергии частицы в веществе, которые пропорциональны произведению сечения рассеяния на энергию ядер отдачи. Ядерные потери энергии в первом приближении можно характеризовать коэффициентом  $\kappa = Z_1^2 Z_2^2 E^{-1} A_1^{-1} A_2^{-1}$ , включающим атомные и массовые числа мишени и бомбардирующей частицы и ее энергию. В работах <sup>8,9</sup> корреляция повреждающей способности иона с величиной  $\kappa$  прослежена на широком интервале  $Z_1$  от 1 до 18 в области энергии  $E = 0,3 \div 1,2$  МэВ/нуклон.

В настоящей работе использован метод, основанный на эффекте теней при регистрации ядер отдачи рассеяния, для определения повреждающей способности ионов  $^{129}\text{Xe}$  (121 МэВ). Некоторые детали эксперимента следующие. Пучки ионов циклотрона У-300 ЛЯР ОИЯИ имели угловое расхождение около  $\pm 0,5^\circ$  и интенсивность  $10^{10} \text{ с}^{-1}$  при ограничении диаметром 1 мм. Монокристаллическая мишень изготовлена из детекторного  $\text{Ge}$  ориентации (III) путем полировки пластинки диаметром 11 мм и толщиной 0,2 мм. Мишень наклеивалась серебряной пастой на массивный металлический держатель гониометрического устройства, имевший комнатную температуру. Пучок направлялся на мишень вдоль направления, не совпадавшего с главными кристаллографическими направлениями. Ядра отдачи рассеяния регистрировались трековым детектором из стекла, располагавшимся на расстоянии 120 мм от мишени в области углов  $32 \div 74^\circ$ . Толщина работающего слоя мишени составляла 0,6 мкм по пучку. На стекле фиксировалась контрастная теневая картина, показывающая высокое совершенство кристаллической решетки в исследуемом слое. Теневой минимум оси  $\langle 111 \rangle$ , направленной под углом  $64^\circ$  к пучку, использован для количественного определения степени повреждения решетки. В процессе экспозиции мишени детектор неоднократно заменяли, и таким образом прослежена зависимость интенсивности эффекта теней от дозы в диапазоне от  $7 \cdot 10^{18}$  до  $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  ионов Хе.

Накопление углерода на поверхности мишени за полное время экспозиции незначительное, оно контролировалось по выходу ядер отдачи  $\text{C}_6$  на один мкКл заряда пучка. Доза определялась на основе измеренной плотности треков ядер отдачи на детекторе с использованием резерфордовского сечения и вычисленных значений толщины слоя по формулам<sup>19/</sup>. С целью контроля сделаны также измерения на пучке ионов  $^{40}\text{Ar}$  (24 МэВ) для того же кристалла при тех же условиях.

Результаты приведены на рис. 1, где дана зависимость от дозы ионов  $\text{Ar}$  -и  $\text{Xe}$  относительного выхода в теновом минимуме  $\chi$  и полуширины диаметрального пересечения минимума  $2\psi_{1/2}$ . В случае ионов  $\text{Ar}$  наблюдается ярко выраженное уменьшение

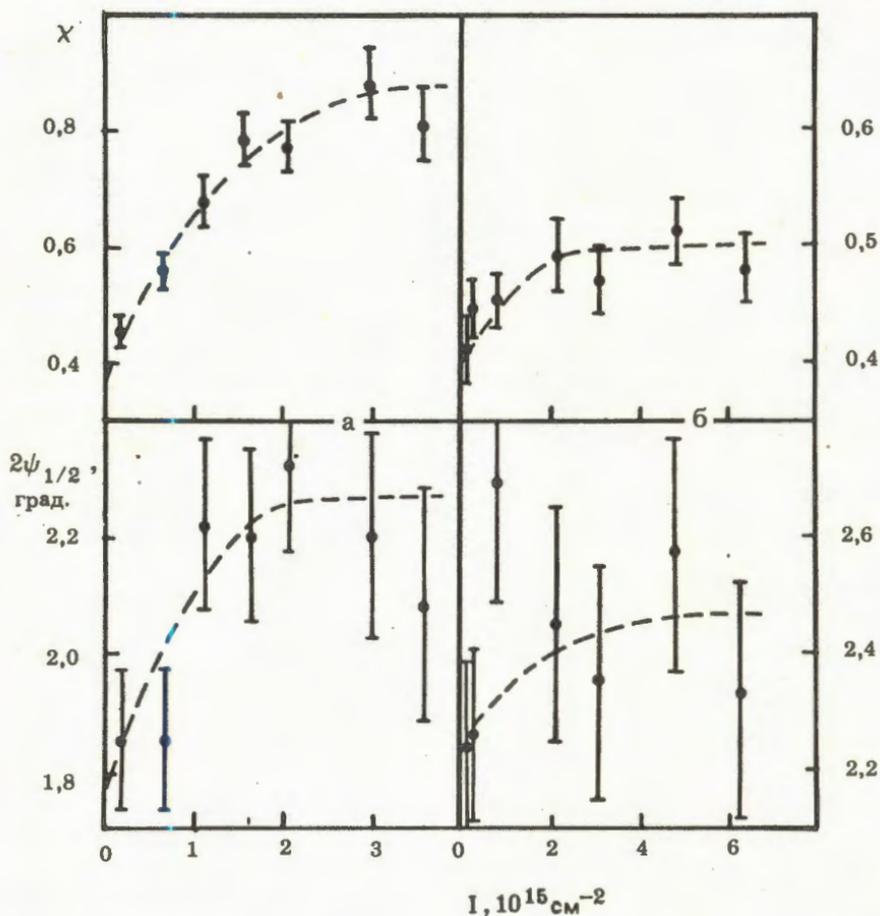


Рис. 1. Выход в теновом минимуме  $\chi$  и угловая полуширина  $2\psi_{1/2}$  в зависимости от дозы ионов  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 24 МэВ (а) и  $^{129}\text{Xe}$  - 121 МэВ (б). Штриховая линия соединяет точки.

интенсивности эффекта теней и угловое размытие минимумов (увеличение значений  $\chi$  и  $\psi_{1/2}$  с ростом дозы  $I$  ионов). Кроме того, наблюдается вымирание минимумов неглавных кристаллических направлений, и в дополнительных экспериментах — деформация тонких (40 мкм) кристаллов Ge с образованием выпуклости в сторону наибольшего энергосвыделения пучка. Эффекты повреждающего воздействия ослаблены в случае ионов Хе. Из рис. 1 видно, что  $\chi(I)$  возрастает с дозой Хе значительно слабее, чем в случае ионов Ag. Если считать производную  $(d\chi/dI)I = 0$  количественной мерой степени повреждения на единицу дозы, то приходим к выводу, что повреждающая способность ионов Хе почти в 10 раз ниже, чем ионов Ag. Это прямо противоположно предсказаниям систематики, согласно которой повреждение пропорционально  $\kappa$ .

На рис. 2 показана зависимость  $(d\chi/dI)I = 0$  от  $\kappa$ , приведены также соответствующие значения  $Z_1$ . Точками даны результаты настоящих измерений и работы<sup>9/</sup>. Видно, что для взаимодействия Ag + Ge результаты двух измерений почти совпадают, хотя изучены кристаллы из разных партий изготовления, различной толщины и обработки поверхности. Небольшое различие, которое имеет место, связано, главным образом, с выбором значений пробега Ag, используемых при определении шкалы дозы. В настоящей работе функции пробег-энергия взяты по таблицам<sup>10/</sup>. В литературе имеется разброс измеренных значений  $dE/dx$ , как больше, так и меньше табличных значений, что приводит к систематической погрешности определения дозы в пределах 15%. По данным рис. 2 видно, что все точки, кроме соответствующей Хе, укладываются на систематику  $d\chi/dI \sim \kappa$ . Последняя точка очень сильно отклоняется от систематики вниз, следовательно, на интервале  $Z$  от 18 до 54 происходит резкий излом систематической зависимости повреждения от  $\kappa$ . Такой излом можно объ-

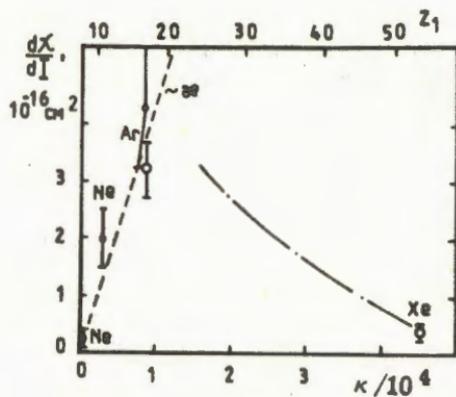


Рис. 2. Степень повреждения монокристалла Ge на единицу дозы ионов  $(d\chi/dI)I=0$  в зависимости от параметра ( $\kappa$ ) ядерных потерь энергии или от атомного номера частицы  $Z_1$ . Точками даны результаты измерений<sup>9/</sup> —  $\phi$  и настоящей работы —  $\phi$ . Штриховой линией показана зависимость, пропорциональная  $\kappa$ ; штрихпунктиром — включение нового механизма взаимодействия.

