

ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА И ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ  $e/h$ <sup>\*)</sup>

Дж. Кларк

I. Введение. II. Эффект Джозефсона. III. Измерение  $e/h$  (эксперимент). IV. О точности джозефсоновского соотношения между частотой и напряжением. V. Нестационарный эффект Джозефсона и эталоны для электродвижущей силы. VI. Нестационарный эффект Джозефсона, фундаментальные постоянные и квантовая электродинамика. VII. Выводы.

## I. ВВЕДЕНИЕ

С первого взгляда представляется удивительным то обстоятельство, что сверхпроводник, содержащий порядка  $10^{22}$  электронов/ $\text{см}^3$ , можно использовать в весьма прецизионном измерении фундаментальной константы, в которую входит заряд одного электрона. То, что такое измерение фактически осуществимо, есть прямое следствие макроскопичности квантового состояния, существующего в сверхпроводнике.

Представление о весьма коррелиированном конденсированном состоянии в сверхпроводнике, впервые сформулированное Лондоном<sup>1</sup>, является центральным в современной теории сверхпроводимости, развитой Бардином, Купером и Шриффером<sup>2</sup>. Существование такого квантового состояния убедительно иллюстрируется квантованием магнитного потока<sup>1, 3, 4</sup>, проходящего через сверхпроводящее кольцо, на части, пропорциональные величине  $hc/2e$  — кванту потока ( $h$  — константа Планка,  $c$  — скорость света,  $e$  — электронный заряд). Другим важным примером является контакт из двух слабо связанных между собой сверхпроводников. Такая система впервые была изучена теоретически Джозефсоном<sup>5</sup>. Джозефсонские контакты впоследствии были использованы в ряде приборов<sup>6</sup>, в частности, для измерения сверхслабых магнитных полей<sup>7</sup> и напряжений<sup>8</sup>, для обнаружения<sup>9</sup> и генерации<sup>10</sup> микроволнового и субмиллиметрового излучения, для определения отношения  $e/h$ <sup>11</sup>.

Джозефсоном было сделано несколько предсказаний<sup>5</sup>. Одно из них состояло в том, что если поддерживать постоянную разность потенциалов  $V$  между двумя слабо связанными сверхпроводниками, то через контакт будет течь сверхпроводящий ток, осциллирующий с частотой  $v = 2eV/h$ . Наличие такого сверхпроводящего тока было полностью подтверждено экспериментом. Ясно, что одновременное измерение напряжения  $V$  и соответствующей частоты  $v$  позволяет определить величину  $2e/h$ . Паркер, Лангенберг, Дененстейн и Тейлор<sup>11</sup> выполнили серию высокопрецизионных измерений и нашли значение  $2e/h$ . Эта величина оказалась на  $38 \pm 10 \text{ ppm}$  (part per million) меньше значения, вычисленного на основе приведенных Коэном и Дю-Мондом<sup>12</sup> данных о фундаментальных константах, обработанных ими в 1963 г. с помощью метода наименьших квадратов.

<sup>\*)</sup> John Clarke, The Josephson Effect and  $e/h$ , Amer. J. Phys. 38, 1071 (1970). Перевод Г. Ф. Жаркова.

В настоящей статье дан обзор современного положения, сложившегося после проведения новых измерений  $e/h$ , и обсуждены их последствия.

В гл. II изложены теоретические представления, лежащие в основе эффекта Джозефсона, и показано, каким образом возникает связь между фундаментальными постоянными  $e$  и  $\hbar$ . Гл. II посвящена также различным типам джозефсоновских контактов, простым экспериментам с ними и возможным методам использования эффекта для определения  $e/h$ . В гл. III описаны измерения  $e/h$ , уже проведенные и давшие численные значения. Гл. IV посвящена вопросу об абсолютной точности соотношения Джозефсона  $v = 2eV/h$ . Здесь обсужден ряд экспериментов, из которых следует, что это соотношение справедливо с высокой степенью точности, а также упомянуты различные теоретические соображения, указывающие на отсутствие каких-либо известных причин для отклонений от этого соотношения. Гл. V и VI описывают применения и последствия проведенных измерений. Предложение использовать джозефсоновский контакт как средство поддерживания и сравнения эталона электродвижущей силы описано в гл. V. В гл. VI кратко обрисована роль измерения  $e/h$  для определения фундаментальных констант. Поскольку считается, что значение  $e/h$ , полученное с помощью эффекта Джозефсона, не содержит квантовоэлектродинамических поправок, то полезно сравнить значения величин, найденных таким способом, со значениями, найденными с помощью методов, полностью или частично опирающихся на квантовую электродинамику. Результаты такого сравнения также приведены в гл. VI. В гл. VII суммируются выводы.

От читателя не требуется детального знания теории сверхпроводимости. Более полное изложение представлений, кратко упомянутых в начале гл. II, можно найти в целом ряде работ<sup>13</sup>. Превосходные подробные обзоры эффекта Джозефсона написаны Джозефсоном<sup>14</sup> и Андерсоном<sup>15</sup> \*).

## II. ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА

### II.1. Теория

При низких температурах, когда металл становится сверхпроводящим, некоторые из свободных электронов образуют связанные пары<sup>2, 16</sup>. Притяжение между электронами, приводящее к такому спариванию, обязано электрон-фононному взаимодействию. Последнее должно пре-восходить кулоновское отталкивание между электронами для того, чтобы металл стал сверхпроводящим. Это короткодействующее электрон-фононное взаимодействие действует на расстояниях порядка межатомных. С другой стороны, спаренные электроны характеризуются гораздо большим пространственным размером, порядка длины когерентности  $\xi$  ( $\sim 10^{-5}$  см для обычных металлов). В сфере с диаметром  $\xi$  содержится, грубо говоря,  $10^6$ – $10^7$  пар. Для того чтобы пары могли с наибольшей выгодой использовать притягивающее электрон-фононное взаимодействие, все импульсы их центров масс должны быть одинаковы. Или, более общо, если волновая функция, описывающая индивидуальную пару, содержит фазовый множитель, то все фазы таких пар должны быть одинаковыми. Если мы представим себе большое число перекрывающихся сфер, в каждой из которых фазы пар одинаковы, то, ясно, что эта *фазовая когерентность* распространяется на весь сверхпроводник. Таким образом, если мы зафиксируем фазу в какой-либо произвольной точке внутри массивного сверхпроводника, то во всех других точках в пространстве и времени

\*) См. также недавно вышедшую монографию<sup>68</sup> (Прим. перев.).

установится соответствующая фаза. Как это обычно имеет место в квантовой механике, мы можем добавить произвольный однородный фазовый множитель к волновой функции всего сверхпроводника, без изменения каких-либо физических эффектов.

Идея о спаренных электронах была впервые выдвинута Купером<sup>16</sup> и затем развита Бардином, Купером и Шриффером<sup>2</sup> в микроскопическую теорию сверхпроводимости. Представление о фазовой когерентности является центральным пунктом всей теории и в конечном счете именно оно объясняет отсутствие сопротивления электрическому току<sup>17</sup>, эффект Мейсснера<sup>18</sup>, квантование магнитного потока — эффекты, характерные для сверхпроводников. Энергия сверхпроводящего состояния со спаренными электронами меньше энергии соответствующего нормального состояния на величину, получившую название «энергия конденсации». Эта энергия очень мала, порядка  $10^{-8}$  эв/атом, и все же ее достаточно, чтобы привести к установлению дальнодействующей фазовой когерентности в сверхпроводнике. Пары образуют конденсированное состояние, которое можно описать единой микроскопической волновой функцией. Именно по этой причине мы можем изучать на *макроскопическом* уровне квантовые эффекты, обязаные своему происхождению *микроскопическим* квантовым процессам.

Феноменологическое описание сверхпроводимости было дано Гинзбургом и Ландау<sup>19</sup> еще до появления микроскопической теории. В качестве волновой функции конденсированного состояния они вводят комплексный параметр порядка  $\psi(\mathbf{r}, t) = |\psi(\mathbf{r}, t)| \exp[i\phi(\mathbf{r}, t)]$ , причем плотность пар в сверхпроводнике дается величиной  $|\psi(\mathbf{r}, t)|^2$ , а фаза конденсата есть  $\phi(\mathbf{r}, t)$ . Подчеркнем, что весь конденсат должен быть описан этой единой волновой функцией  $\psi(\mathbf{r}, t)$ ; фаза  $\phi(\mathbf{r}, t)$  не есть фаза единичного электрона или пары электронов, а соответствует всем парам в целом. Вследствие этого фаза является наблюдаемой физической величиной.

Обратимся теперь к основным представлениям, связанным с эффектом Джозефсона. Если мы имеем два сверхпроводника, совершенно изолированных друг от друга, то ясно, что мы можем изменять фазу  $\phi$  каждого сверхпроводника по отдельности<sup>14</sup>. С другой стороны, как мы только что видели, фаза в уединенном сверхпроводнике определена всюду, с точностью до произвольного фазового множителя. Рассмотрим далее систему, состоящую из двух сверхпроводников, разделенных диэлектрическим барьером (рис. 1). По мере уменьшения толщины барьера свойства системы непрерывно изменяются, переходя от случая двух изолированных сверхпроводников к случаю единого сверхпроводника. Таким образом, энергия связи двух сверхпроводников возрастает (т. е. становится все более отрицательной) при уменьшении толщины барьера, и когда эта энергия превзойдет энергию тепловых флуктуаций системы, фазы обоих сверхпроводников оказываются взаимосвязанными. Когда эта связь конечна, но очень слаба, могут возникнуть эффекты, впервые описанные Джозефсоном. Например, теперь куперовские пары могут туннелировать через барьер из одного сверхпроводника в другой, образуя сверхпроводящий ток.

В пределе слабой связи энергия связи системы, рассчитанная на единицу площади барьера,  $E_c$ , есть<sup>20, 21</sup>

$$E_c(\Delta\phi) = -(\hbar/2e) j_1 \cos \Delta\phi, \quad (2,1)$$

а сверхпроводящий ток на единицу площади есть<sup>21, 22</sup>

$$j_s(\Delta\phi) = j_1 \sin \Delta\phi; \quad (2,2)$$

здесь  $j_1$  — максимальный сверхпроводящий ток, который может выдержать барьер, его величина зависит от свойств барьера. Разность фаз

двух сверхпроводников  $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$  определяется током  $j$ , проходящим через контакт. При увеличении  $j$  от нуля  $\Delta\varphi$  увеличивается, а энергия связи  $E_c$  уменьшается. Для значений  $j < j_1$  через барьер течет обычный сверхпроводящий ток, причем на барьере не возникает падения напряжения. Это явление получило наименование стационарного эффекта Джозефсона.

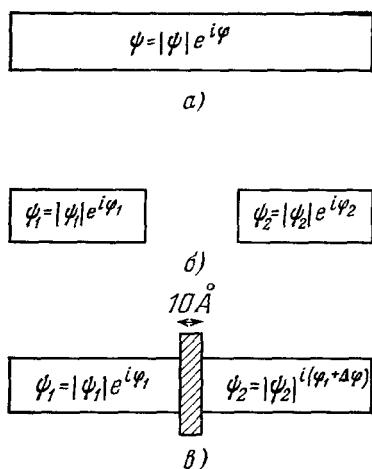


Рис. 1. а) В массивном сверхпроводнике в отсутствие внешних полей и токов фаза волновой функции  $\varphi$  постоянна. б) Для двух изолированных сверхпроводников фаза одного из них может произвольно изменяться по отношению к другому. в) Для двух слабо связанных сверхпроводников фаза одного из них связана с фазой другого.

величину  $2\Delta\mu = 2eV$ . Таким образом определяется соотношение Джозефсона

$$hv = 2\Delta\mu. \quad (2,3)$$

Разность потенциалов 1 мкв соответствует частоте примерно 500 Мгц. Измеряя разность химических потенциалов  $\Delta\mu$ , соответствующую частоте  $v$ , и используя уравнение (2,3), мы можем определить  $2e/h$ . Ясно, что вопрос о точности соотношения (2,3) представляет для этих измерений первостепенное значение, и сейчас мы более подробно остановимся на происхождении уравнений Джозефсона.

Рассмотрим сперва два изолированных сверхпроводника 1 и 2, не взаимодействующих друг с другом<sup>21, 22</sup>. Предположим, что в них находятся соответственно  $N_1$  и  $N_2$  электронных пар. Гамильтониан основного состояния системы  $\mathcal{H}_0$  обладает собственными функциями вида

$$\Psi_0 = A\psi_0^{(1)}(N_1)\psi_0^{(2)}(N_2) \quad (2,4)$$

с соответствующей энергией

$$E_0 = E_0^{(1)}(N_1) + E_0^{(2)}(N_2). \quad (2,5)$$

Волновые функции  $\psi_0^{(1)}$  и  $\psi_0^{(2)}$  соответственно описывают конденсат в сверхпроводниках 1 и 2. Сохраняя сверхпроводники изолированными, допустим, что мы перевели  $n$  электронных пар из 1 в 2 и получили новую

волновую функцию

$$\Psi_n = A \psi_0^{(1)}(N_1 - n) \psi_0^{(2)}(N_2 + n) \quad (2,6)$$

и соответствующую энергию

$$E_n = E_0^{(1)}(N_1 - n) + E_0^{(2)}(N_2 + n) + (2e)^2 n^2 / 2C, \quad (2,7)$$

где  $C$  — емкость между двумя сверхпроводниками.

Выражение (2,7) можно переписать в виде

$$E_n = E_0^{(1)}(N_1) + E_0^{(2)}(N_2) + 2n(\mu_1 - \mu_2) + (2e)^2 n^2 / 2C, \quad (2,8)$$

где  $E_0^{(1)}(N_1)$  и  $E_0^{(2)}(N_2)$  — энергии нейтральных сверхпроводников, а  $\mu_1$  и  $\mu_2$  — химические потенциалы. Если пренебречь членом с емкостью и принять  $\mu_1 = \mu_2$ , так что при переводе пары из 1 в 2 не совершается работы, то видно, что  $E_n = E_0$  и  $\Psi_n$  будут существенно вырождены. При

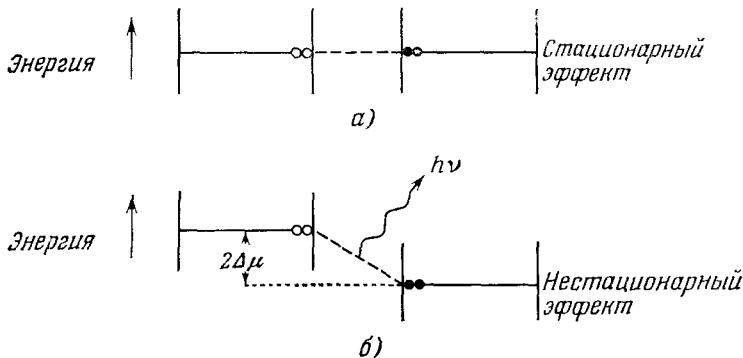


Рис. 2. Схематическое изображение нестационарного и стационарного процессов джозефсоновского туннелирования.

а) В стационарном эффекте пары переходят через барьер между сверхпроводниками при одинаковом химическом потенциале. б) В нестационарном эффекте имеется разность химических потенциалов между двумя сверхпроводниками и туннелирование сопровождается излучением (в данном случае) фотона с энергией  $h\nu = 2\Delta\mu$ .

сближении сверхпроводников между ними в конце концов возникнет фазовая когерентность. Энергия, связанная с этой когерентностью, устраивает вырождение и представляет собой энергию связи туннельного контакта, которую мы вскоре вычислим.

