

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР
(25 — 26 апреля 1973 г.)**

25 и 26 апреля 1973 г. в конференц-зале Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. Л. Н. Булаевский. Слоистые сверхпроводники с джозефсоновским взаимодействием слоев.

2. А. И. Головашкин, Г. П. Мотулевич. Электронные и фононные характеристики Nb_3Sn .

3. В. М. Галицкий, В. Ф. Елесин, Д. А. Киржниц, Ю. В. Копаев, Р. Х. Тимеров. О возможности сверхпроводимости в неравновесных системах с оттачиванием.

4. М. И. Гвоздев, Н. А. Димов, Н. Л. Жерноклеев, В. С. Зуев, П. Д. Калачев, Ю. Л. Кокурин, Т. И. Марченко, Е. П. Орлов, В. А. Сауткин. Многоэлементный большой оптический телескоп с управляемой фигурой зеркала.

5. И. А. Викторов. Ультра- и гиперзвуковые поверхностные волны.

6. В. Б. Брагинский, А. Б. Манукин, Е. И. Попов, В. Н. Руденко, А. А. Хорев. Верхний предел гравитационного излучения внеземного происхождения.

Ниже публикуется краткое содержание пяти докладов.

537.312.62(048)

Л. Н. Булаевский. Слоистые сверхпроводники с джозефсоновским взаимодействием слоев. При интерколорировании слоистых соединений типа TaS_2 молекулами могут быть получены сверхпроводники с джозефсоновским взаимодействием слоев. В случае прыжкового механизма проводимости между слоями взаимодействие такого типа осуществляется, если выполнено условие

$$\hbar/\tau_{\perp} \ll \Delta(T), \quad (1)$$

где τ_{\perp} — время между перескоками электрона с одного слоя на соседний и $\Delta(T)$ — сверхпроводящая щель при температуре T . Сверхпроводники, в которых выполнено условие (1), будем называть слоистыми сверхпроводниками с джозефсоновским взаимодействием слоев (ССДВ). По данным об электронной теплоемкости и сопротивлении поперек слоев в $TaS_2(Pu)_{1/2}$ условие (1) выполнено практически во всем интервале температур ниже $T_c = 3,25$ °К, так как $\hbar/\tau_{\perp} < 0,2$ °К.

На основе дифференциально-разностных уравнений типа Гинзбурга — Ландау можно найти структуру вихревой нити в ССДВ. В магнитном поле, параллельном слою, в центре вихревой нити сверхпроводимость внутри слоев не разрушается (в отличие от вихревой нити обычных сверхпроводников второго рода), а магнитное поле в центре нити ограничено из-за нелинейной связи джозефсоновского тока с векторным потенциалом. Для нижнего критического поля $H_{c1}(\parallel)$ получаем

$$H_{c1}(\parallel) = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_L\lambda_j} \ln \frac{\lambda_L}{d}, \quad (2)$$

где λ_L , λ_j — лондоновская и джозефсоновская длины соответственно, Φ_0 — величина кванта магнитного потока, d — расстояние между проводящими слоями. В поле,

перпендикулярном к слоям, структура нити и выражение для $H_{c1}(\perp)$ остаются обычными.

Для механизма разрушения сверхпроводящей фазы в магнитном поле и определения верхнего критического поля H_{c2} в ССДВ существенна квазидвумерность системы, связанная с джозефсоновским взаимодействием слоев. Если выполнено условие (1), то поле H_{c2} может быть найдено без учета движения электронов между слоями, и оно определяется только орбитальным эффектом в поле, перпендикулярном к слоям, и парамагнитным эффектом. В чистых ССДВ при направлениях поля, близких к параллельному, и при температурах $T < 0,55 T_c$ реализуется неоднородное состояние, причем в ССДВ оно соответствует ситуации, когда в поле H_{c2} куперовские пары находятся не на нижней орбите Ландау. Зависимость H_{c2} от угла между направлением поля и плоскостью слоев θ оказывается при малых θ очень резкой и немонотонной — при $\theta \rightarrow 0$ на фоне роста H_{c2} появляются осцилляции, связанные с реализацией различных орбит Ландау для движения куперовской пары в магнитном поле. При $T = 0$ параллельное критическое поле ($\theta = 0$) оказывается равным $\sqrt{2}H_p = 2\Delta(0)/g\mu_B$. В грязных ССДВ неоднородное состояние не реализуется, но для направлений поля, близких к параллельному, переход из сверхпроводящего состояния в нормальное при увеличении поля оказывается переходом первого рода.