интенсивности эффекта теней и угловое размытие минимумов (увеличение значений  $\chi$  и  $\psi_{1/2}$  с ростом дозы  $I$  ионов). Кроме того, наблюдается вымирание минимумов неглавных кристаллических направлений, и в дополнительных экспериментах — деформация тонких (40 мкм) кристаллов Ge с образованием выпуклости в сторону наибольшего энерговыделения пучка. Эффекты повреждающего воздействия ослаблены в случае ионов Xe. Из рис. 1 видно, что  $\chi(I)$  возрастает с дозой Xe значительно слабее, чем в случае ионов Ag. Если считать производную  $(d\chi/dI)I = 0$  количественной мерой степени повреждения на единицу дозы, то приходим к выводу, что повреждающая способность ионов Xe почти в 10 раз ниже, чем ионов Ag. Это прямо противоположно предсказаниям систематики, согласно которой повреждение пропорционально  $\kappa$ .

На рис. 2 показана зависимость  $(d\chi/dI)I = 0$  от  $\kappa$ , приведены также соответствующие значения  $Z_1$ . Точками даны результаты настоящих измерений и работы<sup>9/</sup>. Видно, что для взаимодействия Ag + Ge результаты двух измерений почти совпадают, хотя изучены кристаллы из разных партий изготовления, различной толщины и обработки поверхности. Небольшое различие, которое имеет место, связано, главным образом, с выбором значений пробега Ag, используемых при определении шкалы дозы. В настоящей работе функции пробег-энергия взяты по таблицам<sup>10/</sup>. В литературе имеется разброс измеренных значений  $dE/dx$ , как больше, так и меньше табличных значений, что приводит к систематической погрешности определения дозы в пределах 15%. По данным рис. 2 видно, что все точки, кроме соответствующей Xe, укладываются на систематику  $d\chi/dI \sim \kappa$ . Последняя точка очень сильно отклоняется от систематики вниз, следовательно, на интервале  $Z$  от 18 до 54 происходит резкий излом систематической зависимости повреждения от  $\kappa$ . Такой излом можно объ-

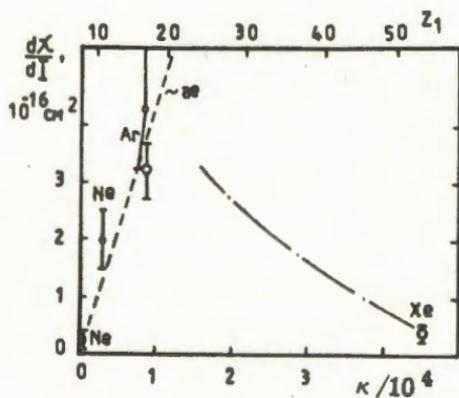


Рис. 2. Степень повреждения монокристалла Ge на единицу дозы ионов  $(d\chi/dI)I=0$  в зависимости от параметра ( $\kappa$ ) ядерных потерь энергии или от атомного номера частицы  $Z_1$ . Точками даны результаты измерений<sup>9/</sup> —  $\phi$  и настоящей работы —  $\phi$ . Штриховой линией показана зависимость, пропорциональная  $\kappa$ ; штрихпунктиром — включение нового механизма взаимодействия.

яснить только включением нового механизма взаимодействия иона с монокристаллической средой.

При интерпретации результата необходимо выяснить в первую очередь вопрос о роли макроскопического нагрева образца за счет мощности, выделяемой пучком. Решение дифференциального уравнения теплопроводности позволяет определить зависимость температуры от времени при включении пучка мощностью  $W$  в начальный момент времени:

$$T = T_0 + \frac{W}{k} \langle \frac{x}{S} \rangle (1 - \exp - \frac{t}{\tau}), \quad (1)$$

где  $k$  — коэффициент теплопроводности вещества,  $\langle x/S \rangle$  — среднее отношение длины теплоотода к площади сечения. Постоянная  $\tau$  определяется геометрическими условиями энерговыделения и теплоотода согласно формуле

$$\tau = \frac{cV\rho}{k} \langle \frac{x}{S} \rangle, \quad (2)$$

где  $V$  — объем области энерговыделения, определяющийся пробегом ионов (12 мкм для Хе),  $\rho$  — плотность вещества,  $c$  — удельная теплоемкость. Геометрический фактор  $\langle x/S \rangle$  для случая, когда пучок диаметром  $2r$  попадает в центр шайбы диаметром  $2R$  и толщиной  $l$ , можно вычислить по формуле

$$\langle \frac{x}{S} \rangle \approx (\pi r \sqrt{\ln \frac{R^2(l^2 + r^2)}{r^2(l^2 + R^2)}})^{-1} \arctg(\frac{l}{r} \sqrt{\ln \frac{R^2(l^2 + r^2)}{r^2(l^2 + R^2)}}) \quad (3)$$

Здесь использовалось приближение идеального теплового контакта шайбы с подложкой и предполагалось, что пробег частиц много меньше толщины кристалла. Численный расчет для реальных условий опыта дает значение постоянной времени  $\tau \approx 0,1$  мс. Отсюда ясно, что за один высокочастотный импульс циклотрона длительностью  $\approx 10$  нс не происходит заметного нагрева образца в связи с тепловой инерцией. Вместе с тем  $\tau < \Delta t$ , где  $\Delta t \approx 1,5$  мс — длительность импульса ионного источника циклотрона. Поэтому равновесное значение  $T$  успевает установиться за  $\Delta t$ , и при расчете  $\Delta T = T - T_0$  необходимо использовать импульсную мощность пучка Хе ( $\approx 1$  Вт) с учетом скважности работы источника. Получены численные значения  $\Delta T = 4^\circ \text{C}$  при облучении пучком ионов Хе и  $\Delta T = 0,8^\circ \text{C}$  — Аг. Небольшое значение  $\Delta T$  позволяет не учитывать термический отжиг дефектов, за исключением процессов, имеющих место при комнатной температуре образца.

Наиболее правдоподобное объяснение низкой повреждающей способности ионов Хе состоит в плавлении микроскопической области кристалла вдоль трека с последующей рекристаллизацией. Этот механизм включается резко за счет роста удельных потерь энергии с увеличением  $Z$  частицы, что соответствует наблюдениям. Возможности эпитаксиальной жидкофазной рекристаллизации хорошо изучены на примере лазерного отжига. Расчетным путем можно определить диаметр расплавленного следа ионов Хе в Ge  $\varnothing = 10 \text{ \AA}$ . Для более легких ионов, например Ag, температура трека недостаточна для плавления, т.к. тормозная способность Ag в 3 раза меньше, чем Хе. Подобный механизм взаимодействия тяжелого иона с монокристаллом не был наблюден ранее, т.к. во всех проведенных экспериментах (см. обзор <sup>11/</sup>) использованы ионы вплоть до As и Kг с энергией  $\leq 0,1 \text{ МэВ/нуклон}$ , имеющие тормозную способность ниже, чем <sup>40</sup>Ag (24 МэВ). Таким образом, в отличие от известных эффектов <sup>1-7/</sup> макроскопического воздействия пучка ионов на монокристаллы, впервые обнаружена низкая повреждающая способность тяжелого ядра, взятого в отдельности.

Более детально схему взаимодействия ядра с кристаллом можно представить следующим образом. Встречая на своем пути совершенную решетку, тяжелый ион оставляет после себя разрушенную трубку из смещенных атомов (за счет ядерных потерь энергии) и, кроме того, облако электронных возбуждений (электронные потери). При достаточной плотности возбуждений может образоваться расплавленный след частицы, в объем которого попадает большинство выбитых атомов. Затем происходит рекристаллизация, и трек залечивается. Когда плотность энергии недостаточна для плавления, залечивания не происходит. Возможно, некоторую роль в этих процессах играют электростатические силы, если речь идет о диэлектрической среде. Ионизированные атомы могут сопротивляться рекристаллизации из расплава. Вообще развитие перечисленных процессов во времени еще требует создания адекватной теоретической модели.

Результаты настоящих экспериментов, в принципе, открывают возможность имплантации тяжелых элементов в полупроводник без сильного повреждения решетки, т.к. повреждающая способность Хе не больше, чем ионов с  $Z = 5 \div 10$ . Уточним, что последнее утверждение относится к слою определенной толщины. В конце пробега повреждающее воздействие Хе, вероятно, велико. При уменьшении энергии тяжелого ядра его электронная тормозная способность убывает, и можно ожидать, что в конце трека механизм микроплавления и рекристаллизации не работает. Следовательно, образуется закрытый аморфизированный слой, контактирующий с двух сторон с совершенным кристаллом. Такое положение способствует рекристаллизации при дальнейшей тер-

мической обработке имплантированных образцов. Практическое применение имплантации тяжелых элементов требует специальных экспериментов и методических разработок. Приведенные здесь результаты дают основания для проведения работ и, кроме того, ориентируют на использование пучков тяжелых элементов с энергией около 1 МэВ/нуклон. Столь высокие энергии пока не применяются в практических работах по ионному легированию материалов.