Рассмотрим два сверхпроводника с тонкой изолирующей прослойкой между ними. Мы можем описать эту систему с помощью электронных пар, находящихся в потенциальных ямах в каждом из сверхпроводников, и с высоким потенциальным барьером между ямами. Волновая функция пары, приближающейся к барьеру в сверхпроводнике 1, экспоненциально спадает внутри барьера и переходит в функцию, соответствующую уходящей волне в сверхпроводнике 2. Все это является иллюстрацией изложенной в учебниках одномерной задачи о туннелировании через прямоугольный барьер, с тем лишь отличием, что мы рассматриваем пары, а не отдельные электроны. Этот туннельный процесс, имеющий весьма малую вероятность, можно описать с помощью гамильтониана  $\mathcal{H}^{(2)}$ , который удаляет пару из 1 и переводит ее в 2. Мы выпишем  $\mathcal{H}^{(2)}$  со всеми деталями, хотя они не существенны для понимания основной линии рассуждения.

Предложенный Коэном, Фаликовым и Филлипсом<sup>23</sup> туннельный гамильтониан  $\mathcal{H}_T$  переводит через барьер единичные электроны:

$$\mathcal{H}_T = \sum_{k_1 k_2} T_{k_1 k_2} (C_{k_2 \uparrow}^\dagger C_{k_1 \uparrow} + C_{k_1 \downarrow}^\dagger C_{k_2 \downarrow}) + \text{э. с.} \quad (2,9)$$

Оператор  $C_{k_2\uparrow}^+$  рождает электрон в состоянии  $k_2$  со спином  $\uparrow$  в сверхпроводнике 2, а  $C_{k_1\uparrow}$  уничтожает электрон в состоянии  $k_1$  со спином  $\uparrow$  в сверхпроводнике 1;  $T_{k_1 k_2}$  — соответствующий матричный элемент. Такой вид туннельного гамильтониана предполагает, что электроны мгновенно переходят из одного сверхпроводника в другой и что они не взаимодействуют в барьере. Гамильтониан  $\mathcal{H}_T$  представляет собой одностороннее взаимодействие, и для того, чтобы получить туннелирование пар и снять вырождение, нам необходимо перейти ко второму порядку теории возмущений и использовать гамильтониан <sup>25</sup>

$$\mathcal{H}^{(2)} = \mathcal{H}_T (E_0 - \mathcal{H}_0)^{-1} \mathcal{H}_T. \quad (2,10)$$

Полный гамильтониан системы, таким образом, будет иметь вид

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}^{(2)}. \quad (2,11)$$

Возмущение переводит пары каждый раз по одной и связывает  $\Psi_n$  со значениями  $n$ , отличающимися на единицу. Феррелл и Пранге <sup>26</sup> указали, что эта задача аналогична задаче об одномерной решетке в приближении сильной связи <sup>27</sup>. В последнем случае  $\Psi_n$  представляет собой волновую функцию электрона, локализованного на  $n$ -м атоме. Собственные состояния  $\mathcal{H}$  имеют вид

$$\Psi_\alpha = \sum_n e^{in\alpha} \Psi_n, \quad (2,12)$$

где  $\alpha$  играет роль волновых чисел  $k$ . Мы вернемся вскоре к выяснению смысла  $\alpha$ .

Энергия связи туннельного контракта есть (предполагаем, что  $\Psi_\alpha$  нужным образом нормированы)

$$\langle \Psi_\alpha | \mathcal{H}^{(2)} | \Psi_\alpha \rangle = \sum_n \sum_{n'} \langle e^{in'\alpha} \Psi_{n'} | \mathcal{H}^{(2)} | e^{in\alpha} \Psi_n \rangle. \quad (2,13)$$

Мы будем интересоваться лишь состояниями со значениями  $n$ , отличающимися на единицу. Такое приближение в зонной теории металлов эквивалентно рассмотрению перекрытия лишь между ближайшими соседними атомами. При этом выражение (2,13) принимает вид

$$\sum_n [\langle \Psi_{n+1} | \mathcal{H}^{(2)} | \Psi_n \rangle e^{-i\alpha} + \langle \Psi_{n-1} | \mathcal{H}^{(2)} | \Psi_n \rangle e^{i\alpha}] = -2M \cos \alpha, \quad (2,14)$$

где  $M$  — матричный элемент туннелирования пар; он предполагается вещественным.

Уточним теперь величину  $\alpha$ . Предположим, что мы изменяем фазу всех пар в одном сверхпроводнике по отношению к фазе в другом на величину  $\alpha_0$ <sup>28</sup>. Тогда  $\Psi_n$  преобразуется в  $\Psi_n \exp(i n \alpha_0)$ , и из (2,12) видно, что вместо  $\Psi_\alpha$  мы получим  $\Psi_{\alpha+\alpha_0}$ . Следовательно,  $\alpha$  представляет собой разность фаз на барьере, которую ранее мы обозначали через  $\Delta\phi$ . Можно также показать, вычисляя (2,14), что  $M = j_1 \hbar / 4e$ . Таким образом мы показали, что энергия конденсации, связанная с барьером, есть  $-(j_1 \hbar / 2e) \cos \Delta\phi$ , как это записано в (2,1).

Следуя Андерсону <sup>22</sup>, мы далее рассмотрим вывод выражения Джозефсона (2,2) для тока и соотношения (2,3) между напряжением и частотой. Операторы  $n$  и  $\Delta\phi$ , соответствующие величинам  $n$  и  $\Delta\phi$ , фигурирующим в (2,12) (при  $\Delta\phi = \alpha$ ), конюнически сопряжены <sup>24</sup> и удовлетворяют соот-

ношению коммутации  $[\tilde{n}, \Delta\tilde{\varphi}] = -i$ . Отсюда получаем

$$\tilde{n} = -i \frac{\partial}{\partial (\Delta\tilde{\varphi})}, \quad (2,15)$$

$$\Delta\tilde{\varphi} = i \frac{\partial}{\partial \tilde{n}}. \quad (2,16)$$

Производные по времени от  $\tilde{n}$  и  $\Delta\tilde{\varphi}$  находятся из гейзенберговских уравнений движения<sup>24</sup>

$$i\hbar \frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} = [\tilde{\mathcal{H}}, \tilde{n}] = i \frac{\partial \tilde{\mathcal{H}}}{\partial (\Delta\tilde{\varphi})}, \quad (2,17)$$

$$i\hbar \frac{\partial (\Delta\tilde{\varphi})}{\partial t} = [\tilde{\mathcal{H}}, \Delta\tilde{\varphi}] = -i \frac{\partial \tilde{\mathcal{H}}}{\partial \tilde{n}}, \quad (2,18)$$

где правые части этих уравнений получены путем действия коммутаторами на некоторую функцию состояния. Средние значения уравнений (2,17) и (2,18) дают

$$\left\langle \frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} \right\rangle = \left\langle \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \tilde{\mathcal{H}}}{\partial \Delta\tilde{\varphi}} \right\rangle = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial (\Delta\tilde{\varphi})}, \quad (2,19)$$

$$-\left\langle \frac{\partial (\Delta\tilde{\varphi})}{\partial t} \right\rangle = \frac{1}{\hbar} \left\langle \frac{\partial \tilde{\mathcal{H}}}{\partial \tilde{n}} \right\rangle = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial n} = \frac{2}{\hbar} \Delta\mu, \quad (2,20)$$

где по определению  $\partial E/\partial n = 2\Delta\mu$  при переходе куперовской пары. Этот результат также содержится в соотношении (2,8). Если подставить (2,1) в (2,19) и учесть, что для тока, образованного парами, имеем  $j = \frac{2e\partial n}{\partial t}$ , то получим выражение (2,2). Более существенным для нас является результирующее уравнение (2,20), из которого следует, что временная производная от  $\Delta\varphi$  есть функция только разности электрохимических потенциалов  $\Delta\mu$  на противоположных сторонах тунNELьного контакта.

Здесь возникает вопрос о справедливости соотношений (2,2) и (2,3). Из уравнения (2,19) видно, что соотношение между током и фазой зависит от энергии связи контакта и, стало быть, критически зависит от формы тунNELьного гамильтонiana и деталей механизма тунNELирования пар. С другой стороны, уравнение (2,20) совершенно не зависит от вида тунNELьного гамильтонiana. Оно является следствием временной зависимости когерентных волновых функций в сверхпроводниках, причем конкретный вид волновой функции несуществен. Все хорошо известные фундаментальные свойства сверхпроводников неявно связаны с существованием фазовой когерентности, и имеются веские причины считать уравнение (2,20) точным. В гл. IV мы вернемся к дальнейшему обсуждению вопроса о справедливости соотношения Джозефсона между напряжением и частотой.

Подчеркнем здесь значение того факта, что в уравнении (2,20) появляется электрохимический потенциал  $\Delta\mu$ , а не электростатический потенциал  $eV$ . Вообще говоря, в  $\Delta\mu$  могут давать вклад различные эффекты, например, эффект Бернулли, градиенты температуры и тензора напряжений, может быть добавка, связанная с электростатическим потенциалом. Однако любой «вольтметр», находящийся в электрическом контакте с двумя сторонами тунNELьного перехода, измеряет фактически  $\Delta\mu$ , а не  $eV$ . Следовательно, величина  $\Delta\mu$ , измеряемая, например, потенциометром, прямо связана с джозефсоновской частотой. Поскольку  $\Delta\mu$  можно, в принципе, выразить через нормальные вольты, джозефсоновскую частоту также можно выразить через нормальные вольты. При этом нет

необходимости вводить какие-либо поправки (за исключением разве сравнительно легко учитываемых поправок, связанных с рассеянными э. д. с., возникающими в самой потенциометрической цепи).

Наконец, отметим для полноты, что действие магнитного поля, приложенного под прямым углом к направлению тока, текущего через контакт, изменяет значение  $\Delta\phi$ . Если поле определяется векторным потенциалом  $\mathbf{A}$ , то соотношение между током и фазой принимает вид<sup>20</sup>

$$j = j_1 \sin \left[ \Delta\phi - (2e/\hbar c) \int \mathbf{A} ds \right], \quad (2,21)$$

где интеграл берется вдоль кривой, соединяющей сверхпроводники. Этот результат был подтвержден рядом изящных экспериментов<sup>29</sup>, в которых измерялся критический ток как функция магнитного поля. Однако не имеется ни теоретических, ни экспериментальных оснований считать, что магнитное поле меняет зависимость (2, 3) между напряжением и частотой.

## II. 2. Экспериментальные Джозефсоновские тунNELьные структуры

На рис. 3 изображены некоторые из многочисленных типов «слабых связей», изучавшихся в эксперименте. Стационарный эффект Джозефсона был впервые обнаружен экспериментально Андерсоном и Роуэллом<sup>20</sup>, использовавшими туннельный контакт типа, изображенного на рис. 3, а.

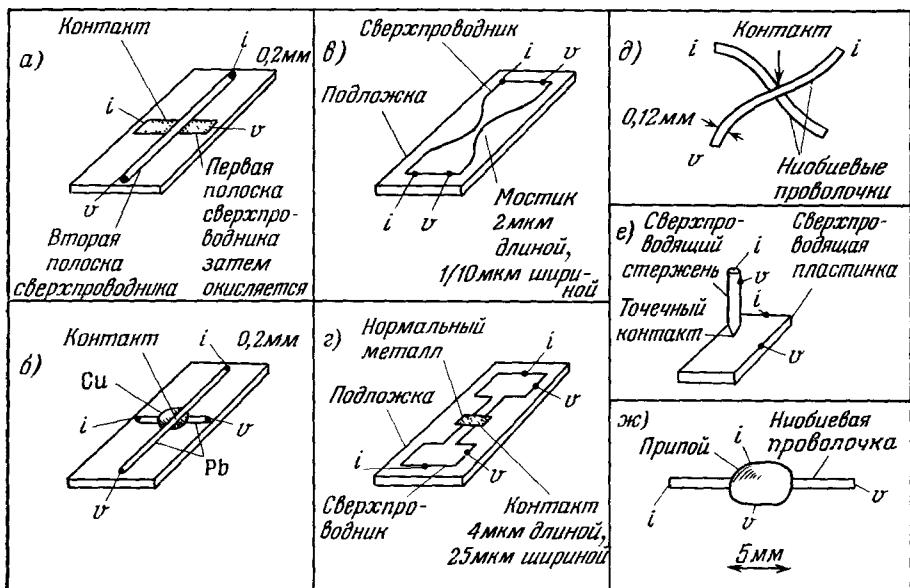


Рис. 3. Типы туннельных структур.

- а) Пленочный контакт с оксидным барьером; б) пленочный контакт с металлическим барьером; в) мостик Дайэма; г) мостик Нотариса — Мерсеро; д) слабая связь на скрепляющихся проводниках; е) точечный контакт; ж) «бусина».

Такие контакты приготавливаются сперва путем напыления на стеклянную подложку в вакууме полоски олова или свинца. После этого поверхность полоски окисляется до образования на ней слоя окисла толщиной 10—20 Å, а затем вторая полоска сверхпроводника напыляется сверху, под прямым углом к первой. Сопротивление полученных таким образом кон-

тактов, измеренное при комнатной температуре по схеме с четырьмя выводами, указанной на рисунке, обычно лежит в пределах  $10^{-3}$ — $1$  ом.

Для изучения свойств контакта при низких температурах его помещают в жидкий гелий. Температуру гелиевой ванны можно менять между 1 и  $4,2^{\circ}$  К путем создания над жидкостью нужного давления с помощью механического насоса<sup>30</sup>. Если обе полоски металла, образующие контакт, сверхпроводящи, то наблюдаются вольт-амперные характеристики (зависимость между током и напряжением), подобные изображенной на рис. 4, а. Непрерывная кривая при конечных напряжениях соответствует току,

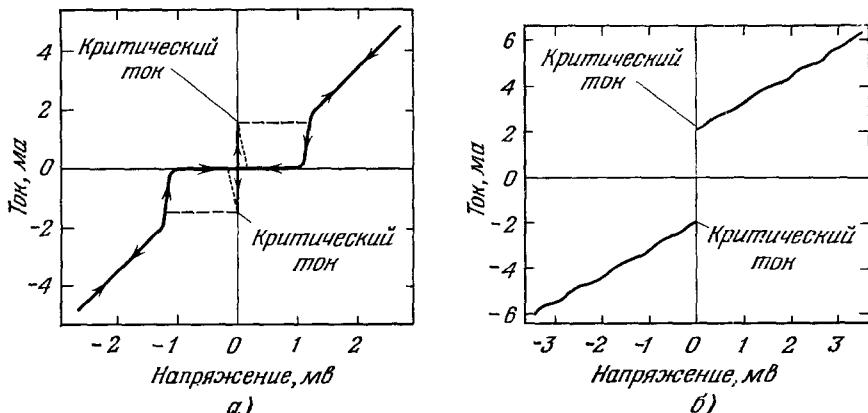


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики.

а) Оксидные контакты (рис. 3, а), в данном случае Sn—SnO—Sn при  $1,2^{\circ}$  К. Сплошная линия при конечных напряжениях соответствует кривой одночастичного туннелирования. Для источника постоянного тока на характеристике имеется разрывной скачок (штриховая линия) от значения критического тока к одночастичной кривой, в то время как для источника напряжения наблюдается область отрицательного сопротивления (пунктирная линия). б) Слабая связь, в данном случае— «бусина» (рис. 3, ж).

обязанному туннелированию одиночных электронов<sup>31</sup>. Заметим, что одночастичный туннельный ток очень мал при низких напряжениях (резкий рост происходит при напряжении, соответствующем сумме энергетических щелей сверхпроводников).

Предположим прежде всего, что мы исследуем вольт-амперную характеристику с помощью источника тока, т. е. источника, импеданс которого намного больше импеданса туннельного контакта. По мере увеличения тока от нуля никакого напряжения на контакте не возникает до тех пор, пока ток не превысит критическое значение, в этой точке имеется скачок напряжения и переход на кривую одночастичного тока. При дальнейшем увеличении тока напряжение следует этой кривой. Если уменьшать ток до нуля, то либо напряжение может следовать одночастичной кривой на всем протяжении вплоть до нулевого тока, либо оно может обратиться в нуль при некотором токе, меньшем критического значения.