Экспериментально анизотропия верхнего критического поля измерена в $TaS_2(Pu)_{1/2}$, и данные эксперимента подтверждают представления о джозефсоновском характере взаимодействия слоев в $TaS_2(Pu)_{1/2}$.

В ССДВ должен наблюдаться нестационарный эффект Джозефсона, т. е. при приложении перпендикулярно к слоям постоянной разности потенциалов V в системе должен появиться переменный ток на частоте $\omega = 2eV/\hbar N$, где N — число слоев, между которыми приложено напряжение V .

Материалы доклада опубликованы в ЖЭТФ (64, 2241 (1973)) и направлены в «Physics Letters» и ЖЭТФ (65 (1973)).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ 47, 1136 (1964).
2. P. Fulde, R. A. Ferrell, Phys. Rev. A135, 550 (1964).
3. L. W. Gruenberg, L. Gunther, Phys. Rev. Lett. 16, 996 (1966).
4. Д. Сан-Жам, Г. Сарма, Е. Томас. Сверхпроводимость второго рода, М., «Мир», 1970.
5. И. О. Кулик, И. К. Янсон, Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах, М., «Наука», 1970.
6. F. R. Gamble, I. H. Osiecki, F. J. Di Salvo, J. Chem. Phys. 55, 3525 (1971).
7. F. J. Di Salvo, R. Schwall, T. H. Geballe, F. R. Gamble, I. H. Osiecki, Phys. Rev. Lett. 27, 310 (1971).
8. A. H. Thompson, F. R. Gamble, R. F. Koehler, Jr., Phys. Rev. B5, 2811 (1972).
9. R. C. Morris, R. V. Coleman, ibid. B7, 991.

537.312.6(048)

А. И. Головашкин, Г. П. Мотулевич. Электронные и фононные характеристики Nb_3Sn . В Оптической лаборатории ФИАН выполнены оптические и туннельные исследования сверхпроводящего сплава Nb_3Sn , обладающего высокими критическими параметрами.

1. Пленки Nb_3Sn изготавливались одновременным испарением Nb и Sn в вакууме $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст.^{1,2}. Оказалось, что для получения пленок Nb_3Sn с предельно высокими критическими параметрами сверхвысокий вакуум необязателен. Толщины пленок составляли 0,03—2 мкм. Основные измерения выполнены на пленках толщиной 0,5—2 мкм. Пленки обладали зеркальными поверхностями. Поверхностный слой не искажен наклепом или окислом, поэтому оптические постоянные и туннельные характеристики относятся к неискаженному металлу. Статические характеристики практически совпадали с характеристиками массивного металла. Рентгеновские исследования образцов показали, что в них имеется только одна фаза A-15. Температура перехода в сверхпроводящее состояние $T_c = 17,3—18,3$ °К. Ширина перехода $\Delta T = 0,1—0,3$ °К. Плотность критического тока $j_c \geq 5 \cdot 10^5$ а/см² в нулевом магнитном поле.

2. Оптические постоянные n и k ($n - ik$ — комплексный показатель преломления) измерялись поляризационным методом в интервале длин волн $\lambda = 0,4—10$ мкм³. Вычислены диэлектрическая постоянная $\epsilon = n^2 - k^2$ и оптическая проводимость $\sigma = 2nk/\lambda$.

Из ϵ и σ выделены вклады, относящиеся к электронам проводимости и межзонным переходам. Получены характеристики электронов проводимости: концентрация элект-

ронов проводимости $N = 1,1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, отношение $N/N_{\text{вал}} = 0,04$ ($N_{\text{вал}}$ — концентрация валентных электронов), средняя скорость электронов на поверхности Ферми $v_F = 0,48 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$, полная площадь поверхности Ферми $S_F = 1,1 \cdot 10^{-37} \text{ э}^2 \text{ см}^2 \text{ сек}^{-2}$, эффективная частота соударений электронов $\nu = 1,85 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$. Малое значение N связано с большим количеством брэгговских плоскостей, пересекающих поверхность Ферми. (Поверхность Ферми пересекает 102 плоскости, составляющие шесть физически неэквивалентных систем.)

