

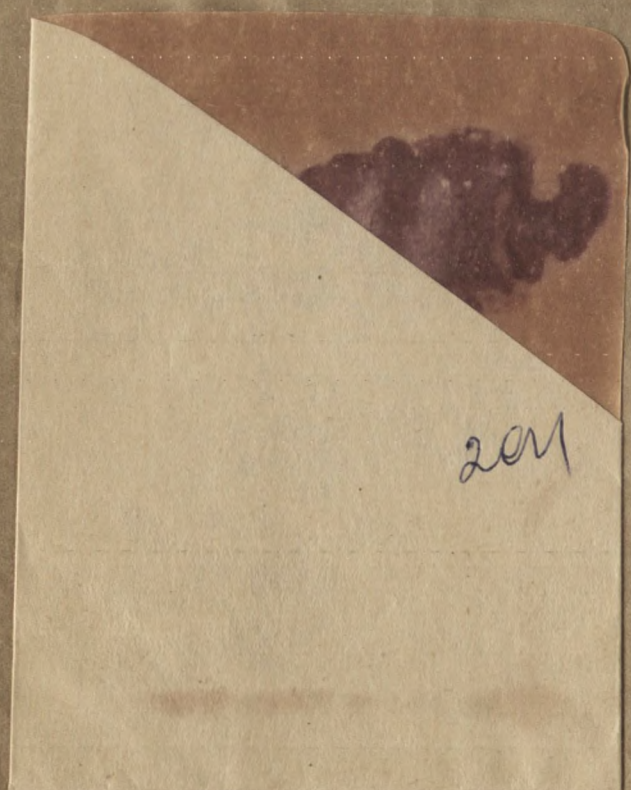
ТРУДЫ

СИБИРСКОГО ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
ПРИ ТОМСКОМ ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ им. В. В. КУЙБЫШЕВА

VERHANDLUNGEN DES SIBIRISCHEN PHYSIKALISCH-
TECHNISCHEN INSTITUTS IN TOMSK.

ТОМ III
ВЫПУСК 2

ОТДЕЛ ОБЩЕЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

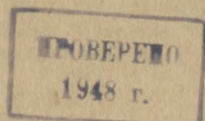


ТРУДЫ

СИБИРСКОГО ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
ПРИ ТОМСКОМ ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ им. В. В. КУЙБЫШЕВА

VERHANDLUNGEN DES SIBIRISCHEN PHYSIKALISCH-
TECHNISCHEN INSTITUTS IN TOMSK.

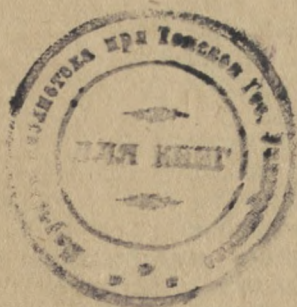
537.2
537.226



ТОМ III
ВЫПУСК 2

ОТДЕЛ ОБЩЕЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

- 1) А. Воробьев. Влияние электронов электродов на
электрическую прочность диэлектрика 3
- 2) В. И. Васильков. О связи свободной энергии с
фазовым объемом в квантовой статистике 8



Отв. редактор проф. И. Н. Кессених

Техн. редактор М. Я. Тернер

Томск. Уполкрайлита № 592 22/VII-35 г.
Сдано в работу 4/VIII-35 г.
Подписано к печати 10/VIII-35 г.
Объем $\frac{5}{8}$ печатн. л.

Статф. $176 \times 250 \frac{1}{16}$
Типогр. знак. в 1 печ. л. 65888
Тираж 500 экз.
Заказ № 2578-35 г.

Томск, типография издательства „Красное Знамя“ — Советская ул., 3

Влияние электронов электродов на электрическую прочность диэлектрика.

А. Воробьев.

Показано, что электрическая прочность NaCl при импульсах в поле, близком к однородному, зависит от вещества катода. Чем меньше работа вырывания электронов из катода, тем ниже получалось пробивное напряжение. Высказано возможное объяснение наблюдавшихся явлений.

§ 1. Введение.