С другой стороны, если мы получаем ток от источника напряжения, имеющего импеданс намного меньший, чем у контакта, то наблюдается несколько отличное поведение. При увеличении напряжения источника ток, текущий через контакт при нулевом падении напряжения, увеличивается, пока не достигнет критического значения. В этой точке дальнейшее увеличение приложенного напряжения приводит к уменьшению тока, поскольку проявляется область отрицательного сопротивления, указанная на рисунке штрихом. После того как ток упал до нуля, наблюдается одночастичная кривая как при увеличении, так и при уменьшении напряжения.

Туннельные структуры, приготовленные со слоем окисла, характеризуются истинно туннельным поведением в том смысле, что внутри барьера отсутствуют состояния, соответствующие распространяющимся электронным парам. Считается, что джозефсоновский ток в любой точке точно описывается уравнением  $j = j_1 \sin \Delta\phi$ .

Похожий тип туннельной структуры получается заменой слоя окисла на несверхпроводящий металл, например медь<sup>32, 33</sup> (см. рис. 3, б). Типичные значения сопротивлений таких контактов лежат в области  $10^{-6}$ — $10^{-7}$  ом. В области барьера теперь имеются как одноэлектронные состояния, так и конечная парная амплитуда, обусловленная эффектом близости сверхпроводников<sup>32</sup>. Эти пары, однако, не распространяются, и сверхпроводящий стационарный ток может течь лишь в том случае, если между сверхпроводниками имеется фазовая связь. Следовательно, здесь, по существу, мы имеем туннельную структуру и считается, что соотношение между током и фазой по-прежнему справедливо.

Другой тип структуры представляет собой сверхпроводник с очень малым поперечным сечением, расположенный между двумя массивными сверхпроводниками<sup>34</sup>. Сверхпроводящий ток течет через слабый мостик в общем так же, как и в массивном сверхпроводнике, без туннелирования. Однако эти мостики обладают многими свойствами, общими и для туннельных контактов: в частности, они могут пропускать сверхпроводящий ток величиной лишь в несколько миллиампер и на них образуется конечное падение напряжения при больших токах. Типичная вольт-амперная характеристика показана на рис. 4, б. Область отрицательного сопротивления отсутствует и обычно нет гистерезиса при конечных напряжениях. Зависимость между током и фазой, вероятно, несинусоидальная, но тем не менее при конечных напряжениях фаза периодична во времени. Андерсон<sup>34, 35</sup> объяснил такое поведение в терминах модели течения магнитного потока, в которой вихри, содержащие каждый один квант потока, движутся через контакт под прямым углом к направлению тока. Каждый вихрь вызывает изменение фазы на  $2\pi$ , и таким образом возникает периодическое поведение.

Впервые такая туннельная структура с движущимся магнитным потоком была изучена Андерсоном и Дайэмом<sup>34</sup>, напылившими тонкую пленку олова, имеющую конфигурацию рис. 3, в. Сходный образец исследовался Нотарисом и Мерсеро<sup>36</sup>, напылившими полоску нормального металла в узкой части пленки (см. рис. 3, г). Нормальный металл «подавляет» сверхпроводимость<sup>32</sup> в мостике так, что критический ток может быть сделан малым. Преимущество такого образца состоит в том, что его можно использовать значительно ниже температуры перехода  $T_c$  массивного сверхпроводника, в то время как мостик Дайэма можно использовать лишь вблизи  $T_c$ , когда сам мостик становится достаточно слабым.

Еще одну группу составляют образцы с нечетко выраженным барьерами; свойства их могут быть промежуточными между двумя упомянутыми крайними случаями. На рис. 3, д изображена туннельная структура, изготавливаемая сжатием двух ниобиевых проволочек<sup>37</sup>. Естественный окисный слой проволочек образует барьер, хотя при этом могут также возникать тонкие металлические нити — мостики. Точечные контакты (см. рис. 3, е) изготавливаются путем надавливания заостренной ниобиевой проволочкой на пластину из индия<sup>37</sup>. Характеристики такого образца можно изменять в широких пределах, подбирая величину внешнего давления на острие. Наконец, на рис. 3, ж изображена «бусина», застывшая на ниобиевой проволочке капля припоя (сверхпроводник при температурах ниже  $7^\circ K$ )<sup>8</sup>.

Для образцов, изображенных на рис. 3, в — г соотношение (2,2) между током и фазой, по-видимому, не имеет места, поскольку оно критически зависит от механизма, посредством которого пары переходят через слабый мостик. С другой стороны, соотношение (2,3) между напряжением и частотой имеет весьма общий характер и не зависит от деталей строения барьера. Следовательно, зависимость  $hv = 2\Delta\mu$  должна иметь универсальную применимость, и, по крайней мере в принципе, любой из рассмотренных типов образцов может быть использован для измерения отношения  $e/h$ .

### II.3. Методы измерения $e/h$ .

Существуют два основных метода одновременного измерения частоты нестационарного тока Джозефсона и соответствующего напряжения. В первом из них на туннельную структуру подается внешнее микроволновое излучение с частотой  $\omega_0$ . Если нестационарный сверхпроводящий ток имеет частоту  $n\omega_0$ , где  $n$  — целое число, то может возникнуть взаимодействие между током и излучением. В результате на вольт-амперной характеристике появляется ступенька, как показано на рис. 5. Впервые такие эффекты наблюдали экспериментально Шапиро<sup>38</sup>. Приложенное микроволновое поле индуцирует переменное напряжение на туннельном контакте, модулирующее с соответствующей частотой нестационарный джозефсоновский ток, текущий через контакт. В результате появляется целая серия побочных частот. Ступеньки тока при определенных значениях напряжения как раз соответствуют стационарному току при побочных частотах. Предполагая, что источники стационарного тока и микроволнового поля оба имеют малый импеданс, легко можно вычислить вид индуцированных ступеней<sup>14</sup>. Полное напряжение на контакте есть

$$V = V_0 + V_1 \cos \omega_0 t, \quad (2,22)$$

где  $V_0$  — постоянное напряжение, а  $V_1$  — амплитуда высокочастотного напряжения, созданного микроволновым полем. Используя (2,20), полагая  $\Delta\mu = eV$  и интегрируя, находим

$$\Delta\varphi(t) = (2eV_0/\hbar)t + (2eV_1/\hbar\omega_0)\sin\omega_0 t + \alpha, \quad (2,23)$$

где  $\alpha$  — постоянная. Таким образом, из уравнения (2,2) следует

$$\begin{aligned} i(t) &= j_1 \sin \left( \frac{2eV_0}{\hbar} t + \frac{2eV_1}{\hbar\omega_0} \sin \omega_0 t + \alpha \right) = \\ &= j_1 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ J_n \left( \frac{2eV_1}{\hbar\omega_0} \right) \sin \left[ \left( n\omega_0 + \frac{2eV_0}{\hbar} \right) t + \alpha \right] \right\}, \end{aligned} \quad (2,24)$$

где  $J_n$  — бесселева функция порядка  $n$ . Для того чтобы можно было наблюдать стационарный эффект, среднее по времени от сверхпроводя-

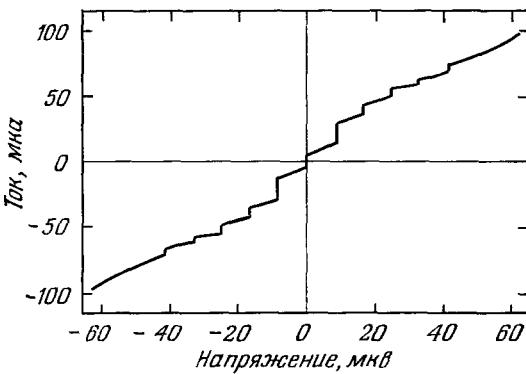


Рис. 5. Ступени тока при постоянном напряжении, индуцированные на Sn — SnO — Sn kontaktе излучением с частотой 4 Гц. Расстояние между ступенями около 8,5 мкв. Температура 3,04° К, внешнее поле 1,1 гс.

щего тока  $j(t)$  должно быть отлично от нуля. При  $n\hbar\omega_0 = -2eV_0$  ток  $j(t)$  имеет ненулевое среднее значение

$$j_{dc} = (-1)^n j_1 J_n(2eV_1/\hbar\omega_0) \sin \alpha. \quad (2,25)$$

Этот результат предсказывает серию *пичков* в стационарном токе при напряжениях, равных  $n\hbar\omega_0/2e$  ( $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ). Если же, как это более часто случается на практике, источник постоянного тока имеет большой импеданс, то индуцируются не пички, а *ступеньки* без областей отрицательного сопротивления (см. рис. 5). Из уравнения (2,25) видно, что ток  $j_{dc}$  может текать либо по направлению стационарного тока, либо против него, и соответственно энергия будет либо поглощаться из микроволнового поля, либо отдаваться ему. Величина ступеньки является осциллирующей функцией микроволновой амплитуды.

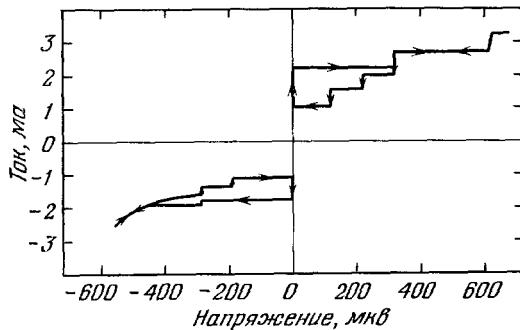


Рис. 6. Самоиндукционные ступени на Sn — SnO — Sn-контакте при 2,08° К.

Ширина контакта, в котором получались стоячие волны, была  $\sim 0,16$  мм, а скорость в барьере, соответствующая разности потенциалов между ступенями, равнялась  $\sim 2 \cdot 10^9$  см/сек. Для увеличения величины ступеней было приложено поле 2 Гс (в плоскости контакта, перпендикулярно к направлению стоячей волны). Следует отметить наличие гистерезиса и неоднозначности некоторых из ступеней.

слабых связей, где ток является более общей функцией на субгармониках также наблюдаются. Эти дополнительные ступеньки никак не интерферируют с напряжениями, при которых появляются ступеньки при целочисленных значениях константы  $n$ . Подробное описание структуры и происхождения индуцированных ступеней дано в работе Кларка, Пиппарда и Уолдрама<sup>39</sup>.

Появление ступенек легко можно понять с квантовой точки зрения на основе процесса туннелирования виртуальных пар с излучением и поглощением фотонов, описанного в разделе II.1. Пары могут поглотить (или испустить) фотоны из (или в) микроволнового поля, если разность энергий на барьере соответствует фотонной энергии  $\hbar\omega_0$  или пропорциональна ей. Субгармоники появляются, когда  $n$  пар могут поглотить или испустить  $n$  фотонов.

Ясно, что индуцированные микроволновым излучением ступеньки позволяют (в принципе) очень просто измерять отношение  $2e/h$ . Частота микроволнового излучения легко может быть определена с точностью 1 часть на  $10^8$ , так что нужно лишь измерить напряжение, при котором наблюдается ступенька данного порядка.

Второй метод измерения  $2e/h$  основан на существовании структуры самоиндукционных ступеней, впервые наблюденной Фиске<sup>40</sup> в туннельных экспериментах (рис. 6). Если частота нестационарного сверхпроводящего тока соответствует резонансной частоте туннельного контакта, то возникает сильная связь между током и электромагнитным полем, причем на барьере появляется слабое напряжение<sup>41</sup> и образуется стоячая волна. Если считать, что туннельный слой представляет собой полосковый волно-

в специальном случае туннельной структуры с диэлектрическим слоем обычно не наблюдается субгармоник при напряжениях  $n\hbar\omega_0/2me$  ( $m$  — целое число). Это следует из простой зависимости вида  $\sin\Delta\phi$ , использованной в (2,24). Однако в большинстве других типов

в большинстве других типов

вод, то напряжения, при которых появляются ступени, даются выражением

$$V_k = \hbar\omega_k/2e = k(\hbar\pi\bar{c}/2eL); \quad (2,26)$$

здесь  $k$  — целое число,  $L$  — длина волновода,  $\bar{c}$  — скорость распространения электромагнитной волны в диэлектрическом зазоре <sup>42 \*</sup>). Когда туннельный контакт настроен на самоиндукцию ступеней, он испускает излучение на соответствующей частоте, а также на кратных частотах и субгармониках. В работе Янсона, Свиштунова и Дмитренко таким методом был впервые наблюден нестационарный эффект <sup>43</sup>. Аналогичные эффекты наблюдались при помещении точечного контакта в резонирующую полость <sup>10</sup>.

Хотя, в принципе, этот метод, использующий явление саморезонанса, можно применить для нахождения  $e/h$  путем регистрации излучения и измерения его частоты, здесь имеется ряд трудностей. Во-первых, величина излученной мощности мала, порядка пиковатт. Во-вторых, эти эффекты можно наблюдать лишь до частот, не превосходящих по порядку  $10 \text{ Гц}$ , и с результатирующими напряжениями порядка  $20 \text{ мкв}$ , которые слишком малы, чтобы их можно было измерить с точностью  $1 \text{ ppm}$ . В-третьих, наблюдающиеся ступеньки не совсем вертикальны из-за наличия добротности  $Q$  полости, в то время как ступеньки, индуцированные микроволновым излучением, относительно резки (см., однако, гл. IV). Наконец, Лангенберг и др. <sup>44</sup> обнаружили, что если использовать самоиндукционные ступеньки высокого порядка, то частота генерируемого излучения может и не соответствовать правильному напряжению  $n\hbar\omega/2e$ . В результате этот второй метод имеет ограниченную применимость и высокоточные измерения проводятся использованием ступеней, индуцированных микроволновым полем.

### III. ИЗМЕРЕНИЕ $e/h$ (ЭКСПЕРИМЕНТ)

Эта глава в основном будет посвящена обсуждению измерений, проведенных Паркером, Лангенбергом, Дененстейном и Тейлором <sup>11</sup>. Представление о тех чрезвычайных предосторожностях, которые необходимы при выполнении измерений с точностью  $1 \text{ ppm}$ , лучше всего можно получить, прочтя их статью <sup>11</sup>. При этом следует иметь в виду, что этот эксперимент — один из самых простых среди экспериментов, предназначенных для определения фундаментальной константы.

Измерения проводились с помощью как туннельных, так и точечных контактов, приготовленных из различных сверхпроводников. При работе со ступеньками, индуцированными микроволновым полем, использовались две частоты,  $10 \text{ Гц}$  и  $70 \text{ Гц}$ . Было сделано несколько измерений с помощью наблюдения излучения, испущенного самоиндукционными ступеньками, однако эти измерения имели намного меньшую точность и существенно не повлияли на окончательные результаты. Оба метода в пределах экспериментальных ошибок дают одинаковый результат. В качестве примера ниже будут описаны измерения, сделанные на индуцированных ступенях в туннельных контактах при  $10 \text{ Гц}$ , хотя, в общем, техника эксперимента такая же и для точечных контактов и при более высоких частотах.

<sup>\*</sup>) Магнитная компонента поля электромагнитной волны проникает на расстояние  $\lambda$  внутрь каждого из сверхпроводников, в то время как электрическая компонента существует лишь в барьере. Такая индуктивная нагрузка изменяет скорость распространения приблизительно на множитель  $(t/2\lambda)^{1/2} \sim 10^{-1}$ , где  $t$  — толщина барьера. Диэлектрическая постоянная барьера (порядка четырех в типичных случаях) также уменьшает скорость. Типичное значение  $\bar{c}$  равно  $c/20$ . См. подробнее <sup>42</sup>.