Таблица I

Параметры межзонных переходов Nb₃Sn

№ полосы	$\hbar\omega_{\text{max}}$, эв	ν_g	σ_{max} , 10^{14} сек^{-1}	$ V_g $, эв	g	№ полосы	$\hbar\omega_{\text{max}}$, эв	ν_g	σ_{max} , 10^{14} сек^{-1}	$ V_g $, эв	g
1	0,155	0,2	37,0	0,07	110	4	0,95	0,7	10,5	0,32	211
2	0,21	0,3	45,0	0,09	220	5	1,8	0,3	9,0	0,76	210
3	0,40	0,08	8,5	0,19	310	6	3,0	0,25	8,5	1,30	200

Для межзонных переходов получены характеристики, приведенные в табл. I. В таблице ω_{max} — частота, соответствующая максимуму полосы межзонных переходов, σ_{max} — проводимость на частоте ω_{max} , ν_g — безразмерный параметр релаксации ⁴, V_g — фурье-компоненты псевдопотенциала, соответствующие брэгговским плоскостям с индексом g . Экспериментально найдено шесть основных полос межзонной проводимости. Число полос и значения V_g указывают на гибридизацию всех валентных электронов и применимость приближения псевдопотенциала. Оптические данные показывают, что плотность электронных состояний вблизи поверхности Ферми не является аномально большой. Это находится в кажущемся противоречии с результатами измерений теплоемкости, причина которого обсуждается ниже.

Оптические измерения позволяют определить константу электрон-фононного взаимодействия λ_{ep} ^{5,6}. Для наших слоев Nb₃Sn величина $\lambda_{ep} = 0,46$. Используя формулу Макмиллана для T_c ⁷, получим $\mu^* = -0,12$. Отрицательное значение эффективного кулоновского потенциала μ^* может свидетельствовать либо о наличии дополнительного нефононного механизма сверхпроводимости, либо о существенном повышении λ_{ep} при понижении температуры*), либо о непригодности формулы Макмиллана для Nb₃Sn.

3. Для туннельных контактов Nb₃Sn с Pb, Sn, Al и Nb₃Sn измерены зависимости I , dI/dV и d^2I/dV^2 от V (I — туннельный ток, V — напряжение). Туннельными барьерами служили как естественная окись Nb₃Sn, так и слой Al₂O₃. Исследовались как свежес-

Таблица II

Энергетические щели Nb₃Sn при $T \approx 2^\circ \text{ К}$

№ щели	$\frac{2\Delta}{e}$, мэв	$\frac{2\Delta}{kT_c}$	№ щели	$\frac{2\Delta}{e}$, мэв	$\frac{2\Delta}{kT_c}$
1	4,70 ± 0,04	3,0	3	1,50 ± 0,04	1,0
2	2,24 ± 0,04	1,4	4	0,36 ± 0,04	0,2

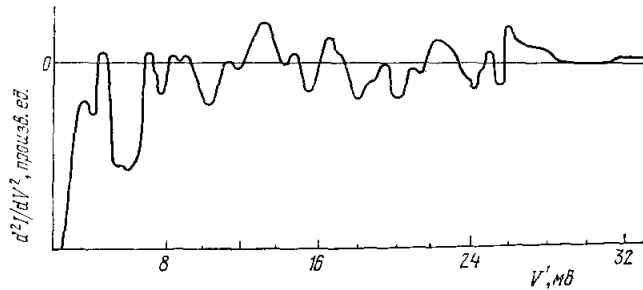
приготовленные, так и электрополированные пленки Nb₃Sn. Длина свободного пробега электронов в этих пленках составляла $\sim 100 \text{ \AA}$. Получены четыре значения энергетической щели 2Δ , приведенные в табл. II⁸. Максимум туннельной плотности состояний приходится на область второй и третьей щелей ($2\Delta_{\text{эфф}} = 1,9 \text{ мэв}$). Величина отношений $2\Delta/kT_c$ для всех щелей меньше, чем предсказывает теория БКШ. Одна щель аномально мала. Наличие разных щелей, по-видимому, связано с анизотропией щели Nb₃Sn.

