ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1966 г.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 133—146 (1966)

ЗАВИСИМОСТЬ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ КАРТИНЫ ВОЛОКНИСТЫХ ВЕЩЕСТВ ОТ НАПРАВЛЕНИЯ ПАДЕНИЯ ПЕРВИЧНОГО ПУЧКА

П. А. БЕЗИРГАНЯН, Ю. А. РАПЯН

Исследована зависимость рентгеновской дифракционной картины волокнистых веществ от направления падения первичного пучка.

Показано, что в случае, когда первичный пучок падает перпендикулярно к оси волокна, дифракционные максимумы нулевой слоевой линии получаются характеристическим излучением источника, а когда первичный пучок падает в направлении осей волокон, то полученная дифракционная картина своим происхождением обязана непрерывному излучению источника.

С помощью обратной решетки показано смещение дифракционных максимумов с изменением направления падения.

Как правило, рентгеновская дифракционная картина волокнистых веществ исследуется, когда падающий пучок рентгеновских лучей перпендикулярен к оси волокна. Однако, как показывают более детальные исследования, дифракционная картина, полученная при других углах падения первичного рентгеновского излучения, в отдельных случаях может оказаться значительно богаче и может содержать больше информации, чем картина, полученная в том случае, когда первичный пучок перпендикулярен к оси волокна.

Рассмотрим дифракционную картину волокнистых веществ в зависимости от направления падения первичного рентгеновского излучения. Допустим, монохроматическая рентгеновская волна падает на волокно в направлении единичного вектора $\vec{s}_0$ и мы исследуем интенсивность рассеянных волн в направлении единичного вектора $\vec{s}$. Пусть векторы трансляции волокна будут $\vec{a}$, $\vec{b}$ и $\vec{c}$, где $\vec{c}$ — трансляция в направлении оси волокна. Далее допустим, что векторы $\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$, $\vec{s}_0$ и $\vec{s}$ с осями координат составляют следующие углы:

Векторы	Оси OX	Оси OY	Оси OZ
$\vec{a}$	α_1	α_2	α_3
$\vec{b}$	β_1	β_2	β_3
$\vec{c}$	γ_1	γ_2	γ_3
$\vec{s}_0$	δ_{0_1}	δ_{0_2}	δ_{0_3}
$\vec{s}$	δ_1	δ_2	δ_3

Тогда, пренебрегая конечностью длительности когерентного излучения и добавочными разностями фаз, возникающими из-за непараллельности волн, рассеянных различными точками облучаемого объема в направлении точки наблюдения, для интерференционной функции изолированного волокна получим ([1] и [2])

$$\Phi = \frac{\sin^2 N_1 \frac{ak}{2}(\cos\alpha - \cos\alpha_0)}{\sin^2 \frac{ak}{2}(\cos\alpha - \cos\alpha_0)} \cdot \frac{\sin^2 N_2 \frac{bk}{2}(\cos\beta - \cos\beta_0)}{\sin^2 \frac{bk}{2}(\cos\beta - \cos\beta_0)} \times$$

$$\times \frac{\sin^2 N_3 \frac{ck}{2}(\cos\gamma - \cos\gamma_0)}{\sin^2 \frac{ck}{2}(\cos\gamma - \cos\gamma_0)}, \qquad (1)$$

N_1, N_2 и N_3 — число рассеивающих мотивов в направлениях $\vec{a}$, $\vec{b}$ и $\vec{c}$ соответственно,

$$\cos\alpha_0 = \cos(\vec{s}_0\vec{a}) = \cos\delta_{0_1}\cos\alpha_1 + \cos\delta_{0_2}\cos\alpha_2 + \cos\delta_{0_3}\cos\alpha_3,$$

$$\cos\alpha = \cos(\vec{s}\,\vec{a}) = \cos\delta_1\cos\alpha_1 + \cos\delta_2\cos\alpha_2 + \cos\delta_3\cos\alpha_3,$$

$$\cos\beta_0 = \cos(\vec{s}_0\vec{b}) = \cos\delta_{0_1}\cos\beta_1 + \cos\delta_{0_2}\cos\beta_2 + \cos\delta_{0_3}\cos\beta_3,$$

$$\cos\beta = \cos(\vec{s}\,\vec{b}) = \cos\delta_1\cos\beta_1 + \cos\delta_2\cos\beta_2 + \cos\delta_3\cos\beta_3,$$

$$\cos\gamma_0 = \cos(\vec{s}_0\vec{c}) = \cos\delta_{0_1}\cos\gamma_1 + \cos\delta_{0_2}\cos\gamma_2 + \cos\delta_{0_3}\cos\gamma_3,$$

$$\cos\gamma = \cos(\vec{s}\,\vec{c}) = \cos\delta_1\cos\gamma_1 + \cos\delta_2\cos\gamma_2 + \cos\delta_3\cos\gamma_3,$$

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число.

Рассмотрим следующие частные случаи:

1. Первичный пучок перпендикулярен к оси волокна.

В случае, когда первичный пучок перпендикулярен к оси волокна, интерференционная функция [1] примет следующий вид:

$$\Phi = \frac{\sin^2 N_3 \frac{ck}{2}\cos\gamma}{\sin^2 \frac{ck}{2}\cos\gamma} \cdot \frac{\sin^2 N_1 \frac{ak}{2}(\cos\alpha - \cos\alpha_0)}{\sin^2 \frac{ak}{2}(\cos\alpha - \cos\alpha_0)} \times$$

$$\times \frac{\sin^2 N_2 \frac{bk}{2}(\cos\beta - \cos\beta_0)}{\sin^2 \frac{bk}{2}(\cos\beta - \cos\beta_0)}. \qquad (2)$$

Для сравнения результатов наших расчетов с результатами расчетов, приведенных в [3], исследуем случай, когда $N_2 = 2$, $N_1 = 1$. Исследование такого простого случая оправдывается тем, что с увеличением чисел рассеивающих мотивов в направлениях $\vec{a}$ и $\vec{b}$ направления дифракционных максимумов, как показывают исследования [3], не меняются, а увеличивается их резкость и иногда происходит расщепление этих максимумов.

Тогда, из (2) для интерференционной функции в экваториальной плоскости получим

$$\Phi = N_3^2 \cdot 4 \cos^2 \left(\frac{ka}{2} \cdot A \sin \varphi \right), \tag{4}$$

где $2\varphi = \alpha - \alpha_0$, $A = 2 \sin \theta$, где 2θ — угол рассеяния (угол между векторами $\vec{s}$ и $\vec{s}_0$).

Если в облучаемом образце содержится очень большое число таких удлиненных кристаллов, имеющих произвольную ориентировку относительно направления, в котором они вытянуты, и у всех этих кристаллов оси $\vec{c}$ (ось волокна) строго параллельны одному общему направлению, но все ориентации относительно оси $\vec{c}$ равновероятны, то средняя интерференционная функция примет следующий вид:

$$\overline{\Phi} = \frac{1}{2\pi} 4 N_3^2 \int_0^{2\pi} \cos^2 \left(\frac{ka}{2} A \sin \varphi \right) d\varphi. \tag{5}$$

При выводе последнего выражения предполагается, что вероятность того, что вектор $\vec{a}$ с векторами $\vec{s}_0$ и $\vec{s}$ составляет углы, заключенные между $\alpha + \varphi + d\varphi$, $\alpha + \varphi$ и $\alpha - \varphi - d\varphi$, $\alpha_0 - \varphi$, соответственно, равна $\frac{d\varphi}{2\pi}$.

Таким образом, из (5) получим

$$\overline{\Phi} = 2N^2 \left[1 + J_0 (kaA) \right], \tag{6}$$

где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка.

Как видно из (6), на экваториальной плоскости дифракционные максимумы совпадают с максимумами функции Бесселя нулевого порядка, имеющей аргумент

$$kaA = \frac{4\pi a}{\lambda} \sin \theta.$$

Последнее выражение показывает, что на экваториальной плоскости в рассматриваемом случае дифракционные максимумы возникают для любой длины волны. Следовательно, при белом рентгеновском излучении на общем фоне будут видны только дифракционные максимумы характеристического излучения (как на дебаеграммах).

Таким образом, когда немонохроматическое рентгеновское (первичное) излучение[1] падает перпендикулярно к оси волокна, то на экваториальной плоскости получаются максимумы характеристического излучения.

Вне экваториальной плоскости для среднего значения интерференционной функции получим (см. рис. 1)

$$\bar{\Phi} = \frac{\sin^2\left(N_3 \frac{ck}{2} \cos\gamma\right)}{\sin^2\left(\frac{ck}{2}\cos\gamma\right)} \cdot \frac{4}{2\pi}\int_0^{2\pi} \cos^2\left[\frac{ak}{2}(\sin\gamma\cos(\alpha+\psi)-\cos\alpha)\right] d\alpha_0 =$$

$$= 2\frac{\sin^2\left(N_3 \frac{ck}{2} \cos\gamma\right)}{\sin^2\left(\frac{ck}{2}\cos\gamma\right)} \left\{1+\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \cos\left[ak(\sin\gamma\cdot\cos(\alpha_0+\psi)-\cos\alpha_0)\right] d\alpha_0\right\}.$$

В частном случае, когда $\psi = 0$ (проекция вектора $\vec{s}$ на плоскости векторов $\vec{a}$ и $\vec{s}_0$ совпадает с направлением вектора $\vec{s}_0$, т.е. точка наблюдения расположена на вертикали рентгеновской пленки, вставленной перпендикулярно к первичному пучку, для среднего значения интерференционной функции получим

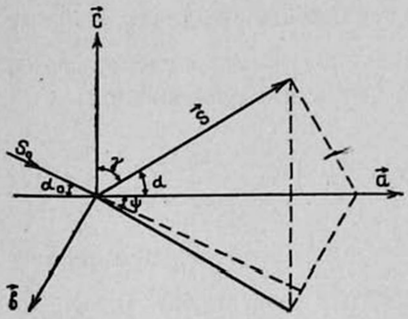

Рис. 1. Первичный пучок перпендикулярен к оси волокна.

$$\bar{\Phi} = 2\frac{\sin^2\left(N_3 \frac{ck}{2}\cdot\sin 2\theta\right)}{\sin^2\left(\frac{ck}{2}\cdot\sin 2\theta\right)} \times$$

$$\times\left[1 + J_0(2ak\sin^2\theta)\right].$$

В этом случае интерференционная функция принимает максимальное значение при одновременном выполнении следующих условий:

$$c\sin 2\theta = n\lambda \qquad (7)$$

$$4\pi a\sin^2\theta = 0;\quad 7{,}0156\,\lambda;\quad 13{,}3237\,\lambda \text{ и т. д.} \qquad (8)$$

Таким образом, имеем два независимых уравнения для одного неизвестного угла θ. Как известно, когда число уравнений больше числа неизвестных, то в общем случае эти уравнения несовместимы. Следовательно, в общем случае характеристического излучения (монохроматического излучения) дифракционные максимумы на вертикальной линии (параллельно оси волокна) пленки, вставленной параллельно оси волокна, не возникают. На этой линии дифракционные максимумы могут получаться излучением с непрерывным спектром.

В случаях $\psi \neq 0$ интерференционную функцию можно привести к виду

$$\bar{\Phi} = 2\frac{\sin^2\left(N_3 \frac{ck}{2} \cos\gamma\right)}{\sin^2\left(\frac{ck}{2}\cos\gamma\right)} \left\{1+\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \cos(A\cos\alpha_0)\cdot\cos(B\sin\alpha_0)\, d\alpha_0\right\}, \qquad (6а)$$

где

$$A = ak(\sin\gamma\cos\psi - 1),$$
$$B = ak\sin\gamma\sin\psi.$$

После интегрирования из (6а) получим

$$\overline{\Phi} = 2\frac{\sin^2\left(N_3\frac{ck}{2}\cos\gamma\right)}{\sin^2\left(\frac{ck}{2}\cos\gamma\right)}\{1 + \Phi_1(\gamma, \psi)\}, \tag{6б}$$

где $\Phi_1(\gamma, \psi)$ — функция от углов γ и ψ (углом γ определяется слой, т. е. плоскость, перпендикулярная к оси волокна, а угол ψ определяется угловым распределением интенсивности на этой плоскости). Ясно, что при данных γ (данной плоскости) и k (данной длине волны) средняя интерференционная функция (6б) в общем случае максимального значения не принимает. Однако при данном λ можно найти такое γ, чтобы $\overline{\Phi}$ приняло максимальное значение.

Таким образом, при отражении монохроматического излучения от определенных плоскостей (не от всех, а с определенными ψ) могут получиться интерференционные максимумы от волокнистых веществ.

2. Первичный пучок падает в направлении оси волокна. Теперь рассмотрим случай, когда первичное рентгеновское излучение падает в направлении оси волокна. Тогда интерференционная функция [1] примет следующий вид:

$$\Phi = \frac{\sin^2 N_3\frac{ck}{2}(\cos 2\theta - 1)}{\sin^2\frac{ck}{2}(\cos 2\theta - 1)} \cdot \frac{\sin^2\left(2\frac{ak}{2}\cdot\sin 2\theta\cdot\cos\psi\right)}{\sin^2\left(\frac{ak}{2}\cdot\sin 2\theta\cdot\cos\psi\right)},$$

где угол ψ определяется соотношением (рис. 2)

$$\cos\alpha = \sin\gamma\cdot\cos\psi = \sin 2\theta\cdot\cos\psi.$$

Вероятность того, что угол между проекцией $\vec{s}$ на плоскости векторов $\vec{a}$ и $\vec{b}$ (отрезок OA, рис. 2) и вектором $\vec{a}$ заключен между углами ψ и $\psi + d\psi$, равна $\frac{d\psi}{2\pi}$.

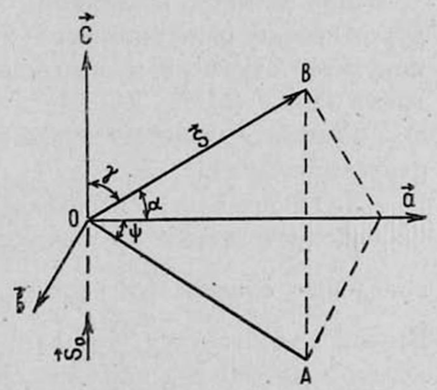

Рис. 2. Первичный пучок падает в направлении оси волокна.

Следовательно, среднее значение интерференционной функции в рассматриваемом случае будет

$$\overline{\Phi} = \frac{\sin^2(N_3\cdot ck\sin^2\theta)}{\sin^2(ck\sin^2\theta)}\cdot\frac{4}{2\pi}\int_0^{2\pi}\cos^2\left(\frac{ak}{2}\sin 2\theta\cos\psi\right)d\psi =$$

$$= 2\frac{\sin^2(N_3 ck\sin^2\theta)}{\sin^2(ck\sin^2\theta)}[1 + J_0(ak\sin 2\theta)]. \qquad (9)$$

Исследуя последнее выражение, можно сделать важные выводы. Во-первых, как видно из (9), среднее значение интерференционной функции не зависит от угла ψ. Это значит, что во всех направлениях, составляющих одинаковый угол $\gamma = 2\theta$ с осью волокна, интерференционная функция имеет одинаковое значение. Следовательно, на рентгеновской пленке, вставленной перпендикулярно первичному пучку, в рассматриваемом случае получим интерференционное кольцо (гало). Это следовало ожидать, так как оси волокон параллельны одному общему направлению, однако все ориентации относительно этого общего направления равновероятны, т. е. хаотичны.

Во-вторых, максимальное значение интерференционной функции (7) получим тогда, когда одновременно выполняются следующие условия:

$$2c\sin^2\theta = n\lambda, \qquad (10)$$

$$2\pi a\sin 2\theta = 0; \quad 7{,}0156\lambda; \quad 13{,}3237\lambda \text{ и т. д.} \qquad (11)$$

Однако, как уже сказано выше, условия (10) и (11) могут удовлетвориться только при $\theta = 0$ (рассеяние на нулевой угол — в направлении первичного пучка). Для углов же $\theta \neq 0$, в общем случае (10) и (11) для данной длины волны несовместимы. Таким образом, дифракционные максимумы, удовлетворяющие условию $\theta \neq 0$, возникают не для любой длины волны падающего рентгеновского излучения, а лишь для длины волны, удовлетворяющей условию (10) и (11). Это означает, что в общем случае, вышеуказанное дифракционное кольцо получается не характеристическим излучением, а излучением непрерывного спектра.

Для данного волокнистого вещества пр. любом излучении (при любом аноде рентгеновского источника) это дифракционное кольцо получится отражением определенной длины волны, определяемой условиями (10) и (11).

Диаметр дифракционного кольца не зависит от материала анода рентгеновской трубки.

3. Произвольное направление падения первичного пучка.

Допустим плоская монохроматическая рентгеновская волна в направлении единичного вектора $\vec{s}_0$ падает на волокнистое вещество. Вектор $\vec{s}_0$ составляет угол γ_0 с осью волокна (с вектором $\vec{c}$) и расположен в плоскости, проходящей через ось волокна и составляющей угол φ_0 с плоскостью векторов $\vec{a}$ и $\vec{c}$ (см. рис. 3). Исследуем интенсивность рассеяния рентгеновских лучей в направлении единичного вектора $\vec{s}$, который с осью волокна составляет угол γ и расположен в плоскости, проходящей через ось волокна и составляющей угол φ с плоскостью векторов $\vec{a}$ и $\vec{c}$ (см. рис. 3).

Тогда углы α и α_0 можно определить соотношениями:

$$\cos\alpha = \sin\gamma\cdot\cos\varphi,$$
$$\cos\alpha_0 = \sin\gamma_0\cdot\cos\varphi_0.$$

Имея в виду последние соотношения, для интерференционной функции получим

$$\Phi = \frac{\sin^2 2\frac{ak}{2}(\sin\gamma\cos\varphi - \sin\gamma_0\cos\varphi_0)}{\sin^2\frac{ak}{2}(\sin\gamma\cos\varphi - \sin\gamma_0\cos\varphi_0)}\times$$

$$\times\frac{\sin^2 N_3\frac{ck}{2}(\cos\gamma - \cos\gamma_0)}{\sin^2\frac{ck}{2}(\cos\gamma - \cos\gamma_0)}.$$

Вводя угол η, определяемый соотношением

$$\eta = \varphi - \varphi_0,$$

интерференционную функцию можно переписать в виде

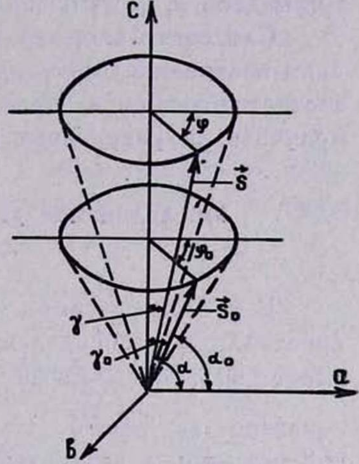

Рис. 3. Произвольное направление падения первичного пучка,

$$\Phi = \frac{\sin^2 2\frac{ak}{2}[\sin\gamma\cos(\varphi_0+\eta) - \sin\gamma_0\cos\varphi_0]}{\sin^2\frac{ak}{2}[\sin\gamma\cos(\varphi_0+\eta) - \sin\gamma_0\cos\varphi_0]}\times$$

$$\times\frac{\sin^2 N_3\frac{ck}{2}(\cos\gamma - \cos\gamma_0)}{\sin^2\frac{ck}{2}(\cos\gamma - \cos\gamma_0)}. \qquad (12)$$

Если образец содержит очень большое число волокон и вероятность того, что угол φ_0 между плоскостями векторов $(\vec{s}_0, \vec{c})$ и $(\vec{c}, \vec{a})$ заключен между углами φ_0, $\varphi_0 + d\varphi_0$, равна $\frac{d\varphi_0}{2\pi}$, то из (12) для средней интерференционной функции получим

$$\Phi = 2\frac{\sin^2 N_3\frac{ck}{2}(\cos\gamma - \cos\gamma_0)}{\sin^2\frac{ck}{2}(\cos\gamma - \cos\gamma_0)}\times$$

$$\times\left\{1 + \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\cos\left[ak(\sin\gamma\cos(\varphi_0+\eta) - \sin\gamma_0\cos\varphi_0)\right]d\varphi_0\right\}. \qquad (13)$$

Во-первых, легко убедиться в том, что вышеисследованные все частные случаи можно вывести из общего выражения (13) соответствующим подбором значений углов γ, γ_0, η и φ_0.