Таким образом, при изучении взаимодействия тяжелых ионов с монокристаллами впервые обнаружена низкая повреждающая способность тяжелого ядра вблизи максимума электронных тормозных потерь. Предложен механизм микроплавления вдоль трека с последующей рекристаллизацией. Обсуждены некоторые практические выводы данных экспериментов.

Авторы благодарны Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за интерес к работе, а также группе эксплуатации циклотрона У-300 за получение пучков.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Tamura M. et al. — In: *Int. Conf. on Ion Beam Modification of Materials*. Budapest, 1978, p.515.
2. Holland O.W., Narayan J. — *Appl. Phys. Lett.*, 1984, v.44, p.758.
3. Андреев В.С., Ефимов С.Б., Комаров Ф.Ф. и др. — *Письма в ЖТФ*, 1985, т.11, с.1110.
4. Nakata J., Kajiyama K. — *Appl. Phys. Lett.*, 1982, v.40, p.686.
5. Elliman R.G., Johnson S.T., Pogany A.P. et al. — *Nucl. Instr. Meth.*, 1985, v.B7/8, p.310.
6. Аброян И.А., Никушина Л.М., Титов А.И. — *ФТП*, 1985, т.19, с.2000.
7. Похил Г.П., Плец Ю.М. — В сб.: *Труды XVI всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами*. М.: Изд. МГУ, 1987, с.147.
8. Ascheron C., Otto G., Flaggmeyer R. et al. — *phys. stat. sol.*, 1986, Bd.a97, S.K15.
9. Бугров В.Н., Карамян С.А. — *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1986, т.50, с.1009.
10. Northcliffe L.C., Schilling R.F. — *Nucl. Data Tables*, 1970, v.A7, p.233.
11. Ziegler J.F. — *Nucl. Instr. Meth.*, 1985, v.B6, p.270.

Рукопись поступила 22 октября 1987 года.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ВЕКТОРНЫХ U(2)-СОЛИТОНОВ

В.Г.Маханьков, Х.Т.Холмуродов\*

Исследована устойчивость одно- и двухсолитонных решений векторного уравнения Шредингера с компактной U(2)-группой внутренней симметрии. С помощью вычислительного эксперимента показано, что N=1 векторный солитон ("мелкая яма") устойчив по отношению как к начальным возмущениям, вносимым ЭВМ, так и к структурным возмущениям, связанным с дискретизацией модели. N=2 векторный солитон ("глубокая яма") оказывается неустойчивым, причем скорость его распада на два скалярных N=1 солитона зависит как от амплитуды солитона, так и шага сетки. Последнее указывает на структурный характер неустойчивости.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

### Numerical Study of Stability of Vector U(2)-Solitons

V.G.Makhankov, Kh.T.Kholmurodov

The stability of one- and two-soliton solutions of vector Schrödinger equation with a compact group U(2) of internal symmetry is investigated. The computational experiment has shown that the N=1 vector soliton ("shallow pit") is stable with respect to initial excitations made by computer and structural excitations connected with discretization of the model. The N=2 vector soliton ("deep pit") is unstable, moreover, the speed of his decay on two scalar N=1 solitons depends on both a soliton amplitude and a lattice step. The latter points to the structural character of unsteadiness.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

### 1. Нелинейное уравнение Шредингера (НУШ)

$$i\psi_t + \psi_{xx} + U(x, t) \cdot \psi = 0, \quad (1a)$$

$$\square U = F(U, |\psi|^2) \quad (16)$$

\*Таджикский государственный университет им. В.И.Ленина, Душанбе

с самосогласованным потенциалом  $U$ , подчиняющимся некоторому неоднородному волновому уравнению, описывает широкий класс нелинейных явлений физики конденсированного состояния, плазмы и т.д. Во многих физических приложениях система (1а,б) естественно возникает при описании взаимодействия пакетов ВЧ-волн  $\psi$  с НЧ-волной  $U$ , линейной и нелинейной.

Различные варианты условия согласования (1б), при которых модель (1а) будет интегрируемой, рассмотрены в работах <sup>1-2/</sup>. На основе метода, изложенного в <sup>2/</sup>, можно не только описать в принципе класс условий согласования, порождающих интегрируемые системы, но и построить точные (многосолитонные) решения соответствующих уравнений и изучить взаимодействие солитонов.

Наиболее простые из них, полученные в <sup>3,4/</sup>, одно- и двухсолитонные решения  $U(2)$  НУШ имеют в системе покоя ( $v=0$ ) вид

$$\psi^I = \begin{pmatrix} C_1 \\ C_2 \end{pmatrix} e^{i\lambda^2 t} \cdot \operatorname{sech} \lambda(x - x_0), \quad |C_1|^2 + |C_2|^2 = 2\lambda^2, \quad (2a)$$

$$\psi^{II} = \begin{pmatrix} C_1 e^{4i\lambda^2 t} \cdot \operatorname{sh} \lambda(x - x_0) \\ C_2 e^{i\lambda^2 t} \end{pmatrix} \cdot \operatorname{sech}^2 \lambda(x - x_0), \quad (2b) \\ |C_1|^2 = |C_2|^2 = 6\lambda^2.$$

Представляет интерес исследовать устойчивость (начальную и структурную) таких объектов, чему и посвящена настоящая работа.

2.  $U(2)$  НУШ аппроксимировалось с помощью следующей системы явных разностных схем типа "leap frog":

$$i \frac{u_m^{n+1} - u_m^{n-1}}{2 \cdot \Delta t} + \frac{u_{m+1}^n - 2u_m^n + u_{m-1}^n}{(\Delta x)^2} + (|u_m^n|^2 + |v_m^n|^2) \cdot u_m^n = 0, \quad (3a)$$

$$i \frac{v_m^{n+1} - v_m^{n-1}}{2 \cdot \Delta t} + \frac{v_{m+1}^n - 2v_m^n + v_{m-1}^n}{(\Delta x)^2} + (|u_m^n|^2 + |v_m^n|^2) \cdot v_m^n = 0, \quad (3b)$$

где  $u_m^n = \psi_1(m \cdot \Delta x, n \cdot \Delta t)$ ,  $v_m^n = \psi_2(m \cdot \Delta x, n \cdot \Delta t)$ . Для контроля точности расчетов вычислялись значения следующих интегралов движения  $U(2)$  НУШ:

а) энергия системы

$$E = \int_{-L}^L \left\{ \left| \frac{\partial \psi_1}{\partial x} \right|^2 + \left| \frac{\partial \psi_2}{\partial x} \right|^2 - \frac{1}{2} (|\psi_1|^2 + |\psi_2|^2)^2 \right\} dx,$$

б) число частиц

$$N_i = \int_{-L}^L |\psi_i|^2 dx, \quad i = 1, 2.$$

Их сохранение проверялось по следующим оценкам

$$\frac{\delta E}{E_0} = \frac{E(t) - E_0}{E_0}, \quad \frac{\delta N_i}{N_{0i}} = \frac{N_i(t) - N_{0i}}{N_{0i}}. \quad (4)$$

Мы не вносили в систему никаких специальных возмущений; роль структурных возмущений играли естественные погрешности аппроксимации непрерывной задачи (1а) разностной (3а,б), а начальные возмущения вносились самой ЭВМ. Расчеты проводились при различных значениях параметра  $\lambda$ , определяющего амплитуду и ширину солитонов. Результаты даны в табл. 1 и 2, а также на рис. 1-3.

Анализ расчетов показывает, что при малых амплитудах ( $\lambda \leq 0,5$ ) начальное состояние из двух нелинейно связанных волн

$$u_m^0 = C_1 \cdot \operatorname{sh} \lambda (m \cdot \Delta x - x_0) \cdot \operatorname{sech}^2 \lambda (m \cdot \Delta x - x_0), \quad (5a)$$

$$v_m^0 = C_2 \cdot \operatorname{sech}^2 \lambda (m \cdot \Delta x - x_0), \quad |C_1|^2 = |C_2|^2 = 6\lambda^2 \quad (5b)$$

живет в течение длительного времени ( $\tau \sim 300$ ).

В табл. 1 приведен пример такого "устойчивого" режима при  $\lambda = 1/6$ . Параметры разностной схемы для данного примера суть  $\Delta x = 0,4$ ,  $\Delta t = 0,01$ , а  $(-40, 40)$  — интервал интегрирования.

Ниже для наглядности будем рассматривать начальный пакет (2б), состоящий из двух "солитонов" поля  $u_m^0$  амплитуды которых в табл. 1 обозначены через  $a^{(n)}$  и  $a^{(n) \text{ пр}}$  (левый и правый горбы на рис. 1а), и "солитона" поля  $v_m^0$  с амплитудой  $A$ , связанных между собой.