Информация об эффективном фононном спектре Nb₃Sn получена по зависимости d^2I/dV^2 от V , приведенной на рисунке ⁹. Минимумы d^2I/dV^2 соответствуют максимумам функции α^2F , где F — фононная плотность состояний, α — эффективная электрон-фононная константа связи. Из рисунка видно, что фононный спектр Nb₃Sn сложный

*) На это обстоятельство было указано Д. И. Хомским.

и состоит из 12 максимумов. Часть из них низкочастотная. Каждой группе максимумов $\alpha^2 F$ соответствует максимум $F(\omega)$, полученный по результатам нейтронных измерений¹⁰.

4. Наличие низкочастотных максимумов в фононном спектре делает практически непригодной дебаевскую аппроксимацию. При вычислении теплоемкости низкочастотные максимумы приводят к появлению линейного по температуре члена, связанного



Зависимость d^2I/dV^2 от V' для туннельного перехода $\text{Nb}_3\text{Sn}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Nb}_3\text{Sn}$. По оси абсцисс отложена величина $V' = V - 2\Delta_{\text{эфф}}$, где V — напряжение, а $2\Delta_{\text{эфф}} = 1,9$ мэв — эффективная энергетическая щель Nb_3Sn .

с решеткой. Это обстоятельство обычно не учитывается, что приводит к сильно завышенному значению электронной плотности состояний. По-видимому, в этом основная причина вышеуказанного расхождения между оптическими данными и результатами измерений теплоемкости.

Электронные и фононные спектры Nb_3Sn оказались сложнее, чем для обычных металлов. В этом случае необходима специальная проверка применимости формулы Макмиллана для T_c .

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Головашкин, И. С. Левченко, Г. П. Мотулевич, ФММ 33, 1213 (1972).
2. А. И. Головашкин, Е. Д. Доннер, И. С. Левченко, Г. П. Мотулевич, ЖЭТФ 59, 1967 (1970).
3. С. И. Веденеев, А. И. Головашкин, И. С. Левченко, Г. П. Мотулевич, Тезисы докладов Международного симпозиума по электронной структуре и свойствам переходных металлов, их сплавов и соединений, Киев, май 1972, стр. 79; С. И. Веденеев, А. И. Головашкин, И. С. Левченко, Т. А. Лескова, Г. П. Мотулевич, Труды Международного симпозиума по электронной структуре и свойствам переходных металлов, их сплавов и соединений, Киев, «Научная мысль», 1972.
4. А. И. Головашкин, Г. П. Мотулевич, ЖЭТФ 57, 1054 (1969).
5. J. J. Hopfield, Comm. Sol. State Phys. (Comm. Mod. Phys.) В48, 3 (1970).
6. Е. Г. Максимов, Г. П. Мотулевич, ЖЭТФ 60, 414 (1971).
7. W. L. McMillan, Phys. Rev. 167, 331 (1968).
8. С. И. Веденеев, А. И. Головашкин, И. С. Левченко, Г. П. Мотулевич, ЖЭТФ 63, 1010 (1972).
9. С. И. Веденеев, А. И. Головашкин, Г. П. Мотулевич, Письма ЖЭТФ 16, 216 (1972); С. И. Веденеев, А. И. Головашкин, Г. П. Мотулевич, Препринт ФИАН № 116, Москва, 1973.
10. J. D. Axe, G. Shirane, Brookhaven National Laboratory Preprint, Upton, N. Y., Feb. 1973; L. R. Testardi, сборник «Physical Acoustics» Ed. W. P. Mason and R. N. Thurston, v. X, Princeton, Van Nostrand, 1973.

537.312.6(048)

В. М. Галицкий, В. Ф. Елесин, Д. А. Киржиц, Ю. В. Копаев, Р. Х. Тимеров. О возможности сверхпроводимости в неравновесных системах с отталкиванием. Известно, что величина сверхпроводящей щели Δ в простейшей модели¹, когда эффективная величина константы электрон-фононной связи g соответствует притяжению ($g < 0$) и постоянна в интервале $\pm\omega_D$ вблизи уровня Ферми, определяется следующим выражением:

$$1 = -g \int_0^{\hbar\omega_D} d\varepsilon [1 - 2n(\varepsilon, T)] (\varepsilon^2 + \Delta^2)^{-1/2}, \quad (1)$$

где $l \omega_D$ — предельная энергия фононов, $n(\epsilon, T)$ — функция заполнения квазичастиц, T — температура.