Во-вторых, после расчета интеграла, входящего в (13), получим выражение для $\overline{\Phi}(k, \gamma, \gamma_0, \eta)$ средней интерференционной функции от аргументов k, γ, γ_0 и η.

Следовательно, характеристическим излучением (монохроматическим излучением) при данном направлении падения (данный угол γ_0) соответствующим набором значений γ и η в отдельных случаях можно получить дифракционные максимумы.

Исследование дифракционной картины с помощью обратной решетки

В рассматриваемом случае ($N_1 = 2$, $N_2 = 1$, $N_3 = 3$) для одного кристаллита распределение интенсивности в обратном пространстве имеет вид, показанный на рис. 4 ([3]), а среднее распределение показано на рис. 5. На этих рисунках $\vec{a}^*$ и $\vec{c}^*$ трансляции обратной решетки, а величины ξ и φ определяются соотношениями

$$\xi = \frac{a}{\lambda}(\cos\alpha - \cos\alpha_0),$$

$$\varphi = \frac{c}{\lambda}(\cos\gamma - \cos\gamma_0).$$

Теперь исследуем различные случаи падения первичного пучка. Исследование начнем со случая, когда пучок падает перпендикулярно к оси волокна.

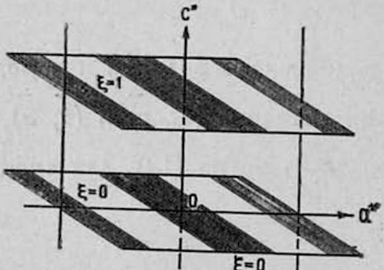

Рис. 4. Распределение интенсивностей в обратной решетке.

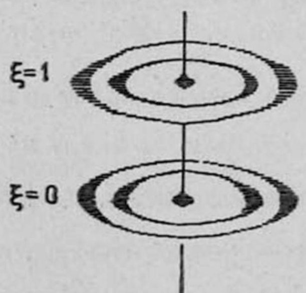

Рис. 5. Среднее распределение интенсивностей в обратном пространстве.

Найдем дифракционные максимумы, возникающие в экваториальном и вертикальном (проходящем через ось волокна) сечениях сферы распространения. Эти сечения показаны на рис. 6 и 7. Можно заметить, что экваториальное сечение любого радиуса сферы распространения (для любой длины волны) пересечется с кольцами распределения интенсивности на экваториальной плоскости. Следовательно, на экваториальной линии рентгеновской пленки, вставленной перпендикулярно к первичному пучку, получаются дифракционные максимумы характеристического излучения на фоне непрерывного спектра. Вертикальное сечение, проходящее через первичный пучок, в общем случае не пересечется с кольцами распространения интенсивности, но подходящим выбором радиуса сферы распространения (длины волны) можно получить указанное пересечение. Следовательно, на вертикальной линии рентгеновской пленки, вставленной перпендикулярно к первичному пучку, характеристические максимумы в общем случае не получаются. Если на этой линии максимумы появляются, то они в общем случае обусловлены непрерывным спектром источника.

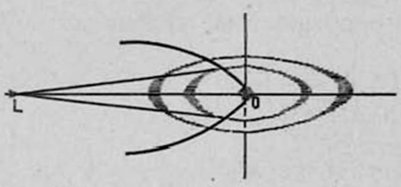

Рис. 6. Экваториальное сечение сферы распространения.

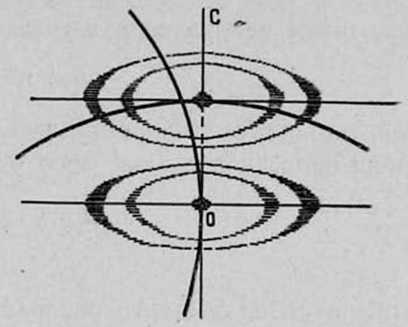

Рис. 7. Вертикальное сечение сферы распространения.

В случае, когда первичный пучок падает в направлении оси волокон (рис. 8), сфера распространения в общем случае не пересечется с кольцами распределения интенсивности, однако соответствующим выбором радиуса сферы распространения (длины волны) можно получить пересечения. Ясно, что в этом случае, если сфера пересечется с кольцом, то линия пересечения будет как раз этим кольцом, поэтому интерференционный максимум на рентгеновской пленке, вставленной перпендикулярно к первичному пучку, будет кольцом (гало).

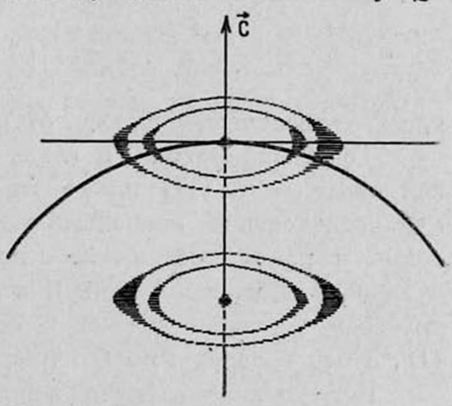

Рис. 8. Сфера распространения при первичном пучке, параллельном оси волокна.

Теперь проследим за изменением направлений дифракционных максимумов, обусловленных первым кольцом распределения интенсивности, расположенным на экваториальной плоскости (рис. 5). Поэтому мы должны для данного направления падения первичного пучка найти точки пересечения первого кольца распределения интенсивности со сферой распространения и соединить эти точки с центром сферы. Эти линии будут направлениями дифракционных максимумов, а их точки пересечения с пленкой будут дифракционными пятнами. Процесс изменения направлений дифракционных максимумов наглядно можно показать вращением первого кольца распространения вокруг своего диаметра, совпадающего с касательной к сфере распространения в начале обратного пространства перпендикулярно к оси волокна.

Пусть начало обратного пространства совпадает с началом декартовых координат, а центр сферы распространения расположен на оси абсцисс в точке $x = -R = -\frac{1}{\lambda}$, и пусть радиус первого кольца будет r. Тогда уравнение сферы будет

$$(x+R)^2 + y^2 + z^2 = R. \tag{14}$$

Вращением кольца вокруг указанной оси образуется сфера

$$x^2 + y^2 + z^2 = r^2. \tag{15}$$

Дифракционные максимумы возникают пересечением сфер (14) и (15). Линия пересечения этих сфер будет окружностью, уравнение которой

$$y^2 + z^2 = r^2\left(1 + \frac{r^2}{4R^2}\right). \tag{16}$$

Центр этой окружности расположен в точке $x = -\frac{r^2}{2R}$. Геометрическим местом дифракционных максимумов на пленке, вставленной перпендикулярно к первичному пучку, будет окружность, которая получается проектированием окружности (16) из центра сферы распространения на плоскость пленки (см. рис. 6).

Уравнением этой окружности будет

$$y^2 + z^2 = r^2\left(1 + \frac{r^2}{2R}\right)\left(1 + \frac{D}{R}\right)^2, \tag{17}$$

где D — расстояние образца от рентгеновской пленки.

Теперь посмотрим в каких направлениях падения, в каких точках окружности (17) получаются дифракционные максимумы. Здесь мы исследования проведем следующим образом. Направления падения и пленку оставляем в прежних положениях (пленка перпендикулярна к первичному пучку), а образец (волокно) поворачиваем вокруг оси, перпендикулярной к оси волокна. Ось волокна направим по OY, а ось вращения по OZ (рис. 9).

Когда первичный пучок перпендикулярен к оси волокна, то кольцо распределения (малая окружность, рис. 9) лежит в плоскости XOY, а сфера распространения пересечется этим кольцом в двух точках и на экваториальной линии получаются два интерференционных максимума (L_1 и L_2, рис. 9). При повороте указанного кольца вокруг оси OZ максимумы L_1 и L_2 перемещаются по окружности (17) в сторону точки

L. С дальнейшим поворотом, когда плоскость кольца составит с плоскостью XOZ угол φ_0, определяемый условием

$$\varphi_0 = \frac{r}{2R},$$

интерференционные максимумы L_1 и L_2 сливаются в один максимум в точке L. В области углов $\frac{\pi}{2} - \varphi_0 < \varphi < \pi - \varphi_0$, где φ_0 — угол между плоскостью XOZ и плоскостью кольца, сфера распространения не пересекается этим кольцом. Когда $\varphi = \pi - \varphi_0$, то кольцо пересечется сферой распространения опять в одной точке, и в точке L' получается дифракционный максимум. С дальнейшим увеличением угла φ максимум L' расчленяется на два максимума (L_1'' и L_2'', рис. 9), которые с увеличением угла φ перемещаются вдоль окружности (17) в сторону максимумов L_1 и L_2, соответственно, и при $\varphi - \pi$ сливаются с ними.

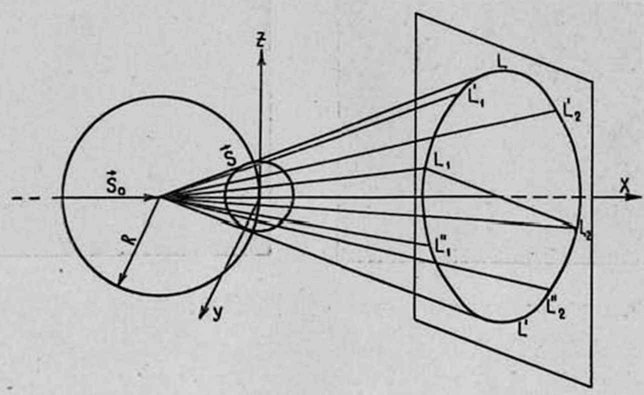

Рис. 9. Кольцо распределения дифракционных максимумов.

Таким образом, из сказанного выше можно сделать следующий важный вывод: характеристическим излучением можно получить дифракционные максимумы, обусловленные первым кольцом распределения (в экваториальной плоскости), только в том случае, когда направления падения с осью волокна составляют углы, заключенные в пределах от нуля до $\varphi_0 = \frac{r}{2R}$, и от $\pi - \varphi_0$ до π.

Если вне этих пределов, т. е. в пределах $\varphi_0 < \varphi < \pi - \varphi_0$ появляются дифракционные максимумы, то они обусловлены непрерывным излучением источника. Аналогичными рассуждениями можно убедиться в том, что и для других колец распределения интенсивности на экваториальной плоскости получаются подобные выводы.

Экспериментальная часть

Для исследования приведенных выше теоретических рассуждений был поставлен следующий эксперимент. Исследован вид дифракционной картины, полученной от волокнистых веществ в зависимости от направления падения первичного пучка. В качестве образца был исследован растянутый каучук (наирит). Как показывает опыт, растянутый (около 800 %) наирит приобретает волокнистую структуру, которую достаточно долго сохраняет и после снятия растягивающей силы.

Рентгенограмма растянутого каучука наирит после снятия растягивающей силы (растягивающая сила была снята за 20 часов до экспозиции) сохраняет вид рис. 11. На рис. 11 показана дифракционная картина, полученная при падении первичного пучка в направлении растяжения, а картина 12 получена при косом падении первичного пучка (угол γ_0 между первичным пучком и осью волокна заключен в пределах $0<\gamma_0<\frac{\pi}{2}$).

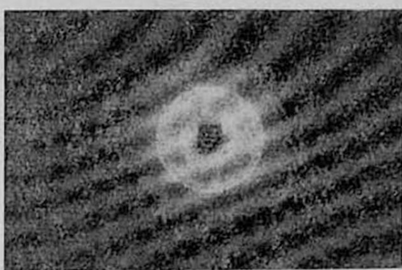

Рис. 10. Рентгенограмма нерастянутого „Наирит"-а

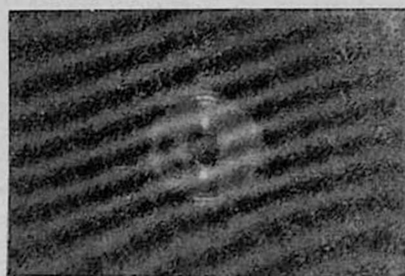

Рис. 11. Рентгенограмма растянутого „Наирит"-а

Обсуждение результатов и выводы

Итак, теоретическое исследование показало, что когда первичный пучок падает перпендикулярно к оси волокна, на пленке, вставленной перпендикулярно к первичному пучку, получаются дифракционные слои. При косом падении дифракционные максимумы этих слоев перемещаются—получается несимметричная картина. Когда первичный пучок падает в направлении растяжения, т. е. в направлении осей волокон, то получается картина, аналогичная полученной от поликристалла.

Эти выводы были экспериментально исследованы и показана их справедливость.

Так, например, на рис. 11 показана дифракционная картина, полученная при перпендикулярном падении первичного пучка. На рисунке видны слоевые линии.

На рис. 12, полученном при косом падении первичного пучка видны перемещенные дифракционные пятна. Дифракционная картина, полученная при падении первичного пучка в направлении растяжения, похожа на дифракционную картину поликристалла (нерастянутого наирита).

Далее, теоретически было показано, что в общем случае рентгеновская дифракционная картина обусловлена излучением непрерывного спектра, и только в отдельных частных случаях эта картина может быть получена характеристическим излучением анода рентгеновской трубки.

Рис. 12. Рентгенограмма „Наирит"-а при косом падении первичного пучка.

Экспериментальному исследованию этого вывода будет посвящено следующее сообщение.

Ереванский государственный университет

Поступила 29 сентября 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. *П. А. Безирганян*, ЖТФ, 34, вып. 10 (1964).
2. *П. А. Безирганян*, ЖТФ, 34, вып. 1 (1964).
3. *Р Джеймс*, „Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей", И.—Л., М., 1950 г.

ՄԱՆՐԱԹԵԼԱՅԻՆ ՆՅՈՒԹԵՐԻ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ՊԱՏԿԵՐԻ ԿԱԽՈՒՄՆ ԱՌԱՋՆԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ԱՆԿՄԱՆ ՈՒՂՂՈՒԹՅՈՒՆԻՑ

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ, ՅՈՒ. Ա. ՌԱՓՅԱՆ

Հետազոտված է ռենտգենյան դիֆրակցիոն պատկերի կախումն սկզբնական ճառագայթների անկման ուղղությունից։ Ցույց է տրված, որ երբ սկզբնական ճառագայթն ընկնում է մանրաթելի առանցքին ուղղահայաց, ապա դիֆրակցիոն պատկերն ստացվում է ռենտգենյան բնութագրական ճառագայթներից։ Թեք անկման դեպքում, միայն հատուկ դեպքերում դիֆրակցիոն պատկերը կարող է ստացվել բնութագրական ճառագայթներից, իսկ ընդհանուր դեպքում այն ստացվում է աղբյուրի ռենտգենյան ճառագայթների անընդհատ սպեկտրից։

Մանրամասն քննարկված է դիֆրակցիոն պատկերի փոփոխության կախումն սկզբնական ճառագայթների անկման անկյան փոփոխությունից՝ հակադարձ ցանցի օգնությամբ։ Մի քանի փորձերով հաստատված են տեսական հետազոտություններից բխող հետևությունները։ Տեքստում բերված ռենտգենյան դիֆրակցիոն պատկերի լուսանկարները ցույց են տալիս դիֆրակցիոն մաքսիմումների տեղաշարժերը, որոնք տեղի են ունենում սկզբնական ճառագայթների անկման ուղղության փոփոխության հետևանքով։

THE DEPENDENCE OF FIBROUS MATTER X-RAY DIFFRACTION PATTERN ON THE DIRECTION OF THE INCIDENT BEAM

by P. H. BEZIRGANIAN, Yu. A. RAPIAN

The diffraction pattern of fibrous matters depending on the direction of incident X-ray radiation is considered in the paper. It is shown that to receive the diffraction maximums following the first circle of the distribution (of the equatorial plane) with characteristic radiation is feasible only in case when the direction of the incident beam draws an angle ranging from zero to $\varphi = \frac{r}{2A}$ and from $\pi - \varphi_0$ to π with the axis of the fibre.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 147—156 (1966)

ВЛИЯНИЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ПРОХОДЯЩЕГО ПУЧКА РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ. 1

П. А. БЕЗИРГАНЯН, В. И. АВУНДЖЯН

В статье в рамках кинематической теории изучается влияние пьезоэлектрических колебаний на интенсивность проходящего пучка рентгеновских лучей. Рассматриваются случаи, когда направления колебаний перпендикулярны и параллельны первичному пучку.

Доказывается, что при плоской или сферической падающей волне, когда колебания параллельны первичному пучку, они на интенсивность проходящего пучка не влияют. Когда колебания перпендикулярны первичному пучку, при достаточно малых размерах кристаллов интенсивность уменьшается, а при достаточно больших кристаллах, если поглощением пренебречь, интенсивность увеличивается.

В работе [1] коротко сформулирована цель работ, посвященных исследованию влияния пьезоэлектрических колебаний кристаллической решетки на интенсивность рассеяния рентгеновских лучей. Там же (в первом приближении [2]) исследовано влияние пьезоэлектрических колебаний идеальной кристаллической решетки на интенсивность рассеяния рентгеновских лучей при плоской падающей волне. Нами теоретически и экспериментально исследован вопрос влияния пьезоэлектрических колебаний кристаллической решетки на интенсивность проходящего пучка рентгеновских лучей.

Исследование влияния пьезоэлектрических колебаний на интенсивность проходящего пучка оправдывается тем, что этот эффект, на наш взгляд, может быть использован наподобие аномального прохождения для выявления структурных дефектов кристаллических решеток. О степени разработанности этого вопроса можно судить хотя бы по тому, что из известных двух работ, посвященных этому вопросу, в одной [3] обнаружено усиление и расширение проходящего пучка из-за колебаний кристаллической решетки образца, а в другой [4] фотографическим и ионизационным методами опровергнут этот эффект. В этом сообщении излагается только теоретическое исследование, проведенное в рамках кинематической теории интерференции рентгеновских лучей.

Допустим, что плоская монохроматическая волна в направлении единичного вектора $\vec{s}_0$ падает на кристаллическую решетку, в которой в трех основных направлениях $\vec{a}$, $\vec{b}$ и $\vec{c}$ установились ультразвуковые стоячие волны с основными резонансными частотами

$$\left.\begin{aligned} l_1 &= l_{10} \sin (k_{10} ma) \sin \omega_1 t, \\ l_2 &= l_{20} \sin (k_{20} nb) \sin \omega_2 t, \\ l_3 &= l_{30} \sin (k_{30} pc) \sin \omega_3 t, \end{aligned}\right\}, \tag{1}$$

где l_1, l_2 и l_3 — смещения в направлениях векторов $\vec{a}$, $\vec{b}$ и $\vec{c}$ соответственно;

$l_{10} \sin (k_{10} ma)$, $l_{20} \sin (k_{20} nb)$ и $l_{30} \sin (k_{30} pc)$ — амплитуды смещений в направлениях $\vec{a}$, $\vec{b}$ и $\vec{c}$ соответственно;

l_{10}, l_{20}, l_{30} — максимальные амплитуды смещений в этих же направлениях;

k_{10}, k_{20}, k_{30} — волновые векторы пьезоэлектрических колебаний, которые определяются соотношениями

$$k_{10} = \frac{\pi}{L_1}, \qquad k_{20} = \frac{\pi}{L_2}, \qquad k_{30} = \frac{\pi}{L_3},$$

где L_1, L_2 и L_3 размеры кристалла в направлениях $\vec{a}$, $\vec{b}$ и $\vec{c}$ соответственно;

ω_1, ω_2, ω_3 — основные частоты пьезоэлектрических колебаний в основных трех направлениях.