### III.1. Низкотемпературное и микроволновое оборудование

Схема криостата изображена на рис. 7. Внешний дьюар заполнен жидким азотом, а внутренний — жидким гелием, температуру которого можно понизить примерно до  $1,2^{\circ}$  К откачкой паров. Температура ванны оценивалась по давлению паров гелия <sup>30</sup>. Пермаллоевый экран вокруг криостата сильно уменьшал земное магнитное поле и одновременно экранировал внешние переменные поля. Две катушки Гельмгольца, помещенные в азотную ванну, создавали на контакте магнитное поле силой в несколько гаусс. Микроволновое поле подавалось по волноводу на контакт,

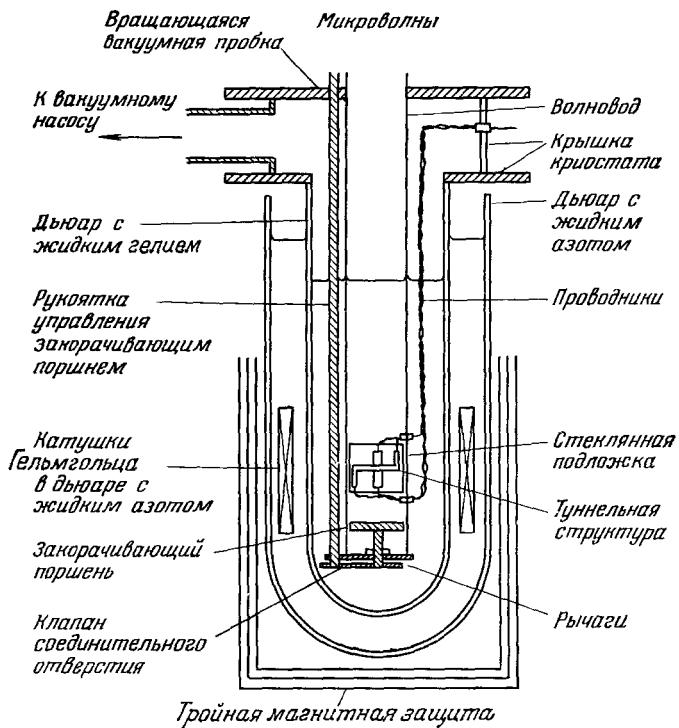


Рис. 7. Поперечный разрез типичного криостата, использовавшегося для измерения  $2e/h$  (согласно рисунку Паркера и др. <sup>11</sup>).

расположенный в нижнем конце. Положение закорачивающего поршня снизу от туннельного контакта можно было регулировать извне криостата и тем самым изменять связь между контактом и волноводом. Были испробованы различные ориентации туннельного контакта по отношению к волноводу и действующему магнитному полю. Медные проводники от контакта были пропущены через изолированный ввод в верхней части криостата и подсоединены непосредственно к клеммам потенциометра, с целью максимально уменьшить термо-Э.Д.С.

Микроволновое оборудование было довольно обычное. Микроволновой осциллятор стабилизировался путем фазовой связи с кварцевым кристаллом эталона частоты, имевшим стабильность в несколько единиц на  $10^8$  за период порядка часа. Частота осциллятора измерялась прибором, калиброванным по американскому стандарту частоты, транслируемому по радио из Форта Коллинс, Колорадо. Использованная техника

обеспечивала измерение частоты с точностью лучшей, чем 1 часть на  $10^8$ ; ошибка при этом была на два порядка величины меньше других ошибок эксперимента. Подводимая к контакту мощность оценивалась с помощью болометра.

### III.2. Измерение напряжений

Наиболее трудной частью эксперимента было определение абсолютного значения напряжения, при котором появлялась данная ступенька. Однако, прежде чем перейти к описанию измерений на туннельном контакте, сделаем несколько замечаний относительно абсолютной единицы напряжения.

В качестве основного опорного эталона при установлении единицы электродвижущей силы в различных центрах стандартов во всем мире используются батареи элементов. Эти элементы калибруются в единицах абсолютного вольта, определяемого пропусканием тока в один абсолютный ампер через сопротивление в один абсолютный ом. Ошибка определения абсолютного вольта составляет около 6 ppm. Кроме неточности определения абсолютного напряжения нормального элемента батареи в момент калибровки могут возникнуть дополнительные ошибки, из-за старения элементов, составляющие до 1 ppm за год. Значение  $2e/h$ , полученное Паркером и др., находилось с помощью усредненного за период порядка 1 года значения напряжения батареи нормальных элементов. Таким образом, имеются два типа источников ошибок при определении величины абсолютного вольта. Один из них связан с ошибками самого эксперимента и с калибровкой батареи с помощью нормальных элементов Национального бюро стандартов (НБС). Второй тип ошибок связан с неточностью соответствия вольта НБС с абсолютным вольтом.

Вернемся теперь к определению отношения  $2e/h$ . Наибольшее значение напряжения, при котором удавалось индуцировать ступеньки в вольт-амперных характеристиках, было порядка 1 мв. Необходимо было измерять эти напряжения в единицах — установленных НБС-вольтах с точностью 1 ppm, и поэтому требовалось измерять напряжение 1 мв с точностью по крайней мере в шесть значащих цифр.

Основные характеристики схемы измерения напряжения изображены на рис. 8. Постоянный ток  $I$  подавался на движок потенциометра  $P$ , к которому подсоединенна цепочка делительных сопротивлений. Эти сопротивления погружались в масло и находились в запечатанной коробке, с целью стабилизировать температуру и уменьшить эффекты саморазогрева. Величина точки 1 выбиралась так, что когда движок потенциометра находился в положении  $A$  на выходе потенциометра,

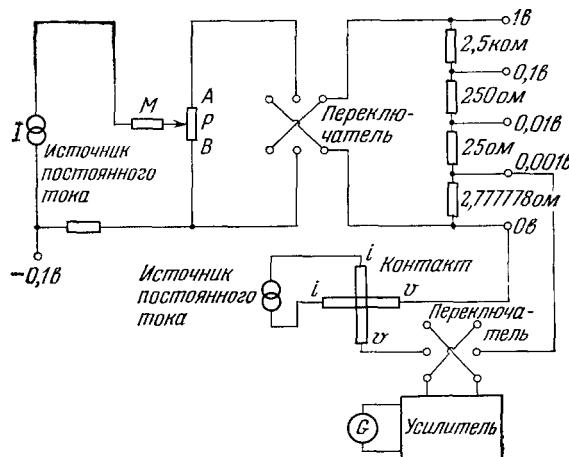


Рис. 8. Упрощенная схема контура измерения напряжения (согласно Паркеру и др.<sup>11</sup>).

а стало быть и на цепочке делительных сопротивлений было напряжение, в точности равное 1 в. Последнее выбиралось так, чтобы на делительных клеммах были напряжения 0,001 в, 0,01 в и 0,1 в. Если ток  $I$  оставался постоянным, то падение напряжения на цепочке сопротивлений было прямо пропорционально положению движка потенциометра. Таким образом, мы имеем в распоряжении потенциометр с четырьмя десятичными шкалами, точность отсчета напряжения по каждой из этих шкал зависит от линейности и разрешающей способности потенциометра  $P$ . Потенциометром  $P$  служил делитель напряжений Келвина — Варлея, дававший семь значащих цифр с максимальной ошибкой 0,3 ppm. В цепь дополнительно включалось последовательное сопротивление  $S$ , величина которого выбиралась так, чтобы падение напряжения на нем было 0,1 в, а на соответствующей клемме было значение — 0,1 в. В результате падение напряжения между клеммами 1 в и — 0,1 в составляло 1,1 в, и эти клеммы можно было использовать для калибровки потенциометра с помощью нормального элемента. В реальном эксперименте использовались шесть нормальных элементов, калиброванных НБС в единицах установленной в США величины легального вольта. Они держались при постоянной температуре в воздушной ванне, с целью уменьшить колебания, обузванные температурным флюктуациям.

Фактически при измерении напряжений на туннельном контакте применялась обычная коммутационная процедура с использованием низкотемпературного переключателя и фотоэлектрического усилителя, имевшего разрешение порядка 3/4 нв. Эксперимент проводился следующим образом. Вольт-амперная характеристика контакта наблюдалась на осциллографе, причем величина ступенек подбиралась изменением амплитуды и частоты микроволн, положения закорачивающей пробки и величины магнитного поля. Микроволновый источник стабилизировался, и измерялась его частота. Затем через контакт пропускался постоянный ток, с помощью которого фиксировалась индуцированная ступень  $n$ -го порядка, и потенциометром измерялось соответствующее падение напряжения. Далее через контакт пропускался ток противоположного направления, величину которого в случае необходимости можно было изменить, чтобы удержать контакт в режиме  $n$ -й ступени, и вновь измерялось напряжение. Напряжение, при котором появлялась  $n$ -я ступень, бралось как полусумма двух отсчетов. Такое усреднение позволяло исключить термоэлектрические э. д. с. в проводниках криостата. Иногда для каждого направления тока использовались ступени различных порядков, измерения велись также на ступенях, соответствующих субгармоникам. Во всех измерениях получалось одинаковое значение  $2e/h$ . Было показано, что такие ложные эффекты, как э. д. с. Пелтье, меняющая знак с обращением тока, эффект трансформации переменного микроволнового напряжения в постоянное, влияние внешних паразитных полей, были пренебрежимо малы.

На некоторых из индуцированных ступеней было обнаружено, что напряжение слегка зависело от тока, т. е. что ступеньки не были совершенно вертикальны. В таких случаях в качестве истинного бралось напряжение в центре ступеней. Этот эффект будет еще обсужден в гл. IV.

### III.3. Численные результаты

Результаты, полученные в 19 сериях измерений на радиационно-индукционных ступенях, дают среднее значение  $2e/h = 483,5978 (\pm \pm 0,4 ppm) M\text{ga}/\mu V_L$  (см. табл. I). Неточность является случайной ошибкой (одно стандартное отклонение) отсчета, и результат выражен в вольтах местной лаборатории. Два измерения, в которых были получены данные

по электромагнитному излучению, приводят к среднему значению 483,5985 ( $\pm 3,4 \text{ ppm}$ )  $M\text{g}\mu/\mu V_L$ , что находится вполне в пределах одного стандартного отклонения от результата, полученного из экспериментов по индуцированным ступеням. Случайная ошибка этих измерений велика по той причине, что возникающие при этом напряжения сравнительно малы (см. раздел II.3). Эти измерения не дают заметного вклада в окончательное среднее взвешенное значение.

Полученное среднее значение  $2e/h$  выражалось затем в нормальных НБС-вольтах, установленных на 1968 г. Этот пересчет был связан с рядом возможных систематических ошибок, возникающих, например, из неопределенности калибровки нормальных элементов НБС, неопределенности калибровки потенциометра, погрешностей, связанных с температурным ходом десятичного делителя напряжений. Значение, выраженное через НБС-вольты 1968 г., было равно 483,5976 ( $\pm 2,4 \text{ ppm}$ )  $M\text{g}\mu/\mu V_{\text{НБС}68}$ . Однако 1 января 1969 г. по международному соглашению различные Национальные лаборатории уточнили свои установленные стандарты напряжения с целью приблизить их к величине абсолютного вольта. В результате изменения НБС-вольта получается значение  $2e/h = 483,5935 (\pm 2,4 \text{ ppm}) M\text{g}\mu/\mu V_{\text{НБС}69}$ .

Таблица I

Значения  $2e/h$ , полученные с помощью джозефсоновских контактов

Паркер и др. <sup>11</sup> :	
Взвешенное среднее по 19 сериям для индуцированных ступеней, в локальных вольтах . . . . .	$483,5978 (\pm 0,4 \text{ ppm}) M\text{g}\mu/\mu V_L$
Взвешенное среднее по двум сериям для испущенного излучения, в локальных вольтах . . . . .	$483,5985 (\pm 3,4 \text{ ppm}) M\text{g}\mu/\mu V_L$
Взвешенное среднее по всем данным, в локальных вольтах . . . . .	$483,5978 (\pm 0,4 \text{ ppm}) M\text{g}\mu/\mu V_L$
Окончательное значение после перевода в НБС68-вольты . . . . .	$483,5976 (\pm 2,4 \text{ ppm}) M\text{g}\mu/\mu V_{\text{НБС}68}$
Окончательное значение после перевода в НБС69-вольты . . . . .	$483,5935 (\pm 2,4 \text{ ppm}) M\text{g}\mu/\mu V_{\text{НБС}69}$
Окончательное значение в абсолютных вольтах (см. текст) . . . . .	$483,5933 (\pm 3,6 \text{ ppm}) M\text{g}\mu/\mu V_{\text{абс}}$
Петли и Моррис <sup>45</sup> :	
Окончательное значение для индуцированных ступеней, в НФЛ69-вольтах . . . . .	$483,5939 (\pm 2,2 \text{ ppm}) M\text{g}\mu/\mu V_{\text{НФЛ}69}$
Окончательное значение для индуцированных ступеней после перевода в НБС68-вольты . . . . .	$483,5977 (\pm 2,2 \text{ ppm}) M\text{g}\mu/\mu V_{\text{НБС}68}$

Остается теперь перевести НБС-вольты в абсолютные вольты. К сожалению, как уже говорилось, переводный коэффициент известен лишь с точностью  $6 \text{ ppm}$ . По этой причине Тейлор, Паркер и Лангенберг методом наименьших квадратов заново провели работу по согласованию данных о фундаментальных постоянных, причем отношение величин НБС и абсолютного ампера считалось варьируемым параметром для получения более точного значения  $V_{\text{НБС}}/V_{\text{абс}}$ . Эта процедура будет кратко изложена в разделе VI.3. Полученное ими значение, выраженное в абсолютных вольтах, есть 483, 5933 ( $\pm 3,6 \text{ ppm}$ )  $M\text{g}\mu/\mu V_{\text{абс}}$ . Эта величина на

$38 \pm 10 \text{ ppm}$  меньше, чем приведенная Коэном и Дю-Мондом<sup>12</sup> в 1963 г. в результате выполненной ими методом наименьших квадратов подгонки данных по фундаментальным постоянным. Значение этого расхождения будет обсуждено в гл. VI.

### III.4. Независимое определение величины $2e/h$

Измерение отношения  $2e/h$  было повторено Петли и Моррисом<sup>45</sup> в Национальной физической лаборатории (НФЛ) в Англии. В их экспериментах использовались контакты типа «бусина» (см. рис. 3, ж), приготовленные из различных материалов; измерения велись на индуцированных ступенях при частоте 36,8 Гц. Они получили значение  $2e/h = 483,5939 (\pm 2,2 \text{ ppm}) M\text{G}\mu V_{\text{НФЛ}69}$ , где  $V_{\text{НФЛ}69}$  соответствует значению нормального вольта, установленного НФЛ после 1 января 1969 г.

Поскольку после проведенных в 1969 г. уточнений не проводилось сравнений официальных стандартов, то непосредственное сопоставление со значением, найденным Паркером и др., несколько затруднительно. По-видимому, проще всего перевести НФЛ-вольты 1969 г. обратно в вольты до 1969 г. и затем выразить их через НБС-вольты 1968 г. Последние на  $5,2 \text{ ppm}$  меньше НФЛ-вольтов до 1969 г., если считать правильным сравнение стандартов, проведенное в 1967 г. При этих предположениях значение  $2e/h$ , найденное Петли и Моррисом, становится равным  $483,5977 (\pm 2,2 \text{ ppm}) M\text{G}\mu V_{\text{НБС}68}$ . Эта величина на  $0,2 \pm 3,3 \text{ ppm}$  больше, чем полученная Паркером и др. Такое согласие, конечно, очень хорошее, поскольку ошибки на много меньше одного стандартного отклонения. Однако, по-видимому, необходимо провести дальнейшие незначительные уточнения<sup>46</sup>. Во-первых, описанная выше процедура перевода НФЛ-вольта 1969 г. в НБС-вольт 1968 г. фактически навряд ли имеет точность лучше  $1 \text{ ppm}$ , судя по имевшим место в прошлом дрейфах в установленных нормальных вольтах. Во-вторых, обе группы авторов, по-видимому, обсуждают возможность окончательного уточнения своих результатов на величину порядка нескольких единиц от  $1/10 \text{ ppm}$ <sup>46</sup>. Тем не менее представляется весьма вероятным, что окончательные результаты, выраженные в общих вольтах, путем непосредственного сравнения НБС—НФЛ, будут согласовываться в пределах одного стандартного отклонения. Тот факт, что два независимых измерения в различных странах дают такое хорошее согласие, весьма обнадеживает.