Критическая температура T_c сверхпроводящего перехода определяется условием (1), если в последнем положить $\Delta = 0$.

В равновесном состоянии в отсутствие внешнего источника (ВИ) при $T = 0$ для всех $\epsilon n = 0$. Увеличение n под действием ВИ приводит к подавлению сверхпроводимости (СП) ². С другой стороны, из выражения (1) видно, что для несверхпроводящей ($g > 0$) в нормальных условиях ($n < 1/2$) системы состояние СП ($\Delta \neq 0$) оказывается возможным, если под действием ВИ имеет место $n > 1/2$. Поскольку величина n характеризует заполнение электронных состояний выше щели Δ и дырочных — ниже щели, то $n > 1/2$ соответствует условию инверсной населенности.

Последнее условие может быть выполненным для полупроводниковой модели рис. 1, рассмотренной в ³, если время внутризонной релаксации по энергии τ много меньше времени межзонной рекомбинации через диэлектрическую щель E_g . Состояние СП при этом оказывается возможным, если $Eg < \Delta_0$, где

$$\Delta_0 = \frac{2u^2}{\hbar\omega_p} \exp\left(-\sqrt{\frac{g_1^2}{g_0^2} - \frac{\tau}{4} - \frac{1}{g_0}}\right),$$

μ — квазиуровень Ферми электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, ω_p — плазменная частота; величина g_0 и g_1 характеризуют соответственно внутри- и межзонное кулоновские взаимодействия.

Сверхпроводящая щель возникает не на квазиуровнях Ферми ($\pm \mu$), а вблизи экстремумов зон. Известно, что для образования связанного состояния необходимо, чтобы потенциальная и кинетическая энергии имели разные знаки. В равновесных условиях СП спаривание имеет место при межэлектронном притяжении вблизи уровня Ферми, что соответствует выигрышу в кинетической энергии. В состоянии с инверсной населенностью СП спариванию вблизи экстремумов зон соответствует выигрыш в кинетической энергии за счет виртуального перехода пары электронов со дна зоны «С» в нижележащие свободные состояния зоны «V». Поэтому для СП спаривания необходимо противоположным обычному знак потенциальной энергии, т. е. межэлектронное отталкивание.

Таким образом, состояние инверсной населенности и СП при межэлектронном отталкивании осуществляется здесь из-за полупроводниковой характерной зонной структуры.

Возможно ли такое состояние для металлической модели ³

Из совместного решения уравнения (1) и кинетического уравнения для функции распределения квазичастиц $n(\epsilon)$ в условиях непрерывного действия ВИ следует положительный ответ на этот вопрос ⁴. А именно, кроме тривиального решения $\Delta = 0$ и $n < 1/2$ существует нетривиальное самоподдерживающееся решение $\Delta \neq 0$ и $n > 1/2$ (рис. 2) при

$$\Delta_0 - (2u^2/\hbar\omega_p) \exp(-1/g) > \hbar\omega_p/2. \quad (3)$$

При этом было предпочтено, что релаксация по энергии происходит в основном за счет электрон-фононных столкновений. Это справедливо, когда $\mu/\epsilon_F \ll 1$, т. е. электрон-электронные столкновения из за принципа Паули подавлены фактором $(u/\epsilon_F)^2$. Условие (3) тогда означает, что процессы рекомбинации через щель $2\Delta_0$ не могут происходить за счет однофононных процессов, которые определяют релаксацию квазичастиц по энергии. Следовательно, время рекомбинации будет много больше времени релаксации.