При достаточно больших амплитудах  $a^{(1)}$  за время счета происходит непрерывное усиление одного из горбов с одновременным уменьшением другого (в разных экспериментах равновероятно усиливается либо левый, либо правый горб). С увеличением амплитуды, например,  $a^{(n)}$  левого "солитона" и умень-

Таблица 1

T	0	50	100	150	200	250	350
$a^{(n)}$	0,20408	0,20413	0,20451	0,20392	0,20454	0,20477	0,20435
$a^{(n)}$	0,20408	0,20413	0,20451	0,20392	0,20445	0,20469	0,20463
A	0,40825	0,40923	0,40891	0,40840	0,40936	0,40901	0,40925
$\delta N_1 / N_{01}$	0,00000	0,00000	0,00000	-0,00000	0,00000	0,00003	0,00033
$\delta N_2 / N_{02}$	0,00000	0,00000	0,00000	-0,00000	0,00000	0,00000	-0,0000
$\delta E / E_0$	0,00000	-0,00001	-0,00009	-0,00026	-0,00060	-0,0018	-0,0197

Таблица 2

T	0	10	20	40	55	65	75
$a^{(n)}$	1,22259	1,22504	1,22560	1,22685	1,28154	1,41396	1,41698
$a^{(n)}$	1,22259	1,22504	1,22552	1,22155	1,15151	0,61605	0,093
A	2,44949	2,46055	2,47188	2,45595	2,48405	2,73583	2,85105
$\delta N_1 / N_{01}$	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
$\delta N_2 / N_{02}$	0,00000	0,00001	0,000020	0,00011	0,00017	0,00018	0,00018
$\delta E / E_0$	0,00000	0,004	0,007	0,0012	0,006	0,008	0,012

шением амплитуды  $a^{(n)}$  правого происходит разделение "солитонов": они начинают двигаться в противоположных направлениях. При этом третий "солитон"  $v_m^n$  движется вместе с затухающим  $u_m^n$  "солитоном". Пример такого режима при  $\lambda = 1$ , параметрах схемы  $\Delta x = 0,12$ ,  $\Delta t = 0,001$  и интервал интегрирования  $(-15,15)$  приведен в табл. 2, а сам процесс изображен на рис. 1 а-в.

Таким образом, покоящееся начальное состояние из трех "солитонов" распадается на два движущихся в противоположных направлениях солитона. Этот процесс схематически можно изобразить как

$$\begin{pmatrix} C_1 \cdot \text{sh} \\ C_2 \end{pmatrix} \text{sech}^2 \rightarrow (\text{sech}, 0)^T + (0, \text{sech})^T.$$

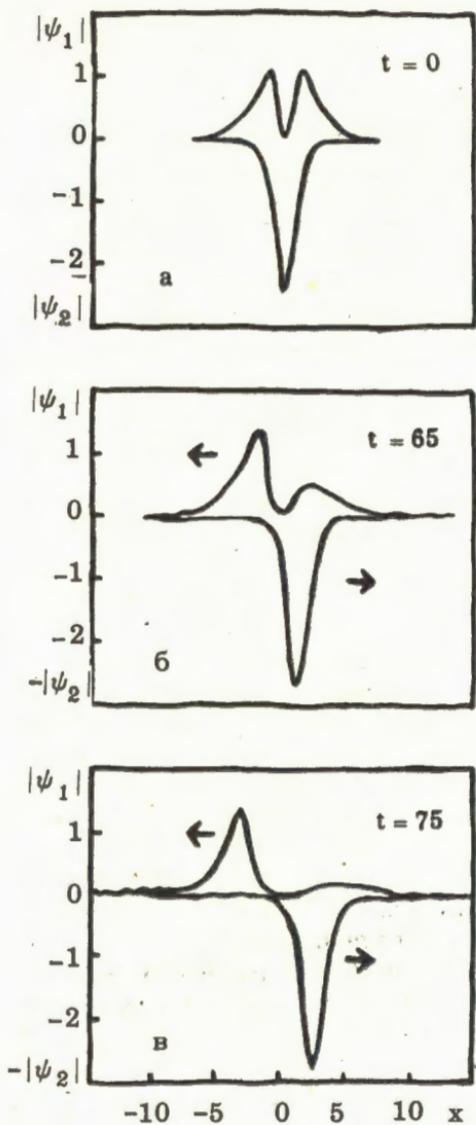


Рис. 1. Эволюция начального состояния (5) при  $\lambda = 1$ .

(5а-б) на два расходящихся скалярных солитона уменьшается с ростом  $\Delta x$  — шага сетки по координате.

На рис. 3 изображена зависимость времени распада  $t_p$  (времени, при котором  $|\Delta| = |\Delta_1 - \Delta_2|$  становится равным 10%, где

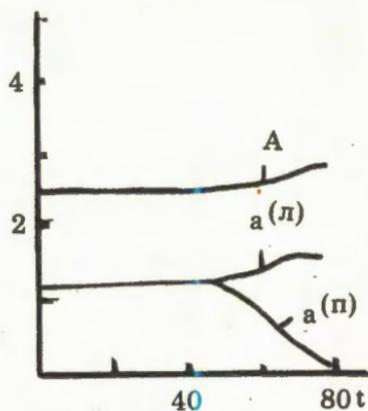


Рис. 2. Зависимость амплитуд "солитонов" (5) от времени.

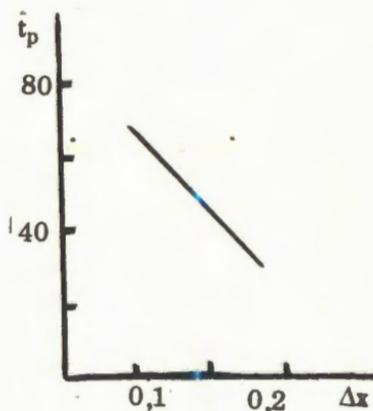


Рис. 3. Зависимость времени распада начального состояния (5) от шага сетки.

На рис. 2. приведена зависимость амплитуд "солитонов" от времени.

Отметим, что время распада начального состояния

$$\Delta_{1(2)} = \frac{a^{n(n)}(t) - a^{n(n)}(t=0)}{a^{n(n)}(t=0)},$$

100% — относительное изменение амплитуды горбов) начального состояния от шага сетки при заданной амплитуде.

Исследование начального состояния (2а) указывает на устойчивость такого солитона. За время счета на ЭВМ каких-либо заметных изменений его не происходило. Заметим, что аналогичный результат был получен ранее<sup>/5/</sup> при исследовании устойчивости и взаимодействий векторных солитонов  $U(1,1)$  НУШ, в том числе для смешанных солитонов капельно-дырочного типа<sup>/6/</sup>

$$\psi = \begin{pmatrix} a \operatorname{sech} \kappa \xi \cdot \exp \{i(vx/2 - \omega t)\} \\ b(\operatorname{th} \kappa \xi + iv/2\kappa) \end{pmatrix},$$

$$\omega = \frac{v^2}{4} - \kappa^2 - 2\mu,$$

$$\kappa^2 = a^2 + b^2.$$

Полученные нами результаты не позволяют с достаточной достоверностью утверждать, что состояние (5а-б) неустойчиво в рамках исходной континуальной (интегрируемой) модели (1а), скорее наоборот, поскольку время развития неустойчивости растет при уменьшении шага дискретизации, т.е. при уменьшении структурного возмущения. С полной уверенностью можно говорить, что двойной солитон (5а) является структурно неустойчивым состоянием. Временем развития неустойчивости и ее направлением (в смысле роста правого или левого горба) можно управлять с помощью начального возмущения.

Все это указывает на необходимость осторожности, с которой надо подходить к физической интерпретации многосолитонных решений векторных версий НУШ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Makhankov V.G. — *Phys. Rep.*, 1978, 35 с, р.1.
2. Кричевер И.М. — *Функциональный анализ*, 1986, 20, с.42.
3. Манаков С.В. — *ЖЭТФ*, 1973, 65, с.505.
4. Маханьков В.Г., Мырзакулов Р. *ОИЯИ, P5-86-356, Дубна, 1986.*
5. Маханьков В.Г., Панова Е.Ю., Швачка А.Б. *ОИЯИ, P11-83-870, Дубна, 1983.*
6. Makhankov V.G. — *Phys. Lett*, 1981, 81A, p.156.

Рукопись поступила 2 октября 1987 года.