Пусть точка наблюдения из начала координат видна в направлении единичного вектора $\vec{s}$ (рис. 1). Тогда для амплитуды рассеянной волны во втором приближении получим

$$A = B \sum \exp \left\{ -ik \left[(\vec{s} - \vec{s}_0) \vec{r} + \frac{r^2}{2R} + \frac{(\vec{r}\,\vec{s})^2}{2R} \right] \right\}, \tag{2}$$

где $B = \frac{f}{R} \cdot \frac{e^2}{m_0 c_0^2} p$,

R — среднее расстояние точки наблюдения от образца,

p — фактор поляризации,

r — расстояние рассеивающих точек от начала координат.

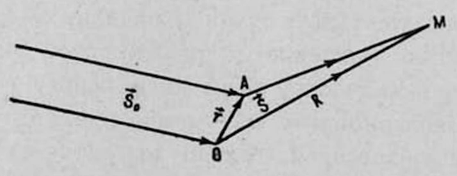

Рис. 1. Плоская падающая волна и сферическая рассеянная волна.

Последняя величина в рассматриваемом случае зависит от времени и определяется соотношением

$$r = r_{m,n,p} = [(ma + l_1)^2 + (nb + l_2)^2 + (pc + l_3)^2]^{1/2}. \tag{3}$$

Если интенсивность рассеянных волн в точке наблюдения определить певрвом приближении [2], то вместо (2) имеем

$$A = B\sum \exp\{-ik[(\vec{s}-\vec{s}_0)\vec{r}],\tag{4}$$

и для амплитуды рассеяния в направлении падения из (4) сразу получим

$$A = BN_1\cdot N_2\cdot N_3,\tag{5}$$

где N_1, N_2 и N_3 — число рассеивателей в направлениях $\vec{a}$, $\vec{b}$ и $\vec{c}$ соответственно.

Действительно, в направлении падения векторы $\vec{s}$ и $\vec{s}_0$ совпадают, т. е. $\vec{s}-\vec{s}_0=0$ и из (4) получим (5). Выражение для амплитуды (5) совпадает с аналогичным выражением для неколеблющейся решетки. Следовательно, в первом приближении пьезоэлектрические колебания рассеивающей идеальной решетки не влияют на интенсивность рассеяния в направлении падающего пучка.

Во втором приближении для рассеяния в направлении падающего пучка из (2) получим

$$A = B\sum \exp\left\{-ik\left[\frac{r^2}{2R}-\frac{(\vec{r}\,\vec{s})^2}{2R}\right]\right\}.\tag{6}$$

Исследуем частный случай, когда пьезоэлектрические колебания установлены только в одном направлении, например в направлении трансляции $\vec{a}$.

Тогда выражение для амплитуды (6) примет следующий вид:

$$A = B\sum_{m,\,n,\,p}\exp\left\{-ik\left[\frac{(ma+l_1)^2+n^2b^2+p^2c^2}{2R}-\right.\right.$$

$$\left.\left.-\frac{[(ma+l_1)\cos\alpha+nb\cos\beta+pc\cos\gamma]^2}{2R}\right]\right\},\tag{7}$$

где α, β и γ углы между вектором $\vec{s}$ и векторами $\vec{a}$, $\vec{b}$ и $\vec{c}$.

Как видно из (7), если пренебречь добавочными разностями фаз, возникающими из-за непараллельности волн, рассеянных различными точками облучаемого объема образца, то в общем случае интенсивность рассеяния в направлении падающего пучка зависит от пьезоэлектрических колебаний.

Можно показать, что если направление падения первичного пучка совпадает с направлением пьезоэлектрических колебаний, то даже во втором приближении интенсивность рассеяния на нулевой угол не зависит от этих колебаний рассеивающей решетки. Действительно, если $\vec{s}\parallel\vec{a}$ (пьезоэлектрические колебания установлены в направлении $\vec{a}$), то $\alpha=0$, $\beta=\gamma=\dfrac{\pi}{2}$ и из (7) получим

$$A = N_1 B \sum_n \exp\left(-ik\frac{n^2b^2}{2R}\right)\sum_p \exp\left(-ik\frac{p^2c^2}{2R}\right). \tag{8}$$

Исследование последнего выражения показывает, что когда первичный пучок падает в направлении пьезоэлектрических колебаний, то

а) интенсивность рассеяния на нулевой угол не зависит от этих колебаний;

б) эта интенсивность рассеяния прямо пропорциональна квадрату числа частиц в направлении падения;

в) зависимость интенсивности рассеяния (на нулевой угол) от числа частиц в направлениях, перпендикулярных к направлению падения, имеет характер интеграла Френеля — $\Big($суммы вида $\sum \exp\Big[-ik \times \times \dfrac{n^2b^2}{2R}\Big]$ можно привести к виду интеграла Френеля$\Big)$. Эта зависимость подробно исследована в работе [5].

Теперь исследуем случай, когда падающий пучок перпендикулярен к направлению пьезоэлектрических колебаний. Тогда $\alpha = \dfrac{\pi}{2}$ и из (7) получим

$$A = B\sum_m \exp\left[-ik\frac{(ma+l_1)^2}{2R}\right] \times$$

$$\times \sum_{n,\,p} \exp\left(-ik\frac{n^2b^2\sin^2\beta + p^2c^2\sin^2\gamma - nbpc\sin 2\beta}{2R}\right). \tag{9}$$

В частном случае, когда первичный пучок падает в направлении трансляции $\vec{b}$ $\left(\alpha = \gamma = \dfrac{\pi}{2},\ \beta = 0\right)$, получим

$$A = N_2 B\sum_m \exp\left[-ik\frac{(ma+l_1)^2}{2R}\right]\sum_p \exp\left(-ik\frac{p^2c^2}{2R}\right). \tag{10}$$

Как видно из (9) и (10), влияние пьезоэлектрических колебаний на интенсивность рассеяния выражается через сумму

$$\sum_m \exp\left[-ik\frac{(ma+l_1)^2}{2R}\right], \tag{11}$$

поэтому необходимо детально исследовать это выражение, которое для мгновенной интенсивности примет следующий вид:

$$I_1 = \sum_m\sum_{m'} \exp(-ikD_1)\exp\left[-ik(D_2\sin\omega t + D_3\sin^2\omega t)\right], \tag{12}$$

где

$$D_1 = \frac{a^2(m^2 - m'^2)}{2R},$$

$$D_2 = \frac{al_0}{R}\,[m \sin(k_{10}ma) - m' \sin(k_{10}m'a)],$$

$$D_3 = \frac{l_0^2}{2R}\,[\sin^2(k_{10}ma) - \sin^2(k_{10}m'a)].$$

Оценим величины D_1, D_2 и D_3. Как известно, реальный кристалл состоит из оптически независимых блоков. Поэтому расчеты интенсивности рассеянных волн должны быть произведены только для отдельных блоков. Размеры этих кристаллических блоков имеют порядок 10^{-4} *см*, следовательно, максимальное значение целого числа m будет 10^4, тогда для максимального значения D_1 получим $D_1 \sim 10^{-9}$ *см* (здесь имеется в виду, что $R = 10$ *см*). Максимальная амплитуда пьезоэлектрических смещений по оптическим измерениям [6] порядка $l_0 \sim 10^{-5}$ *см* — 10^{-6} *см*, откуда для D_2 и D_3 получим $D_2 \sim 10^{-10}$ *см*, $D_3 \sim 10^{-11}$ *см*.

Так как $kD_3 \ll \frac{\pi}{2}$, выражение (12) можно записать в виде

$$I_1 = \sum_m \sum_{m'} \exp(-ikD_1)\exp(-ikD_2 \sin\omega t). \tag{12a}$$

Для нахождения средней интенсивности необходимо усреднять члены, зависящие от времени, за период пьезоэлектрических колебаний.

Разумеется, средняя интенсивность за период пьезоэлектрических колебаний будет средней интенсивностью только в том случае, когда время экспозиции намного больше этого периода.

Имея в виду сказанное, для средней интенсивности рассеянных волн получим

$$\overline{I} = N_2^2 B_1 \sum_p \sum_{p'} \exp\left[-ik\,\frac{c^2(p^2 - p'^2)}{2R}\right] \sum_m \sum_{m'} \exp\left[-ik\,\frac{a^2(m^2 - m'^2)}{2R}\right] \times$$

$$\times \frac{1}{T}\int_0^T \exp(-ikD_2 \sin\omega t)\,dt,$$

где

$$B_1 = \frac{f^2}{R^2}\left(\frac{e^2}{m_0 c_0^2}\right)^2 \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2}.$$

Интеграл в последнем выражении дает функцию Бесселя нулевого порядка

$$\frac{1}{T}\int_0^T \exp(-ikD_2 \sin\omega t)\,dt = J_0(D_4),$$

где $D_4 = kD_2$.

Таким образом, для средней интенсивности рассеянных волн в направлении падения получим

$$\overline{I} = N_2^2 \frac{f^2}{R^2} \left(\frac{e^2}{m_0 c_0^2} \right)^2 \sum_{p=0}^{N_3-1} \sum_{p'=0}^{N_3-1} \exp \left[-ik \frac{c^2 (p^2 - p'^2)}{2R} \right] \times$$
$$\times \sum_{m=0}^{N_1-1} \sum_{m'=0}^{N_1-1} \exp \left[-ik \frac{a^2 (m^2 - m'^2)}{2R} \right] J_0 (D_3). \qquad (13)$$

Теперь исследуем случай, когда падающая волна сферическая. Здесь следует различать случаи, когда рассеянную волну можно считать плоской (точка наблюдения достаточно далека) и когда рассеянная волна сферическая (точка наблюдения близка).

В первом случае, т. е. в случае, когда падающая волна сферическая, а волна, рассеянная в направлении падения, плоская (рис. 2), интенсивность рассеяния на нулевой угол можно выражать формулой (13), если только в выражениях величин D_1, D_2 и D_3 расстояние R точки наблюдения от образца заменить расстоянием источника от образца, а величину B_1 заменить величиной

$$B_1 = \frac{f^2}{R_1^2 R_2^2} \left(\frac{e^2}{m_0 c_0^2} \right)^2,$$

где R_1 и R_2 средние расстояния образца от источника и от точки наблюдения соответственно.

При сферической падающей волне под направлением падения подразумевается направление падения в начале координат (начало координат расположено в центре облучаемого объема образца). Поэтому, во избежание повторений, мы здесь не будем выводить формулу для средней интенсивности рассеяния на нулевой угол при сферической падающей волне, когда волны, рассеянные в направлении точки наблюдения, можно считать плоскими.

Здесь будем исследовать случай, когда нельзя пренебречь добавочными разностями фаз, возникающих из-за непараллельности волн, рассеянных различными точками облучаемого объема в направлении падения (рис. 3).

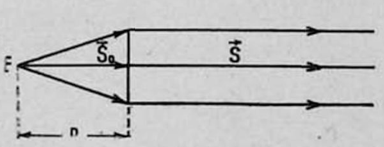

Рис. 2. Сферическая падающая волна и плоская рассеянная волна.

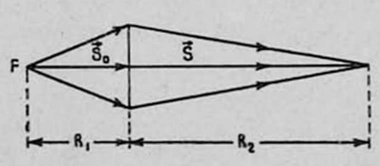

Рис. 3. Сферическая падающая и сферическая рассеянная волна.

Пусть источник и точка наблюдения расположены на расстояниях R_1 и R_2 от центра облучаемого объема (от начала координат) соответственно. Тогда в рассматриваемом случае амплитуда волны, рассеянной в направлении падения, будет (первичный пучок падает в направлении трансляции $\vec{b}$, а пьезоэлектрические колебания происходят в направлении $\vec{a}$)

$$A=N_2B_2\sum_m \exp\left[-ik\frac{(ma+l_1)^2}{2}\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)\right]\times$$
$$\times\sum_p \exp\left[-ik\frac{p^2c^2}{2}\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)\right], \qquad (14)$$

где

$$B_2=\frac{f}{R_1R_2}\frac{e^2}{m_0c_0^2}p.$$

Из (14) для мгновенной интенсивности получим

$$I=N_2^2B_2^2\sum_p\sum_{p'} \exp\left[-ik\frac{c^2(p^2-p'^2)}{2}\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)\right]\times$$
$$\times\sum_m\sum_{m'} \exp(-ikD_4)\exp\left[-ik(D_5\sin\omega t+D_6\sin^2\omega t)\right], \qquad (15)$$

где

$$D_4=\frac{a^2(m^2-m'^2)}{2}\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right),$$
$$D_5=al_0\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)[m\sin(k_{10}ma)-m'\sin(k_{10}m'a)],$$
$$D_6=l_0^2\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)[\sin^2(k_{10}ma)-\sin^2(k_{10}m'a)].$$

Пренебрегая членом D_6 и усредняя по $\sin\omega t$, для средней интенсивности получим следующее выражение:

$$\bar{I}=N_2^2B_2^2\sum_p\sum_{p'} \exp\left[-ik\frac{c^2(p^2-p'^2)}{2}\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)\right]\times$$
$$\times\sum_m\sum_{m'} \exp\left[-ik\frac{a^2(m^2-m'^2)}{2}\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)\right]J_0(D_7), \qquad (16)$$

где $D_7=kD_5$.

Обсуждение результатов и выводы

Выражение (13) показывает, что при плоской падающей волне во втором приближении пьезоэлектрические колебания идеальной решетки в общем случае ослабляют (но в особых случаях могут и усиливать) интенсивность рассеяния в направлениях падения. Действительно, во втором приближении интенсивность неколеблющейся идеальной решетки определяется (в рамках кинематической теории) выражением

$$I=N_2^2B_1^2\sum_{p=0}^{N_3-1}\sum_{p'=0}^{N_3-1}\exp\left[-ik\frac{c^2(p^2-p'^2)}{2R}\right]\sum_{m=0}^{N_1-1}\sum_{m'=0}^{N_1-1}\exp\left[-ik\frac{a^2(m^2-m'^2)}{2R}\right]. \qquad (17)$$

С другой стороны, имея в виду, что в (13) функция Бесселя нулевого порядка принимает наибольшее максимальное значение при $D_4=0$,

$J_0(D_4) = 1$, а остальные максимумы быстро уменьшаются с увеличением аргумента, то, следовательно, выражение (13) может принимать наибольшее максимальное значение только при $D_4 = 0$.

Далее можно заметить, что D_4 принимает нулевое значение только при $m = m'$ и тогда (13) примет следующий вид

$$\overline{I} = B_1^2 N_1 N_2^2 \sum_{p=0}^{N_3-1} \sum_{p'=0}^{N_3-1} \exp\left[-ik \frac{c^2 (p^2 - p'^2)}{2R}\right]. \tag{18}$$

Таким образом, влияние пьезоэлектрических колебаний сказывается тем, что сумма

$$I_2 = \sum_{m=0}^{N_1-1} \sum_{m'=0}^{N_1-1} \exp\left[-ik \frac{a^2 (m^2 - m'^2)}{2R}\right] \tag{19}$$

заменяется множителем N_1. Таким образом, получается, что пьезоэлектрические колебания решетки ослабляют проходящий пучок, если $I_2 > N_1$, а в противном случае ($I_2 < N_1$) усиливают.

Как известно, сумму (19) можно привести к виду интеграла Френеля [5], величина которого в зависимости от N_1, колеблется, как показано на рис. 4. Когда размер облучаемого объема (размер кристалла) в направлении трансляции $\vec{a}$ меньше, чем размер первой зоны Френеля в соответствующем направлении, величина I_2 увеличивается с увеличением размера кристалла в этом направлении. Когда же размер облучаемого объема (число N_1) становится больше, чем размер первой зоны Френеля, с увеличением этого размера величина I_2 колеблется и при больших значениях N_1 стремится к постоянному значению. Следовательно, при малых N_1 $I_2 > N_1$, а при больших N_1 может иметь место соотношение $I_2 < N_1$. Из обсуждения полученных результатов можно сделать следующие выводы:

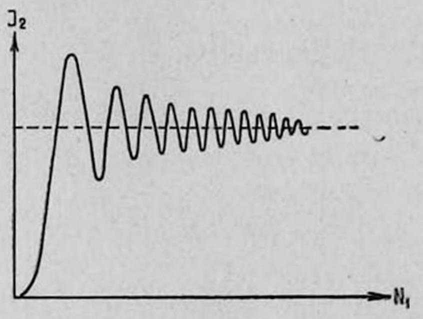

Рис. 4. Зависимость значения интеграла Френеля от числа рассеивающих частиц.

1. При плоской падающей волне в первом приближении пьезоэлектрические колебания идеальной кристаллической решетки не влияют на интенсивность проходящего пучка.

2. При плоской падающей волне во втором приближении, когда первичный пучок падает в направлении пьезоэлектрических колебаний, эти колебания не влияют на интенсивность проходящего пучка.

3. Когда первичная волна падает перпендикулярно к направлению колебаний, пьезоэлектрические колебания влияют на интенсивность рассеяния в направлении проходящего пучка: при достаточно малых кристаллах эта интенсивность из-за пьезоэлектрических колебаний уменьшается, а при достаточно больших кристаллах увеличивается.

4. При сферической падающей волне, когда рассеянную волну можно считать плоской, выводы о влиянии пьезоэлектрических колебаний решетки на интенсивность рентгеновского проходящего пучка совпадают с выводами, указанными в пунктах 2 и 3.

5. При сферической падающей волне, во втором приближении, так как размеры первой зоны увеличиваются [7], колебание величины I_2 начинается при сравнительно больших N_1 и, следовательно, усиление проходящего пучка в этом случае по сравнению со случаем плоской падающей волны имеет место при сравнительно больших N_1.

Результаты экспериментальных исследований теоретических выводов, полученных в настоящей работе, будут изложены во втором сообщении.

Ереванский государственный
университет

Поступила 21 октября 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. *П. А. Безирганян, В. И. Авунджян*, Кристаллография (в печати).
2. *П. А. Безирганян*, ЖТФ, **34**, 562 (1964).
3. *G. W. Fox, W. N. Fraser*, Phys. Rev., **47**, 889 (1935).
4. *G. E. M. Jauncey, N. T. Jacques*, Phys. Rev., **50**, 672 (1936).
5. *П. А. Безирганян, И. Б. Боровский*, Известия АН АрмССР, серия физико-математических наук, **13**, 121 (1960).
6. *M. Y. Colby, S. Harris*, Phys. Rev., **46**, 445 (1934).
7. *А. Г. Акритов, П. А. Безирганян*, Известия АН АрмССР, серия физико-математических наук, **15**, 99 (1962).