Одним из способов перевести систему из состояния с $\Delta = 0$, $n < 1/2$ при действии ВИ в состояние СП является образование на уровне Ферми диэлектрической щели λ за счет межзонных переходов под действием сильного электромагнитного поля ⁵. При условии $\Delta > \lambda > \omega_D/2$ состояние СП оказывается возможным: при этом величина сверхпроводящей щели Δ будет равна $\sqrt{\Delta_0^2 - \lambda^2}$. После установления такого

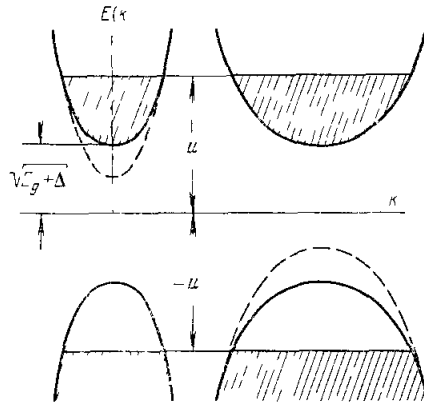


Рис. 1 (Δ_0^2 обозначено как Δ).

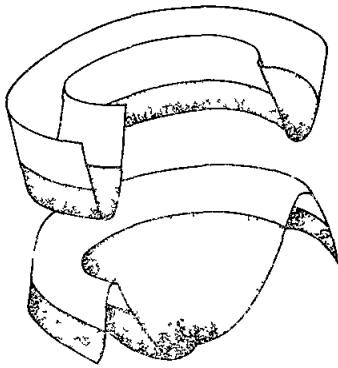


Рис. 2.

состояния сильное поле можно адиабатически выключить $\lambda \rightarrow 0$, $\Delta \rightarrow 0$. Тем не менее будет существовать стационарное состояние СП в присутствии ВИ.

Температура сверхпроводящего перехода T_c оказывается порядка μ , а не Δ , так как для термического разрыва сверхпроводящей пары требуется энергия порядка μ .

Для выполнения условия (3) интенсивность I внешнего источника должна быть

$$I > \frac{1}{\kappa \tau_R} \left[\frac{m^{*2} \omega \lambda \omega_p}{2} \exp \left(\frac{1}{g} \right) \right]^{3/4}, \quad (4)$$

где κ — коэффициент поглощения на частоте $\hbar \omega \gg 2\mu$.

При разумных значениях параметров, входящих в условие (4) ($\kappa = 10^3 \div 10^4 \text{ см}^{-1}$, $\tau_R = 10^{-8} \text{ сек}$, $\hbar \omega_p = 1 \text{ эв}$, $m^* = (10^{-1} - 1) m$, $g = 0,5$), интенсивность I должна быть порядка $10^3 - 10^6 \text{ вт/см}^2$. При этом T_c оказывается порядка $10^3 \text{ }^\circ\text{К}$.

Поскольку щель образуется не на квазиуровнях Ферми, то минимальная энергия возбуждения квазичастиц равна нулю, как и в нормальном металле. Поэтому возникает вопрос, имеется ли в такой системе незатухающий ток при наличии рассеяния? Исследование показывает⁴, что ток в переменном электрическом поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i\omega t}$ с учетом упругого рассеяния на примесях при $\omega \rightarrow 0$ равен

$$\mathbf{j} = F (2\sigma_N + i (\pi \Delta_0 / \hbar \omega) \sigma_N), \quad (5)$$

где σ_N — проводимость в нормальном состоянии.

Из выражения (5) видно, что такая система может быть описана двухжидкостной моделью, причем нормальной несверхтекучей компоненте соответствует первое слагаемое, а проводимость сверхтекучей компоненты — второе слагаемое — обращается в бесконечность при $\omega \rightarrow 0$.

Заметим, что знак второго слагаемого в (5) противоположен знаку тока равновесного сверхпроводника. Противоположный же знак имеет и ток в постоянном магнитном поле⁴:

$$\mathbf{j}_q = \frac{e^2 n_0}{mc} \mathbf{A}_q, \quad n_0 = \frac{P_F^3}{3\pi^2 \hbar^3}; \quad (6)$$

\mathbf{j}_q , \mathbf{A}_q — компоненты Фурье тока и вектор-потенциала соответственно.

Это означает, что рассматриваемая система обладает аномальным парамагнетизмом, приводящим к проникновению магнитного поля в образец, причем оно испытывает осцилляции с периодом $(4\pi n_0 e^2 / mc)^{1/2}$.