## ТУРБУЛИЗАЦИЯ СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ В КОЛЬЦЕВЫХ КАНАЛАХ ПРИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКАХ

В.М.Микляев, И.А.Сергеев, Ю.П.Филиппов

Представлены результаты экспериментального исследования нестационарных тепловых процессов в сверхтекучем гелии и на границе He II — твердое тело. Получены качественно новые данные по динамике процессов нестационарной теплопередачи к He II в кольцевых каналах. Обнаружен ряд эффектов, причиной возникновения которых, по мнению авторов, является развитие состояния сверхтекучей турбулентности в He II. Рассмотрена связь параметров сверхтекучей турбулентности с условиями экспериментов. Определена зависимость времени вихреобразования от тепловой нагрузки.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

## Superfluid Turbulence in Helium in Annuli Channels at Transient Heat Fluxes

V.M.Miklyaev, I.A.Sergeyev, Yu.P.Filippov

The experimental results of investigation of transient thermal processes in superfluid helium and at He II — solid interface are presented. The qualitatively new data on dynamics of processes of transient heat transfer into He II in annuli channels are obtained. A number of effects are discovered, which follow, on authors' opinion, from the beginning of superfluid turbulence state in He II. Superfluid turbulence parameters relations with the experimental conditions are discussed. The dependence of vortex generation time on heat load is determined.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Сверхтекучий гелий, обладая уникальными свойствами квантовой жидкости, давно привлекает внимание исследователей. К тому же недавно начавшиеся разработки криогенных систем с криоагентом He II стимулировали поиск дополнительной информации о процессах переноса в сверхтекучем гелии<sup>/1/</sup>. Этими причинами обусловлены широкая тематика и весьма большое число печатных работ по He II. Что касается вопросов теплопередачи в сверхтекучем гелии, то необходимо отметить следующее. Режимы теплопередачи в He II, реализующиеся в стационарных условиях, — ламинарный противоток, зона Гортера — Меллинка,

пленочное кипение — изучены довольно глубоко. Значительно слабее исследованы режимы нестационарной теплопередачи, в том числе при тепловых нагрузках  $q$  в диапазоне  $q \leq q_{кр}$ , где  $q_{кр}$  — стационарный критический тепловой поток начала пленочного кипения ( $10 \div 100 \text{ кВт} \cdot \text{м}^{-2} / 1/$ ). При таких значениях  $q$  динамика процессов передачи тепла от твердого тела к сверхтекучему гелию и переноса тепла в He II может быть довольно сложна, и общие модели таких режимов отсутствуют.

В настоящей работе приводится часть результатов экспериментального исследования нестационарных тепловых процессов в сверхтекучем гелии и на границе раздела твердое тело — He II в сравнительно широком диапазоне тепловых нагрузок и режимных параметров.

Экспериментальный участок представлял собой открытый с обеих сторон кольцевой канал длиной 80 мм, образованный поверхностями тонкостенной стальной трубки и размещенного внутри нее цилиндрического экспериментального образца. Величина коаксиального зазора  $\Delta$  устанавливалась в пределах  $0,40 \div 65 \text{ мм}^*$ .

Экспериментальный образец состоял из: тонкой углеродной пленки, напыленной на подложку — внешнюю поверхность вакуумированной керамической трубки  $\varnothing 11,5 \times 1,75 \text{ мм}$ . Углеродная пленка служила одновременно нагревателем и малоинерционным высокочувствительным термодатчиком<sup>/2/</sup>. Толщина нагревателя-термометра (НТ) менее 1 мкм, время тепловой реакции менее 100 нс, чувствительность  $\approx 0,65 \text{ К}^{-1}$  при температуре 1,8 К и  $\approx 0,20 \text{ К}^{-1}$  при 4,0 К<sup>/4/</sup>.

Исследования проводились как при вертикальной, так и при горизонтальной ориентации образца в объеме гелия, на свободной поверхности которого поддерживалось заданное давление насыщенных паров. Среднемассовая температура объема гелия  $T_s = 1,45 \div 2,09 \text{ К}$ , глубина погружения образца  $0,05 \div 0,15 \text{ м}$ , площадь свободной поверхности жидкости  $\approx 1,54 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2$ , объем гелия  $\approx 3,0 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ .

Комплекс электронной аппаратуры<sup>/2, 3/</sup>, выполненный в конструктиве КАМАК, обеспечивал проведение экспериментов на линии с ЭВМ. Один из основных узлов комплекса — усилитель мощности, особенность которого состоит в возможности работы в режиме стабилизации мощности тепловыделения в нагревателе-термометре<sup>/3/</sup>. Приведенные в настоящей работе данные получены при следующих параметрах импульса мощности: дли-

---

\* Величина зазора 65 мм соответствует т.н. свободным условиям, когда стальная трубка отсутствует, а ее роль играют стенки гелиевого сосуда криостата.

тельность переднего фронта не более 10 мкс, длительность импульса 6,4 с, дрейф мощности относительно средней величины  $W$  не более 2%.

Результаты экспериментов обрабатывались в виде зависимости интегрального перегрева  $\Delta T = T - T_0$  от времени  $t$  после подачи мощности  $-\Delta T(t)_W$ . Для каждого значения мощности  $W$  за время импульса осуществлялось более 4000 измерений  $\Delta T(t)^{1/4}$ . Ошибка определения перегрева не превышала 10 мК при  $T < 5,2$  К, а в остальном диапазоне была не больше 0,5%. Погрешность измерения мощности тепловыделения составляла  $1 \div 4\%$ , причем большие значения относились к меньшим величинам  $W$ .

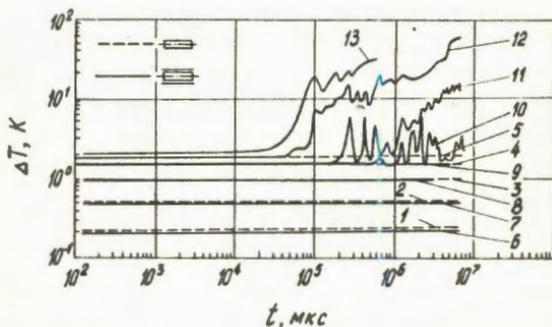
Экспериментальные данные получены в диапазонах перегрева  $0,1 \div 100$  К, времени  $10 \text{ мкс} \div 6,4 \text{ с}$ , мощности импульсов  $0,06 \div 30$  Вт (что соответствует удельным тепловым потокам  $\approx 30 \div 15000 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ ) при величинах коаксиального зазора 1,30 мм и 65 мм.

Результаты экспериментов, проведенных в He II при температуре 1,82 К и горизонтальной ориентации образца (линии 1-5 —  $\Delta = 65$  мм, кривые 6-13 —  $\Delta = 1,30$  мм), представлены на рис. 1. Обращает на себя внимание прежде всего то, что при  $\Delta = 65$  мм во всем исследованном диапазоне времен и удельных тепловых потоков не обнаружено явление кризиса, хотя часть данных (линия 5) получена при значениях  $q$ , превышающих величину стационарного критического теплового потока  $q_{кр}$ . Отсутствие перехода к пленочному кипению в рассматриваемых условиях свидетельствуют о том, что за интервал измерений (6,4 с) не было достигнуто время  $t_{кр}$  начала режима пленочного кипения. Это подтверждается расчетом величины  $t_{кр}$  по соотношению <sup>18/</sup>

$$t_{кр} = a q^{-4}, \quad (1)$$

где  $a \approx 110 \text{ Вт}^4 \cdot \text{см}^{-8} \cdot \text{с}$ . Что касается независимости динамики

Рис. 1. Зависимости  $\Delta T(t)_W$  при  $T_0 = 1,82$  К. Ориентация — горизонтальная, величина зазора 65 мм (1-5) и 1,30 мм (6-13). 1 и 6 —  $W = 0,087$  Вт; 2 и 7 — 0,32 Вт; 3 и 8 — 1,2 Вт; 4 и 9 — 3,1 Вт; 5 — 6,7 Вт; 10 — 3,2 Вт; 11 — 4,0 Вт; 12 — 6,3 Вт; 13 — 10 Вт.



зарегистрированных процессов от величины  $q$ , то это связано с установлением стационарного режима отвода тепла — режима сопротивления Капицы — за сравнительно короткое время  $t_{\text{кап}} < 100$  мкс. Необходимо отметить, что полученное значение  $t_{\text{кап}}$  не противоречит данным работы <sup>6/</sup>, а величина проводимости Капицы  $h_{\text{кап}}$  согласуется с данными по  $h_{\text{кап}}$  для углеродных пленок <sup>6,7/</sup>.

Из рисунка также видно, что данные, полученные при  $\Delta = 1,30$  мм, образуют две характерные области. Первая имеет место при нагрузках  $W \leq 3,1$  Вт (линии 6 ÷ 9), в ней наблюдаются те же режимы, что и обсуждавшиеся выше. Вторая область данных образуется зависимостями  $\Delta T(t)_W$  при  $W > 3,1$  Вт (линии 10 ÷ 13), которые отражают развитие режимов ухудшенной теплопередачи от поверхности твердого тела к He II. При величине зазора  $\Delta = 65$  мм такие режимы не развивались и, насколько известно авторам, ранее в литературе не обсуждались. Идентичная картина (при небольших количественных отличиях) характерна и для вертикальной ориентации образца.

Как видно из рисунка (кривые 11 ÷ 13), вслед за развитием режимов ухудшенной теплопередачи может происходить переход к пленочному кипению He II на поверхности образца. Следует отметить, что соответствующие времена начала режима пленочного кипения на несколько порядков меньше величин  $t_{\text{кр}}$ , рассчитанных по соотношению (1). С учетом того, что стационарная критическая плотность теплового потока  $q_{\text{кр}}$  слабо зависит от величины зазора  $\Delta$ , правомерно предположить, что в таких условиях эксперимента ( $\Delta = 1,30$  мм) реализуется определенный механизм, провоцирующий развитие режимов ухудшенной теплопередачи и, при  $q > q_{\text{кр}}$ , ускоренный переход к пленочному кипению. В основе механизма смены режима на границе НТ — He II лежат, по всей видимости, нестационарные процессы переноса тепла в сверхтекучем гелии, зависящие от геометрии эксперимента.

