

На электронной машине для четырех значений α были найдены безузловые частице-подобные решения и следующие значения для β и интегралов I_1 и I_2 .

α	β	I_1	I_2	I_2/I_1
1,0	0,9987446	25,2	17	0,67
0,95	0,9994189	39,2	25,5	0,65
0,9	0,9997315	63	42,1	0,67
0,85	0,9998764	103,6	69,3	0,67

Подставляя найденное значение для I_2/I_1 в (12), получаем (для значений спина от $\frac{1}{2}$ до $\frac{7}{2}$) соотношение: $M=2mS$. Поскольку в квантовой механике S принимает полу-целые значения, то полученное соотношение имеет физический смысл только для этих допустимых значений.

Автор благодарен проф. Я. П. Терлецкому за постановку задачи и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чепурных Г. К. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 5, 1964.
2. Чепурных Г. К. ЖЭТФ, 29, 1779, 1965.
3. Чепурных Г. К. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон. № 3, 1965.
4. Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. М., Физматгиз, 1958.
5. Finkelstein R., Levier L., Ruderman M. Phys. Rev., 83, 326—332, 1951.
6. Немыцкий В. В., Степанов В. В. Качественная теория дифференциальных уравнений. М.—Л., Гостехиздат, 1947.

Поступила в редакцию
27. 5 1965 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.21

И. П. БАЗАРОВ

ПРАВИЛО ПОЛОВИНЫ

Известен ряд работ [1—3], в которых обосновывается неприменимость метода самосогласованного поля в теории твердого тела. Хотя в этих работах и правильно указывается на некорректность применения этого метода в некоторых исследованиях по теории кристаллического состояния, тем не менее сам метод оказывается хорошим приближением в теории твердого тела.

Как будет нами показано в другой работе, правильное применение метода самосогласованного поля в теории кристалла позволяет развить статистическую теорию фазового равновесия и перехода кристалл—жидкость, а также получить целый ряд других физически важных результатов. Мы приведем один из таких результатов, который можно назвать «правилом половины». Согласно этому правилу абсолютная температура плавления $T_{пл}$ (при атмосферном давлении) веществ с критическим давлением в несколько (до 46) атмосфер равна половине критической температуры T_k :

$$T_{пл} = \frac{1}{2} T_k.$$

Насколько хорошо выполняется это правило, видно из таблицы, в которой приведены экспериментально известные значения температуры плавления и половины критической температуры ряда веществ в порядке возрастания критического давления от 12,8 ат. (водород) до 46 ат. (метан).

Вещество	$T_{пл}$	$\frac{1}{2} T_k$
Водород	16	16,5
Неон	24,4	22,5
Азот	63	63
Окись углерода	68	67,2
Метан	91	95

Правило половины до настоящего времени не было известно. Важно отметить, что оно получено без привлечения сведений о виде потенциала межмолекулярного взаимодействия в кристаллах, который во многих случаях недостаточно хорошо известен, а при использовании в методе самосогласованного поля лишь некоторого правдоподобного предположения об обрезании интеграла от этого потенциала на малых расстояниях в случае жидкости и газа.

Теоретически установленное правило половины аналогично эмпирически найденному правилу Гульдберга, согласно которому абсолютные температуры кипения под атмосферным давлением составляют приблизительно $\frac{2}{3}$ критических [4]. Методом

самосогласованного поля можно обосновать, что это правило выполняется лучше для тех веществ, у которых меньше критические давления (это обстоятельство эмпирически не было замечено, хотя в его справедливости легко убедиться).

Правило половины и правило Гульдберга позволяют по температуре плавления (или кипения) оценивать критическую температуру тел. Выполнение с большой точностью правила половины на опыте указывает на плодотворность правильного применения метода самосогласованного поля в теории многих частиц и особенно в теории твердого тела.

Выражаю благодарность акад. Н. Н. Боголюбову за обсуждение полученного результата.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В., Ландау Л., Леонтович М., Фок В. ЖЭТФ, 16, 246, 1946.
2. Тябликов С. В. ЖЭТФ, 20, 16, 1950.
3. Широков М. Ф. ЖЭТФ, 24, 601, 1953.
4. Партингтон Дж., Раковский А. В. Курс химической термодинамики. М., Гостехиздат, 1932.

Поступила в редакцию
25. 5 1965 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.165

Н. Н. КОЛЕСНИКОВ, А. П. КРЫЛОВА СИСТЕМАТИКА ПОЛНЫХ ПЕРИОДОВ β -РАСПАДА

Как было отмечено ранее [1], логарифмы полных периодов τ (включающих переходы на всевозможные энергетически дозволенные уровни конечного ядра) β -распада (и аналогично электронного захвата) тяжелых ядер ($Z > 86$) всех типов четности убывают линейно с ростом логарифма величины $|Z - Z_{\beta-}|$, где $Z_{\beta-}$ — значение Z того фиктивного изобара, который находится на границе β -стабильности (соответствующей $Q_{\beta-} = 0$). Эта закономерность является общей для всех не слишком легких β^- - и β^+ -активных ядер ($A > 90$) при не слишком малых $|Z - Z_{\beta\pm}|$, где $Z_{\beta\pm}$ обозначает Z фик-