Для полупроводниковой модели выражение для тока в магнитном поле отличается от формулы (6) фактором $(\Delta/\mu)^2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Vardeen, L. Cooper, J. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
2. W. Parker, W. Williams, Phys. Rev. Lett. **29**, 924 (1972).
3. Д. А. Киржниц, Ю. В. Копаев, Письма ЖЭТФ, **17**, 379 (1973).
4. В. М. Галицкий, В. Ф. Елесин, Ю. В. Копаев, *ibid.* **18**, 46.
5. В. М. Галицкий, С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин, ЖЭТФ **57**, 207 (1969).
6. В. Ф. Елесин, Ю. В. Копаев, ФТТ **14**, 669 (1972).

522.2.(048)

М. И. Гвоздев, Н. А. Димев, Н. Л. Жерноклеев, В. С. Зуев, П. Д. Калачев, Ю. Л. Кокурин, Т. И. Марченко, Е. П. Орлов, В. А. Сауткин. Многоэлементный большой оптический телескоп с управляемой фигурой зеркала. Ряд астрофизических задач и повышение точности лазерной локации Луны не могут быть решены без использования большой приемной площади телескопа в сочетании с удовлетворительной разрешающей способностью.

Рассматривая возможность увеличения диаметра главного зеркала, мы обратились к идее управляемого составного зеркала, образованного большим количеством зеркал диаметром 0,5—1,0 м, образующих вместе поверхность, достаточно близкую к параболоиду вращения.

Оптическая схема построения составного телескопа показана на рис. 1. Зеркала, составляющие поверхность главного зеркала, представляют собой шестигранные блоки с исполнительными механизмами. Поверхность зеркал является частью пара-

болоида. Необходимая форма каждого зеркала получается в результате дополнительной обработки (асферизации) ближайшей к параболоиду сферической поверхности. Рассматриваются возможные способы асферизации.

Компенсация деформаций составного зеркала, вызванных наклоном и температурой, осуществляется с помощью системы контроля, схема которой изображена на рис. 2.

Принцип работы схемы заключается в последовательном освещении осветителем, расположенным в фокусе телескопа, части каждого зеркала. После отражения световой пучок поворачивается на 180° угольным отражателем и попадает на участок соседнего зеркала. Таким образом, свет собирается в исходной точке, если отсутствует рассогласование фокусов относительно зеркала, принятого за базовое.

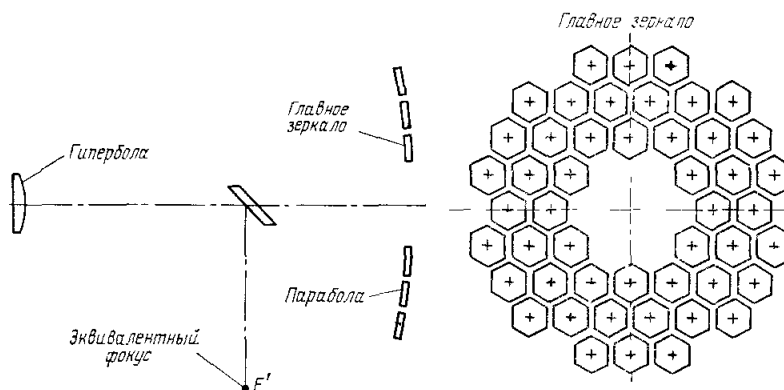


Рис. 1.

Анализатор системы контроля определяет необходимую величину и направление поворота зеркала, фокус которого не совпадает с фокусом базового зеркала.