Детали развития процессов теплопередачи при различных температурах гелия  $T_S$  можно проследить по рис. 2. Как видно из рисунка, при превышении некоторых пороговых значений тепловых нагрузок  $W_{\text{вх}}$  (линии 1), режим теплопередачи в He II существенно изменяется. Из рисунка также видно, что при  $W > W_{\text{вх}}$  (кривые 2 ÷ 6) зависимости перегрева НТ от времени  $\Delta T(t)_W$  представляют собой последовательности ярко выраженных пиков перегрева\*, параметры которых (время образования, амплитуда) зависят от температуры гелия, мощности импульса, ориентации образца.

---

\*Необходимо отметить полную воспроизводимость экспериментальных данных, образующих первые два пика, и некоторый вероятностный характер последующих.

Процессы в He II, обуславливающие развитие режимов ухудшенной теплопередачи, которые характеризуются последовательностями пиков перегрева НТ, можно идентифицировать следующим образом. Первый пик перегрева связан с развитием состояния сверхтекучей турбулентности в He II в кольцевом канале. В этом смысле пороговые значения тепловых нагрузок  $W_{вх}$  отвечают стационарным критическим потокам вихреобразования  $q_{вх}$ . Рост температуры (передний фронт пика) вызван ухудшением отвода тепла от нагревателя-термометра через турбулизованный слой гелия<sup>/10/</sup>. Спад температуры (задний фронт пика) связан, вероятно, с затратами энергии на рост клубка вихревых нитей, а также с распространением фронтов турбулентности в кольцевом канале. Второй пик связан с фазовым переходом метастабильный He II  $\rightarrow$  метастабильный He I<sup>/11/</sup>. При этом рост температуры (передний фронт пика) отражает прогрев примыкающего к НТ слоя жидкого гелия до температуры фазового перехода. Причиной последующего спада  $\Delta T$ , вероятно, является диссипация энергии при фазовом переходе He II  $\rightarrow$  He I в присутствии теплового потока<sup>/12/</sup>, а также удаление образовав-

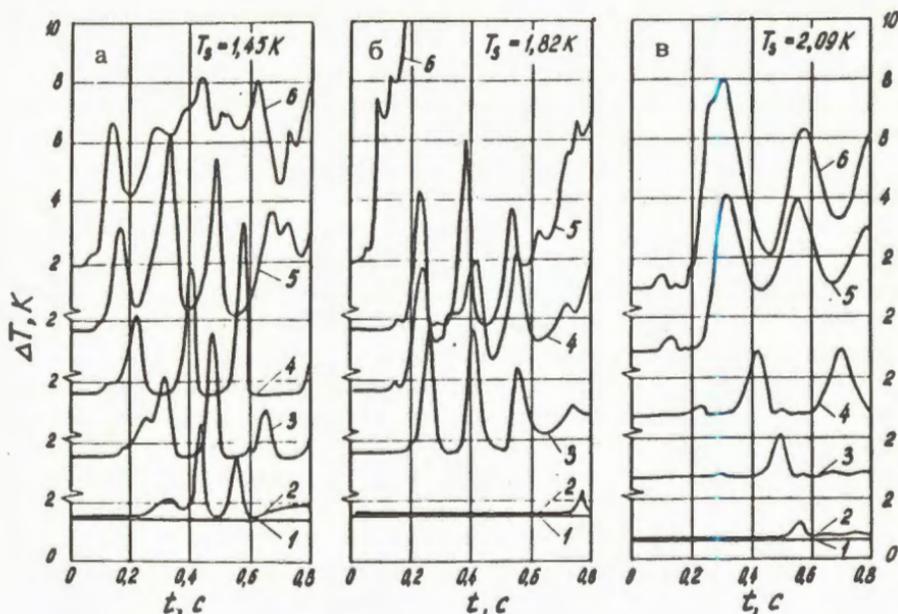


Рис. 2. Зависимости  $\Delta T(t)_W$  при  $\Delta = 1,30$  мм. Ориентация — горизонтальная.  
 а —  $T_g = 1,45$  К: 1 — 1,9 Вт; 2 — 2,1 Вт; 3 — 2,3 Вт; 4 — 2,5 Вт; 5 — 3,0 Вт; 6 — 3,8 Вт. б —  $T_g = 1,82$  К: 1 — 3,1 Вт; 2 — 3,2 Вт; 3 — 4,0 Вт; 4 — 4,2 Вт; 5 — 4,3 Вт; 6 — 6,7 Вт. в —  $T_g = 2,09$  К: 1 — 0,92 Вт; 2 — 1,1 Вт; 3 — 1,2 Вт; 4 — 1,4 Вт; 5 — 2,0 Вт; 6 — 2,3 Вт.

шегоса He I в окружающий объем He II. Последующие пики перегрева обусловлены возможным зарождением паровой фазы на некотором локально перегретом участке поверхности НТ\*. При условии  $q < q_{кр}$  граница между областями поверхности НТ, покрытыми паром и жидкостью, неустойчива. В такой ситуации перехода к пленочному режиму кипения не происходит, а зависимость  $\Delta T(t)_w$  представляет собой последовательность большого числа пиков (рис. 1, кривая 10). При нагрузках  $q > q_{кр}$  происходит переход к пленочному кипению, причем с ростом  $q$  число пиков сокращается (рис. 1, кривые 11 ÷ 13).

Таким образом, в He II при определенных условиях в кольцевых каналах возможно развитие сверхтекучей турбулентности, чем вызывается каскад процессов смены гидродинамических и термодинамических состояний гелия и, в конечном счете, существенное изменение режима передачи тепла через границу раздела твердое тело — He II.

Остановимся теперь на количественных характеристиках процесса возникновения сверхтекучей турбулентности — времени вихреобразования  $t_{вх}$  и пороговой тепловой нагрузке  $W_{вх}$ .

Время вихреобразования  $t_{вх}$  определялось как момент, когда начинался рост температуры на переднем фронте первого пика. Зависимость времени  $t_{вх}$  от мощности импульса  $W$  имеет довольно сложный характер, однако при величинах тепловых нагрузок, лежащих в диапазоне  $1,1 \cdot W_{вх} < W < 0,9 \cdot W_{сл}$  \*\*, может быть аппроксимирована соотношением

$$t_{вх} = c \cdot W^{-3/2}, \quad (2)$$

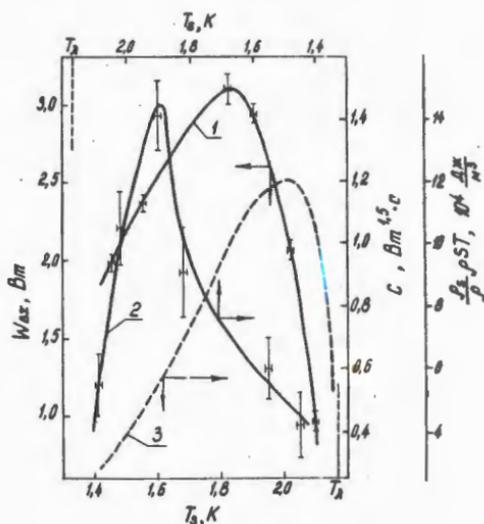
где  $c$  — коэффициент, зависящий от температуры гелия и ориентации образца. По структуре соотношение (2) аналогично зависимости  $t_{вх}(q)$ , обобщающей данные<sup>/10/</sup>, которые получены при одномерной геометрии эксперимента.

Необходимо отметить, что полученные значения тепловых потоков, отвечающих началу вихреобразования, превышают имеющиеся в литературе данные на порядок. Это объясняется влиянием геометрии эксперимента. Такое влияние заключается в

\* Наличие такого участка обусловлено градиентом температуры вдоль поверхности НТ из-за конечности длины образца. С существованием такого участка, а следовательно с завышенным значением измеряемой среднеинтегральной по поверхности НТ температуры, связаны довольно большие (до нескольких К) величины амплитуд пиков перегрева.

\*\* При мощности импульса  $W_{сл}$  происходит слияние пиков или же переход к пленочному кипению с переднего фронта первого пика (см., например, кривые ба и бб на рис. 2).

Рис. 3. Зависимости  $W_{\text{вх}}(T_S)$ ,  $c(T_S)$ ,  $(\rho_S/\rho) \cdot \rho ST(T_S)$ . 1, 2 – соответственно  $W_{\text{вх}}$  и  $c$  по результатам экспериментов при  $\Delta = 1,30$  мм и горизонтальной ориентации; 3 –  $(\rho_S/\rho) \rho ST$ <sup>16/</sup>.