Работы Нордгейма¹⁾, Френкеля и Иоффе²⁾ и Вильсона³⁾ по вентильному действию, при контакте металл-полупроводник показывают, каким образом можно понимать вхождение электронов из металла в полупроводник сквозь потенциальный барьер на границе между ними. Если с аналогичными представлениями подойти к рассмотрению явления вхождения электронов из металла в диэлектрик и допустить, что вероятность вхождения электронов из металла в диэлектрик при высоких напряженностях поля быстро растет, то следует ожидать некоторой роли вошедших из металла электронов в общем токе, текущем через диэлектрик в момент, предшествующий пробое. Отсюда следует ожидать некоторого влияния материала катода на электрическую прочность диэлектрика. В данной работе описываются результаты опытов, имевших целью обнаружить влияние материала катода на пробивное напряжение*).

§ 2. Опыты.

Для опыта в качестве диэлектрика была взята каменная соль, а в качестве электродов — различные материалы, как-то: Hg , Pb , Na и насыщенный раствор поваренной соли в воде. Образцы заготавливались следующим образом (рис. 1.) В колодке каменной соли засверливались два отверстия: широкое и более глубокое — узкое. Дно последнего тщательно полировалось под полусферу.

При достаточно малом радиусе полусферы и значительно меньшей длине выемки l по сравнению с толщиной d поле можно было считать близким к однородному и рассматривать как поле шара против плоскости, вводя заранее вычисленные поправки от 10 до 30% к полученной таким образом напряженности поля в зависимости от относительных размеров полусферы и величины d . Радиус закругления измерялся при помощи микроскопа с окулярной шкалой с точностью до 0,02 мм. Образцы после полировки тщательно высушивались в термостате, потом выемка заполнялась

*) До сих пор произведенные опыты говорят об отсутствии такой зависимости. Напр., Диттерт⁴⁾, употребляя в качестве электродов раствор H_2SO_4 в дистиллированной воде CuI , Fe в однородном поле при ударных напряжениях, не получил зависимости пробивного напряжения от материала электродов.

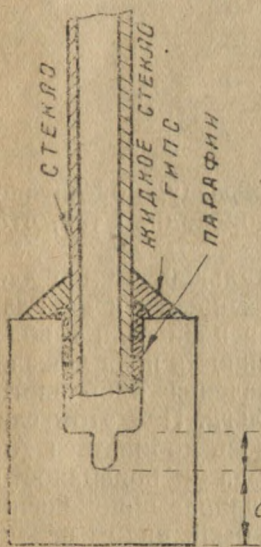


Рис. 1

Na или свинцовой фольгой, плотно забивавшей его; заполнение производилось под вакуумом в приборе, изображенном на рис. 2. *Na*, помещенный во внутреннюю трубку, расплавлялся нагреванием снаружи через вакуум. При этом происходила непрерывная откачка. Заливаясь в прогретый образец, *Na* очень хорошо заполнял выемку. При этом необходимо было избегать нагревания до очень высокой температуры и продолжительного пребывания образца в атмосфере паров *Na*, иначе получалась окраска соли парами *Na*.

Второй способ, примененный для ввода натриевого электрода состоял в том, что в предварительно тщательно высушенный прогреванием в вакууме образец, *Na* вдавливался при нормальных условиях в воздухе, при чем на краях выемки *Na* срезался и во внутрь выемки входил чистой поверхностью, плотно прилекая к стенкам выемки и образуя зеркальную поверхность. Разницы в поведении *Na*, введенного такими двумя способами, обнаружено не было, поэтому для производства последующих измерений употреблялся второй способ, как более простой.

Для борьбы с перекрытиями в широкое отверстие образца вставлялась стеклянная трубка 8—10 см. длины, заливалась парафином, сверху парафин обмазывался замазкой гипс-жидкое стекло. Напряжение бралось ударное, длительность импульса $5,0 \times 10^{-4}$ сек., что обеспечи-

вало чистые электрические условия. Определение пробивного напряжения производилось по методу полной волны, т. е. напряжение, прилагаемое к образцу, постепенно повышалось до пробивного. Повышение напряжения происходило так, что каждое последующее было на 10% выше предыдущего.