ԲՅՈՒՐԵՂԱԿԱՆ ՑԱՆՑԻ ՊՅԵԶՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆ ԱՆՑՆՈՂ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՓՆՋԻ ՎՐԱ

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ, Վ. Ի. ՀԱՎՈՒՆՋՅԱՆ

Հոդվածում կինեմատիկ տեսության շրջանակներում ուսումնասիրված է բյուրեղային ցանցի պյեզոէլեկտրական տատանումների ազդեցությունն անցնող ռենտգենյան ճառագայթների փնջի վրա։ Քննարկված են այն դեպքերը, երբ տատանումների ուղղությունը զուգահեռ և ուղղահայաց է առաջնային փնջին։

Ցույց է տրված, որ ընկնող հարթ կամ սֆերիկ ալիքի դեպքում երբ տատանումների ուղղությունը զուգահեռ է առաջնային փնջին, բյուրեղային ցանցի պյեզոէլեկտրական տատանումներն առաջնային փնջի ինտենսիվության փոփոխություն չեն առաջացնում, իսկ երբ տատանումների ուղղությունն ուղղահայաց է առաջնային փնջին և բավականաչափ փոքր բյուրեղների դեպքում ինտենսիվությունը փոքրանում է։ Մեծ բյուրեղների դեպքում, եթե կլանումը հաշվի չառնենք, ինտենսիվությունը պետք է աճի։

THE EFFECT OF PIEZOELECTRIC OSCILLATIONS OF THE CRYSTALLINE LATTICE ON THE PASSING BEAM OF X-RAYS

by P. H. BEZIRGANIAN, V. I. HAVOUNJIAN

The effect of piezoelectric oscillations of the crystalline lattice on the passing beam of X-rays, within the framework of kinetic theory, is studied in the paper. Cases are considered when the direction of the oscillations is parallel and perpendicular to the direction of the primary beam of X-rays.

It is shown that when the direction of the oscillations is parallel to the primary beam, the oscillation has no effect on the intensity of the primary beam, whereas when the direction of the oscillations is perpendicular to the primary beam, the oscillations may either decrease (when the blocks are very small) or increase (when the blocks are big enough) the intensity of the passing beam.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 157–163 (1966)

О КОНФОРМАЦИОННЫХ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ МАКРОМОЛЕКУЛ ПОЛИХЛОРОПРЕНА В РАСТВОРАХ

А. В. ГЕВОРКЯН

В настоящей статье представлены некоторые конформационные и термодинамические параметры макромолекул полихлоропрена. Экспериментальные данные позволяют вычислить для него $\eta = \overline{\cos \varphi} = 0{,}36$ и высоту потенциального барьера $U_0 = 1{,}25 \cdot$ *ккал/моль*. Показано, что для системы полихлоропрен—CCl_4 имеет место $\frac{\alpha^5 - \alpha^3}{\sqrt{M}} = \text{const}$. Рассчитан параметр межмолекулярного взаимодействия полимер-растворитель $\psi_1 \left(1 - \frac{\theta}{T}\right)$ в различных растворителях (бензол, толуол, CCl_4, дихлорэтан, хлороформ и диоксан) для фракций полихлоропрена с $\overline{M}_w = 2{,}85 \cdot 10^6$.

Исследование структуры и свойств индивидуальных макромолекул занимает важное место в современной физике полимерных веществ. Накопление экспериментального материала в этой области служит для апробирования и дальнейшего развития существующих термодинамических и статистических теорий изолированных макромолекул в растворе, а также объяснения ряда важных особенностей их поведения.

В настоящей работе рассматриваются некоторые конформационные и термодинамические свойства макромолекул полихлоропрена, изученные сопоставлением светорассеяния и вязкого течения разбавленных растворов фракций полихлоропрена в различных растворителях [1—5].

Специфические конформационные свойства макромолекул объясняются их гибкостью, связанной с наличием большого числа внутренних степеней свободы, обусловленных вращением вокруг единичных связей [6, 7].

Однако в действительности в реальных полимерных цепях вращение звеньев в определенной степени заторможено, что впервые было рассмотрено в работе Бреслера и Френкеля [8]. Причиной этого является отталкивание между атомами или группами цепи с перекрывающимися электронными оболочками (так называемые „скелетные" эффекты или взаимодействия ближнего порядка). С этой точки зрения определение размеров макромолекул в идеальном растворителе $(\overline{h}^2)_\theta^{1/2}$ и степени полимеризации (молекулярного веса) дает возможность вычислить $\eta = \overline{\cos \varphi}$ и судить о характере внутреннего вращения в цепи.

Для карбоцепных полимеров статистическая теория приводит к следующему выражению

$$\bar{h}^2_{\text{св. врщ.}} = Nl^2 \frac{1+\cos\vartheta}{1-\cos\vartheta}, \tag{1}$$

где ϑ — валентный угол цепи; N — число звеньев с длиной l. С другой стороны, в случае заторможенного вращения [6]

$$\bar{h}^2_{\text{св. врщ.}} = Nl^2 \frac{1+\cos\vartheta}{1-\cos\vartheta} \cdot \frac{1+\eta}{1-\eta}, \tag{2}$$

где $\eta = \overline{\cos\varphi}$ — средняя величина косинуса угла вращения звена цепи.

Измерение светорассеяния для полихлоропрена в идеальном растворителе дает $(\bar{h}^2)^{1/2}_{\vartheta}/(\bar{h}^2)^{1/2}_{\text{св. врщ.}} = 1{,}4 - 1{,}5$.

Из уравнений (1) и (2) получаем

$$\eta = \overline{\cos\varphi} = 0{,}36, \text{ или } \varphi \simeq 70^\circ.$$

Укажем, что для макромолекул винильного ряда $\varphi \simeq 50^\circ$ (см., например, [9]).

Используя значение η, для полихлоропрена можно приблизительно определить также высоту энергетического барьера в схеме крутильных колебаний макромолекул. Согласно [8, 10],

$$\eta = \overline{\cos\varphi} = \frac{\int\limits_0^\pi \cos\varphi\, e^{-\frac{U_0}{2kT}(1-\cos\varphi)} \sin\varphi\, d\varphi}{\int\limits_0^\pi e^{-\frac{U_0}{2kT}(1-\cos\varphi)} \sin\varphi\, d\varphi} = L\left(\frac{U_0}{2kT}\right), \tag{3}$$

где $L(a)$ — функция Ланжевена. Для случая $a \gg 1$

$$\frac{1+\eta}{1-\eta} \cong 2a = \frac{U_0}{kT}. \tag{4}$$

Таким образом, для полихлоропрена при $T \simeq 300^\circ K$

$$U_0 = 1{,}25 \textit{ ккал/моль}.$$

Значение η можно сравнить с результатами работы для полидиена линейного строения [11]

$$\bar{h}^2 = Nl^2 \frac{1+\cos\vartheta}{1-\cos\vartheta} \frac{1+\eta_{\text{эфф.}}}{1-\eta_{\text{эфф.}}}. \tag{5}$$

В случае смешанной цепочки с относительным содержанием цис- и транс-конфигураций соответственно, p и $1-p$

$$\eta_{\text{эфф}} = p\eta^{\text{цис-}}_{\text{эфф}} + (1-p)\,\eta^{\text{транс-}}_{\text{эфф}} \simeq 0{,}64 - 0{,}44\, p. \tag{6}$$

С учетом микроструктуры цепи для полихлоропрена (~10% цис—), получаем $\varphi \simeq 0{,}60$, т. е. примерно в 1,5 раза больше экспериментально найденного его значения. Это, очевидно, связано с тем, что количественные расчеты, приведенные в работе [11], не совсем строгие, в частности автором игнорируется различие η для трех единичных связей в диеновой цепи, которые в случае полихлоропрена (а также и для полиизопрена) могут быть несколько отличными.

Более строгие расчеты для полидиеновой цепи показывают, что транс-изомеру соответствует очень плоская потенциальная яма для крутильных колебаний вокруг обеих единичных связей, соседних с двойными [12]. Эти колебания, очевидно, обусловливают большую часть гибкости цепей 1,4 полидиенов, в частности полихлоропрена.

Причем, если для цис-полидиена корреляция между внутренними вращениями в соседних мономерных единицах играет существенную роль, то в транс-цепи ею можно пренебречь. Именно этим объясняется тот факт, что размеры макромолекул полихлоропрена (в основном транс-конфигурации присоединения 1,4) в растворе ближе к размерам, вычисленным для случая свободного вращения $\overline{h}^2_{\text{св. врщ.}}$. Измерения размеров клубков полихлоропрена в идеальном растворителе $(\overline{h}^2)^{1/2}_\theta$ позволяют вычислить для него длину статистического сегмента Куна $A = \frac{\overline{h}^2}{L} = 11{,}7\,\mathring{A}$ и число мономерных единиц в нем $S = 2{,}3$ [3]. Именно с этой точки зрения и надо рассматривать сравнительно умеренный рост размеров макромолекул полихлоропрена при усилении межмолекулярного взаимодействия сегментов клубка с растворителем (варьированием природы и температуры растворителя) [4, 5]. При увеличении термодинамического параметра межмолекулярного взаимодействия полимер-растворитель A_2 до $4-5\cdot10^{-4}$ размеры клубков $(\overline{h}^2)^{1/2}$ возрастают max 1,5—2 раза по сравнению с их величиной в идеальном растворителе (где $A_2=0$ или коэффициент набухания клубка $\alpha = 1$) (см. рис. 1).

Для всех систем полихлоропрен-растворитель нами, наряду с молекулярным весом $\overline{M}_\omega$ и размерами клубков $(\overline{h}^2)^{1/2}$ полимерных фракций, определялись также вторые вириальные коэффициенты растворов A_2. Изучение A_2 в свою очередь представляет значительный интерес с точки зрения всестороннего и детального исследования структуры макромолекул в растворах [13]. Так, например, было показано, что для полихлоропрена

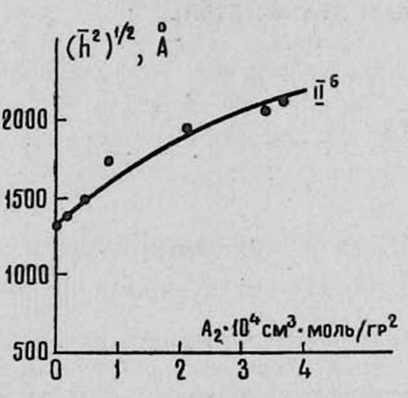

Рис. 1. Зависимость размеров клубков $(\overline{h}^2)^{1/2}$ полихлоропрена (с $\overline{M}_\omega = 2{,}85\cdot10^6$) от второго вириального коэффициента A_2 в различных растворителях.

в CCl_4 экспериментальные точки функциональной зависимости $\psi(\alpha)$ вполне удовлетворительно апроксимируются известной термодинамической теорией Флори-Кригбаума-Орофино.

Таким образом, модель клубка в виде облака сегментов с гауссовым распределением плотности (в теории A_2) оказалась достаточной для описания системы полихлоропрен—CCl_4 [14]. Интересно по этому вопросу отметить, что более строгие в математическом отношении теории второго вириального коэффициента A_2, учитывающие как связь сегментов в цепочку, так и мультеплетное взаимодействие (см., например, [15—17]), не всегда приводят к хорошему согласию с экспериментом [18].

На рис. 2 изображена зависимость A_2 от M в двойном логарифмическом масштабе для полихлоропрена в CCl_4 и толуоле. Обработка экспериментальных данных (с точностью $\pm$ 0,05—0,06) приводит к соотношениям $A_2 \sim M^{-0,22}$ (в толуоле) и $A_2 \sim M^{-0,27}$ (в CCl_4).

С другой стороны, если считать, что в уравнении

$$A_2 = 2^{1/2} \left(\frac{\pi}{3}\right)^{3/2} N_A \frac{(\overline{h}^2)^{3/2}}{M^2} \cdot \psi(\alpha) \tag{7}$$

функция $\psi(\alpha)$ в первом приближении есть const, то $A_2 \sim \frac{(\overline{h}^2)^{3/2}}{M^2} \sim M^{-0,23}$ для толуола и $A_2 \sim M^{-0,32}$ для CCl_4. Как видно, вычисленные значения показателей степеней хорошо согласуются со значениями, полученными экспериментально. Заметим, что интервал экспериментальных значений показателя γ для растворов полимеров очень широк, но приближается в основном к 0,23 [15].

Представляет значительный интерес также экспериментальная проверка термодинамической теории „объемных эффектов“ Флори, связывающей равновесную степень набухания клубка α с молекулярным весом M [13].

$$\alpha^5 - \alpha^3 = 2C_M \psi_1 \left(1 - \frac{\theta}{T}\right) \sqrt{M}, \tag{8}$$

где

$$C_M = \frac{27 \overline{v}^2}{2^{5/2} \pi^{3/2} N_A V_1} \left(\frac{\overline{h}_0^2}{M}\right)^{-3/2}. \tag{9}$$

Здесь $\overline{v}$ — удельный объем полимера; v_1 — молярный объем растворителя; M — молекулярный вес полимера; N_A — число Авогадро; $(\overline{h}_0^2)^{1/2}$ — „невозмущенный“ размер клубка; ψ_1 и $\left(1 - \frac{\theta}{T}\right)$ характеризуют, соответственно, энтропию и теплоту смешения полимера с растворителем.

Данные, которые приводит Флори в своей известной монографии [13], показывают, что уравнение (8) неодинаково хорошо выполняется в разных системах полимер-растворитель: в некоторых случаях кривая $\frac{\alpha^5 - \alpha^3}{\sqrt{M}}$ растет с ростом M. Однако некоторые новые данные показывают, что в определенных системах соотношение (8) действительно имеет место [19].

На рис. 3 представлена зависимость $\dfrac{\alpha^5 - \alpha^3}{\sqrt{M}}$ от M для системы полихлоропрен—CCl_4. Несмотря на заметный разброс экспериментальных точек, тенденция соблюдения соотношения (8) очевидна. Таким образом, современное состояние вопроса не дает решительных оснований отвергать, как это нередко делается в литературе [20—22], уравнение (8) в пользу другого соотношения между α и M.

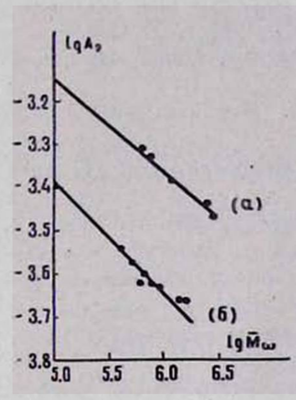

Рис. 2. Зависимость $\lg A_2$ от $\lg M$ для полихлоропрена в толуоле (а) и CCl_4 (б).

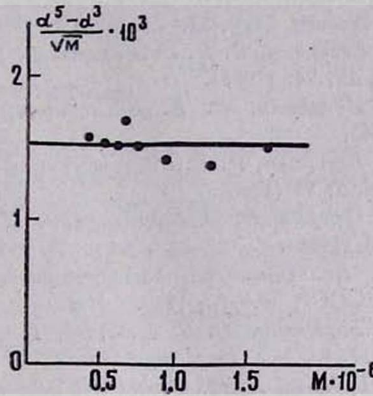

Рис. 3. Зависимость $(\alpha^5-\alpha^3)/\sqrt{M}$ от M для системы полихлоропрен—CCl_4.

Из уравнения (8) можно оценить термодинамический параметр межмолекулярного взаимодействия полимер-растворитель $\psi_1\left(1-\dfrac{\theta}{T}\right) = \dfrac{1}{2}-\chi_1$. Для системы полихлоропрен—CCl_4 получаем $\dfrac{1}{2}-\chi_1 = 4{,}23\cdot 10^{-2}$. Аналогичные расчеты были сделаны и для других систем полихлоропрен-растворитель, причем в соответствии со строгой статистической теорией значение численного коэффициента при C_M принималось равным 1 (поскольку прямая проверка теории A_2 (или $\psi(\alpha)$) для этих систем отсутствовала).

Ниже приводятся значения $1/2-\chi_1$, для $\mathrm{II}^{Б}$-фракции полихлоропрена с $\overline{M}_\omega = 2{,}85\cdot 10^6$ и $(\overline{h}^2)_\theta^{1/2} = 1314$ Å

Растворители	Бензол	Толуол	CCl_4^*	Дихлорэтан	Хлороформ	Диоксан
$\psi_1\left(1-\dfrac{\theta}{T}\right)\cdot 10^2$	4,89	4,65	5,85	1,07	0,21	0,16

* При расчете $1/2-\chi_1$ в CCl_4 поправка $C'_M = 0{,}5C_M$ не вводилась.

В заключение считаю своим приятным долгом поблагодарить Э. В. Фрисман за обсуждение и ряд ценных замечаний, а также Л. Г. Мелконяна за интерес к работе.

ВНИИПОЛИМЕР Поступила 8 декабря 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. *Л. Г. Мелконян, Р. В. Багдасарян, А. В. Геворкян*, Изв. АН АрмССР, серия химических наук, 17, 483 (1964).
2. *А. В. Геворкян, Р. В. Багдасарян, Л. Г. Мелконян*, Армянский химический журнал, **19**, 245 (1966).
3. *Л. Г. Мелконян, Р. В. Багдасарян, А. В. Геворкян*, ДАН АрмССР, **41**, 36 (1965).
4. *А. В. Геворкян, Р. В. Багдасарян, Л. Г. Мелконян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 75 (1966).
5. *А. В. Геворкян, Р. В. Багдасарян, Л. Г. Мелконян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 81 (1966).
6. *М. В. Волькенштейн*, Конфгурационная статистика полимерных цепей. Изд. АН СССР, М.—Л., 1959.
7. *Т. М. Бирштейн, О. Б. Птицын*, Конформации макромолекул, Изд. „Наука", М., 1964.
8. *С. Е. Бреслер, Я. И. Френкель*, ЖТФ, **3**, 1094 (1939).
9. *В. Н. Цветков, В. Е. Эскин, С. Я. Френкель*, Структура макромолекул в растворах, Изд. „Наука", М., 1964.
10. *С. Е. Бреслер, Б. А. Ерусалимский*, Физика и химия макромолекул, Изд. „Наука", М.—Л., 1965.
11. *А. А. Чисторазум*, ДАН СССР, **89**, 999 (1953).
12. *Н. П. Борисова*, Высокомолекулярные соединения, сб. „Карбоценные соединения", 74 (1963).
13. *P. Floy*, Principles of the Polymer Chemistry, N.-Y., 1953.
14. *T. Orofino, P. Flory*, J. Chem. Phys., **26**, 1067 (1957).
15. *A. Isihara, R. Koyama*, J. Chem. Phys., **25**, 712 (1956).
16. *M. Kurata, H. Yamakava, E. Teramoto*, J. Chem. Phys., **28**, 758 (1958).
17. *E. Casassa, N. Marcovitz*, J. Chem. Phus., **23**, 493 (1958).
18. *R. Kirste, G. Schulz*, Z. Physik. Chem. **27**, 301 (1961).
19. *В. Е. Эскин, Р. И. Волков*, Высокомолекулярные соединения, 5, 614 (1963).
20. *О. Б. Птицын*, Успехи физ. наук, **69**, 371 (1959).
21. *M. Kurata, W. H. Stockmajer, À. Roig*, J. Chem. Phys., **33**, 151 (1960).
22. *W. H. Stockmajer*, J. Polymer Sci., **15**, 595 (1955).