возможности распространения теплового потока как в нормальном к поверхности НТ, так и в аксиальном направлениях, при этом нормальная составляющая теплового потока затрачивается на диссипативные процессы в тонком пристенном слое гелия<sup>14/</sup>. Следует также

отметить, что в современном подходе к теории сверхтекучей турбулентности<sup>15/</sup> особо подчеркивается определяющее влияние геометрии на различные аспекты диссипативных процессов в He II.

Зависимости величин  $W_{\text{вх}}$  и  $c$  от температуры гелия приведены на рис. 3 (кривые 1 и 2), из которых видно, что они имеют характерную колоколообразную форму. Там же показана температурная зависимость комплекса свойств сверхтекучего гелия  $(\rho_S/\rho) \cdot \rho ST$ , где  $\rho_S/\rho$  – приведенная плотность сверхтекучей компоненты,  $\rho ST$  – плотность тепловой энергии. Кривая 3 аналогична по виду зависимостям  $W_{\text{вх}}(T_S)$  и  $c(T_S)$ . Это можно объяснить на основе двухскоростной гидродинамики, в которой тепловой поток в сверхтекучем гелии  $\vec{q}$  определяется как<sup>15/</sup>

$$|\vec{q}| = \rho_S ST |\vec{V}_{\text{эф}}| = \frac{\rho_S}{\rho} \rho ST |\vec{V}_{\text{эф}}|. \quad (3)$$

Поскольку уравнение (3) справедливо вплоть до начала вихреобразования в сверхтекучем гелии, а эффективная средняя относительная скорость движения компонент  $V_{\text{эф}}$  слабо зависит от температуры<sup>1/</sup>, сходство кривых 1, 2 и 3 закономерно.

Представленные экспериментальные данные позволяют сделать следующие выводы о динамике процессов нестационарной теплопередачи к сверхтекучему гелию в кольцевых каналах.

При величине тепловых нагрузок, превышающих определенную пороговую величину  $W_{\text{вх}}$ , значительно меньшую  $W_{\text{кр}}$ , за времена порядка 100 мс развиваются режимы ухудшенной теплопередачи от твердого тела к He II. Величина  $W_{\text{вх}}$  существенно зависит от температуры гелия.

Развитие таких режимов характеризуется последовательностью ярко выраженных хорошо воспроизводимых пиков перегрева поверхности твердого тела.

Причина возникновения режимов ухудшенной теплопередачи — турбулизация сверхтекучего гелия в кольцевом канале. Пороговые тепловые нагрузки  $W_{\text{вх}}$  соответствуют критическим тепловым потокам вихреобразования в He II.

В заключение авторы благодарят С.Ю.Селюнина и В.Ф.Минашкина за помощь в проведении экспериментов и настройку аппаратуры, а также В.Н.Павлова за полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Frederking T.H.K. *Cooling of Superconducting Devices: Advances in Heat Transfer for Magnet Stability Improvements. Lecture Presented at XVIII Int. Symp. Heat and Mass Transfer in Cryoengineering and Refrigeration. Dubrownik, 1986.*
2. Микляев В.М. и др. Препринт ОИЯИ Р8-86-583, Дубна, 1986.
3. Инкин В.Д., Минашкин В.Ф., Филиппов Ю.П. Сообщение ОИЯИ 8-85-756, Дубна, 1985.
4. Микляев В.М., Сергеев И.А., Филиппов Ю.П. Препринт ОИЯИ Р8-87-33, Дубна, 1987.
5. Katerberg J.A., Anderson A.C. — *J. Low. Temp. Phys.*, 1981, v.42, p.165.
6. Steward W.G. — *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 1978, v.21, p.863.
7. Haben R.L., Frederking T.H.K. — *Adv. Cryog. Engng.*, 1975, v.20, p.383.
8. Van Sciver S.W. — *ibid.*, 1982, v.27, p.375.
9. Kobayashi H., Yasukochi K. — *ibid.*, 1980, v.25, p.372.
10. Vinen W.F. — *Proc. R. Soc.*, 1957, v.A240, p.114.
11. Nishigaki K., Saji Y. — *Phys. Rev.*, 1986, v.B33, p.1657.
12. Пешков В.П. — *ЖЭТФ*, 1956, т.30, с.581.
13. Немировский С.К., Цой А.Н. — *Письма ЖЭТФ*, 1982, т.35, с.229.
14. Луцет М.О., Цой А.Н. — В кн.: *Теплообмен при фазовых превращениях. Новосибирск: Изд. ИТФ СО АН СССР*, 1983, с. 70-75.
15. Tough J.T. — In: *Progress in Low Temperature Physics. Amsterdam: North-Holl. Publ. Co.*, 1982, v. VIII, p.133-219.
16. Dimotakis P.E., Broadwell J.E. — *Phys. Fluids*, 1973, v.16, p.1787.

Рукопись поступила 18 сентября 1987 года.

## ЭЛЕКТРОННОЕ СПАРИВАНИЕ В ИЗОТРОПНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ С ЭФФЕКТИВНЫМ ЭЛЕКТРОННО-ЭЛЕКТРОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ, ЗАВИСЯЩИМ ОТ СПИНА

Нгуен Ван Хьеу\*, Ха Вин Тан\*, Нгуен Тоан Тханг\*,  
Нгуен Аи Вьет\*

Изучается электронное спаривание в изотропных сверхпроводниках. Рассматривается эффективное, зависящее от спина электронно-электронное взаимодействие общего вида. Квантовое состояние пар Купера является линейной суперпозицией синглетного и триплетного состояний. Выводится система уравнений для энергетической щели при нулевой температуре. Обсуждаются достаточные условия для чисто синглетного или триплетного спаривания, а также для вырождения основного состояния вследствие симметрии между синглетной и триплетной фазами.

Работа выполнена в Институте теоретической физики, Ханой, СРВ.

### Electron Pairing in Isotropic Superconductors with Spin-Dependent Effective Electron-Electron Interaction Nguyen van Hieu et al.

The electron pairing was studied for the isotropic superconductors with the spin-dependent effective electron-electron interaction. In the general case the quantum state of the Cooper pairs is a linear superposition of triplet and singlet ones. The system of gap equations was derived. The sufficient conditions were discussed for the purely singlet or triplet pairing as well as for the degeneracy of the ground state due to a symmetry between the singlet and triplet phases.

The investigation has been performed at the Institute of Theoretical Physics, Hanoi, Vietnam.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В теории сверхпроводимости<sup>1, 2/</sup> общеизвестно, что вследствие не зависящего от спина эффективного притяжения между электронами вблизи поверхности Ферми появляются пары Купера в синглетном связанном состоянии — синглетное спаривание электронов. Динамическим источником такого не зависящего

\* Институт теоретической физики, Ханой, СРВ

от спина эффективного притяжения мог бы быть обмен фононами. Считалось также, что триплетное спаривание имеет место в том случае, когда эффективное взаимодействие электронов зависит от спина. Соответствующие нефононные механизмы обсуждались в течение многих лет<sup>/3-6/</sup>. В последние годы триплетное спаривание рассматривалось в ряде работ в связи с проблемой тяжелого фермиона<sup>/7-9/</sup>.

В настоящей работе изучаем электронное спаривание в изотропных сверхпроводниках с зависящим от спина эффективным электронно-электронным взаимодействием общего вида. В основном состоянии сверхпроводника такого рода происходит конденсация пар Купера, квантовое состояние которых является линейной суперпозицией синглетного и триплетного состояний. Ради простоты мы пользуемся приближением БКШ<sup>/1/</sup>. Установим систему уравнений для энергетической щели, из которых непосредственно выводятся достаточные условия существования пар Купера в чисто синглетном или триплетном связанном состоянии. Рассматривается также возможное вырождение основного состояния вследствие возможной симметрии между синглетной и триплетной фазами.

## 2. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ

В приближении БКШ многоэлектронная система с зависящим от спина эффективным электронно-электронным взаимодействием описывается следующим модельным гамильтонианом

$$H = \sum_{\vec{k}} \xi(\vec{k}) a_a^+(\vec{k}) a_a(\vec{k}) + \frac{1}{2} \sum_{\vec{k}, \vec{\ell}} V_{\alpha\beta\gamma\lambda}(\vec{k}, \vec{\ell}) a_a^+(\vec{k}) a_\beta^+(-\vec{k}) a_\lambda(-\vec{\ell}) a_\gamma(\vec{\ell}), \quad (1)$$

где  $a_a(\vec{k})$  и  $a_a^+(\vec{k})$  — операторы уничтожения и рождения электрона,  $\vec{k}$  и  $\vec{\ell}$  — импульсы электрона,  $\alpha, \beta, \gamma, \lambda$  — спиновые индексы,

$$\xi(\vec{k}) = \frac{k^2}{2m} - E_F,$$

$m$  — масса электрона, а  $E_F$  — энергия Ферми.