Во всех опытах систематически найдены при отрицательной выемке для электродов из *Na* самые низкие значения пробивной напряженности поля. Разницы для электродов из *Ng* и насыщенного раствора поваренной соли в воде не получалось. Но полученные значения пробивной напряженности поля лежали выше, нежели при натриевом электроде. Самые высокие значения пробивного напряжения получались для электродов из свинцовой фольги. При этом следует заметить, что при забивке фольги в выемку тоже удавалось добиваться хорошего прилегания. В случае плохого прилегания электрода к поверхности выемки, внутри выемки начинались разряды в воздухе при напряжениях значительно меньше пробивного напряжения соли. Эти разряды были видны непосредственно и такой образец во внимание не принимался.

Пробой производился в ксилоле.

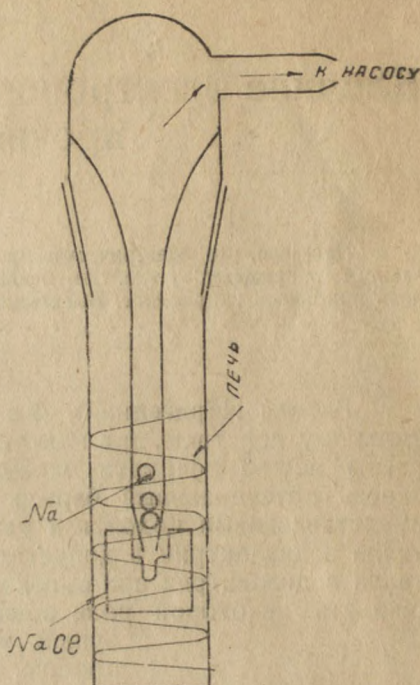


Рис. 2
ПРИБОР ДЛЯ ЗАЛИВКИ
Na ПОД ВАКУУМОМ

Таблица I.

Выемка минус, электрод из <i>Na</i> :	1,27	10^6	вольт/см
" " " "	<i>H</i> ₂ <i>O</i> :	1,70	10^6 "
" " " "	<i>Pb</i> :	1,90	10^6 "
" плюс " "	<i>Na</i> :	1,27	10^6 "
" " " "	<i>H</i> ₂ <i>O</i> :	1,29	10^6 "

Из таблицы I-й видно, что значения пробивной напряженности поля при положительной выемке получились немного ниже, чем при отрицательной и величина пробивного напряжения оказалась не зависящей от материала положительного электрода. Вторым электродом в этих случаях служил латунный плоский электрод. Эти опыты, повидимому, позволяют заключить, что при высоких напряжениях начинается вхождение электронов из катода в диэлектрик и что эти электроны принимают участие в токе пробоя и влияют на пробивное напряжение образца.

Для объяснения некоторых исследованных им явлений Гюнтершультце⁵⁾ тоже становится на точку зрения вхождения электронов из металла в диэлектрик. Он считает, что если на хороший диэлектрик наложить электрическое поле, то выступающие из электрода электроны будут ускоряться настолько, что будут выходить из катода в диэлектрик со скоростями 20—30 вольт. Эта величина энергии вполне достаточна для производства ударной ионизации, что и является причиной электрического пробоя, нормально протекающего в очень короткие сроки; только в отдельных случаях может иметь место длительный процесс.

По Фаулеру⁶⁾, объясняющему явление электрического пробоя диэлектриков вхождением электронов из металла электрода в диэлектрик, следует считать, что величина вероятности вхождения в случае образования у электродов объемных зарядов значительно возрастает. Вследствие этого мы должны получить большую электрическую прочность диэлектрика в том случае, когда не образуются объемные заряды, т. е. при импульсах по отношению к случаю образования объемных зарядов, т. е. при статическом напряжении. В рентгенизованной каменной соли образующейся при фотопроводимости объемный заряд сосредоточивается в сравнительно тонком слое у электродов. Таким образом при наложении внешнего электрического поля мы получим картину перекоса энергетических уровней в кристалле, как указано на рис. 3с.