ՊՈԼԻՔԼՈՐՈՊՐԵՆԻ ՄԱԿՐՈՄՈԼԵԿՈՒԼԻ ԿՈՆՖՈՐՄԱՑԻՈՆ ԵՎ ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ ԼՈՒԾՈՒՅԹՈՒՄ

Ա. Վ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Ներկա աշխատանքում քննարկված են պոլիքլորոպրենի որոշ կոնֆորմացիոն և թերմոդինամիկական հատկությունները՝ նրա ֆրակցիաների նոսր լուծույթների լուսացրման և մածուցիկության ուսումնասիրության հիման վրա։ Գնահատված է շղթայի պտտման արգելակման չափը՝ $\eta = \overline{\cos\varphi} = 0{,}36$ *և պոտենցիալ փոսի բարձրությունը* $U_0 = 1{,}25$ կկալ/մոլ։

Ցույց է տրված, որ պոլիքլորոպրեն—CCl_4 սիստեմում տեղի ունի $\frac{\alpha^5-\alpha^3}{\sqrt{M}}$ = const կախումը: Գնահատված է նաև պոլիմեր-լուծիչ միջմոլեկուլյար փոխազդեցության թերմոդինամիկական պարամետրը $\psi_1\left(1-\frac{\theta}{T}\right)$ պոլիքլորոպրեն-լուծիչ սիստեմներում բենզոլ, տոլուոլ, CCl_4, դիքլորէթան, քլորոֆորմ, դիօկսան:

ON CONFORMATION AND THERMODYNAMIC CHARACTERISTICS OF POLYCHLOROPRENE MACROMOLECULES IN SOLUTION

by A. V. GEVORKIAN

This paper deals with some conformation and thermodynamic parametres of polychloroprene macromolecules. The experimetal results enable the calculation of $\eta = \overline{\cos\varphi} = 0{,}36$ and the elevation of the potential barrier $U_0 = 1.25$ ccal/mole for polychloroprene. $\frac{\alpha^5-\alpha^3}{\sqrt{M}}$ is shown to be constant for the system of the polychloroprene. The parameters polymer-solvent interaction $\psi_1\left(1-\frac{\theta}{T}\right)$ in various solvents (benzene, toluene, CCl_4, dichlorethane, chloroform and dioxan) are calculated for the polychloroprene fractions with $\overline{M}_w = 2{,}85 \cdot 10^6$.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 164—169 (1966)

О ВЛИЯНИИ УРОВНЕЙ ПРИЛИПАНИЯ НА ВОЛЬТАМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА

Г. М. АВАКЬЯНЦ и А. У. РАХИМОВ

Получены формулы для различных участков вольтамперной характеристики в случае, когда коэффициенты инъекции дырок и электронов равны единице соответственно на $p—n$- и $n—n^+$- переходах. Приводится качественный вид всей характеристики.

Известно, что введением различных примесей в полупроводниковые материалы создаются в их запрещенной зоне примесные центры-ловушки для электронов и дырок.

Ловушки, для которых вероятность обратного теплового выброса больше, чем вероятность захвата носителя с противоположным знаком, являются центрами прилипания, а те, у которых интенсивность обратного выброса меньше вероятности захвата—центрами рекомбинации. Другими словами, ловушки, которые находятся ниже дырочного (E_g^p) и выше электронного (E_g^n) демаркационных уровней [4], являются центрами прилипания для дырок и электронов, а расположенные между соответствующими демаркационными уровнями — центрами рекомбинации. Используя понятие демаркационных уровней, легко определить условия, при которых ловушки ведут себя как центры прилипания для электронов и дырок. Они имеют вид:

$$\left.\begin{matrix} \beta p < \alpha' \\ \beta' n < \alpha \end{matrix}\right\} \tag{1}$$

или

$$\left.\begin{matrix} E_л > E_g^n + KT \ln \dfrac{\beta N_v}{\beta N_c} \\ E_л < E_g^p + KT \ln \dfrac{\beta N_v}{\beta N_c} \end{matrix}\right\}, \tag{2}$$

где

$$E_g^p = \Delta E - E_F^n, \quad E_g^n = \Delta E - E_F^p,$$

E_F^n, E_F^p — квазиуровни Ферми для электронов и дырок, ΔE — ширина запрещенной зоны, β', β — коэффициенты рекомбинации электронов и дырок на глубокий уровень, α, α' — коэффициенты обратного теплового заброса электрона из валентной зоны на глубокий уровень и с глубокого уровня в зону проводимости.

Однако такое разделение ловушек носит относительный характер. Одна и та же ловушка с изменением внешних условий (температуры, интенсивности света, уровня инъекции и т. д.) может сменить свою роль уровня прилипания на роль центра рекомбинации и обратно [4, 2].

В работе [5] исследуется влияние центров прилипания (β-типа) для дырок на диффузию неосновных носителей при высоких уровнях инъекции для $R-p-n-n^+-R$-структуры. Причем время жизни неосновных носителей считается постоянным, хотя не исключено его изменение с уровнем инъекции.

В этой работе утверждается, что рост степени заполнения центров прилипания с уровнем инъекции приводит к модуляции сопротивления базы диода и к появлению на вольтамперной характеристике (ВАХ) срыва или участка отрицательного сопротивления (ОС) S-типа.

Однако анализ и подробный расчет показывают, что при такой постановке задачи на самом деле влияние уровней прилипания на прохождение тока не приводит к отрицательному сопротивлению, что и доказывается в настоящей работе. (Для достаточно длинных диодов, в свое время, М. Ламперт показал [2, 3], что при заполнении ловушек — пересечение уровня ловушек стационарным уровнем Ферми—имеет место закон предельного заполнения ловушек, дающего на ВАХ почти вертикальный участок.)

В основу расчета кладется известная модель диода с двойной инжекцией, база которого содержит уровни прилипания для дырок. Причем время жизни для дырок считаем постоянным, а условие квазинейтральности имеет вид

$$n = p + N_g + \frac{p}{p+p_0} N_0. \tag{3}$$

Рассмотрим два предельных случая:

I $$p < p_0, \qquad n = \theta p + N_g, \tag{4}$$

II $$p > p_0, \qquad n = p + \delta N_g, \tag{5}$$

где

$$p_0 = \frac{\alpha}{\beta}; \quad \theta = \frac{N_0}{p_0} + 1; \quad \delta = \frac{N_0}{N_g} + 1;$$

N_0, N_g — концентрация центров прилипания и мелких доноров, причем

$$N_0 > N_g. \tag{6}$$

Дифференциальные уравнения для обеих областей решим при предположении доминирующей роли диффузии носителей над их дрейфом.

При этом они имеют вид:

$$\frac{d^2p}{dx^2} - \frac{p - p_n^0}{L_i^2} = 0, \tag{7}$$

где

$$i = 1,\ 2; \qquad L_1 \simeq L_{p0}\sqrt{\frac{2b\theta}{b\theta+1}}; \qquad L_2 \simeq L_{p0}\sqrt{\frac{2b}{b+1}}.$$

При $\theta > 1$ отношение $L_2/L_1 \simeq \sqrt{\frac{b}{b+1}}$ и мы считаем, что $L_1 \simeq \simeq L_2 \simeq L$.

Решение дифференциального уравнения ищем в виде

$$p(x) = p_n^0 + Ae^{-\frac{x}{L}} + Be^{\frac{x}{L}}. \tag{8}$$

Постоянные A и B определим, используя граничные условия:

$$\left.\begin{aligned} x = -d, \quad & p(-d) = p_n^0 e^{\frac{qV_{pn}}{kT}} \\ x = d, \quad & n(d) = n_n e^{\frac{qV_{nn^+}}{kT}} \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

(начало координат находится в середине базы диода и длина диода $d' = 2d$).

При наличии в базе только первой области ($p < p_0$) и если $(b\theta + 1)p < bN_g$, пренебрегая падением напряжения на $p-n$-переходе и демберовским падением, для ВАХ имеем

$$j \simeq qu_p bN_g \frac{V}{d'}. \tag{10}$$

При высоких уровнях инъекции $((b\theta + 1)p \gg bN_g)$, если коэффициенты инжекции у обоих контактов равны единице, то рекомбинационный ток через полупроводник и напряжение, которое падает в толще диода, имеют вид:

$$j = \frac{2qn_i L \operatorname{th} d/L}{\tau_{p0}\sqrt{\theta\gamma_0}} e^{\frac{qV_k}{2kT}}, \tag{11}$$

$$V_{T1} = \frac{b\theta}{(b\theta+1)^2} \cdot \frac{32 D_p \operatorname{sh}^2 \frac{d}{L}}{u_p\sqrt{\gamma_0\gamma_1}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\gamma_2}\,(e^{d/L} - 1)}{1 + \gamma_2 e^{d/L}}. \tag{12}$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\gamma_0 = 1 - \left(\frac{b\theta - 1}{b\theta + 1}\right)^2 \operatorname{th}^4 \frac{d}{L}; \qquad \gamma_1 = (\delta_0 e^{d/L} - e^{-d/L})\left(\frac{1}{\delta_0} e^{d/L} - e^{-d/L}\right);$$

$$\gamma_2 = (\delta_0 e^{d/L} - e^{-d/L})/(e^{d/L} - \delta_0 e^{-d/L}); \qquad \delta_0 = \frac{p(d)}{p(-d)} = \frac{\operatorname{ch}\frac{d'}{L} + b\theta}{b\theta \operatorname{ch}\frac{d'}{L} + 1};$$

$$V_k = V_{pn^+} + V_{nn^+}.$$

В случае тонкого диода $\left(\frac{d'}{L} \ll 1\right)$ имеем

$$j \simeq \frac{2qn_i d}{\tau_{p0}\sqrt{\theta}}\, e^{\frac{qV_k}{2kT}}, \qquad (11')$$

$$V_{T1} \simeq \frac{b\theta}{(b\theta+1)^2}\cdot\frac{8D_p}{u_p}\left(\frac{d}{L}\right)^2, \qquad (12')$$

в то время как для длинных диодов $\left(\frac{d'}{L} \gg 1\right)$

$$j \simeq \frac{b\theta+1}{\sqrt{b\cdot\theta}}\cdot\frac{qn_i L}{\tau_{p0}}\, e^{\frac{qV_k}{2kT}}, \qquad (11'')$$

$$V_{T1} \simeq \frac{\sqrt{b\theta}}{b\theta+1}\cdot\frac{4D_p}{u_p}\, e^{\frac{d}{L}} \operatorname{arctg}\frac{1}{\sqrt{\delta_0}}. \qquad (12'')$$

Выражение рекомбинационного тока (11) и его частные случаи (11′) и (11″) при $\theta=1$ $(N_0=0)$ переходят в известные формулы Холла [1]. В тонком диоде прилипание уменьшает рекомбинационный ток в $\sqrt{\theta}$ раз (11′), а в длинном диоде влияние прилипания на рекомбинационный ток не существенно (11″).

Выражения для V_{T1} (12—12″) при $\theta=1$, $b=1$ также переходят в формулы Холла [1]. Наличие центров прилипания приводит к уменьшению V_{T1} в $\sqrt{\theta}$ раз (в случае длинного диода) за счет модуляции базы зарядом захваченных носителей.

Когда всю базу занимает вторая область $(p > p_0)$, при $(b+1)p \leqslant \leqslant b\delta N_g$ для ВАХ получаются выражения типа (10), (11) и (12). Однако в них нужно положить $\theta=1$ и N_g заменить на δN_g.

Заметим, что формулы типа (11) и (12) для второй области полностью совпадают с соответствующими выражениями Холла [1] (для V_T, когда $b=1$), т. е. в пределе, когда ловушки забиты дырками и $n > N_0$-прилипание не влияет на прохождение тока через p^+-n-n^+-диод.

Зависимость падения напряжения в толще длинного диода от тока качественно дана на рис. 1. Токи, при которых ВАХ типа (10) для первой и второй областей пересекаются с соответствующими характеристиками типа (12), имеют вид (рис. 1):

$$j_1 \simeq qu_p bN_g \frac{V_{T1}}{d'},$$

$$j_2 \simeq qu_p b\delta N_g \frac{V_{T1}}{d'},$$

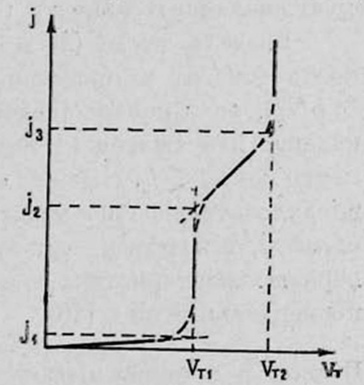

Рис. 1. Качественная зависимость падения напряжения на толще длинного p^+-n-n^+-диода от тока.

$$j_3 \simeq q u_p b \delta N_g \frac{V_{T2}}{d'},$$

а их отношения

$$j_2/j_1 \simeq \delta = \frac{N_0}{N_g} + 1, \tag{13}$$

$$j_3/j_2 \simeq \frac{V_{T2}}{V_{T1}}. \tag{14}$$

Для отношения напряжений V_{T2}/V_{T1} (рис. 1) имеем $\left(\text{для } \frac{d'}{L} > 1\right)$

$$V_{T2}/V_{T1} \simeq \frac{b\theta + 1}{(b+1)\sqrt{\theta}} \cdot \frac{\operatorname{arctg}\sqrt{b}}{\operatorname{arctg}\sqrt{b\theta}}. \tag{15}$$

Разность напряжений V_{k2} и V_{k1}, падающих на переходах при токах $j = j_3$ и $j = j_1$ соответственно (в случае тонкого диода), имеет вид:

$$V_{k2} - V_{k1} \simeq 2\frac{kT}{q} \ln \delta \sqrt{\theta} \left[\frac{b\theta + 1}{(b+1)\,\theta}\right]^2. \tag{16}$$

Из (15) и (16) видно, что при переходе от первой области ко второй на ВАХ как длинных, так и коротких диодов падающий участок не возникает $\left(\frac{dV}{dj} > 0\right)$. Анализ показывает, что при таком переходе может наблюдаться лишь некоторая квазивертикальная область $\left(\text{для } \frac{d'}{L} \gg 1\right)$. Интервал токов, внутри которого имеет место эта переходная область, зависит от концентрации ловушек и мелких доноров (13) и (14).

Таким образом, если ловушки при любом уровне инъекции остаются уровнями прилипания, то ВАХ p^+-n-n^+-диода имеет следующую последовательность (для длинных диодов).

Вначале, когда $(b\theta + 1)\, p < bN_g$, имеет место омическая зависимость тока от напряжения. При высоких уровнях инъекции $((b\theta + 1)p \gg \gg bN_g)$, если коэффициенты инъекции обоих контактов равны единице, падение напряжения на толще становится постоянным (12). Это имеет место пока $j < j_2$. Начиная с токов $j > j_2$, повторяются в вышеуказанной последовательности участки вольтамперной характеристики второй области, в которых, однако, $\theta = 1$ и N_g заменено на δN_g. Вольтамперная характеристика тонкого диода для обеих областей имеет экспоненциальный вид (10).

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 10 декабря 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. Х. Холл*, Полупроводниковые электронные приборы, ИЛ, стр. 57, (1953).
2. *М. Ламперт*, ТИРИ, **50**, 1820 (1962) (переводная).
3. *M. Lampert*, Phys. Rev., **103**, 1648 (1956).
4. *С. М. Рывкин*, Фотоэлектрические явления в полупроводниках, ГИФМЛ (1963).
5. *А. Ю. Лейдерман*, Изв. АН УзССР, серия физ.-мат. наук, № 2, 29 (1965).

ԿՊՉՈՂԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆ ՈՒՆԵՑՈՂ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉ ԴԻՈԴԻ ՎՈԼՏԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԻ ՎՐԱ

Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ, Ա. ՈՒ. ՌԱՀԻՄՈՎ

Տեսականորեն ստացված են բանաձևեր վոլտամպերային բնութագրի տարբեր տեղամասերի համար այն դեպքում, երբ խոռոչների և էլեկտրոնների ինժեկցիայի գործակիցները հավասար են մեկի՝ համապատասխանաբար p—n *և* n—n^+ *անցումներում։*

Բերված է ամբողջ բնութագրի որակական տեսքը։

ON THE INFLUENCE OF TRAPS ON VOLTAMPER CHARACTERISTICS OF SEMICONDUCTOR DIODE

by G. M. AVAKYANTS, A. U. RAHIMOV

Expressions for different parts of voltamper characteristics are derived when the coefficients of injection holes and electrons equal one in p-n- and n-n^+ junctions respectively.

The quality type of all the characteristics are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 170—181 (1966)

ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ДИОДА С ПРИЖИМНЫМ ТЫЛОВЫМ КОНТАКТОМ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Г. ХАШИМОВ

Рассчитывается вольтамперная характеристика диода при наличии на тыловом контакте антизапорного слоя и пленки окисла.

Учету тылового контакта при вычислении вольтамперной (в—a)-характеристики диода посвящен ряд работ [2, 3, 5—8].

В большинстве из них принимается во внимание лишь ограниченность скорости поверхностной рекомбинации неосновных носителей тока на контакте (s_p) [2, 3, 7]. Последняя может быть ограниченной, в частности, вследствие наличия потенциального барьера на тыловом контакте, влияние которого рассчитано в работах [6, 8].

Авторы некоторых других работ [9—11] предполагали существование на контакте, между металлом и полупроводником, кроме потенциального барьера и слоя окисла. Но полученная ими в—a-характеристика [9, 10] относится только к контакту металл-полупроводник, а не к диоду с тыловым контактом.

Целью настоящей работы является попытка получения в—a-характеристики диода при наличии на контакте антизапорного слоя и пленки окисла.

Известно, что в—a-характеристика рассматриваемого диода при омическом контакте база-металл рассчитана в [4], а при идеально инъектирующем контакте—в [1]. Результаты нашего расчета в пределе $s_p \to \infty$ и $s_p \to 0$ должны совпадать с результатами работ [4] и [1].

§ 1. Выбор модели контакта и граничные условия

В процессе изготовления прижимного контакта между полупроводником и металлом остается тонкая пленка окисла, а в приконтактной области полупроводника образуется антизапорный слой. Модель такого контакта показана на рис. 1. Сплошная линия — ход потенциала до приложения напряжения, а пунктирная — после приложения внешнего напряжения к p-n-переходу в пропускном направлении. λ_2—толщина слоя окисла.

Как известно, в антизапорном слое концентрация основных носителей повышена, а неосновных занижена по сравнению с их концентрацией в базе.

Расчет проводится при следующих предположениях:

1) объемный заряд в антизапорном слое невырожден,

2) влияние поверхностных состояний на прохождение тока пренебрежимо.

Первое предположение приводит нас к распределению Больцмана

$$n = n_0 e^{\frac{\varphi_1(x)}{kT}}, \qquad p = p_0 e^{-\frac{\varphi_1(x)}{kT}}, \tag{1.1}$$

где n_0, p_0-концентрация электронов и дырок в точке $x = x_1$ (граница антизапорного слоя со стороны базы).

Второе предположение позволяет использовать условие непрерывности вектора электростатической индукции [9] на границе объемного заряда с окислом

$$\varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2. \tag{1.2}$$

ε_1, E_1 — диэлектрическая проницаемость и напряженность электрического поля в полупроводнике. ε_2, E_2 — соответствующие величины для пленки окисла.

Значения E_1 и E_2 найдем, решая уравнение Пуассона

$$\frac{1}{q}\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{4\pi}{\varepsilon}\rho \tag{1.3}$$

для соответствующих областей.

Плотность объемного заряда ρ имеет вид

$$\rho = q(n - p - N_g). \tag{1.4}$$

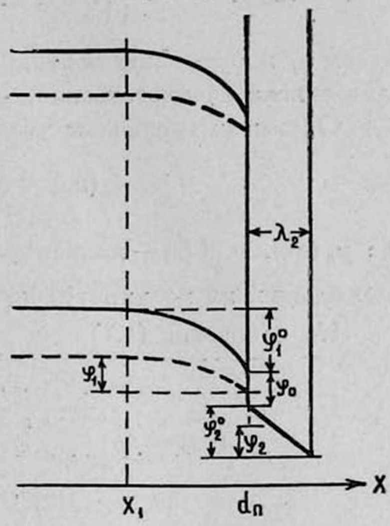

Рис. 1.