Эффективный потенциал взаимодействия электронов всегда можно написать в виде

$$V_{\alpha\beta\gamma\lambda}(\vec{k}, \vec{\ell}) = A(\vec{k}, \vec{\ell}) \epsilon_{\alpha\beta} \epsilon_{\gamma\lambda} + B(\vec{k}, \vec{\ell}) (\vec{\sigma}_k \sigma_2)_{\alpha\beta} (\sigma_2 \vec{\sigma}_k)_{\gamma\lambda} + C(\vec{k}, \vec{\ell}) (\vec{\sigma}_k \sigma_2)_{\alpha\beta} (\sigma_2 \vec{\sigma}_\ell)_{\gamma\lambda} + D(\vec{k}, \vec{\ell}) (\vec{\sigma}_\ell \sigma_2)_{\alpha\beta} (\sigma_2 \vec{\sigma}_k)_{\gamma\lambda} + E(\vec{k}, \vec{\ell}) (\vec{\sigma}_\ell \sigma_2)_{\alpha\beta} (\sigma_2 \vec{\sigma}_\ell)_{\gamma\lambda} + F(\vec{k}, \vec{\ell}) (\sigma[\vec{k}\vec{\ell}]\sigma_2)_{\alpha\beta} (\sigma_2 \vec{\sigma}[\vec{k}\vec{\ell}])_{\gamma\lambda}. \quad (2)$$

Обобщая рассуждения БКШ, мы выбираем вектор основного состояния в виде

$$\Phi = \prod_{\vec{k}} \left\{ u(\vec{k}) + \frac{1}{\sqrt{2}} [\epsilon_{\alpha\beta} v(\vec{k}) + (\vec{\sigma} \vec{k} \sigma_2)_{\alpha\beta} w(\vec{k})] a_{\alpha}^{\dagger}(\vec{k}) a_{\beta}^{\dagger}(-\vec{k}) \right\} |0\rangle, \quad (3)$$

где  $|0\rangle$  — вектор состояния вакуума,  $\prod'$  обозначает произведение, в котором вектор  $\vec{k}$  пробегает полупространство (среди двух факторов с противоположными векторами  $\vec{k}$  и  $-\vec{k}$  только один входит в произведение  $\prod'$ ).

В силу нормирования  $\Phi$

$$|u(\vec{k})|^2 + |v(\vec{k})|^2 + k^2 |w(\vec{k})|^2 = 1. \quad (4)$$

В дальнейшем будем выбирать функции  $u(\vec{k})$ ,  $v(\vec{k})$ ,  $w(\vec{k})$  вещественными.

Легко вычислить среднее значение гамильтониана (1) в основном состоянии — его полную энергию. Мы имеем

$$E = \langle \Phi | H | \Phi \rangle = \sum_{\vec{k}} \xi(\vec{k}) [v_0(\vec{k})^2 + v_1(\vec{k})^2] + \sum_{\vec{k}, \vec{\ell}} u(\vec{k}) u(\vec{\ell}) [A_0(\vec{k}, \vec{\ell}) v_0(\vec{k}) v_0(\vec{\ell}) + A_1(\vec{k}, \vec{\ell}) v_1(\vec{k}) v_1(\vec{\ell})], \quad (5)$$

где

$$v_0(\vec{k}) = v(\vec{k}), \quad v_1(\vec{k}) = kw(\vec{k}), \quad (6)$$

$$A_0 = A, \quad A_1 = \frac{1}{k\ell} [k^2(\vec{k}\vec{\ell})B + k^2\ell^2C + (\vec{k}\vec{\ell})^2D + \ell^2(\vec{k}\vec{\ell})E]. \quad (7)$$

Полагая

$$u(\vec{k}) = \cos \theta_{\vec{k}}, \quad v_0(\vec{k}) = \sin \theta_{\vec{k}} \cos \phi_{\vec{k}}, \quad v_1(\vec{k}) = \sin \theta_{\vec{k}} \sin \phi_{\vec{k}}, \quad (8)$$

перепишем выражение полной энергии основного состояния в виде

$$E = \sum_{\vec{k}} \xi(\vec{k}) \sin^2 \theta_{\vec{k}} + \frac{1}{4} \sum_{\vec{k}, \vec{\ell}} \sin 2\theta_{\vec{k}} \sin 2\theta_{\vec{\ell}} \times \\ \times [A_0(\vec{k}, \vec{\ell}) \cos \phi_{\vec{k}} \cos \phi_{\vec{\ell}} + A_1(\vec{k}, \vec{\ell}) \sin \phi_{\vec{k}} \sin \phi_{\vec{\ell}}]. \quad (9)$$

Из вариационного принципа

$$\frac{\delta E}{\delta \theta_{\vec{k}}} = 0, \quad \frac{\delta E}{\delta \phi_{\vec{k}}} = 0 \quad (10)$$

выведем систему уравнений для энергетической щели при нулевой температуре

$$\Delta_0(\vec{k}) = - \sum_{\vec{\ell}} A_0(\vec{k}, \vec{\ell}) \frac{\Delta_0(\vec{\ell})}{[\xi(\vec{\ell})^2 + \Delta(\vec{\ell})^2]^{1/2}}, \quad (11 \text{ а})$$

$$\Delta_1(\vec{k}) = - \sum_{\vec{\ell}} A_1(\vec{k}, \vec{\ell}) \frac{\Delta_1(\vec{\ell})}{[\xi(\vec{\ell})^2 + \Delta(\vec{\ell})^2]^{1/2}}, \quad (11 \text{ б})$$

где

$$\Delta(\vec{k}) = [\Delta_0(\vec{k})^2 + \Delta_1(\vec{k})^2]^{1/2} \quad (12)$$

представляет собой энергетическую щель, а

$$\Delta_0(\vec{k}) = \Delta(\vec{k}) \cos \phi_{\vec{k}} = - \sum_{\vec{\ell}} A_0(\vec{k}, \vec{\ell}) \sin 2\theta_{\vec{\ell}} \cos \phi_{\vec{\ell}}, \quad (13 \text{ а})$$

$$\Delta_1(\vec{k}) = \Delta(\vec{k}) \sin \phi_{\vec{k}} = \sum_{\vec{\ell}} A_1(\vec{k}, \vec{\ell}) \sin 2\theta_{\vec{\ell}} \sin \phi_{\vec{\ell}} \quad (13 \text{ б})$$

являются ее синглетной и триплетной компонентами соответственно. Легко также показать, что энергии низших возбужденных состояний с неспаривающимся электроном, имеющим импульс  $\vec{k}$ , равны

$$E(\vec{k}) = E + [\xi(\vec{k})^2 + \Delta(\vec{k})^2]^{1/2}. \quad (14)$$

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ

Уравнения (11а) и (11б) определяют энергетическую щель  $\Delta(\vec{k})$  и ее синглетную компоненты  $\Delta_0(\vec{k})$  и  $\Delta_1(\vec{k})$ . Из уравнений (13а) и (13б) следует, что триплетная (синглетная) компонента  $\Delta_1(\vec{k})$  ( $\Delta_0(\vec{k})$ ) равна нулю, и поэтому мы имеем чисто синглетное (триплетное) спаривание, если  $A_1(\vec{k}, \vec{\ell})$  ( $A_0(\vec{k}, \vec{\ell})$ ) исчезает или не представляет собой некоторого потенциала притяжения. С другой стороны, если

$$A_0(\vec{k}, \vec{\ell}) = A_1(\vec{k}, \vec{\ell}),$$

то уравнения (11а) и (11б) совпадают друг с другом, и их решение обладает следующим свойством

$$\Delta_0(\vec{k}) = \eta \Delta_1(\vec{k})$$

с произвольной постоянной  $\eta$ . Эта постоянная определяет относительный вес синглетной и триплетной фаз в основном состоянии. Так как энергии основного и низших возбужденных (одноквази-частичных) состояний не зависят от отношения  $\eta$ , то имеется вырождение этих состояний, являющееся следствием симметрии между синглетной и триплетной фазами конденсации Бозе — Эйнштейна пар Купера.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bardeen J., Cooper L.N., Schriffer J.R. — *Phys. Rev.*, 1957, 108, p.1175; Schriffer J.R. *Theory of Superconductivity*. New York, 1964.
2. Боголюбов Н.Н. — *ЖЭТФ*, 1958, 34, с.58.;  
Боголюбов Н.Н., Толмачев В.В., Ширков Д.В. *Новый метод в теории сверхпроводимости*. М.: Изд-во АН СССР, 1958.
3. Ахиезер А.И., Померанчук И.Я. — *ЖЭТФ*, 1959, 36, с.859.
4. Ахиезер А.И., Ахиезер И.А. — *ЖЭТФ*, 1962, 43, с.2208.
5. Vonsovskii S.V., Svirskii M.S. — *phys. stat. sol.*, 1965, 9, p.267.
6. Гудах О. — *Письма в ЖЭТФ*, 1985, 42, с.244.
7. Воловик Г.Е., Горьков Л.П. — *Письма в ЖЭТФ*, 1984, 39, с.550.
8. Anderson P.W. — *Phys. Rev.*, 1984, B30, p.4000.
9. Blount E.I. — *Phys. Rev.*, 1985, B32, p.2935.

Рукопись поступила 29 сентября 1987 года.