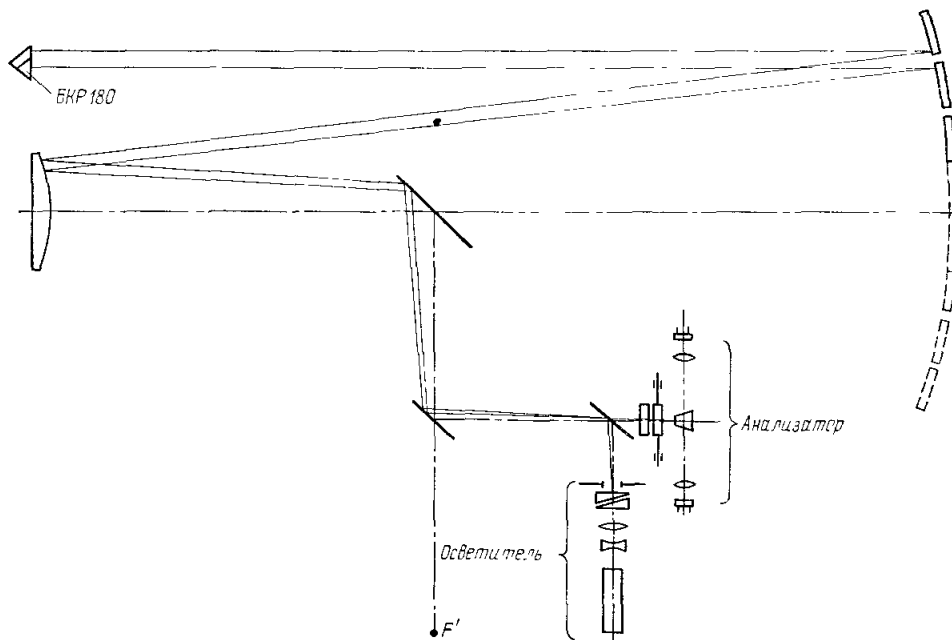


Рис. 2.

Исполнительные механизмы для союстировки зеркал с шагом $\sim 0,1$ мм на длине ~ 2 м позволяют использовать для оправы составного зеркала конструкции с меньшими требованиями к жесткости, чем обычно используемые.

Вес составного зеркала вместе с исполнительными механизмами, определяющий в основном вес остальных элементов телескопа, значительно снижается. Так, например, вес зеркала БТА — 42 т, а эквивалентного составного зеркала — 6,5 т.

В качестве примера рассмотрен проект телескопа с главным зеркалом, состоящим из 48 зеркал диаметром 0,5 м. Кругок рассеяния составляет $0",6$ и является близким к оптимальному для наблюдений с поверхности Земли.

Таким образом, нам представляется целесообразным создание телескопа с диаметром более 10 м на основе предлагаемой системы многоэлементного составного телескопа¹

ЛИТЕРАТУРА

Г. В. Галутва, А. И. Рязанцев, Авторское свидетельство № 295491 от 24. 04.1969.— J. B. Schroeder, H. D. Dieselman, J. W. Douglass, Appl. Opt. 10, 295 (1971).— A. B. Meinel, R. R. Shannon, F. L. Whipple, F. J. Low, Opt. Eng. 11, 33 (1972).

534.321.9(048)

И. А. Викторов. Ультра- и гиперзвуковые поверхностные волны. Упругие поверхностные волны были открыты Рэлеем в 1886 г. Вначале они использовались только для регистрации землетрясений. В 50-х годах нашего века они стали интенсивно использоваться на ультразвуковых частотах для всестороннего неразрушающего контроля поверхностного слоя твердого образца. И, наконец, в настоящее время на ультра- и гиперзвуковых частотах рэлеевские волны широко применяются также в системах обработки электрических сигналов и в физических экспериментах.

В докладе рассматриваются ультразвуковые и гиперзвуковые волны Рэля и другие типы упругих поверхностных волн. Анализируются особенности и условия существования каждого типа волны.

Описываются методы возбуждения, физические свойства и характеристики поверхностных волн, включая взаимодействие их с электронами в полупроводниковых кристаллах. К данной проблеме относятся: электронное усиление и затухание волн в пьезоэлектрических кристаллах на ультразвуковых частотах, влияние поверхностных состояний полупроводника на взаимодействие гиперзвуковых поверхностных волн с электронами, волноводное распространение поверхностных волн, электронная и упругая нелинейность и другие вопросы. Характеризуются многочисленные применения упругих поверхностных волн.

ЛИТЕРАТУРА

Ю. В. Гуляев, В. И. Пустовойт*, ЖЭТФ 47, 2251 (1964).— И. А. Викторов, Физические основы применения ультразвуковых волн Рэля и Лэмба в технике, М., «Наука», 1966.—Ю. В. Гуляев, Письма ЖЭТФ 9, 63 (1969).— И. А. Викторов, Докт. диссертация (АКИН, 1970).— R. M. White, Proc. IEEE 58, 1238 (1970) (см. перевод: ТИИЭР 58 (8), 68 (1970)).— И. А. Викторов, А. А. Талашев, Акуст. ж. 18, 197 (1972).— И. Ю. Солодов, Канд. диссертация (МГУ, 1972).