$\varphi_1 = \overset{\circ}{\varphi_1} - qv_1, \qquad \varphi_2 = \overset{\circ}{\varphi_2} - qv_2$

$\overset{\circ}{\varphi_1}$, $\overset{\circ}{\varphi_2}$ — высоты потенциальных барьеров антизапорного слоя и пленки окисла. $d_n - x_1$ — ширина слоя объемного заряда.

Учитывая (1.1) и производя интегрирование уравнения (1.3) в области $x_1 < x < d_n$, где $\varphi_1(x)$ меняется от $\varphi_1(x_1) = 0$ до $\varphi_1(d_n) = \overset{\circ}{\varphi_1} - qv_1$, получим [11]

$$E_1 = \sqrt{\frac{8\pi}{\varepsilon_1}kT}\left\{2p_0 \operatorname{sh}\frac{\overset{\circ}{\varphi_1} - qv_1}{kT} + N_g\left[e^{\frac{\overset{\circ}{\varphi_1} - qv_1}{kT}} - \frac{\overset{\circ}{\varphi_1} - qv_1}{kT} - 1\right]\right\}^{\frac{1}{2}}. \tag{1.5}$$

Для рассматриваемого объемного заряда справедливо $n \gg p + N_g$. Поэтому (1.5) можно переписать так

$$E_1 = \frac{2}{\lambda_1}\frac{kT}{q}\sqrt{e^{\frac{\overset{\circ}{\varphi_1} - qv_1}{kT}} - 1}, \tag{1.6}$$

где $\lambda_1 = \sqrt{\dfrac{kT\varepsilon_1}{2\pi n_0 q^2}}$ — ширина области объемного заряда.

В зазоре (слой окисла) $\rho = 0$ и интегрирование (1.3) дает

$$E_2 = \frac{\varphi_2^0 - qv_2}{q\lambda_2}. \tag{1.7}$$

Подставляя E_1 и E_2 в (1.2), приходим к следующему соотношению

$$2kT\frac{\varepsilon_1}{\lambda_1}\left[e^{\frac{\varphi_1^\circ - qv_1}{kT}} - 1\right]^{\frac{1}{2}} = \frac{\varepsilon_2}{\lambda_2}(\varphi_2^\circ - qv_2). \tag{1.8}$$

Здесь v_1 и v_2 — падения напряжения в области объемного заряда и в слое окисла соответственно.

Одним из граничных условий является

$$j_p(d_n) = qs_p\left[p_n(d_n) - p_m(d_n')\right], \tag{1.9}$$

где $p_n(d_n)$, $p_m(d_n')$ — концентрации дырок в точках d_n и $d_n' = d_n + \lambda_2$, проходящих из полупроводника в металл $(p_n(d_n))$ и обратно $(p_m(d_n'))$.

На основании (1.1)

$$p_n(d_n) = p_0 e^{-\frac{\varphi_1^\circ - qv_1}{kT}}, \qquad p_m(d_n') = p_0 e^{-\frac{\varphi_1^\circ + qv_2}{kT}}, \tag{1.10}$$

$$n_0 = n_n e^{\frac{qv_1}{kT}}, \qquad n_n = n(d_n) e^{-\frac{\varphi_1^\circ}{kT}}. \tag{1.11}$$

В области объемного заряда пренебрегаем рекомбинацией и генерацией носителей тока, тогда

$$j_p(x_1) = j_p(d_n). \tag{1.12}$$

§ 2. Определение p_0

Для вычисления в—а-характеристики необходимо найти зависимость p_0 от тока и от условий на контактах. Эту зависимость получим из (1.12). Когда коэффициент инъекции на p-n-переходе равен единице, (1.12) имеет вид

$$j\frac{p_0 + (2p_0 + N_g)\dfrac{b}{\beta_p \operatorname{ch}\frac{x_1}{L_p}}}{(b+1)p_0 + bN_g} - \frac{qD_n}{L_n}(p_0 - p_n)\operatorname{th}\frac{x_1}{L_p}\frac{2p_0 + N_g}{(b+1)p_0 + bN_g} =$$

$$= qs_p p_0 e^{-\frac{\varphi_1^\circ}{kT}}\left(e^{\frac{qv_1}{kT}} - e^{-\frac{qv_2}{kT}}\right). \tag{2.1}$$

Подставим сюда значение v_1 из (1.11), v_2 из (1.8) и, решая полученное уравнение относительно p_0 при условии

$$(b+1)\,p_0 < bN_g, \tag{2.2}$$

получим

$$p_0 = j\theta_1, \tag{2.3}$$

где

$$\theta_1 = \frac{1 + \dfrac{\beta_p qs_p e^{-\frac{\varphi_1^\circ}{kT}}\left\{1 - \exp\left[\dfrac{\varphi_2^\circ}{kT} - 2\nu\sqrt{\exp\left(\dfrac{\varphi_1^\circ}{kT}\right) - 1}\,\right]\right\}\operatorname{ch}\dfrac{x_1}{L_p} + \beta_p \dfrac{qD_p p_n}{jL_p}\operatorname{sh}\dfrac{x_1}{L_p}}{}}{+\beta_p \dfrac{qD_p}{L_p}\operatorname{sh}\dfrac{x_1}{L_p} - \dfrac{j}{bN_g}\left(b\operatorname{ch}\dfrac{x_1}{L_p} + 2b\right)}, \qquad \nu = \frac{\varepsilon_1\lambda_2}{\varepsilon_2\lambda_1}. \tag{2.4}$$

Это решение справедливо при выполнении неравенства

$$\frac{j}{bN_g}\left[(b+1) + \frac{3b}{\beta_p \operatorname{ch}\dfrac{x_1}{L_p}}\right] \leqslant qs_p\, e^{-\frac{\varphi_1^\circ}{kT}} \times$$

$$\times\left[1 - \exp\left(\frac{\varphi_2^\circ}{kT} - 2\nu\sqrt{\exp\left(\frac{\varphi_1^\circ}{kT}\right) - 1}\,\right)\right], \tag{2.5}$$

ибо тогда удовлетворяется и условие (2.2).

Как видно из (2.5), рассматриваемый случай реализуется при больших скоростях поверхностной рекомбинации и малых токах.

При условии, обратном (2.2), величина p_0 выражается двумя формулами в зависимости от величины s_p. Если выполняется неравенство

$$qs_p e^{-\frac{\varphi_1^\circ}{kT}} > \frac{N_g}{4}\,\frac{\left\{\dfrac{qs_p e^{-\frac{\varphi_1^\circ}{kT}}}{2\gamma}(4\nu^2+\gamma^2) + \dfrac{2}{b+1}\dfrac{qD_n}{L_n}\operatorname{th}\dfrac{x_1}{L_p}\right\}^2}{2\dfrac{\nu^2}{\gamma}qs_pN_g + j\,\dfrac{\operatorname{ch}\dfrac{x_1}{L_p} + b}{(b+1)\operatorname{ch}\dfrac{x_1}{L_p}}}, \tag{2.6}$$

то p_0 имеет вид

$$p_0 \simeq \sqrt{j}\,\theta_2, \tag{2.7}$$

где

$$\theta_2 = \left\{\frac{\left(\operatorname{ch}\dfrac{x_1}{L_p} + b\right)N_g}{qs_p(b+1)\operatorname{ch}\dfrac{x_1}{L_p}} + 2\,\frac{\nu^2 N_g^2}{j\gamma}\right\}^{\frac{1}{2}} e^{\frac{\varphi_1^\circ}{2kT}}, \qquad \gamma = \frac{\varphi_2^\circ}{kT} - 1. \tag{2.8}$$

При малой скорости поверхностной рекомбинации будет выполняться условие, обратное (2.6).

В этом случае p_0 равно

$$p_0 = j\theta_3, \tag{2.9}$$

где

$$\theta_3 = \frac{\operatorname{ch}\frac{x_1}{L_p} + b}{2\frac{qD_n}{L_n}\operatorname{sh}\frac{x_1}{L_p}}\vartheta, \qquad \vartheta = \frac{1 + \dfrac{2qs_p(b+1)\nu^2 N_g}{j\gamma\left(1 + \operatorname{sch}\frac{x_1}{L_p}\right)}}{1 + \dfrac{(4\nu^2+\gamma^2)s_p}{\frac{4}{b+1}\gamma\frac{D_n}{L_n}\operatorname{th}\frac{x_1}{L_p}}e^{-\frac{\varphi_1^\circ}{kT}}}. \tag{2.10}$$

Отношение $\frac{x_1}{L_1}$ не ограничивает область применения полученных значений p_0. Коэффициенты θ_1, θ_2 и θ_3 включают в себя основные параметры контакта и диода. Они обратно пропорциональны s_p и прямо пропорциональны $\exp\left(\frac{\varphi_1^\circ}{kT}\right)$. Очевидно, с уменьшением s_p и увеличением высоты потенциального барьера (φ_1°) „прозрачность" контакта ухудшается. В результате дырки, инъектированные p-n-переходом и достигшие тылового контакта, накапливаются там. Для сохранения условия квазинейтральности в базе диода через тыловой контакт впрыскиваются электроны, начинается двойная инъекция. В связи с этим будет интересно рассмотреть, какое из полученных значений p_0 удовлетворяет условию начала двойной инъекции [12].

Естественно, случай $(b+1)p_0 < bN_g$ выпадает из рассмотрения, так как $n_{0\text{кр}} > N_g$. Сравнивая выражение (2.7) с условием (2.14) работы [12], видим, что если

$$\sqrt{j}\left(\theta_2 - \frac{\sqrt{j}\,p_n\operatorname{ch}\frac{x_1}{L_p}}{b_1^\circ j_{sp}\operatorname{sh}^2\frac{x_1}{L_p}}\right) \geqslant N_g, \tag{2.11}$$

то тыловой контакт начинает инъектировать электроны. Но это неравенство требует, чтобы $\theta_2 > \sqrt{j}\,p_n\operatorname{ch}\frac{x_1}{L_p}\left(b_1^\circ j_{sp}\operatorname{sh}^2\frac{x_1}{L_p}\right)^{-1}$, выполнение которого маловероятно из-за того, что s_p, входящая в (27), велика. Вместе с тем, при значении s_p, соответствующем нарушению неравенства (2.6), условие (2.11) может выполняться, так как с уменьшением s_p величина θ_2 увеличивается линейно. В этом можно убедиться, принимая за значение p_0 выражение (2.9). Тогда (2.11) имеет вид

$$\frac{jL_p}{2qD_nN_g \operatorname{sh}\frac{x_1}{L_p}}\left[\vartheta\left(\operatorname{ch}\frac{x_1}{L_p}+b\right)-b\right]>1, \tag{2.12}$$

выполнение которого очевидно.

Величина ϑ растет с ростом $e^{\frac{\varphi_1^\circ}{kT}}$ и уменьшением s_p. Она имеет максимальное значение ($\vartheta=1$) при $s_p\to 0$. Тогда неравенство (2.12) преобразуется к виду

$$\frac{jL_p}{2qD_nN_g}\operatorname{cth}\frac{x_1}{L_p}>1. \tag{2.13}$$

Скорость поверхностной рекомбинации ($s_{p\text{кр}}$), при которой тыловой контакт начинает инъектировать электроны, можно найти, заменяя (2.12) равенством (при этом $j=\text{const}$).

Из условия (2.12) видно, что если s_p не меняется, то с ростом тока может наступить двойная инъекция, и критический ток в данном случае ($j_{\text{кр}}$) определяется аналогично $s_{p\text{кр}}$.

На основании полученных результатов можно сделать вывод, что если в приконтактной области доминирующей является диффузия дырок в сторону контакта (при больших s_p), или электронов от контакта (при $s_p\to 0$), то $p_0\sim j$. В случае преобладания дрейфа неосновных носителей $p_0\sim j^{\frac{1}{2}}$.

§ 3. Вычисление вольтамперной характеристики

Полное падение напряжения на диоде равно [12]

$$v=v_{pn}+v_D+v_l+v_k. \tag{3.1}$$

Падение напряжения на p-n-переходе (v_{pn}) определяется из граничного условия $p(0)=p_n\exp\left(\frac{qv_{pn}}{kT}\right)$. Контактное падение напряжения равно $v_k=v_1+v_2$ и вычисляется при помощи (1.11) и (1.8).

v_D имеет обычный вид

$$v_D=\frac{kT}{q}\ln\left\{\frac{p(0)+\frac{bN_g}{b+1}}{p_0+\frac{bN_g}{b+1}}\right\}^{\frac{b-1}{b+1}}. \tag{3.2}$$

Различные значения падения напряжения, связанные с токовым электрическим полем (v_l) в зависимости от соотношения между $\frac{x_1}{L_p}$ и $\eta=[p(0)-p_n]\cdot(p_0-p_n)^{-1}$, вычислены в работе [12]. Конкретное значение v_l для рассматриваемого случая выбирается из сопоставления условий, использованных при получении p_0 и v_l. В случае $(b+1)\,p_0 < bN_g$ основным ограничением для s_p снизу является

$$1 \gg \frac{b_1^0 e^{\frac{x_1}{L_p}}}{\operatorname{ch}\frac{x_1}{L_p}}\, e^{\frac{\varphi_1^\circ}{kT}}\, \frac{D_p}{L_p s_p}, \tag{3.3}$$

или

$$s_p > b_1^\circ e^{\frac{x_1}{L_p}}\, e^{\frac{\varphi_1^\circ}{kT}}\, \frac{D_p}{L_p}\operatorname{sch}\frac{x_1}{L_p}. \tag{3.4}$$

В этом случае v_l выражается зависимостью (3.6) в [12]. Неравенство (3.4) может хорошо выполняться при больших s_p и для малых высот потенциального барьера (φ_1°).

При низких уровнях инъекции в — a-характеристика диода имеет вид

$$v = \frac{kT}{q}\ln\left[\left(1 + j\frac{R_1}{p_n}\right)\left(1 + j\frac{\theta_1}{N_g}\right)\right] + $$

$$+ jR_T + \frac{\varphi_2^\circ}{q} - 2\frac{kT}{q}\nu\sqrt{\frac{N_g e^{\frac{\varphi_1^\circ}{kT}}}{j\theta_1 + N_g} - 1}, \tag{3.5}$$

где

$$R_T = \frac{x_1}{qu_p\left[(b+1)\,p_n + bN_g\right]} + \frac{kT}{q}\,\frac{b-1}{bN_g}\left[\frac{p_n}{b_0^\circ j_{sp}} - 2\theta_1 \operatorname{th}\frac{x_1}{L_p}\operatorname{th}\frac{x_1}{2L_p}\right],$$

$$R_1 = \frac{p_n}{b_1^\circ j_{sp}} + \frac{\theta_1}{\operatorname{ch}\frac{x_1}{L_p}}.$$

Если здесь принять $s_p \to \infty$ и $\lambda_2 \to 0$, то получим результат работы [4]

$$v_c = \frac{kT}{q}\ln\left(1 + \frac{j}{j_{sp}}\right) + R_T^c j, \tag{3.6}$$

где

$$R_T^c = \frac{1}{qu_n N_g}\left[(b+1)\,L_p \operatorname{th}\frac{x_1}{L_p} + x_1\right].$$

Сравнивая сопротивления толщи, видим, что $R_T^c < R_T$. В коротком диоде $\left(\frac{x_1}{L_p} \ll 1\right)$ $v_T < \frac{kT}{q}$ и в данном случае внешнее напряжение падает в основном на p-n-переходе. Тогда (учитывая, что v_D, $v_k < < kT/q$) зависимость (3.5) имеет форму

$$j = j_{s1}\left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1\right), \tag{3.7}$$

где

$$j_{s1} = p_n\left(\frac{p_n}{b_1^{\circ} j_{sp}} + \frac{\theta_1}{\operatorname{ch}\frac{x_1}{L_p}}\right)^{-1}. \tag{3.8}$$

В случае высокого уровня инъекции зависимость j от v запишется в виде

$$v = \frac{kT}{q}\ln\left[\frac{ke^{\frac{x_1}{L_p}} - 1}{ke^{\frac{x_1}{L_p}} + 1}\,\frac{p_n(1-k_2)(1+k)}{jp_n(1-k_2)(k-1) + j_{sp}\left(p_n + \frac{bN_g}{b+1}\right)\operatorname{sh}\frac{x_1}{L_p}}\right]^{\alpha} +$$

$$+ \frac{kT}{q}\ln j^{r}\frac{1}{p_n}\left(\frac{b+1}{bN_g}\right)^{\frac{b-1}{b+1}} + \frac{kT}{q}\left(\frac{j\theta_1}{bN_g} + \frac{\varphi_2^{\circ}}{kT} - 2\nu\sqrt{\frac{N_g e^{\frac{\varphi_1^{\circ}}{kT}}}{j\theta_1 + N_g} - 1}\right), \tag{3.9}$$

где

$$\alpha = \frac{2\operatorname{ch}\frac{x_1}{L_p}}{(b+1)\sqrt{(1+k_1)(1-k_2)}}, \qquad r = \frac{2}{b+1}\left[b + \frac{\operatorname{ch}\frac{x_1}{L_p}}{\sqrt{(1+k_1)(1-k_2)}}\right], \tag{3.10}$$

$$k_1 = 2\theta_1\frac{qD_p}{L_p e^{\frac{x_1}{L_p}}}, \qquad k_2 = 2\theta_1\frac{qD_p}{L_p e^{-\frac{x_1}{L_p}}}, \qquad k = \sqrt{\frac{1+k_1}{1-k_2}}.$$

Коэффициенты α, r, k с ростом s_p уменьшаются и в пределе ($s_p = \infty$)

$$\alpha_c = \frac{2\operatorname{ch}\frac{x_1}{L_p}}{b+1}, \qquad r_c = 2\frac{b + \operatorname{ch}\frac{x_1}{L_p}}{b+1}, \qquad k_c = 0. \tag{3.11}$$

Вместе с этим, если еще допустить отсутствие слоя окисла и объемного заряда, то выражение (3.9) преобразуется к виду

$$v = \frac{kT}{q}\ln\left[\frac{2p_n\operatorname{th}\frac{x_1}{2L_p}}{j_{sp}\left(p_n + \frac{bN_g}{b+1}\right)\operatorname{sh}\frac{x_1}{L_p}}\right]^{\alpha_c} + \frac{kT}{q}\ln\left(j^{r_c}\frac{1}{p_n}\left(\frac{b+1}{bN_g}\right)^{\frac{b-1}{b+1}}\right), \tag{3.12}$$

что было получено в работе [4] при высоких уровнях инъекции.

С уменьшением s_p коэффициенты α, r, k увеличиваются и при $k_2 = 1$ должны равняться бесконечности. Но в связи с ограничением s_p снизу случай $k_2 = 1$ противоречит условию (3.4) и не реализуется.

Если величина s_p примерно равна $\overset{\circ}{b_1} e^{\frac{x_1}{L_p}} e^{\frac{\overset{\circ}{\varphi_1}}{kT}} \frac{D_p}{L_p} \operatorname{sch} \frac{x_1}{L_p}$, падение напряжения v_i имеет форму (3.7) в [12] и в—a-характеристика диода запишется так

$$v = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{ce^{\frac{x_1}{L_p}} + A}{c + A} \right]^{\alpha} + \frac{kT}{q} \ln \left\{ \left(1 + j \frac{R_1}{p_n}\right)^{\frac{2b}{b+1}} \left(\frac{b+1}{bN_g} p_n \right)^{\frac{b-1}{b+1}} \right\} +$$

$$+ v_2 + \frac{kT}{q} \frac{j\theta_1}{bN_g}, \tag{3.13}$$

где

$$A = \frac{jp_n e^{\frac{x_1}{L_p}} (1 + k_1)}{2j_{sp} \operatorname{sh} \frac{x_1}{L_p}}, \qquad c = p_n + \frac{bN_g}{b+1}, \qquad \alpha = \frac{jL_p}{qu_p \left[(b+1) p_n + bN_g\right]}.$$

Это новый вид зависимости j от v.