Имеющиеся экспериментальные данные говорят, что установление объемного заряда при сравнительно низких напряжениях, происходит в течение десятков секунд. Поэтому кратковременная подача напряжения порядка 10^{-4} сек. не должна еще повлечь образования достаточного объемного заряда: для опыта была выбрана длительность импульса $5 \cdot 10^{-4}$ сек. Опыты были поставлены, как было описано выше.

Результаты для рентгенизованной каменной соли, пробиваемой в темноте и натуральной получены следующие: выемка минус при употреблении в качестве электрода насыщенного раствора NaCl в воде $1,50 \cdot 10^6$ вольт/см., для натриевого электрода $1,18 \cdot 10^6$ вольт/см. При освещении для электрода из насыщенного раствора соли $1,41 \cdot 10^6$ вольт/см., для натриевого $1,21 \cdot 10^6$ вольт/см.

Этот результат находится в согласии с предположением Фаулера. Результат этих опытов, как будто-бы показывающих, что входящие из катода электроны принимают непосредственное участие в токе пробоя, подтверждает высказанное мною ранее⁸⁾ предположение о связи между величиной электронной проводимости диэлектрика и его пробивной прочностью.

§ 3. Обсуждение результатов.

Полученные результаты можно истолковать следующим образом:

Как известно, для холодного вырывания полем электронов из металла в вакуум (эффект Шоттки-Милликена) необходимы поля, напряженностью 10^7 — 10^8 вольт/см.; следовательно, если объяснить ток, текущий перед моментом пробоя через диэлектрик и приводящий последний к разрушению, вхождением электронов из электрода, то мы также получаем прочности, не достигаемые на практике: т. е. 10^7 — 10^8 вольт/см. Это должно иметь место, если потенциальный барьер для электронов, существующий у поверхности металла и

препятствующий их выходу в вакуум, не изменится при контакте металла с диэлектриком и мы будем считать, что для выхода электронов в диэлектрик необходимо, чтобы электрон набрал энергию, превышающую высоту этого потенциального барьера. Но на основании представлений волновой механики известно, что частица обладает определенной вероятностью прохождения через потенциальный барьер и в том случае, если ее энергия ниже, чем высота потенциального барьера, при условии, если соответствующий энергетический уровень по другую сторону свободен.

Величина вероятности прохождения определяется соотношением между величиной энергии частицы и „площадью“ барьера.

Рассмотрим контактные условия на границе металл-диэлектрик (рис. 3). Здесь можно ожидать условий, аналогичных запорному слою. Количественно его влияние можно выразить шириной и высотой зазора между металлом и диэлектриком. Ширина этого зазора порядка десятка атомных расстояний⁹⁾. При наличии поля (рис. I—в) электроны металла имеют определенную вероятность перехода из металла в зону проводимости диэлектрика. Число вошедших в диэлектрик электронов, а следовательно и общее число электронов, текущих по диэлектрику, будет зависеть, таким образом, от контактных условий на границе. Если считать⁷⁾, что разрушение диэлектрика наступает при достижении током некоторой критической величины, то следует ожидать, что пробивное напряжение будет меняться при изменении контактных условий. Меняя полярность на обратную, получим движение электронов из основной зоны диэлектрика в металл. При этом в диэлектрике по основной зоне (нижней) появится „дырочный“ положительный ток в направлении, обратном движению электрона. Отсюда следует, что при одной полярности у нас в диэлектрике будет положительный „дырочный“ ток, а при другой полярности—электронный.

Величины этих токов неодинаковы, потому что вероятность выхода из диэлектрика в металл меньше, чем из металла в зону проводимости диэлектрика, так как вероятность выхода определяется, между прочим, и плотностью заполнения электронами зон проводимости диэлектрика и металла. Так можно объяснить зависимость пробивного напряжения от полярности. Следовательно, эффект влияния материала электрода на электрическую прочность диэлектрика должен сказываться сильнее, когда электрод из данного материала отрицателен нежели в том случае, когда он положителен.