## IV. О ТОЧНОСТИ ДЖОЗЕФСОНОВСКОГО СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ЧАСТОТОЙ И НАПРЯЖЕНИЕМ

Какова точность соотношения Джозефсона между частотой и напряжением,  $\hbar\omega = 2\Delta\mu$ ? Мы видели в гл. II, что имеются веские теоретические основания считать его точным. В этой главе мы изложим экспериментальные данные, демонстрирующие точность этого соотношения, его фундаментальный характер и независимость от условий проведения эксперимента. Мы обсудим также некоторые теоретические идеи, выдвинутые в последнее время и имеющие отношение к рассматриваемому вопросу.

### IV.1. Типы контактов

В экспериментах Паркера и др.<sup>11</sup> использовались как тунNELьные контакты с пленкой окисла, так и точечные контакты. Можно предполагать, что в этих двух типах контактов действуют различные микроскопические механизмы, ответственные за процесс перевода пар, и, разумеется, они обладают совершенно различной геометрией. Тем не менее полученные значения  $2e/h$  совпадают в пределах  $0,6 \text{ ppm}$ .

#### IV.2. М а т е р и а л ы к о н т а к т о в и э к с п е р и м ен т альны е па р а м ет р ы

В работе Паркера и др.<sup>11</sup> были исследованы контакты, приготовленные из пяти различных сверхпроводников, которые отличались такими параметрами, как величина электрон-фононного взаимодействия, энергия Ферми, длина когерентности и т. д. Изменение температуры контактов в интервале  $0,3 \leq T/T_c \leq 0,9$  приводило к изменениям в величине энергетической щели, плотности конденсированных пар, длине когерентности, глубине проникновения. Данные получались при двух различных частотах ( $10 \text{ Гц}$  и  $70 \text{ Гц}$ ), а микроволновую мощность можно было изменять по крайней мере на порядок величины. Катушки Гельмгольца (см. рис. 7) позволяли создавать на контакте магнитные поля до  $10 \text{ Гс}$ . Туннельные контакты помещались в волновод в различных ориентациях так, что связь осуществлялась либо в основном через электрическое поле, либо через магнитное. Значение  $2e/h$ , измеренное на различных контактах и при различных экспериментальных условиях, оставалось постоянным в пределах  $2 \text{ ppm}$ .

Автор настоящей статьи провел сравнительный эксперимент<sup>47</sup>, в котором было продемонстрировано, что соотношение между напряжением и частотой было одинаковым в свинце, олове, индии с точностью 1 часть на  $10^8$ . Эксперименты проводились на контактах  $\text{Pb} - \text{Cu} - \text{Pb}$ ,  $\text{Sn} - \text{Cu} - \text{Sn}$ ,  $\text{In} - \text{Cu} - \text{In}$  (см. рис. 3, б). Эти контакты имели весьма низкое сопротивление и были выбраны по той причине, что чрезвычайно малое динамическое сопротивление индуцированных ступеней (см. раздел IV.5) делало возможным проведение очень точных сравнений напряжений. Принципиальная схема эксперимента изображена на рис. 9. Два контакта, приготовленных из различных сверхпроводников, например, свинца и индия, включались последовательно в сверхпроводящий контур, содержащий в качестве сверхпроводящего гальванометра<sup>8</sup> «бусину» (см. рис. 3, ж). Гальванометр, имевший нулевое сопротивление, мог регистрировать циркулирующий ток от  $0,3 \text{ мка}$  и выше. Для индуктирования ступеней на контактах использовалось излучение с частотой порядка  $1 \text{ МГц}$ ; токи  $i_1$  и  $i_2$  подбирались так, чтобы на каждом из контактов фиксировалась, скажем, середина индуцированной ступени первого порядка. При этом, очевидно, разность химических потенциалов вдоль любой сверхпроводящей цепи (включая гальванометр) равна нулю. Предположим, что то же самое излучение могло бы индуцировать ступени на контактах 1 и 2 при различных химических потенциалах соответственно  $\Delta\mu_1$  и  $\Delta\mu_2$ . Тогда при обходе вокруг контура мы получили бы полную разность химических потенциалов  $\Delta\mu_1 - \Delta\mu_2$ . Это привело бы к появлению циркулирующего тока  $j$ , причем

$$dj/dt = (\Delta\mu_1 - \Delta\mu_2)/eL, \quad (4,1)$$

где  $L$  — индуктивность контура. В начале эксперимента ток по контуру не протекал ( $j = 0$ ). Через 30 минут этот ток оставался равным нулю с точностью до разрешения гальванометра ( $\Delta j$ ). Принимая  $\Delta j = 0,3 \text{ мка}$

<sup>8</sup> УФН, том 104, вып. 1

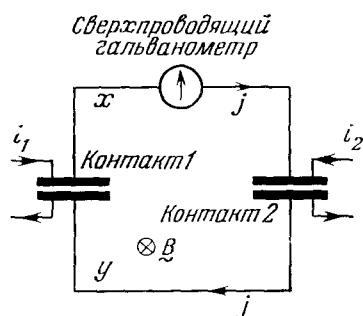


Рис. 9. Контур для сравнения соотношения Джозефсона между напряжением и частотой на контактах, приготовленных из различных материалов, и для измерения динамического сопротивления индуцированных ступеней в  $\text{Pb} - \text{Cu} - \text{Pb}$ -контактах.

и  $L = 10^{-7} \text{ Гн}$ , находим из (4,1)  $|\Delta\mu_1 - \Delta\mu_2|/e < 1,7 \cdot 10^{-17} \text{ в}$ . Поскольку разность потенциалов на каждой из индуцированных ступеней была порядка 2 мв, можно утверждать, что  $|\Delta\mu_1 - \Delta\mu_2|/\mu_1 < 10^{-8}$ . Такой же результат был получен с другими парами сверхпроводников — свинец и индий или олово и индий, а также при замене в одном из контактов барьера слоя из серебра на медь. Кроме того, не было замечено какого-либо изменения в разности химических потенциалов на барьерах при вариации следующих параметров: температуры от 1,2 до 2,2° К; толщины барьеров; пятикратного изменения уровня подаваемой радиочастотной мощности; частоты микроволнового поля в пределах от 100 кГц до 1 МГц (с точностью 1 часть на  $10^7$  при 100 кГц); положения индуцированных ступеней; окружающего магнитного поля до  $\pm 1$  гс; направления фиксирующих токов через контакты.

Очевидно, что химический потенциал, возникающий на контакте при данной частоте, не зависит от материала контакта и экспериментальных условий с точностью одна часть на  $10^8$ . Этот результат полезен, поскольку отсутствие разности поправок на различные материалы на уровне 1 часть на  $10^8$  делает весьма вероятным вывод об отсутствии заметных поправок из-за эффектов, связанных с различием материалов, на уровне 1 ppm \*).

#### IV.3. Порядок индуцированной ступени

В своем первоначальном эксперименте Паркер и др.<sup>11</sup> обнаружили, что с точностью 1 ppm значение  $2e/h$  не зависело от порядка ( $n$ ) ступени, на которой проводилось измерение, для значений  $n$  между 20 и 70. Точное сравнение для меньших значений  $n$  было невозможно, поскольку соответствующее напряжение было слишком мало, чтобы его измерять с точностью 1 ppm.

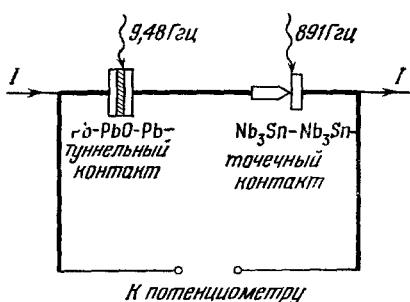


Рис. 10. Схема, изображающая сравнение напряжения ступени  $n = 1$ , индуцированной лазером, с напряжением ступени  $n = 94$ , индуцированной микроволновым излучением. Жирная линия показывает сверхпроводящие подводы (согласно Финнегану и др. <sup>48</sup>).

контакта использовались раздельно. Точечный контакт фиксировался на ступени  $n = 1$ , индуцированной лазером, при токе, меньшем критического тока пленоочного контакта. Напряжение на этой ступени измерялось потенциометром, описанным в разделе III.3, величина его была примерно 1,84 мв. Затем точечный контакт перенастраивался, чтобы значение его критического тока было выше и можно было провести измерение

<sup>\*)</sup> В опубликованной статье говорится, что напряжения, индуцированные на барьерах, приготовленных из различных материалов, одинаковы с точностью 1 часть на  $10^8$ . Вместо напряжения следует читать разности химических потенциалов. Автор признателен Д. Дугласу и Б. Джозефсону за полезную информацию по этому вопросу.

В дальнейшем Финнеган и др.<sup>48</sup> провели сравнение значения  $2e/h$ , полученного для ступени высокого порядка, индуцированной при  $\sim 10$  Гц со значением, найденным для ступени первого порядка, индуцированной НСН-лазером при  $\sim 900$  Гц. Экспериментальная установка схематически изображена на рис. 10.

Поскольку в тонкой пленке туннельного контакта не удавалось индуцировать ступеней высших порядков, а ступени низких порядков, индуцированные в точечном контакте, имели очень малую амплитуду, то оба

на туннельном контакте. Микроволновая частота и номер ступени подбирались так, чтобы напряжение снова было близким к  $1,84 \text{ мв}$  ( $n = 94$ ). Полученные таким способом два значения  $2e/h$  отличались на  $0,4 \pm \pm 1,5 \text{ ppm}$ . Поскольку этот результат получен на двух контактах, различавшихся типом и материалом изготовления, полученнное согласие можно было бы приписать взаимному сокращению эффекта зависимости от частоты и эффектов, обусловленных материалом или типом контакта. Однако из двух предыдущих разделов следует, что эти две возможности фактически исключаются. Таким образом, этот эксперимент позволяет расширить на порядок величины интервал частот, в котором можно измерять  $2e/h$ , и, в частности, устраняется возможность расхождения между результатами, полученными на ступенях низкого и высокого порядков.

#### IV.4. Туннельные процессы высокого порядка

При туннелировании могут иметь место процессы когерентного перехода не двух, а четырех электронов, что привело бы к соотношению между напряжением и частотой  $n\hbar\omega = 4eV$ . При четных  $n$  ступени порядка  $n$ , индуцированные микроволновым излучением для четырехэлектронного процесса, совпали бы со ступенями порядка  $n/2$  для парного процесса. Если  $n$  нечетно, то появятся ступени при напряжениях, соответствующих полуцелым ступеням парного процесса. Однако субгармоники могут присутствовать в любом случае, как для сильно связанных туннельных контактов (см. раздел II.1), так и для точечных контактов, в которых происходит движение магнитного потока. Поэтому процесс высокого порядка, имеющий весьма малую вероятность, почти невозможно идентифицировать, и он не влияет на точность измерения  $2e/h$ .

Можно также рассмотреть возможность процесса, в котором в среднем переходят не точно 2 электрона, а  $2 + \delta$ , где  $\delta$  — очень малая величина. Каких-либо теоретических или экспериментальных указаний насчет такого предположения в настоящее время нет. Из описанного в разделе IV.3 эксперимента можно заключить, что  $\delta$  не зависит от свойств сверхпроводника и экспериментальных условий с точностью 1 часть на  $10^8$ . Поэтому представляется маловероятным, что  $\delta$  превосходит по величине  $10^{-6}$ , если она вообще отлична от нуля.

#### IV.5. Роль шумов

Из простой теории, изложенной в разделе II.3, следует, что токовые ступени, индуцируемые на вольт-амперных характеристиках внешним монохроматическим излучением, должны иметь нулевое сопротивление. Кроме того, если туннельная структура фиксирована на определенной самоиндукционной ступени, то испускаемое излучение должно быть монохроматичным, по крайней мере в пределах стабильности образовавшегося напряжения. (Поскольку, однако, наклон самоиндукционных точечных ступеней обычно не вертикален из-за конечности  $Q$  полости, в которой находится образец, то можно ожидать зависимости частоты от действительного положения ступени.) На практике, как отмечалось в разделе III.2, радиационно-индуцированные ступени иногда заметно невертикальны и, кроме того, излучение, испускаемое из контакта, имеет конечную ширину линии<sup>49, 50</sup>. Эти эффекты возникают вследствие шумов, как генерируемых в самой туннельной структуре, так и подводимых от посторонних источников. Наша цель сейчас состоит в том, чтобы рассмотреть влияние шумов на точность определения  $2e/h$ .

Рассмотрим сперва конечность ширины линии испущенного излучения. Допустим, что джозефсоновский ток можно записать в виде<sup>49,51</sup>

$$j = j_1 \sin \left\{ \omega_0 t + (2e/h) \int V_{\text{ш}}(\tau) d\tau \right\}, \quad (4,2)$$

где  $V_{\text{ш}}$  — потенциал шумов, наведенный на туннельной структуре, а  $\omega_0 = 2eV_0/\hbar$ . Таким образом,  $V_{\text{ш}}$  приводит к случайным флуктуациям фазы джозефсоновского тока. Имеются два типа вклада в  $V_{\text{ш}}$  от тока, текущего через контакт. Первый из них возникает из-за флуктуаций нормального тока и был подсчитан Скалапино<sup>49</sup>. Это есть просто шум, сопровождающий пролет единичных электронов при туннелировании через барьер. Второй добавок обязан шуму, связанному с пролетом пар, он был рассчитан Стивеном<sup>51</sup>, описывавшим туннельный контакт в общем так же, как лазерную полость. Каждый раз, когда фотон распадается в полости, происходит туннелирование пары, возмещающее потерю, так что если считать диссиацию фотонов случайным процессом, то результирующий ток туннелирующих пар также будет случайным и будет сопровождаться пролетным шумом. Таким образом происхождение вклада пар в ширину линии в эффекте Джозефсона весьма напоминает происхождение ширины линии лазера. Однако когда при туннелировании пар имеет место взаимодействие с фотонами, заряд, текущий через емкость, вызывает флуктуации напряжения около среднего значения. Этот эффект приводит к частотной модуляции излучения и объясняет, почему ширина линии излучения Джозефсона, составляющая в лучшем случае 1 часть на  $10^7$ , намного превосходит ширину линии лазерного излучения, которая, по-видимому, составляет 1 часть на  $10^{15}$ .

Полная ширина линии в пределе  $eV_0 \ll kT$  дается выражением<sup>51</sup>

$$\Delta\nu = 4e^2 R_D^2 k T I_{\text{п}} / \pi \hbar^2 V_0, \quad (4,3)$$

где  $R_D$  — динамическое сопротивление ступени,  $(di/dV)^{-1}$ , а  $I_{\text{п}}$  — полный ток, т. е. сумма токов квазичастиц и пар. Форма линии приблизительно описывается лорензианом. Дам, Дененстейн и др.<sup>52</sup> сравнили результаты своих экспериментов с выражением (4,3) и нашли удовлетворительное согласие. Типичное значение ширины линии около центральной частоты  $10^{10} \text{ Гц}$  находится в пределах от менее чем 1  $\text{кГц}$  при низких значениях температуры и динамического сопротивления до  $10 \text{ МГц}$  вблизи критической температуры сверхпроводников. По-видимому, происхождение ширины линии излучения в настоящее время хорошо понято и существенных ошибок при определении  $2eV/h$  с использованием центральной частоты линии не возникает.