Когда высокий уровень инъекции охватывает всю базу диода, p_0 имеет вид (2.7).

При этом выполняется условие

$$\frac{L_p}{2qD_p} \sqrt{\frac{qs_p (b+1) j \operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p}}{N_g \left(\operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p} + b \right)}} > e^{\frac{x_1}{L_p}}$$

и v_i дается формулой (3.6) в [12]. В этом случае для в—a-характеристики имеем

$$v = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{(a-1)\left(a + e^{\frac{x_1}{L_p}}\right)}{(a+1)\left(a - e^{\frac{x_1}{L_p}} + \frac{c}{2B}\right)} \right]^{\alpha} + \frac{kT}{q} \ln \left\{ \left(\frac{p_n}{\theta_2} \right)^{\frac{b-1}{b+1}} \left(\frac{\sqrt{j}}{j_{sp}} - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{\theta_2}{p_n \operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p}} \right)^{\frac{2b}{b+1}} \frac{j\theta_2}{N_g} \right\} + \frac{\overset{\circ}{\varphi_2}}{q} - 2\frac{kT}{q} \nu \sqrt{\frac{e^{\frac{\overset{\circ}{\varphi_1}}{kT}} N_g}{\sqrt{j} \cdot \theta_2} - 1}, \tag{3.14}$$

где

$$\alpha = \frac{\sqrt{j} L_p \operatorname{sh} \frac{x_1}{L_p}}{qu_p (b+1) \sqrt{\left(\frac{\sqrt{j}}{j_{sp}} p_n e^{\frac{x_1}{L_p}} + \theta_2 \operatorname{th} \frac{x_1}{L_p} \right) \left(\frac{\sqrt{j} p_n}{j_{sp}} e^{-\frac{x_1}{L_p}} - \theta_2 \operatorname{th} \frac{x_1}{L_p} \right)}},$$

$$B = \frac{j p_n e^{-\frac{x_1}{L_p}} - \sqrt{j}\, j_{sp} \vartheta_2 \operatorname{th} \frac{x_1}{L_p}}{2 j_{sp} \operatorname{sh} \frac{x_1}{L_p}}, \qquad a = \frac{\sqrt{j}\, p_n e^{\frac{x_1}{L_p}} + j_{sp} \vartheta_2 \operatorname{th} \frac{x_1}{L_p}}{\sqrt{j}\, p_n e^{-\frac{x_1}{L_p}} - j_{sp} \vartheta_2 \operatorname{th} \frac{x_1}{L_p}}.$$

Во всех выведенных выражениях для v ((3.9), (3.12), (3.13), (3.14)) первый член справа представляет собой падение напряжения в толще, и, как видно, с ростом тока оно растет, с уменьшением s_p — уменьшается. Действительно, с уменьшением s_p неосновные носители в толще накапливаются и проводимость увеличивается. Это приводит к уменьшению падения напряжения, связаннного с токовым электрическим полем. Однако с уменьшением s_p вклад падения напряжения на контакте в общее v увеличивается.

И, наконец, при очень малых значениях s_p (т. е. при $s_p \to 0$) зависимость j от v такова:

$$v = \frac{kT}{q} \ln \left[\left(j \frac{R_3^{\frac{b}{b+1}} \vartheta_3^{\frac{1}{b+1}}}{n_i} \right)^2 \exp\left(\frac{\varphi_2^{\circ}}{kT} - 2\nu \sqrt{e^{\frac{\varphi_1^{\circ}}{kT}} \frac{N_g}{j\vartheta_3} - 1} \right) \right] +$$

$$+ \frac{2D_p \operatorname{sh} 2\frac{x_1}{L_p}}{u_p (b+1)} \frac{\operatorname{arctg} h e^{\frac{x_1}{L_p}} - \operatorname{arctg} h}{\sqrt{\left(\operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p} + b \right)^2 \vartheta^2 + b \operatorname{sh}^2 \frac{x_1}{L_p} \left[2\vartheta \left(\operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p} + b \right) - b \right]}}, \quad (3.15)$$

где

$$h = \sqrt{\frac{\left(\operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p} + b \right) \vartheta - b \operatorname{sh} \frac{x_1}{L_p} e^{-\frac{x_1}{L_p}}}{\left(\operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p} + b \right) \vartheta + b \operatorname{sh} \frac{x_1}{L_p} e^{\frac{x_1}{L_p}}}}, \qquad R_3 = \frac{p_n}{j_{sp}} + \frac{\vartheta_3}{\operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p}}.$$

Первый член в этой формуле представляет сумму падений напряжений на p-n-переходе, контакте и V_D. Второе слагаемое есть v_i.

Если в (3.15) положить $s_p = 0$, то получим

$$v = \left[\frac{\varphi_2^{\circ}}{q} - 2 \frac{kT}{q} \nu \sqrt{e^{\frac{\varphi_1^{\circ}}{kT}} \frac{N_g}{j\vartheta_3} - 1} \right] + 2 \frac{kT}{q} \ln j \frac{\operatorname{ch} \frac{x_1}{L_p} + 1}{2 \frac{qD_n}{L_p} n_i \operatorname{th} \frac{x_1}{L_p}} +$$

$$+ 2 \frac{D_n}{u_p} \operatorname{sh} \frac{x_1}{L_n} \operatorname{arctg} \left(\operatorname{sh} \frac{x_1}{2L_p} \right). \quad (3.16)$$

Здесь первый член в правой части есть падение напряжения на слое окисла. В отсутствие пленки окисла на контакте этот результат совпадает с результатом работы [1], следовательно, зависимость j от v, полученная нами в виде (3.16), отличается от результата работы [1] вследствие наличия слоя окисла. Именно поэтому в нашем случае (в отличие от случая Холла) с ростом тока v быстро растет.

В заключение отметим, что на контакте полупроводник n-тип-металл считать s_p равным бесконечности или нулю можно лишь условно. Такие предположения [1, 4] приводят только к частным видам зависимости j от v. В практически изготовленных диодах s_p имеет промежуточные значения $(0 < s_p < \infty)$ и поэтому их в—a-характеристика не ограничена либо логарифмической зависимостью напряжения от тока, либо зависимостью вида arctg. Учет конечности s_p приводит также и к совершенно новым результатам (см. (3.13)). В целом полученные нами зависимости j от v (3.9), (3.13), (3.14), (3.15), (3.16) являются наиболее общими и в частных случаях $(s_p \to 0,\ s_p \to \infty)$ переходят в результаты работ [1, 4].

Институт радиофизики и электроники
АН Арм.ССР

Поступила 10 декабря 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. Х. Холл*, Сборник: „Полупроводниковые электронные приборы", стр. 57, ИЛ (1953).
2. *Н. Л. Пенин*, Радиотехника и электроника, **2**, 1053 (1957).
3. *А. В. Ржанов*, ДАН СССР, **98**, 389 (1954).
4. *В. И. Стафеев*, ЖТФ, **28**, 1631 (1958).
5. *Д. А. Аронов, Г. М. Авакьянц*, Изв. АН УзССР, серия физ.-мат. наук, № 6, 27 (1959).
6. *Д. А. Аронов*, Изв. АН УзССР, серия физ.-мат. наук, № 6, 68, (1960).
7. *Г. М. Авакьянц, А. Ю. Лейдерман*, Радиотехника и электроника, **9**, 671 (1964).
8. *А. Ю. Лейдерман, П. М. Карагеоргий-Алкальев*, Изв. АН УзССР, серия физ.-мат. наук, № 4, 31 (1964).
9. *В. И. Стриха*, Радиотехника и электроника, **9**, 681 (1964).
10. *И. И. Абкевич*, Радиотехника и электроника, **9**, 861 (1964).
11. *К. Гэррет, В. Браттэн*, Сборник: „Проблемы физики полупроводников", стр. 345, ИЛ (1957).
12. *Г. М. Авакьянц, Г. Хашимов*, Изв. АН АрмССР, „Физика" (в печати).

ԹԻԿՈՒՆՔԱՅԻՆ ԿՈՆՏԱԿՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԴԻՈԴԻ ՎՈԼՏԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԻ ՎՐԱ

Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ, Հ. ՀԱՇԻՄՈՎ

Ուսումնասիրված է թիկունքային կոնտակտի ազդեցությունը հոսանքակիրների կոնցենտրացիայի բաշխման վրա։

Դուրս են բերված հիմնական բանաձևերը, որոնք ընդունելի են ցանկացած տիպի կոնտակտների համար։ Որոշված է էլեկտրոնների այն կրիտիկական կոնցենտրացիան, որի դեպքում թիկունքային կոնտակտից սկսվում է ինժեկցիան։

VOLTAMPER CHARACTERISTICS OF THE DIODE WITH A TOUCH IN THE REAR CONTACT

by G. M. AVAKYANTS, G. HASHIMOV

The voltamper characteristics of the diode in the presence of the bolt layer and the oxide film in the rear contact is calculated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 182—185 (1966)

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛИАЦЕТИЛЕНА

Л. Г. МЕЛКОНЯН, Г. А. ЧУХАДЖЯН, А. Г. ХАЧИЯН и Ю. К. КАБАЛЯН

Показано, что электропроводность полиацетилена, полученного при различных условиях (среда хлорбензол и гептан) и температурах (+60, 0 и —60°С), до и после 60 дней старения подчиняется температурной закономерности, характерной для неорганических полупроводников. В процессе старения (60 дней) происходит окисление сопряженных связей полиацетилена, что приводит к резкому увеличению удельного сопротивления. Однако полиацетилен более регулярного строения (среда хлорбензол, температура полимеризации —60°С) менее всего подвергнут старению.

Согласно современным представлениям, твердые органические соединения, содержащие системы сопряженных связей, выделяются в класс электронных органических полупроводников [1]. Электрические и фотоэлектрические свойства органических полупроводников связаны с наличием в молекулах сопряженных систем двойных связей и зависят как от возрастания длины цепи сопряжения, так и от структуры основной цепи сопряжения.

Вследствие наличия развитой системы π-сопряжения и делокализации электронов по макромолекуле, полимеры с сопряженными связями обладают высокой электропроводностью.

Изучение молекулярного строения дает возможность правильно расшифровать механизм электрических процессов в органических полупроводниках, а электрические явления, в свою очередь, помогают проникнуть в структуру вещества, уточнить представления о строении молекул, о характере внутри- и межмолекулярных взаимодействий.

Основным и характерным свойством полупроводников является та качественная особенность, что величина их удельной электропроводности сильно меняется под действием различных факторов: температуры, освещения, давления, примесей и т. д.

Электропроводность органических полупроводников подчиняется температурной закономерности для обычных неорганических полупроводников:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(\Delta E/2kT\right),$$

где σ — проводимость при данной температуре — T,

σ_0 — коэффициент, формально характеризующий проводимость при $T = \infty$.

ΔE — энергия активации.

Полиацетилен, синтезированный на металлоорганических катализаторах, как было показано в [3], также относится к органическим полупроводникам с системой двойных сопряженных связей.

В данной работе приводятся результаты исследования зависимости электропроводности полиацетилена от условий испытания и старения при комнатных условиях.

Экспериментальная часть

Образцы полиацетилена были получены стереоспецифической полимеризацией на металлоорганических катализаторах в среде хлорбензола и гептана при температурах —60, 0, +60° [2].

Образцы были получены в виде порошка, поэтому измерения удельного электрического сопротивления проводились на прессованных таблетках. Толщина спрессованных образцов колебалась от 0,06 до 0,12 *см*. Порошок прессовали под давлением $P = 150$ *кг/см*^{2}, так как в работе [3] было показано, что электрическое сопротивление не изменяется при давлении прессовки выше 140 *кг/см*^{2}.

Образцы закладывали в ячейку, нагревали и охлаждали так, чтобы не нарушать теплового равновесия.

Измерения проводили в вакууме на тераомметре Е6—3.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведена температурная зависимость логарифма удельного сопротивления полиацетилена (температура полимеризации 0°, среда хлорбензол), измеренная в различных средах. Первое, что можно заметить из рисунка, это прямолинейная зависимость $\lg \rho_v$ от $\frac{1}{T}$.

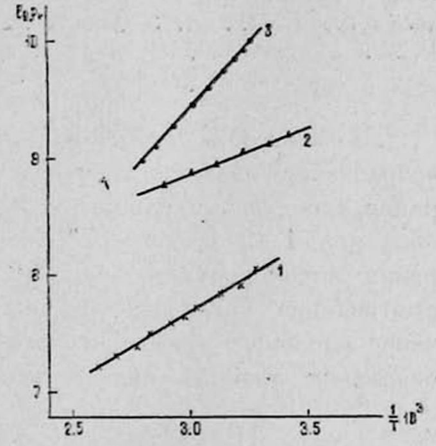

Рис. 1. Зависимость логарифма удельного сопротивления от $1/T$ для полиацетилена, полученного в среде хлорбензол при температуре 0°С. 1—измерения в вакууме, 2—измерения в воздухе, 3—измерения в кислороде.

Одновременно можно отметить, что испытания в воздухе (кривая 2) и в кислороде (кривая 3) приводят к резкому увеличению удельного сопротивления, что, по всей вероятности, является результатом окисления полиацетилена за счет сопряженных связей и уменьшения количества сопряжений. Из сказанного следует, что для определения истинных электрических свойств полиацетиленов необходимо все процессы обработки и испытаний производить в вакууме.

Далее, на рис. 2 и 3 приведены температурные зависимости логарифма удельного сопротивления полиацетилена до и после старения в нормальных комнатных условиях в течение 60 дней.

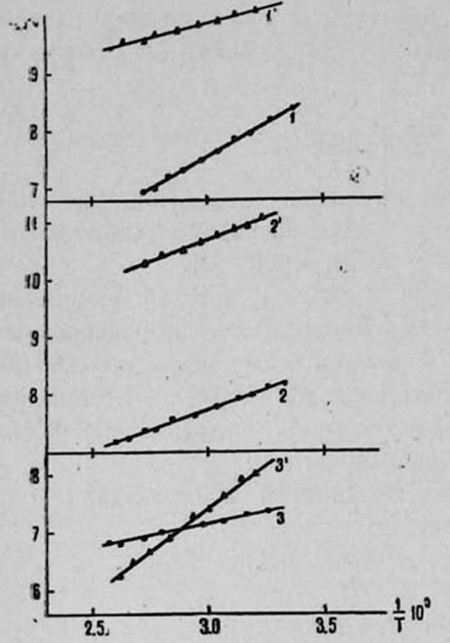

Рис. 2. Зависимость логарифма удельно го сопротивления от $1/T$ для полиацетилена, полученного в хлорбензоле при температурах (+60, 0 и —60°C) до и после 60 дней старения. 1, 2, и 3—до старения, 1', 2' и 3'—после 60 дней старения при комнатных условиях.

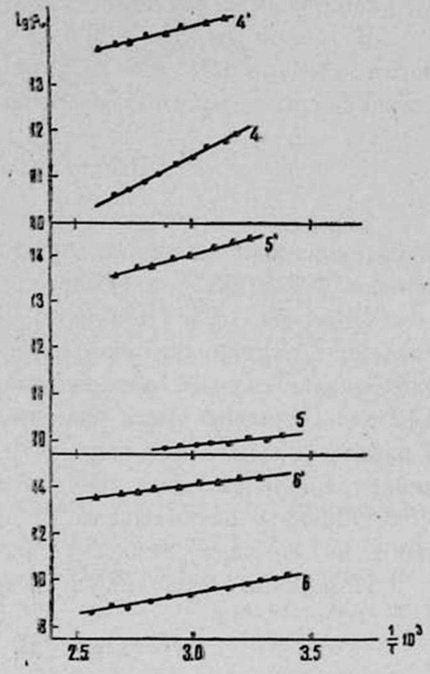

Рис. 3. Зависимость логарифма удельного сопротивления от $1/T$ для полиацетилена, полученного в гептане при температурах (+60, 0 и —60°C) до и после 60 дней старения. 4, 5 и 6—до старения. 4', 5' и 6'—после старения.

Во всех образцах полиацетилена, кроме 3, наблюдается резкое возрастание удельного электрического сопротивления. Так, если до старения интервал удельного сопротивления был $10^7 \div 10^8$ *ом·см* для образцов 1—2 и $10^8 \div 10^{10}$ *ом·см* для образцов 4—6, то после старения имеем соответственно $10^{10} \div 10^{11}$ и $10^{13} \div 10^{14}$ *ом·см*, т. е. сопротивление увеличивается в 1000—10000 раз. Такое резкое увеличение удельного электрического сопротивления является результатом окисления двойных связей полиацетилена по схеме

$$—CH{=}CH—CH{=}CH— \rightarrow —CH—CH{=}CH—CH—.$$
$$|—O—O———|$$

Элементарный анализ полиацетилена, полученного в среде гептана при 0°C, показал, что в исходном состоянии в полимере имеется $7 \div 8\%$ кислорода, а после 60 дней —26%.

Старение в течение 60 дней лишь незначительно отразилось на температурной зависимости логарифма удельного сопротивления полиацетилена, полученного при —60 °C в среде хлорбензола. Как было показано в [2], полиацетилен, полученный при —60 °C в среде хлорбензола, обладает наибольшей степенью кристалличности и наименьшей величиной удельного сопротивления. Таким образом, можно заключить, что полиацетилен регулярного строения менее подвергнут старению, чем нерегулярный и это может служить основным направлением получения стабильного полиацетилена.

ВНИИПОЛИМЕР Поступила 5 января 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. *Х. Инокути, Х. Акамату*, Электропроводность органических полупроводников, ИЛ, 1963.
2. *Г. А. Чухаджян, Н. Ф. Носкова, Ю. К. Кабалян, Л. Г. Мелконян*, Изв. АН Арм.ССР, серия химических наук (в печати).
3. Органические полупроводники (под редакцией А. В. Топчиева), Изд. АН СССР, 1963.
4. *S. Kambara, M. Hatano*, Bull. Tokyo, Inst. Technol. 52, 109 (1963).

ՊՈԼԻԱՑԵՏԻԼԵՆԻ ԷԼԵԿՏՐԱՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ

Լ. Գ. ՄԵԼՔՈՆՅԱՆ, Գ. Ա. ՉՈՒԽԱՋՅԱՆ, Ա. Գ. ԽԱՉԻՅԱՆ և ՅՈՒ. Կ. ԿԱԲԱԼՅԱՆ

Ցույց է տված, որ պոլիացետիլենի էլեկտրահաղորդականությունը, որն ուսումնասիրված է տարբեր պայմաններում (միջավայրը՝ Ցիգլեր-Նատայի կատալիզատորի ներկայությամբ, քլորբենզոլ, հեպտան և ջերմաստիճանը +60°C, 0°C—60°C)՝ 60 օրվա ծերացումից առաջ և հետո, ենթարկվում է անօրգանական կիսահաղորդիչների ջերմաստիճանային օրինաչափությանը։

Ծերացման պրոցեսում (60 օր) կատարվում է պոլիացետիլենի զուգորդված կապերի օքսիդացում, որը բերում է տեսակարար դիմադրության զգալի մեծացման։

Ավելի կանոնավոր կառուցվածք ունեցող պոլիացետիլենը (միջավայրը՝ քլորբենզոլ, պոլիմերիզացիայի ջերմաստիճանը —60°C) ավելի քիչ է ենթարկվում ծերացմանը։

EXAMINATION OF POLYACETYLENE ELECTRO-CONDUCTIVITY

by L. G. MELKONIAN, G. A. CHUKHAJIAN, A. G. KHACHIAN, YU. K. KABALIAN

It is shown that the electro-conductivity of polyacetylene, prepared under various conditions (chlorobenzene and heptane medium) and at temperatures +60°, 0° and —60° before and sixty days after aging, follows the temperature behaviour characteristic of inorganic semi-conductors.