При увеличении напряженности поля можно ожидать, что вероятность вхо-

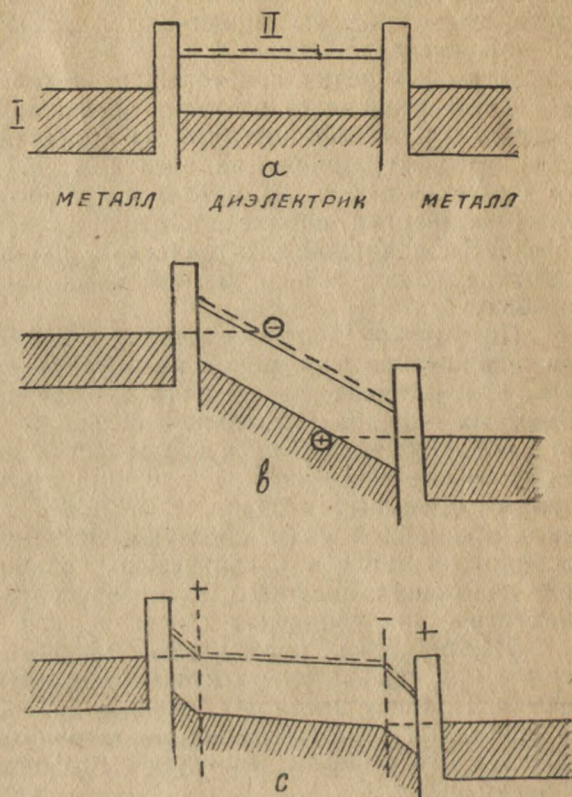


Схема расположения электронных уровней при контакте металл-диэлектрик

а) Без поля в) При включенном поле с) При статической нагрузке и наличии объемных зарядов около электродов

Рис. 3

дения электронов могла бы расти за счет увеличения энергии электронов и за счет уменьшения площади барьера, т. е. работа вырывания электронов из металла электрическим полем должна уменьшаться.

В предыдущих опытах других авторов брались металлы с малым различием работы вырывания, поэтому получившиеся малые различия могли остаться незамеченными.

Описанные результаты противоречат опытам, произведенным Н. П. Калабуховым¹⁰⁾. Он нашел, что работа вырывания электронов светом в данный диэлектрик (им исследованы слюда и NaCl.) одинакова для всех металлов и равна половине расстояния между основной зоной и зоной проводимости. Нам кажется, что это противоречие может быть объяснено тем, что употребляемый здесь термин „работа вырывания полем“ имеет иное физическое содержание, нежели работа вырывания электрона светом. При вырывании электрона светом в вакуум или в диэлектрик на самом деле имеем затрату работы на изменение энергетического состояния электрона („подбрасывание“ электрона до нового уровня энергии).

При вырывании электрона полем, мы не изменяем энергии электрона, проходящего сквозь барьер, следовательно, и не расходует на это энергии поля. Поле в данном случае необходимо для создания благоприятных условий прохождения электрона через барьер в виде повышения общей энергии электронов металла, изменения формы барьера (сужение) благодаря перекосу энергетических зон в решетке и в переходном слое, что, конечно, может зависеть от природы металла.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность проф. А. Ф. Вальтеру и ст. инж. Л. Э. Ф. И. Инге Л. Д. За ценные советы и указания и проф. П. С. Тартаковскому, принимавшему участие в обсуждении результатов.

Изоляционный сектор Л.Э.Ф.И.
и электронная лаборатория СФТИ
январь 1934 г.

Литература.

1. Nordheim—Zs. f. Phys. 75, 434, 1932 г.
2. I. Frenkel u A. Joffe—Sow. Phys. 2. 60, 1932 г.
3. A. H. Wilson—Proc. Roy. Soc (A) 133, 458, 1932 134, 277. 1931.
4. Dittert—Dissertation Dresden 1930 г.
5. A. Gunterschulze—Zs. f. Phys 71, 106, 1931. 86, 11—12, 1933.
6. R. Fowler—Proc. Roy. Soc. 141 (843) 1933 г.
7. P. Tartakowsky—Zs. f. Phys. 66, 830, 1930 г.
8. A. Worobjew—Zs. f. Phys. 93, 269, 1935 г.
9. Я. Френкель—Теория металлов.
10. N. Kalabuchow—Zs. f. Phys. 92, 143, 1934 93, 702, 1935 г.