В отсутствие внешнего излучения фаза джозефсоновского контакта испытывает случайные флуктуации, описываемые выражением (4,2). Разность фаз  $\Delta\phi$  содержит, таким образом, малую шумовую компоненту  $\Delta\phi_{\text{ш}}$ , которую можно считать претерпевающей случайные изменения так, что ее, среднеквадратичное значение отлично от нуля. Именно эти флуктуации приводят к уширению линии. Такие фазовые флуктуации аналогичны броуновскому движению свободных частиц. Если теперь на контакт подать монохроматическое излучение, то возникает иная ситуация. Пусть амплитуда внешнего сигнала больше амплитуды шумовых флуктуаций, тогда джозефсоновский осциллятор будет захвачен в вынужденный резонанс и фаза контакта будет определяться фазой подаваемого излучения. В этом случае эффект флуктуаций намного меньше. Причину этого можно усмотреть из следующего. Пусть маленькая флуктуация изменит фазу контакта на малую величину  $\Delta\phi_{\text{ш}}$ . Тогда подаваемое излучение будет стремиться вернуть разность фаз на контакте к первоначальному значению. Лишь

в случае достаточно больших флуктуаций, позволяющих контакту сбиться на целый период, механизм захвата будет нарушен и на ступени появится малое сопротивление. Фазовые флуктуации теперь аналогичны броуновской частице в искашенном периодическом потенциале, амплитуда которого пропорциональна интенсивности подаваемого излучения. Частица стремится быть захваченной в одном из минимумов потенциала, и требуется сравнительно большая флуктуация, чтобы она смогла пройти над потенциальным барьером в соседний минимум. Этот вопрос довольно подробно обсуждался Стивеном<sup>53</sup> и Кларком, Пиппартом и Уолдрамом<sup>39</sup>.

Изложенные представления можно использовать для вычисления наклона индуцированных ступеней в присутствии шума. Под воздействием шума ступень имеет вид, изображенный на рис. 11. Динамическое сопротивление в центре ступени чрезвычайно мало, но оно возрастает, грубо говоря, экспоненциально к краям ступени. Искажение ступени из-за шума симметрично относительно средней точки, так что использование напряжения в этой точке при измерении  $e/h$  представляется хорошо оправданным. В настоящее время отсутствует твердо установленное согласие теории с экспериментом. По-видимому, в большинстве опытов с пленочными и точечными контактами шум от внешних источников, например, местных радиостанций, превосходил шум, генерированный в контакте. Финнеган и др.<sup>48</sup> обнаружили, что при помещении их криостата в целиком экранированную комнату ступени, индуцированные на обоих типах контактов.

были вертикальны, в пределах их экспериментального разрешения 1 нв.

Автор настоящей статьи провел простой опыт с контактом Pb — Cu — Pb (см. рис. 3, б), из которого можно заключить, что индуцированные ступени могут фактически иметь чрезвычайно малое дифференциальное сопротивление<sup>47</sup>. Ко времени проведения эксперимента было известно, что шумовые эффекты растут с ростом сопротивления контакта, так что у контактов с сопротивлением менее  $10^{-6}$  ом следовало ожидать очень малого собственного шума. Кроме того, очень малое сопротивление приводит к малой восприимчивости внешних шумов, просто по причине огромного рассогласования импедансов контакта и внешней цепи. Основная использованная схема та же, что изображена на рис. 9. Излучение с частотой 1 Мгц индуцировало ступени на вольт-амперных характеристиках контактов, каждый из которых был фиксирован, скажем, на индуцированной ступени первого порядка. Таким образом, между X и Y было напряжение 2 нв, однако полное динамическое сопротивление контура было равно просто сумме динамических сопротивлений двух индуцированных ступеней. Контур, в некотором смысле, был «дифференциально сверхпроводящим». Таким образом, магнитное поле  $\mathbf{B}$ , приложенное перпендикулярно к контуру, возбуждало замкнутый сверхпроводящий ток, так

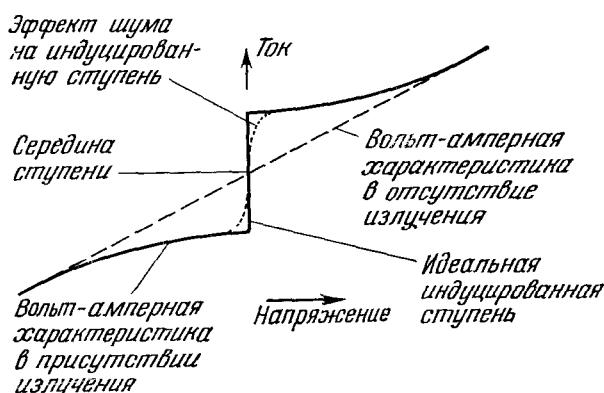


Рис. 11. Схематическое изображение ступени, индуцированной микроволновым излучением на вольт-амперной характеристике джозефсоновского контакта.

Пунктирная линия показывает закругление из-за шума.

же как в случае массивного сверхпроводящего кольца. Однако это было так лишь при достаточно слабом сверхпроводящем токе, пока каждый из контактов оставался фиксированным на соответствующей индуцированной ступени.

Оценку дифференциального сопротивления ступеней можно получить, наблюдая затухание наведенного тока с помощью гальванометра. В типичном эксперименте индуктивность ( $L$ ) контура была порядка  $10^{-7}$  Гн, циркулирующий ток ( $j$ ) порядка 0,5 мка, затухание тока ( $\Delta j$ ) было меньше разрешения гальванометра, 0,3 мка, за время  $T \sim 30$  мин. Временная константа контура ( $\tau$ ) определялась выражением  $\tau \approx Tj/\Delta j$  и была, таким образом, больше  $3 \cdot 10^6$  сек. Полное сопротивление контура ( $L/\tau$ ) было меньше  $3 \cdot 10^{-14}$  ом, откуда можно заключить, что дифференциальное сопротивление каждой из индуцированных ступеней не превосходило  $\sim 10^{-14}$  ом. Это соответствует разности потенциалов меньше  $10^{-17}$  в между верхом и основанием ступени. Приведенная оценка сопротивления справедлива, разумеется, лишь для центральной части ступени — его значение может быть больше на краях. Согласно оценке Стивена<sup>53</sup>, для таких контактов разность потенциалов может достигать  $10^{-17}$  в на 97 % высоты ступени.

На туннельных структурах типа сверхпроводник — нормальный металл — сверхпроводник, в принципе, можно получать чрезвычайно резкие индуцированные ступени, но вряд ли они будут иметь большое значение для измерения  $2e/h$ , поскольку ступени можно индуцировать лишь при малых напряжениях. Вместе с тем, по-видимому, не представляет особого труда при экспериментах на пленочных и точечных контактах осуществить тщательную экранировку с тем, чтобы ступени на обоих типах контактов получались достаточно крутыми для всех практических целей.

#### IV.6. Эффект затягивания частоты

Скалли и Ли<sup>54</sup> заметили, что частоту излучения, испущенного из резонансного контакта, фиксированного при напряжении  $V_e$ , можно слегка оттянуть от джозефсоновского значения  $2eV_e/h$ . Аналогичный сдвиг был отмечен Стивеном<sup>51</sup>. Расчет основан на аналогии с лазерной полостью. Рассмотрим атом, излучающий на частоте  $\omega$  и помещенный на некоторое время в полость с резонансной частотой, отличной от  $\omega$ . Излучение, испущенное атомом, находящимся в полости, будет слегка сдвинуто от значения  $\omega$  из-за влияния полости. Скалли и Ли<sup>54</sup> предположили, что из-за конечности времени жизни пар сверхпроводника туннельной структуры будет иметь место аналогичный сдвиг частоты излучения, испущенного из контакта. Они оценивают порядок величины эффекта для типичного контакта как 1 часть на  $10^8$ .

Мак-Камбер<sup>55</sup> подчеркивает, что эффект затягивания частоты не влияет на соотношение Джозефсона между напряжением и частотой  $2\Delta\mu = \hbar\omega$ . Как отмечалось в разделе II.1, могут быть различные вклады в электрохимический потенциал  $\Delta\mu$ . Потенциометр, используемый при определении  $e/h$ , регистрирует  $\Delta\mu$  и, следовательно, обеспечивает измерение полной энергии, требуемой для перевода пары с одной стороны контакта на другую. Эта полная энергия может включать вклад от взаимодействия пары с электромагнитными полями в полости, обусловливающего эффект затягивания частоты. Таким образом, этот эффект не изменяет соотношения между напряжением и частотой. Во всяком случае расчет затягивания частоты применим лишь к испущенному излучению, а не к индуцированным ступеням, используемым в высокопрецизионных измерениях.

Тем не менее возможность существования в туннельной структуре эффекта затягивания частоты сама по себе интересна. Этот эффект, по-видимому, мог бы быть наблюден при измерении разности электростатических потенциалов на излучающей туннельной структуре.

#### IV.7. О б с у ж д е н и е

Итак, имеются убедительные экспериментальные данные о том, что соотношение Джозефсона между напряжением и частотой вообще не зависит от условий опыта и, таким образом, измеряемую величину действительно можно считать фундаментальной постоянной. Кроме того, в настоящее время отсутствуют теоретические расчеты, свидетельствующие о необходимости внесения каких-либо поправок, по крайней мере на уровне 1 ppm. Разумеется, не следует заранее отвергать возможность обнаружения таких поправок в будущем. Пока же мы вынуждены утверждать, что отношение между напряжением и частотой дает в точности величину  $2e/h$ . В гл. V и VI мы обсудим значение такого утверждения для других областей физики.

#### V. НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА И ЭТАЛОНЫ ЭЛЕКТРОДВИЖУЩЕЙ СИЛЫ

Различные национальные лаборатории мира реализуют эталон напряжения при помощи нормальных элементов. Как мы уже видели в гл. III, этот метод связан с трудностями, поскольку напряжение элементов имеет тенденцию меняться с течением времени. Другая проблема возникает при сравнении установленных эталонов напряжения в разных странах. При мерно каждые три года различные государства проводят сравнение своих нормальных элементов с элементами, установленными Международной палатой мер и весов (МПМВ) во Франции. Эти сравнения зачастую выявляют расхождения в несколько частей на миллион, но не ясно, возникли они из-за дрейфа элементов МПМВ, элементов стран-участников или из-за того и другого. Очевидно, что необходим метод проверки стабильности нормальных элементов с точностью 1 ppm, или лучшей, за длинные промежутки времени. Если бы различные страны могли сравнивать свои нормальные элементы по отношению к ним самим, без необходимости транспортировки их в удаленные лаборатории, то это привело бы к значительному уменьшению разногласий между национальными эталонами.

Тейлор, Паркер, Лангенберг и Дененстейн<sup>56</sup> указали, что нестационарный эффект Джозефсона может быть с успехом использован для поддержания и сравнения эталонов э.д.с. Если принять неизменность отношения между напряжением и частотой, то за э.д.с. данного элемента можно легко следить по величине частоты, которую, разумеется, можно измерять с точностью намного лучшей, чем 1 ppm. Кроме того, различные лаборатории стандартов имели бы возможность на месте контролировать свои собственные стандарты. Джозефсоновский контакт, используемый в качестве системы отсчета, имеет ряд преимуществ. Он требует лишь простой экспериментальной техники, и ввиду этого довольно дешев. Лаборатория, созданная на пустом месте, могла бы установить всю необходимую аппаратуру примерно за 25 000 долларов и, вероятно, намного дешевле, если имеется в распоряжении некоторое основное оборудование<sup>56</sup>. Тот факт, что соотношение между напряжением и частотой не зависит от местных условий, таких как сила тяжести и окружающее магнитное поле, делает эту технику идеальной для использования в различных лабораториях.

Остается неопределенность калибровки нормального вольта в единицах абсолютного вольта, составляющая в настоящее время величину порядка  $6 \text{ ppm}$ . Измерение  $2e/h$  непосредственно не уменьшает эту неточность, если только не быть готовым на *определение* величины вольта в терминах частоты Джозефсона. Такой шаг был бы связан с полным пересмотром всей структуры фундаментальных постоянных. Однако Тейлор, Паркер и Лангенберг<sup>57</sup>, используя отношение НБС-ома к абсолютному ому и НБС-ампера к абсолютному амперу, провели подгонку фундаментальных постоянных, причем значение  $2e/h$  считалось стохастически вводимой величиной. Их процедура позволила уменьшить упомянутую неопределенность до  $2,6 \text{ ppm}$  (см. гл. VI).

## VI. НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ЭФФЕКТ ДЖОЗЕФСОНА; ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПОСТОЯННЫЕ И КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

Значения измерений  $2e/h$  для квантовой электродинамики и для определения фундаментальных постоянных так тесно связаны, что, вероятно, проще обсудить их совместно. Эти вопросы чрезвычайно сложны, и, не вдаваясь в детали, нельзя надеяться на что-либо большее, как просто указать на роль, которую новые эксперименты сыграли в этой области. По этой причине мы не станем давать ссылок ни на огромное число элегантных и зачастую весьма сложных экспериментов по измерению фундаментальных постоянных, ни на эксперименты, интерпретация которых требует привлечения квантовой электродинамики. Подробное обсуждение и исчерпывающий список работ читатель может найти в обзоре Тейлора, Паркера и Лангенberга<sup>57</sup>. Кроме того, современное положение некоторых квантовоэлектродинамических экспериментов изложено в недавнем обзоре Хьюза<sup>58</sup>. Обсуждение методов квантовой электродинамики можно найти в стандартных учебниках<sup>59</sup>. Имеются также многочисленные описания методов определения фундаментальных постоянных<sup>60</sup>.

### VII.1. Роль и структура фундаментальных постоянных

Значение точного измерения фундаментальных постоянных далеко выходит за рамки «простого определения еще одной значащей цифры». Многие и к тому же совершенно разные области физики позволяют получать величины разнообразных постоянных. Точное сравнение этих величин может дать важнейшую информацию, касающуюся непротиворечивости и полноты описания различных физических теорий. Таким образом, очень точное измерение физической постоянной в одной области может в результате привести к обнаружению или устраниению противоречия в другой области.

Многие высокоточные эксперименты часто можно обрабатывать несколькими различными способами для получения значения некоторой фундаментальной постоянной. Например, как мы увидим в следующем разделе, существует несколько методов определения постоянной тонкой структуры  $\alpha$ . Обычная процедура в такой ситуации состоит в определении наименьшего среднеквадратичного отклонения, что и дает наилучшее значение постоянной. Данные, используемые в таком анализе, делятся на две группы: вспомогательные константы и стохастически вводимые данные.

Вспомогательные константы известны с достаточной точностью, лучше, чем  $1 \text{ ppm}$ , их можно считать известными точно; примером служат скорость света и постоянная Ридберга. Стохастически вводимые данные, как, например, постоянная Фарадея ( $7 \text{ ppm}$ ), и гиromагнитное отношение для

протона в воде ( $4 \text{ ppm}$ ) известны с худшей точностью. Анализ по методу наименьших квадратов фактически ведется на другом наборе констант, через которые можно выразить каждую стохастически вводимую величину (с привлечением вспомогательных констант в случае необходимости). Эта совокупность констант носит название подгоночных постоянных, и их выбор в известной степени произволен; примером служат число Авогадро и заряд электрона.

Когда установлен набор всех стохастически вводимых величин, проводится критический поиск противоречивых данных. Очевидно, было бы неправильно включать два или большее число несовместимых значений какой-либо величины, и необходимо принять решение, какое из значений следует оставить. Другими словами, бессмысленно брать среднее значение двух величин, отличающихся на несколько стандартных отклонений, поскольку по крайней мере одна из них должна содержать относительно большую систематическую ошибку. Необходимо попытаться найти причину разногласия в конкретных данных, например, в использованном физическом методе измерения, в способе обработки данных или в правильности теоретической интерпретации. Это может быть трудной или даже невыполнимой задачей, и иногда прибегают к анализу вариаций<sup>12</sup>. Значения подгоночных постоянных вычисляются с использованием различных подгрупп вводимых данных, на основе предварительного анализа по методу наименьших квадратов, и определяется, какая из подгрупп наиболее согласована. На этой основе в дальнейшем можно отобрать наиболее достоверные данные.