530.145

О связи свободной энергии с фазовым объемом в квантовой статистике.

В. И. Васильков.

§ 1. Введение.

Герцфельд,¹⁾ при рассмотрении свободной энергии системы, состоящей из n одинаковых молекул, пользуется выражением

$$F = nf = -nkT \cdot \log \left[\frac{e}{nh^s} \int e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} d\Phi \right] \dots \dots \dots (1)$$

которое записывается в дальнейшем

$$e^{-\frac{f}{kT}} = \frac{e}{nh^s} \int e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} d\Phi \dots \dots \dots (2)$$

где f —свободная энергия на одну молекулу, k —постоянная Больцмана, T —абсолютная температура, s —число степеней свободы, $d\Phi$ —элемент фазового объема.

Это последнее выражение Герцфельд рассматривает²⁾ как усредненную величину фазового пространства в единицах h^s приходящегося на одну молекулу.

Целью настоящей заметки является выяснение вопроса, можно ли свободную энергию системы на одну частицу, связывать со средним, доступным частице, фазовым объемом формулой аналогичной (2), в случае статистик Бозе и Ферми, когда функция распределения имеет совсем иной вид и, следовательно, совершенно иначе записывается выражение среднего фазового объема.

§ 2. Пользуясь общим термодинамическим выражением свободной энергии

$$F = E - TS \dots \dots \dots (3)$$

и соответствующими функциями распределения, т. е.

$A e^{-\frac{\varepsilon}{kT}}$	по статистике Больцмана.
$\frac{1}{\frac{1}{A} e^{\frac{\varepsilon}{kT}} - 1}$	" " Бозе.
$\frac{1}{\frac{1}{A} e^{\frac{\varepsilon}{kT}} + 1}$	" " Ферми.

¹⁾ К. Herzfeld—Kinetische Theorie der Wärme, стр 150.

²⁾ Ibidem, стр. 151.

где $A = e^{-\alpha}$ (α — параметр Лагранжа, вводимый при выводе формулы распределения), получаем следующие выражения свободной энергии:

$$\left. \begin{aligned} F_k &= -nkT\alpha \\ F_B &= -nkT\alpha + \frac{kT}{h^3} \int \log \left(1 - e^{-\alpha - \frac{\varepsilon}{kT}} \right) d\Phi \\ F_F &= -nkT\alpha - \frac{kT}{h^3} \int \log \left(1 + e^{-\alpha - \frac{\varepsilon}{kT}} \right) d\Phi \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

где индексы у F обозначают принадлежность к статистикам: k — ко классической, B — к статистике Бозе и F — к статистике Ферми. Для определения A или α , как обычно пользуемся формулой:

$$n = \frac{2V}{h^3 \pi^2} (2\pi m)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{\frac{1}{2}} d\varepsilon}{\frac{1}{A} e^{\frac{\varepsilon}{kT}} \mp 1} \dots \dots \dots (5)$$

В знаменателе под интегралом в случае классической статистики единицу следует опустить, для статистики Бозе — берется единица со знаком минус, а для статистики Ферми — со знаком плюс.

Так как в случае высоких температур постоянная A , входящая в функции распределения, мала (α имеет большое отрицательное значение), то во всех трех случаях имеем для α классическое выражение:

$$\alpha = \log \left[\frac{V}{nh^3} \cdot (2\pi mkT)^{\frac{3}{2}} \right] \dots \dots \dots (6)$$

Поэтому, ввиду того, что интегралы в формулах (4) для F_B и F_F при высоких температурах стремятся к нулю скорее, чем возрастает T , мы получаем для высоких температур одно и то же классическое значение свободной энергии, как это и должно быть.