Таким образом, в результате приходит к набору стохастически вводимых данных, которые считаются достоверными, и проводится окончательный выбор подгоночных констант на основе анализа по методу наименьших квадратов. В конце концов получается таблица фундаментальных постоянных, содержащая как значения вспомогательных констант, так и «наилучшие» значения величин, использованных в качестве вводимых данных и подгоночных констант. Поскольку непрерывно ставятся новые опыты и создаются новые теории, а старые улучшаются, весьма желательно каждые несколько лет пересматривать значения фундаментальных постоянных.

## VI.2. Квантовая электродинамика и постоянная тонкой структуры

Квантовая электродинамика (КЭД) описывает взаимодействие между заряженными частицами и электромагнитным излучением<sup>59</sup>. Основы этой теории покоятся на фундаментальных физических аксиомах, и потому ее способность с высокой точностью описывать эксперимент служит важным критерием современных представлений. Ниже приведено несколько примеров применения КЭД. Этот перечень, разумеется, далеко не полон.

а) Тонкая структура. Главным источником информации для КЭД служила тонкая структура водорода, дейтерия и ионизованного гелия ( $\text{He}^+$ ). Например, в состоянии атома водорода с  $n = 2$  энергетические уровни  $2P_{1/2}$ ,  $2S_{1/2}$  и  $2P_{3/2}$  расщеплены уже в отсутствие магнитного поля (рис. 12). Расщепление уровней  $2P_{1/2}$  и  $2P_{3/2}$  дает величину тонкоструктурного смещения ( $\Delta E$ ) порядка  $\alpha^2 Ry$  и составляет около  $10\,969\text{ }MeV$ ; здесь  $Ry$  — постоянная Ридберга для бесконечно большой массы. Тонкоструктурное расщепление обязано главным образом взаимодействию спин-орбита, которое можно рассчитать по теории Дирака. Кроме того, КЭД приводит к поправкам из-за аномального магнитного момента электрона и радиационных эффектов порядка соответственно

0,1% и 1 ppm. Различия между уровнями  $2S_{1/2}$  и  $2P_{1/2}$  представляют собой лэмбовский сдвиг ( $S$ ), он порядка  $\alpha^3 Ry$  и составляет 1058 Гц. Лэмбовский сдвиг полностью обязан КЭД, поскольку теория Дирака не различает уровни  $2S_{1/2}$  и  $2P_{1/2}$ . Теоретическое значениедается в виде произведения  $\alpha^3 Ry$  на полином от  $\alpha$ , учитываются также малые поправки на размер и массу протона.

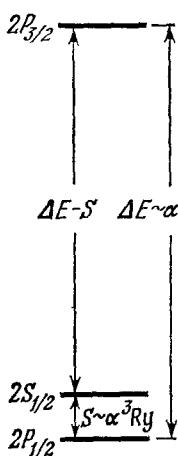


Рис. 12. Энергетические уровни водорода с  $n = 2$  в нулевом поле.  
расщепление  $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$  есть лэмбовский сдвиг ( $S$ ), а расщепление  $2P_{1/2} - 2P_{3/2}$  есть интервал тонкой структуры ( $\Delta E$ ).

Все расчеты по КЭД в качестве параметра разложения входит  $\alpha$ . Ясно, что для сравнения предсказаний КЭД с экспериментом необходимо точное значение значения  $\alpha$ . При уточнении констант методом наименьших квадратов<sup>12</sup> в 1963 г. имелся ряд измерений, позволявших определить  $\alpha$ . Окончательное подогнанное значение основывалось главным образом на тонкоструктурном расщеплении в дейтерии, найденном как сумма величины лэмбовского сдвига ( $S$ ) и расщепления уровней  $2S_{1/2} - 2P_{3/2}$  ( $\Delta E - S$ ). Два других значения  $\alpha$ , найденные из сверхтонкого расщепления мюония и из  $g$ -фактора свободного электрона, имели меньшую точность, но согласовались с первым значением. Четвертое значение, полученное из сверхтонкого расщепления основного состояния атомарного водорода, не согласовалось с другими значениями. Величина сверхтонкого расщепления была известна из опыта с колоссальной точностью, однако следовало внести поправки КЭД порядка 60 ppm. Поправки учитывали эффекты конечности массы, размера, внутреннего строения протона, о чем в то время имелись довольно неопределенные теоретические представления. По этой причине Коэн и Дю-Монд<sup>12</sup> отвергли значение, полученное из сверхтонкого расщепления, и остановились на значении, полученном из тонкоструктурного расщепления, которое подкреплялось данными по мюонию и  $g$ -фактору.

Полученное в 1963 г. значение  $\alpha$  содержало вклад от КЭД порядка 0,1%, который сам предполагает знание  $\alpha$ . Это обстоятельство делает не совсем надежным сравнение теории КЭД с опытами, поскольку интерпретация последних в свою очередь основывается на КЭД, а значение  $\alpha$  в известной мере получено в результате этого сравнения. Кроме того, сле-

б) Аномальные магнитные моменты. Согласно теории Дирака, гиромагнитное отношение ( $g$ ) для электрона, позитрона и мюонов ( $\mu^+$  и  $\mu^-$ ) должно в точности быть 2. Квантовоэлектродинамический расчет приводит к радиационной поправке, или аномалии магнитного момента  $a$ , определяемой как  $a = (g-2)/2$ . Поправки имеют вид полинома по  $\alpha$  и составляют по порядку величины 0,1%.

в) Сверхтонкое расщепление основного состояния. Взаимодействие между магнитными моментами ядра и электрона приводит к расщеплению энергетических уровней атома, даже в отсутствие внешнего магнитного поля. Этот эффект, известный как сверхтонкое расщепление, усиленно изучался, в частности, для основных состояний атомов водорода и мюония. Значение расщепления в водороде соответствует примерно 1,42 Гц. Частота сверхтонкого расщепления известна из опыта с огромной точностью, примерно одна часть на  $10^{12}$ . Поправки, обязанные КЭД, возникают из-за поляризации вакуума и опять зависят от  $\alpha$ . По порядку величины они составляют 0,01% (в дополнение к поправкам к  $g$ -фактору свободного электрона).

Все расчеты по КЭД в качестве параметра разложения входит  $\alpha$ . Ясно, что для сравнения предсказаний КЭД с экспериментом необходимо точное значение величины лэмбовского сдвига ( $S$ ) и расщепления уровней  $2S_{1/2} - 2P_{3/2}$  ( $\Delta E - S$ ). Два других значения  $\alpha$ , найденные из сверхтонкого расщепления мюония и из  $g$ -фактора свободного электрона, имели меньшую точность, но согласовались с первым значением. Четвертое значение, полученное из сверхтонкого расщепления основного состояния атомарного водорода, не согласовалось с другими значениями. Величина сверхтонкого расщепления была известна из опыта с колоссальной точностью, однако следовало внести поправки КЭД порядка 60 ppm. Поправки учитывали эффекты конечности массы, размера, внутреннего строения протона, о чем в то время имелись довольно неопределенные теоретические представления. По этой причине Коэн и Дю-Монд<sup>12</sup> отвергли значение, полученное из сверхтонкого расщепления, и остановились на значении, полученном из тонкоструктурного расщепления, которое подкреплялось данными по мюонию и  $g$ -фактору.

Полученное в 1963 г. значение  $\alpha$  содержало вклад от КЭД порядка 0,1%, который сам предполагает знание  $\alpha$ . Это обстоятельство делает не совсем надежным сравнение теории КЭД с опытами, поскольку интерпретация последних в свою очередь основывается на КЭД, а значение  $\alpha$  в известной мере получено в результате этого сравнения. Кроме того, сле-

дует отметить, что в экспериментах с тонкой структурой необходимо разрешать ширину линий с точностью примерно 1 часть на  $10^3$ , поэтому окончательное значение критически зависит от правильности понимания формы линии.

Измерение с помощью нестационарного эффекта Джозефсона важно по той причине, что значение  $2e/h$  можно скомбинировать с другими хорошо известными величинами, не опирающимися на КЭД, и получить величину  $\alpha$ , вообще не содержащую (насколько сейчас можно судить) кванто-волнодинамических поправок. Это «не КЭД»-значение  $\alpha$  можно затем подставить в уравнение КЭД, чтобы провести надлежащее сравнение с опытом. Мы вернемся вскоре к этому пересмотренному значению  $\alpha$  и к сравнению КЭД с экспериментом.

### VI.3. Уточнение фундаментальных констант в 1969 г.

За время, прошедшее после проведенной в 1963 г. подгонки фундаментальных констант, появились новые данные (см. <sup>55</sup>). Некоторые из опытов имеют отношение к определению  $\alpha$ , кроме того, новые теоретические работы были посвящены сверхтонкому расщеплению в водороде и величине лэмбовского сдвига. Наконец, с помощью нестационарного эффекта Джозефсона было найдено новое значение  $2e/h$ . Поскольку это значение на  $38 \pm 10$  ppm меньше полученного ранее, можно ожидать, что при проведении новой подгонки оно существенно повлияет на величины некоторых постоянных.

Тейлор, Паркер и Лангенберг <sup>57</sup> предприняли новую подгонку значений фундаментальных постоянных. Их процедура была аналогична применявшейся в предыдущих подгонках, хотя они использовали другой набор вспомогательных констант и стохастически вводимых данных. В частности, они взяли отношение НБС-ома к абсолютному ому в качестве вспомогательной константы, а отношение абсолютного ампера к НБС-амперу как стохастически вводимую величину. В результате подгонки по методу наименьших квадратов им удалось получить величину отношения НБС-вольта к абсолютному вольту с ошибкой 2,6 ppm. Это значение было использовано в разделе III.3 при выражении  $2e/h$  через абсолютные вольты и в табл. I.

Как уже отмечалось, значение  $2e/h$  можно скомбинировать с другими стохастически вводимыми данными и вспомогательными константами для получения величины  $\alpha^{-1}$ , не содержащей каких-либо известных КЭД-поправок. Существуют три способа получения косвенных «не КЭД»-значений для  $\alpha^{-1}$ , а именно <sup>57</sup>:

$$\alpha^{-1} = C_1 [\gamma_p^{-1} (2e/h)]^{1/2}, \quad (6,1)$$

$$\alpha^{-1} = C_2 [F^{-1} (2e/h) (\mu_n/\mu_p)]^{1/2}, \quad (6,2)$$

$$\alpha^{-1} = C_3 \lambda_C^{-1/2}. \quad (6,3)$$

Постоянныес  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$  представляют собой комбинации вспомогательных констант и могут считаться точными,  $\gamma_p$  — гиромагнитное отношение для протона,  $F$  — постоянная Фарадея,  $\mu_p/\mu_n$  — магнитный момент протона, выраженный в ядерных магнетонах,  $\lambda_C$  — комптоновская длина волны электрона.

Тейлор и др. <sup>57</sup> провели методом наименьших квадратов анализ на наборе подгоночных констант, который включал также и выражения для  $\alpha^{-1}$ . Таким образом был получен список фундаментальных констант, не

зависящих от КЭД, куда входит также и «не КЭД»-значение  $\alpha^{-1}$ , оказавшееся на 20  $rpt$  меньше подгоночного значения 1963 г. Новое значение  $\alpha^{-1}$  можно было затем сравнить с соответствующими величинами, полученными из различных КЭД-экспериментов. Оказалось, что имеется хорошее согласие со значениями, слабо зависящими от КЭД (т. е. в которые входят лишь КЭД-поправки), но плохое согласие со значениями, имеющими чисто КЭД- происхождение. Так, сверхтонкое расщепление водорода приводит к превосходному согласию. Соответствующие измерения чрезвычайно прецизионны, и неточности связаны главным образом с теоретическим учетом поляризуемости протона, что, во всяком случае, дает малую поправку. Сверхтонкие расщепления в мюонии и позитронии также согласуются, хотя соответствующие измерения приводят к значительно большим экспериментальным ошибкам. Тонкая структура в водороде и дейтерии ( $2P_{3/2} - 2P_{1/2}$ ) недавно была измерена заново в прямом эксперименте, а также путем комбинирования расщепления  $2P_{3/2} - 2S_{1/2}$  с лэмбовским сдвигом ( $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ ). Хотя в косвенных значениях имеется разброс, согласие в общем удовлетворительное.

Перейдем теперь к величинам, которые целиком возникают из КЭД. Аномалии магнитного момента имеют довольно большую экспериментальную ошибку; например, величине для электрона ( $a_e$ ), известной лучше всего, приписывается ошибка 26  $rpt$ . Значение  $\alpha^{-1}$ , получаемое из  $a_e$ , превосходит на 77  $rpt$  «не КЭД»-значение, расхождение составляет три стандартные ошибки. С другой стороны, значения  $\alpha^{-1}$ , вычисленные из лэмбовского сдвига как для водорода, так и дейтерия, существенно меньше «не КЭД»-значения соответственно на  $280 \pm 66$   $rpt$  и  $400 \pm 74$   $rpt$ .

Далее, Тейлор, Паркер и Лангеберг<sup>57</sup> подвергли критическому рассмотрению эти КЭД-значения для  $\alpha^{-1}$ , чтобы определить, какое из них следует выбрать для окончательной подгонки. Имеются три предварительных соображения при таком выборе. Во-первых, КЭД-значение не должно уклоняться от «не КЭД»-значения более чем на две или три стандартные ошибки. Во-вторых, это значение должно иметь достаточно малую ошибку, чтобы оно имело заметный вес в окончательной подгонке; практически ошибка не должна превосходить более чем 6  $rpt$ . В-третьих, любое значение должно быть в разумном согласии с другими значениями, полученными тем же методом. Таким образом, значения, найденные из аномального магнитного момента и лэмбовского сдвига, были немедленно

Таблица II  
Сравнение значений пяти констант согласно подгонкам 1963 и 1969 гг.  
(издано из работы Тейлора и др. <sup>57</sup>)

Величина	Символ	Единицы	Подгонка 1963 г.	Ошибка, $rpt$	Подгонка 1969 г.	Ошибка, $rpt$	Изменение, $rpt$
Обратная постоянная тонкой структуры	$\alpha^{-1}$		137,0388	4,4	137,03602	1,5	-2)
Заряд электрона . . . .	$e$	$10^{-19}$ кул	1,60210	12	1,6021917	4,4	+57
Постоянная Планка . . .	$h$	$10^{-3}$ дж·сек	6,62559	24	6,626196	7,6	+91
Масса электрона . . . .	$m_e$	$10^{-31}$ кг	9,10908	14	9,109558	6,0	+52
Число Авогадро . . . .	$N$	$10^{26}$ кмоль <sup>-1</sup>	6,02252	15	6,022169	6,6	-58

исключены. Величина сверхтонкого расщепления водорода удерживалась, однако другие сверхтонкие значения исключались по причине слишком больших экспериментальных ошибок. Величины тонкой структуры ( $\Delta E$ ) в конце концов также были отвергнуты на том основании, что экспериментальные ошибки, приписываемые им, могли быть недооценены. Последнее отбрасывание фактически не на много изменило окончательное значение  $\alpha^{-1}$ . Таким образом, в окончательную подгонку были включены лишь «не КЭД»-значение  $\alpha^{-1}$  и значение, полученное из сверхтонкой структуры водорода.

Влияние нового значения  $\alpha^{-1}$  на другие фундаментальные постоянные можно усмотреть из табл. II, в который приведены величины пяти констант 1963 и 1969 гг. Видно, что изменение в величине каждой из констант значительно, во всех случаях оно составляет несколько стандартных отклонений.