При переходе к низким температурам, классическое выражение свободной энергии F_k , понятно не меняет своей формы. Выражение же F_B и F_F меняются. Действительно, подставляя для F_F значение α из формулы

$$\alpha = -\frac{W_i}{kT} = -\frac{p_0^2}{2mkT} = -\frac{h^2}{2mkT} \cdot \left(\frac{3n}{4\pi V} \right)^{\frac{2}{3}} \dots \dots \dots (7)$$

где W_i , критическая энергия Ферми (максимальное возможное значение энергии при абсолютном нуле), а p_0 — критический импульс, получим из формулы (4):

$$F_F = nW_i - \frac{kT}{h^3} \int \log \left(1 + e^{\frac{W_0 - \varepsilon}{kT}} \right) d\Phi \dots \dots \dots (8)$$

выражая фазовый объем и ε через импульс p , получим:

$$\begin{aligned} F_F &= nW_i - kT \cdot \frac{4\pi V}{h^3} \int_0^{p_0} \log \left(1 + e^{\frac{p_0^2 - p^2}{2mkT}} \right) p^2 dp - \\ &- kT \cdot \frac{4\pi V}{h^3} \int_{p_0}^{\infty} \log \left(1 + e^{\frac{p_0^2 - p^2}{2mkT}} \right) p^2 dp \dots \dots \dots (9) \end{aligned}$$

Легко видеть, что при $T \rightarrow 0$, второй интеграл обращается в нуль. В первом интеграле можно при $T \rightarrow 0$ пренебречь единицей по сравнению с экспоненциальным членом. Тогда получим:

$$F_F = m W_1 - \frac{2\pi V}{m h^3} \int_0^{p_0} (p_0^2 - p^2) p^2 dp \dots \dots \dots (10)$$

откуда, принимая во внимание, что занятый системой фазовый объем при абсолютном нуле равен:

$$\Phi = n h^3 = \frac{4}{3} \cdot \pi p_0^3 \cdot V \dots \dots \dots (11)$$

легко получаем:

$$F_F = n \cdot \frac{3}{5} W_1 \dots \dots \dots (12)$$

что, как известно, равна энергии абсолютного нуля E_0 . Этого результата и следовало ожидать из общей термодинамической формулы для свободной энергии (3). Связь свободной энергии со средним фазовым объемом получается, очевидно, в виде:

$$f_F = \frac{F_F}{n} = \frac{3}{5} \cdot \frac{1}{2m} \left(\frac{3}{4\pi} \frac{\Phi}{V} \right)^{\frac{2}{3}} \dots \dots \dots (13)$$

а т. к. $\frac{\Phi}{V}$ представляет объем пространства импульсов, то получаем, что свободная энергия на одну частицу пропорционально объему пространства импульсов в степени $2/3$.

В случае статистики Бозе, увеличение постоянной A с уменьшением температуры не может происходить беспредельно, так как при этом функция распределения стала бы отрицательной, поэтому в качестве предельного значения для A примем, вместе с Эйнштейном,¹⁾ единицу, а следовательно $\alpha = 0$. Отсюда следует, что F_B , при $T \rightarrow 0$, также стремится к нулю, но более резко, чем в классическом случае. Все частицы стремятся занять места в ячейке фазового пространства, соответствующей $\varepsilon = 0$, при чем это стремление выражено более резко, чем в классическом случае. Это видно хотя бы из хода кривой, выражающей функцию распределения в зависимости от скорости или энергии частиц.

Резюмируя все изложенное, можем сказать, что зависимость свободной энергии от среднего фазового объема, доступного системе, для квантовых статистик при низкой температуре приобретает характер отличный от того, который имеет место в классической статистике, при чем в обеих формах квантовой статистики, эта зависимость имеет свой специфический характер.

В заключение считаю необходимым выразить благодарность Заведующему Теоретическим Отделом СФТИ проф. П. С. Тартаковскому за предложение темы, обсуждение и руководство настоящей работой.

On the free energy and the phase—volume in quantum statistics.

by W. Vassilkov.

Summary.

It is tried to find in case of quantum statistics a relation between free energy and mean phase volume analogous to that given by Herzfeld for the classical distribution function. For low temperatures (degeneration) the results are very different from the classical case [formula (13) instead of (2)].

¹⁾ A. Einstein—Ber. Akad. Berlin 1925, 3.



Цена 2 р.

Digital Library (repository)
of Tomsk State University
<http://vital.lib.tsu.ru>

299017

Томский госуниверситет 1878



Научная библиотека 00980285