#### VII.4. Обсуждение

Согласие между значениями  $\alpha^{-1}$ , найденными из эффекта Джозефсона и из сверхтонкого расщепления водорода, оказывается превосходным. Оба эти измерения имеют высокую точность. Такое согласие между двумя совершенно различными типами экспериментов весьма убедительно, оно служит превосходной независимой проверкой точности нестационарного джозефсоновского соотношения между напряжением и частотой. Значение, найденное из тонкой структуры (переход  $2P_{3/2} - P_{1/2}$ ) водорода идейтерия, имеет меньшую точность, но удовлетворительно согласуется с двумя другими значениями; это значение содержит лишь небольшие КЭД-поправки. С другой стороны, аномалии  $g$ -фактора и лэмбовский сдвиг, целиком зависящие от КЭД, по-видимому, приводят к существенным разногласиям. Что касается аномалий магнитного момента, то лишь величина, найденная для электрона, приводит к неприемлемому расхождению. Однако в настоящее время здесь имеется лишь одно высокоточное значение и необходимо получить больше экспериментальной информации, прежде чем делать определенные выводы. Имеется несколько измерений по лэмбовскому сдвигу, все они расходятся с теорией в одинаковом направлении и на сравнимые величины. Таким образом, либо в экспериментах имеется необнаруженная систематическая ошибка, либо что-то не в порядке с теорией. В настоящее время как теоретики, так и экспериментаторы активно работают в этой области, и можно надеяться, что положение прояснится в ближайшем будущем.

### VII. ВЫВОДЫ

Эксперименты, проведенные Паркером, Лангенбергом, Дененстейном и Тейлором<sup>11</sup> с помощью нестационарного эффекта Джозефсона, дали значение  $2e/h$ , на  $38 \pm 10$  ppm меньше, чем найденное в 1963 г. в результате подгонки по методу наименьших квадратов<sup>12</sup>. Независимое измерение Петли и Морриса<sup>46</sup> подтвердило этот результат. Имеются убедительные теоретические основания считать джозефсоновское соотношение между напряжением и частотой точным, по крайней мере на уровне 1 ppm, вероятно, на гораздо более высоком уровне. Независимость значения  $2e/h$  от любых экспериментальных условий настойчиво свидетельствует, что на опыте действительно измеряется фундаментальная физическая величина.

Влияние этого измерения можно проследить в трех направлениях. Во-первых, джозефсоновская тунNELьная структура, по-видимому, может служить наиболее удобным и надежным средством сравнения и поддер-

жания эталона электродвижущей силы<sup>56</sup>. Во-вторых, оно сыграло выдающуюся роль в новом уточнении фундаментальных постоянных<sup>57</sup>. Новые значения некоторых постоянных заметно отличаются от полученных в предыдущей подгонке. В-третьих, измерение  $2e/h$  впервые дало метод получения высокопрецизионного значения постоянной тонкой структуры, не опирающийся на квантовую электродинамику<sup>57</sup>. Это значение  $\alpha$  находится в убедительном согласии со значением, найденным из экспериментов по сверхтонкому расщеплению в водороде.

Хорошее согласие получено также с опытами по тонкой структуре в водороде и дейтерии, где квантовая электродинамика дает лишь малые поправки. С другой стороны, лэмбовский сдвиг и аномалия магнитного момента, полностью квантовоэлектродинамические по происхождению, дают значение  $\alpha$ , существенно отличное от полученного с помощью эффекта Джозефсона. В настоящее время дело выглядит так, что либо что-то упущено в теории, либо, наоборот, имеется систематическая ошибка в экспериментах по лэмбовскому сдвигу и аномалиям магнитного момента. Необходимо провести дальнейшую работу для прояснения сложившегося положения.

Наконец, опыты с джозефсоновскими контактами дают яркую иллюстрацию макроскопического характера когерентности квантовых фаз в сверхпроводниках. Неизменность отношения частоты к напряжению убедительно свидетельствует о том, что туннельный контакт представляет собой очень простую квантовую систему, а резкость индуцированных ступеней указывает, что разность фаз между двумя сверхпроводниками является чрезвычайно хорошо определенной величиной.

\* \* \*

Со времени отправления статьи в печать, появилось несколько работ, имеющих отношение к обсуждаемым вопросам. Кратко перечислим их здесь:

1) Аппельквист и Бродский<sup>61</sup> заново подсчитали электродинамические поправки четвертого порядка к лэмбовскому сдвигу с использованием вычислительной машины. Полученный ими результат существенно отличается от предыдущего значения. Новая теория при использовании «не-КЭД»-значения  $\alpha$  согласуется с большинством экспериментальных значений, полученных из лэмбовского сдвига в пределах одной стандартной ошибки. Хотя важно провести независимую проверку этого нового расчета, представляется вероятным, что расхождение между теорией и экспериментом устранено.

2) Петли и Моррис<sup>62</sup> дают свой окончательный результат для  $e/h$ , на 0,3 ppm, больший их предварительного значения, приведенного в разделе III.4.

3) Дененстейн, Финнеган, Лангберг, Паркер и Тейлор<sup>63</sup> повторили измерение  $e/h$ , используя в основном то же оборудование, что и в измерении Паркера и др.<sup>11</sup>. Новый результат на 0,6 ppm больше полученного Паркером и др.<sup>11</sup>. Дененстейн и др. также обнаружили возможность небольшой систематической ошибки в значениях Паркера и др. Однако эта ошибка, если она и существует, меньше одного стандартного отклонения.

4) Финнеган, Дененстейн и Лангберг<sup>64</sup> использовали новую экспериментальную технику для определения  $e/h$  с более высокой точностью. Их значение равно 483,59365 ( $\pm 0,46$  ppm)  $M_{\text{э}}/\mu V_{\text{НБС69}}$ . Этот результат на 0,3 ppm больше, чем у Паркера и др.<sup>11</sup>. Авторы считают, что точность их эксперимента может быть улучшена в ближайшем будущем до уровня 0,1 ppm.

5) Козе и Салливэн<sup>65</sup> изучали индуцированные микроволновым излучением ступени на вольт-амперных характеристиках точечных контактов в присутствии шума. Они использовали источники шума как тока, так и напряжения. Ими найдено, что в обоих случаях шум не влияет на напряжение, измеренное в середине индуцированной ступени (см. раздел IV.5).

6) Фултон и Динс<sup>66</sup> исследовали связь между током и фазой в сверхпроводящих контактах различных типов. Они обнаружили, что соотношение  $j = j_1 \sin \Delta\phi$  (уравнение (2,2)) справедливо в независимости от типа контакта, при условии достаточной слабости контакта. Однако если контакт имеет сильную связь, так что может происходить движение магнитного потока, то синусоидальное поведение изменяется.

7) Блох<sup>67</sup> дал новый вывод соотношения Джозефсона между напряжением и частотой. Рассмотрение подчеркивает фундаментальность природы эффекта и точность, ожидаемую от этого соотношения.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. F. London, Proc. Roy. Soc. (London) A152, 24 (1935); Phys. Rev. 74, 562 (1948); Superfluids, Wiley, New York, 1950.
2. J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
3. B. S. Deaver, Jr., W. M. Fairbank, Phys. Rev. Lett. 7, 43 (1961).
4. R. Doll, M. Nabaue, Phys. Rev. Lett. 7, 51 (1961).
5. B. D. Josephson, Phys. Lett. 1, 251 (1962).
6. B. N. Taylor, J. Appl. Phys. 39, 2490 (1968).
7. R. C. Jaklevic, J. Lamb, A. H. Silver, J. E. Mercereau, Phys. Rev. Lett. 12, 159 (1964).
8. J. Clarke, Phil. Mag. 13, 115 (1966); Proceedings of the Symposium on the Physics of Superconducting Devices, University of Virginia, Charlottesville, 28—29 April 1967 edited by Bascom S. Deaver, Jr., and William S. Goree), Office of Naval Research Report, 1967, p. D1.
9. C. C. Grimes, P. L. Richards, S. Shapiro. Phys. Rev. Lett. 17, 431 (1966).
10. A. H. Dayem, C. C. Grimes, Appl. Phys. Lett. 9, 47 (1966).
11. W. H. Parker, D. N. Langenberg, A. Denenstein, B. N. Taylor, Phys. Rev. 177, 639 (1969).
12. E. R. Cohen, J. W. DuMond, Rev. Mod. Phys. 37, 537 (1965).
13. См. например: R. G. de Gennes, Superconductivity of Metals and Alloys, Benjamin, New York, 1966; E. A. Lynton, Superconductivity, Methuen, London, 1962. G. Rickayzen, Theory of Superconductivity, Interscience, New York, 1965; J. R. Schrieffer, Theory of Superconductivity, Benjamin, New York, 1964; M. Tinkham, Superconductivity, Gordon and Breach, New York, 1962.
14. B. D. Josephson, Rev. Mod. Phys. 36, 216 (1964); Ph. D. Thesis, University of Cambridge, England, 1965 (не опубликовано); Advan. Phys. 14, 419 (1965); in Superconductivity (edited by R. D. Parks), Dekker, New York, 1969.
15. P. W. Anderson, in Progress in Low Temperature Physics, (edited by C. J. Gor ter), North-Holland, Amsterdam, 1967, vol. 5.
16. L. N. Cooper, Phys. Rev. 104, 1189 (1956).
17. H. K. Onnes, Leiden Commun. 120b, 1226 (1911); Suppl. 34 (1913).
18. W. Meissner, R. Ochsenfeld, Naturwiss. 21, 787 (1933).
19. В. Л. Гинзбург, Д. Л. Ландау, ЖЭТФ 20, 1061 (1950).
20. P. W. Anderson, J. M. Rowell, Phys. Rev. Lett. 10, 230 (1963).
21. B. D. Josephson, Fellowship Thesis, Trinity College, Cambridge, England, 1962 (не опубликовано).
22. P. W. Anderson, in Lectures on the Many-Body Problem, Revello 1963 (edited by E. R. Caianiello), Academic, Press, New York, 1964, vol. 2, p. 115.
23. M. H. Cohen, L. M. Falicov, J. C. Phillips, Phys. Rev. Lett. 8, 316 (1962).
24. См., например: Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, М., Гостехиздат, 1963.
25. См., например: J. M. Ziman, Elements of Advanced Quantum Theory, Cambridge U.P., Cambridge, England, 1969.
26. R. A. Ferrell, R. E. Prange, Phys. Rev. Lett. 10, 479 (1963).

27. См., например: C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, Wiley, New York, 1966, 3rd ed., Appendix D.
28. D. J. Scalapino, in *Tunneling Phenomena in Solids* (edited by E. Burstein and S. Lundqvist), Plenum, Press, New York, 1969.
29. J. M. Rowell, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 200 (1963).
30. См., например: C. Rose-Innes, *Low Temperature Techniques*, The English Universities Press, London, 1964.
31. См., например, обзор по одиночественному туннелированию: C. B. Duke, *Tunneling in Solids*, Suppl. 10 to *Solid State Physics* (edited by F. Seitz, D. Turnbull and H. Ehrenreich), Academic, New York — London, 1969.
32. P. G. de Gennes, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 225 (1964); см. также de Gennes <sup>13</sup>.
33. J. Clarke, *J. Phys.* **29**, Colloque C2, Suppl. to 2—3 (1968); *Proc. Roy. Soc. (London)* **A308**, 447 (1969).
34. P. W. Anderson, A. H. Dayem, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 195 (1964); A. H. Dayem, J. J. Wiegand, *Phys. Rev.* **155**, 419 (1967).
35. P. W. Anderson, *Rev. Mod. Phys.* **38**, 298 (1966).
36. H. A. Notarys, J. E. Mercereau, *Proceedings of the International Conference on the Science of Superconductivity*, Stanford, California, 1969 (будет опубликовано в *Physica*).
37. J. E. Zimmerman, A. H. Silver, *Phys. Rev.* **141**, 367 (1966).
38. S. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 80 (1963).
39. J. Clarke, A. B. Pippard, J. R. Waldram, *Proceedings of the International Conference on the Science of Superconductivity*, Stanford, California, 1969 (будет опубликовано в *Physica*).
40. M. D. Fiske, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 221 (1964).
41. D. N. Langenberg, D. J. Scalapino, B. N. Taylor, R. E. Eck, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 294 (1965); N. R. Werthamer, *Phys. Rev. Lett.* **147**, 255 (1966); N. R. Werthamer, S. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.* **164**, 523 (1967).
42. A. B. Pippard, *Proc. Roy. Soc. (London)* **A191**, 399 (1947); J. C. Swihart, *J. Appl. Phys.* **32**, 461 (1961).
43. И. К. Янсон, В. М. Свищунов, И. М. Дмитренко, *ЖЭТФ* **48**, 976 (1965).
44. D. N. Langenberg, W. H. Parker, B. N. Taylor, *Phys. Lett.* **22**, 259 (1966).
45. B. W. Petley, K. Morris, *Phys. Lett.* **29A**, 289 (1969).
46. D. N. Langenberg, частное сообщение.
47. J. Clarke, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1566 (1968).
48. T. F. Finnegan, A. Denenstein, D. N. Langenberg, J. C. McMenamin, D. E. Novoseller, L. Cheng, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 229 (1969).
49. D. J. Scalapino, *Proceedings of Symposium on the Physics of Superconducting Devices*, University of Virginia, April 1967 (edited by B. S. Deaver and W. S. Goree).
50. W. H. Parker, A. J. Dahm, A. Denenstein, *Proceedings of the Conference on Fluctuations in Superconductors*, Asilomar, March 1968 (edited by W. S. Goree and F. Chilton), Stanford Research Institute, Menlo Park, Calif., 1968; W. H. Parker, A. J. Dahm, D. N. Langenberg, D. J. Scalapino, *Solid State Commun.* **5**, № 10 (vii) (1967).
51. M. J. Stephen, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1629 (1968); *Phys. Rev.* **182**, 531 (1969).
52. A. J. Dahm, A. Denenstein, D. N. Langenberg, W. H. Parker, D. Rogovin, D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1416 (1969).
53. M. J. Stephen, *Phys. Rev.* **186**, 393 (1969).
54. M. O. Scully, P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 23 (1969); P. A. Lee, M. O. Scully, «On the Radiation Emitted from a Superconducting Tunnel Junction», Paper given at the Second Conference on the Laser, held by the New York Academy of Sciences.
55. D. E. McCumber, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1228 (1969).
56. B. N. Taylor, W. H. Parker, D. N. Langenberg, A. Denenstein, *Metrologia* **3**, 80 (1969).
57. B. N. Taylor, W. H. Parker, D. N. Langenberg, *Rev. Mod. Phys.* **41**, 375 (1969).
58. V. W. Hughes, *Proceedings of the First International Conference on Atomic Physics* (edited by B. Bederson, V. W. Cohen, F. M. J. Pichanick), Plenum Press, New York, 1969.
59. См., например: J. D. Bjorken, S. D. Drell, *Relativistic Quantum Mechanics*, McGraw-Hill, New York, 1964; *Relativistic Quantum Fields*, McGraw-Hill, New York, 1965; R. P. Feynman, *Quantum Electrodynamics* (Benjamin, New York, 1961); J. J. Sakurai, *Advanced Quantum Mechanics*, Addison-Wesley, Reading, Mass., 1967.

60. J. A. Bearden, J. S. Thomsen, Nuovo Cimento Suppl. 5, 267 (1957); R. T. Birge, Phys. Rev. 40, 207 (1932); E. R. Cohen, K. M. Crowe, J. W. M. Dummund, The Fundamental Constants of Physics, Interscience, New York, 1957; см. также ссылки.
61. T. Appelquist, S. J. Brodsky, Phys. Rev. Lett., 24, 562 (1970).
62. B. W. Petley, K. Morris (будет опубликовано в Metrologia).
63. A. Denenstein, T. F. Finnegan, D. N. Langenberg, W. H. Parker, B. N. Taylor, Phys. Rev. B, 1 June 1970.
64. T. F. Finnegan, A. Denenstein, D. N. Langenberg, Phys. Rev. Lett. 24, 738 (1970).
65. V. E. Kose, D. V. Sullivan, J. Appl. Phys. 41, 169 (1970).
66. T. A. Fulton, R. C. Dynes, «Interpretation of Quantum Interference Properties of Double Josephson Junctions», paper presented at the 1970 Applied Superconductivity Conference held at Boulder, Colorado, June 1970.
67. F. Bloch, Phys. Rev. B, 1 July 1970.
68. И. О. Кулик, И. К. Янсон, «Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах», М., «Наука», 1970.