During aging (60 days) the oxidation of conjugated polyacetylene bonds is observed, bringind about an abrupt increase of specific resistance.

However, polyacetylene of a more regular structure (chlorobenzene medium, polymerization temperature — 60°) least of all undergoes aging.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 186—194 (1996)

К ТЕОРИИ МАЛЫХ КОЛЕБАНИЙ В НЕОДНОРОДНО СЖИМАЕМОЙ ГРАВИТИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ ПЛОСКОЙ СИММЕТРИИ

Р. С. ОГАНЕСЯН

Малые колебания в изотермическом слое гравитирующей материи с учетом сжимаемости и неоднородности распределения плотности были рассмотрены в работе [1]. При решении линеаризованного уравнения либо предполагалась малость частоты возмущения, либо же одновременно не учитывались все члены, описывающие возмущения.

В настоящей работе линеаризация исходной системы уравнений проводится по методу работы [2] и задача решается при одновременном учете всех членов, описывающих возмущения, без ограничения их частот. Используя в качестве граничных условий задачи требования конечности полученных решений по всему объему, занятому гравитирующей материей, найдем спектр частот малых колебаний.

На основе полученного спектра можно прийти к выводу: последовательный и одновременный учет факторов сжимаемости и неоднородности дает возможность указать лишь приближенную область изменения критической длины волны λ_c.

Теория малых колебаний имеет важное значение в физических и астрофизических приложениях. В частности, методы теории малых колебаний успешно применяются для исследования вопросов устойчивости равновесных самогравитирующих систем. При этом в основу теории можно положить систему уравнений гидродинамики, комбинируя ее с уравнениями гравитационного поля, а именно:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \operatorname{grad} P - \rho \operatorname{grad} U,$$
$$P = \frac{\theta}{m}\rho = \frac{RT}{\eta}\rho; \quad \frac{\partial\rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho\vec{v}) = 0, \tag{1}$$
$$\Delta U = 4\pi G\rho.$$

В рамках линейной теории решения этой системы уравнений представляются в виде

$$\rho = \rho_0 + \delta\rho; \quad P = P_0 + \delta P; \quad U = U_0 + \delta U, \tag{2}$$

где ρ_0, P_0, U_0 являются решениями системы уравнений равновесного состояния

$$\operatorname{grad} P_0 = -\rho_0 \operatorname{grad} U_0$$
$$P_0 = \frac{\theta}{m}\rho_0; \quad \Delta U_0 = 4\pi G\rho_0, \tag{3}$$

а $\delta\rho$, δP, δU — подлежащие определению малые колебания соответствующих величин, удовлетворяющие условию

$$|\delta\rho| \ll \rho_0; \quad |\delta P| \ll P_0; \quad |\delta U| \ll U_0.$$

Используя понятие вектора смещения $\vec{\xi}(\xi_x, \xi_y, \xi_z)$ и имея в виду, что (2)

$$\delta\rho = -\operatorname{div}(\rho_0\vec{\xi}); \quad \delta P = -\frac{\theta}{m}\operatorname{div}(\rho_0\vec{\xi}); \quad \delta U = (\vec{\xi}\operatorname{grad} U_0), \tag{4}$$

исходную систему (1) можем представить в виде [3]:

$$\frac{\partial^2\vec{\xi}}{\partial^2 t} = -\operatorname{grad}\Phi,$$

$$\Phi = -\frac{\theta}{m}\left(\operatorname{div}\vec{\xi} + \frac{2\xi_z}{\rho_0}\frac{d\rho_0}{dz}\right). \tag{5}$$

Для определения $\vec{\xi}$, а также $\delta\rho$, δP и δU необходимо знать закон распределения плотности гравитирующей материи в равновесном состоянии. Этот закон диктуется решением уравнений (3) с самосогласованным потенциалом гравитационных сил:

$$\begin{gathered}\Delta U_0 = 4\pi G\rho(0)\exp\left\{-\frac{m}{\theta}U_0\right\},\\ \rho_0 = \rho(0)\exp\left\{-\frac{m}{\theta}U_0\right\}.\end{gathered} \tag{6}$$

Часто для облегчения решения уравнений (5) предполагают, что равновесное состояние обладает равномерным распределением плотности. Однако система уравнений (6) не допускает решения, характеризирующего равномерное распределение гравитирующей материи как во всем пространстве, так и в системах, имеющих конечные размеры в одном, двух или в трех направлениях.

В прямоугольной системе координат xyz, предполагая зависимость U_0 только от z и используя в качестве граничных условий $U(0) = U'(0) = 0$, получим общее решение для потенциала в виде [4]

$$U(z) = \frac{2\theta}{m}\ln\operatorname{ch}\mu z,$$

а для плотности находим

$$\rho_0(z) = \rho(0)\operatorname{ch}^{-2}\mu z, \tag{7}$$

где $\rho(0)$ — плотность на плоскости симметрии $z = 0$, а

$$\mu^2 = \frac{2\pi G\rho(0)\,m}{\theta} = \frac{2\pi G\rho(0)\,\eta}{RT}. \tag{8}$$

Характерной чертой этих решений является быстрое, но монотонное убывание плотности с расстоянием и конечность массы, приходящейся на погонную единицу (4)

$$M=\int_0^\infty \rho(z)\,dz=\int_0^\infty \rho(0)\,\mathrm{ch}^{-2}\mu z dz=\rho(0)\cdot\mu^{-1},$$

откуда

$$\rho(0)=M\mu=\frac{2\pi Gm}{\theta}M^2=\frac{2\pi G\eta}{RT}M^2, \tag{9}$$

$$\mu=\frac{2\pi Gm}{\theta}M$$

(η — молекулярный вес).

Подставляя значения $\rho(0)$ и μ из (9) в (7), после некоторых преобразований плотность распределения материи в равновесном состоянии можно представить в виде, полученном в работе [1].

Теперь линеаризованную систему уравнений можно представить так:

$$\begin{gathered}\frac{\partial^2\xi_z}{\partial t^2}=-\frac{\partial\Phi}{\partial z},\\ \frac{\partial^2}{\partial t^2}\left[\operatorname{div}\vec{\xi}-\frac{\partial\xi_z}{\partial z}\right]=-\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\Phi,\\ \Phi=-\frac{\theta}{m}\left[\operatorname{div}\vec{\xi}-4\mu\xi_z\,\mathrm{th}\,\mu z\right].\end{gathered} \tag{10}$$

Решение этой системы ищем в виде

$$\begin{gathered}\xi_z(x,\ y,\ z,\ t)=\tilde{\xi}_z(z)\exp\{i(\omega t+k_1x+k_2y)\},\\ \operatorname{div}\vec{\xi}=\varphi(z)\exp\{i(\omega t+k_1x+k_2y)\}.\end{gathered} \tag{11}$$

Подставляя (11) в (10), для определения неизвестных функций $\tilde{\xi}_z$ и $\varphi(z)$ получим следующую систему уравнений:

$$\begin{gathered}\left(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\right)\varphi(z)=-2k^2\tilde{\xi}_z\frac{1}{\rho_0}\frac{d\rho_0}{dz}-\frac{\omega^2}{c^2}\frac{d\tilde{\xi}_z}{dz},\\ \frac{d^2\tilde{\xi}_z}{dz^2}-4\mu\,\mathrm{th}\,\mu z\frac{d\tilde{\xi}_z}{dz}-\left(k^2-\frac{\omega^2}{c^2}+\frac{4\mu^2}{\mathrm{ch}^2\mu z}\right)\tilde{\xi}_z=0,\end{gathered} \tag{12}$$

где $c^2=\theta/m=RT/\eta$ — скорость распространения звука в изотермической среде, а $k^2=k_1^2+k_2^2$.

При вертикальных колебаниях $\xi_x=\xi_y=0$, $k=0$ имеем

$$\frac{d^2\tilde{\xi}_z}{dz^2}-4\mu\,\mathrm{th}\,\mu z\frac{d\tilde{\xi}_z}{dz}+\left(\frac{\omega^2}{c^2}-\frac{4\mu^2}{\mathrm{ch}^2\mu z}\right)\tilde{\xi}_z=0. \tag{13}$$

Подстановкой $\operatorname{th} \mu z = t$ второе уравнение (12) можно привести к виду

$$(t^2 - 1)^2 \frac{d^2 \tilde{\xi}_z}{dz^2} + 6t(t-1) \frac{d\tilde{\xi}_z}{dz} + (4t^2 - 4 - l^2) \tilde{\xi}_z = 0, \tag{14}$$

где

$$l^2 = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) / \mu^2 = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) / \frac{2\pi G \rho(0) m}{\theta}.$$

Для решения уравнения (12) приводим его к уравнениям класса Фукса [5] подстановкой

$$\tilde{\xi}_z = (t+1)^p (t-1)^g y(x),$$

где $x = \frac{1}{2}(t+1)$, а $y(x)$ и p, g подлежат определению.

Подставляя (14) в (13) и выбирая p и g так (ввиду их произвольности), чтобы

$$\begin{gathered} 6g - 6p - 2p(p-1) + 2g(g-1) = 0, \\ 4 + 6p + 6g + p(p-1) + g(g-1) + 2pg = l^2 + \\ + 4 - p(p-1) - g(g-1) + 2pg = L(p, g), \end{gathered} \tag{15}$$

получим следующее уравнение относительно функции $y(x)$:

$$x(x-1) y'' + [2(p+g+3)x + g - p] y' + L(p, g) y = 0. \tag{16}$$

Входящие в это уравнение параметры p и g определяются с помощью системы алгебраических уравнений (15), которую после несложных преобразований можно представить в виде

$$(g-p)(g+p+2) = 0, \qquad p^2 + 2p - \frac{1}{4} l^2 = 0. \tag{17}$$

Для всей области переменной z к конечным решениям приводят только следующие значения параметров p и g, определяемые из (17):

$$p = g; \quad p = -1 + \left(\frac{l^2}{4} + 1\right)^{1/2}, \tag{18}$$

При этом $L(p, g) = L(p, p) = l^2 + 2p + 4$ и дифференциальное уравнение (16) примет вид

$$x(x-1) y'' + [2(2p+3)x - (2p+3)] y' + (l^2 + 2p + 4) y = 0, \tag{19}$$

его легко представить в виде гипергеометрического уравнения Гаусса

$$x(x-1) y'' + [(\alpha + \beta + 1)x - \gamma] y' + \alpha\beta y = 0, \tag{20}$$

где

$$\begin{gathered} \alpha + \beta = 4p + 5, \\ \alpha\beta = l^2 + 2p + 4, \\ \gamma = 2p + 3. \end{gathered} \tag{21}$$

Из (21) видно, что между параметрами гипергеометрического уравнения существует соотношение типа $\gamma = \frac{1}{2}(\alpha + \beta + 1)$, следовательно, общее решение (19) будет типа (6)

$$y = A_1 F(\alpha,\ \beta,\ \gamma,\ 1 - x) + A_2 F(\alpha,\ \beta,\ \gamma,\ x),$$

или переходя к исходной переменной z, получим

$$y = AF\left(2p + 4,\ 2p + 1,\ 2p + 3,\ \frac{1 - \operatorname{th}\mu z}{2}\right) + $$
$$+ A_2 F\left(2p + 4,\ 2p + 1,\ 2p + 3,\ \frac{1 + \operatorname{th}\mu z}{2}\right).$$

Свойства симметрии задачи относительно плоскости $z = 0$ приводят к $A_1 = A_2 = A$ [1] и решение для $\xi_x(x, y, z, t)$ в окончательном виде можно представить

$$\xi_z = A(\operatorname{th}^2\mu z - 1)^p e^{i(\omega t + k_1 x + k_2 y)} \begin{cases} F\left(2p+4, 2p+1, 2p+3, \frac{1 - \operatorname{th}\mu z}{2}\right), & z > 0 \\ F\left(2p+4, 2p+1, 2p+3, \frac{1 + \operatorname{th}\mu z}{2}\right), & z < 0 \end{cases} \tag{22}$$

где p определяется через (18).

Теперь путем несложных вычислений нетрудно найти остальные компоненты вектора смещения $\tilde{\xi}$. Для этого достаточно $\tilde{\xi}_z$ подставить в (12), найти $\varphi(z)$, потом с помощью (11) найти $\operatorname{div}\vec{\xi}$, после чего система уравнений (5) даст возможность определить ξ_x и ξ_y. Поступая именно так, для ξ_x, при $z > 0$, находим

$$\xi_x = A\frac{ik_1\mu c^2}{\omega^2 - k^2c^2}(\operatorname{th}^2\mu z - 1)^p \Big\{2(p + 2)\operatorname{th}\mu z \times$$
$$\times F\left(2p + 4,\ 2p + 1,\ 2p + 3,\ \frac{1 - \operatorname{th}\mu z}{2}\right) - (\operatorname{th}^2\mu z - 1) \times$$
$$\times \frac{(2p + 4)(2p + 1)}{2(2p + 3)} F\left(2p + 5,\ 2p + 2,\ 2p + 4,\ \frac{1 - \operatorname{th}\mu z}{2}\right)\Big\} \times$$
$$\times e^{i(\omega t + k_1 x + k_2 y)}.$$

Заменяя в (23) k_1 на k_2, получим аналогичную формулу для ξ_y, ввиду симметричности ξ_x и ξ_y.

Последние формулы показывают характер пространственной и временной зависимости всех компонент вектора $\tilde{\xi}$.

Теперь приступим к установлению вида спектра частот, т. е. дисперсионного уравнения по методу работы [1]. При решении этой задачи в работе [1] относительно величины $\alpha\delta\rho/\rho_0 = kT\delta\rho/\rho_0$ — получено дифференциальное уравнение четвертого порядка в линейном приближении. Далее, предполагая малость частоты ($\omega \to 0$), уравнение четвертого порядка заменяется уравнением второго порядка, решение которого содержит некоторый параметр $l^2 = k^2M^2/\rho_0 - \omega^2 M^2/\varkappa\rho_0^2$, зависящий от ω и k.

Требование конечности этого решения по всему объему, занятому гравитирующей материей, удовлетворяется только при условии $l^2(\omega, k) = 1$. Отсюда в работе [1] выведено дисперсионное уравнение. Там же были рассмотрены в отдельности случаи $\delta U = 0$, $\frac{d}{dz}\delta U = 0$ и получены соответствующие им дисперсионные уравнения.

В настоящей работе выведенное относительно $\vec{\xi}$ дифференциальное уравнение и его общее точное решение одновременно учитывают все члены, описывающие возмущение без ограничения их частот. Конечность полученных нами решений ((22), (23)) по всей области переменной $0 \leqslant z \leqslant \infty$ можно обеспечить при всех $p > 0$. При этом из (18) и (14) следует, что параметр $l^2/4 = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right)/4\mu^2$, зависящий от ω и k, может принимать не одно, как в работе [1], а много значений больше нуля, т. е.

$$\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right)/\mu^2 \equiv \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right)\frac{2\pi G\rho(0)\,m}{\theta} = n > 0$$

$\left(\text{отбрасываем } \frac{1}{4},\ \mu^2 \text{ сохраняется из соображений размерности}\right)$ откуда

$$\omega^2 = k^2c^2 - 2\pi G\rho(0)\,n. \tag{24}$$

Это и представляет полный спектр частот при малых колебаниях неоднородно сжимаемой самогравитирующей среды плоской симметрии. Любопытно отметить, что аналогичный спектр частот получается при рассмотрении вопросов устойчивости неоднородно сжимаемых плазменных образований, у которых дисперсионное уравнение также выводится из требования конечности решений [7].

Далее рассмотрим область изменения n. Колебания типа звуковых ($n=0$), при которых $\omega^2/k^2 = c^2 = \frac{kT}{m}$, исключаются, поскольку в бесконечности, где плотность материи равна нулю, амплитуда ξ_x получает отличное от нуля значение. Более того, остальные компоненты ξ_x и ξ_y становятся бесконечными во всей области переменной z. Докажем, что n ограниченное число. Допустим, что n, следовательно и l, $\gg 1$.

При этом параметры α, β, γ гипергеометрической функции будут

$$\alpha \approx \beta = \gamma \approx l; \quad p = \frac{l}{2},$$

следовательно,

$$F\left(\alpha,\ \beta,\ \gamma,\ \frac{1-\operatorname{th}\mu z}{2}\right)=F\left(l, l, l,\ \frac{1-\operatorname{th}\mu z}{2}\right)=\frac{2^l}{(1+\operatorname{th}\mu z)^l},$$

$$\xi_z=A\,(\operatorname{th}^2\mu z-1)^{l/2}\frac{2^l}{(1+\operatorname{th}\mu z)^l}=A2^l\left(\frac{\operatorname{th}\mu z-1}{\operatorname{th}\mu z+1}\right)^{l/2}.$$

Из последней формулы видно, что при неограниченном возрастании l $\xi_z\to\infty$, что противоречит требованию конечности. Таким образом, изменение n происходит в конечной области, т. е. n — ограничено. Более конкретно конечность n можно доказать пользуясь условием $|\delta\rho|\rho_0\ll 1$. Но аналитически это сделать невозможно ввиду сложности полученных решений. Поэтому при необходимости надо численно провести вычисления, что не входит в задачу настоящей работы.

Из (24) видно, что ω^2 может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Условием $\omega^2=0$ определяется критическая длина волны

$$\lambda_c=\frac{2\pi c^2}{G\rho\,(0)\,n}=\frac{2\pi RT}{G\rho\,(0)\,\eta n},\tag{25}$$

область изменения которой определяется изменением n. При $n=1$ получим критерий Леду [1], который при наличии магнитного поля был обобщен в работе [8].

Существенно отметить, что свойство проявления гравитационной неустойчивости по отношению к тем или иным возмущениям характерно для плоского слоя гравитирующей материи и не зависит от состояния вещества [9, 10, 11]. Для жидких конфигураций λ_c определяется однозначно, а при учете факторов сжимаемости и неоднородности распределения плотности можно лишь приближенно указать область изменения λ_c.

О возможных применениях полученных результатов и критический анализ применения теории гравитационной неустойчивости можно найти в работах [1, 10, 11, 14, 15].

Наконец отметим, что уравнение (13) характеризует только вертикальное колебание массы с неоднородным распределением плотности типа (7). При этом

$$p=-1+(1-\omega^2/8\pi G\rho\,(0))^{1/2}\quad\text{или}\quad \operatorname{Re}p<0,$$

тогда решение примет вид

$$\xi_z=A\,(\operatorname{th}^2\mu z-1)^{-p}\,F\left(2p+4,\ 2p+1,\ 2p+3,\ \frac{1-\operatorname{th}\mu z}{2}\right)e^{i\omega t}.$$

При $z\to\infty$, $\xi_z\to\infty$, однако, кинетическая энергия остается ограниченной. Вообще говоря, решения типа (28) с указанным свойством характерны для сред с убывающей плотностью [12, 13]. Разумеется, пространственная неограниченность ξ_z в этом случае ничего общего не имеет с гравитационной неустойчивостью [1].

В заключение выражаю глубокую благодарность профессору А. А. Власову за обсуждение полученных результатов, а также профессору Г. С. Саакяну, на теоретическом семинаре которого были доложены и обсуждены результаты настоящей работы.

Ереванский государственный университет Поступила 8 января 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. *P. Ledoux*, Ann. Astroph., **14**, 438 (1951).
2. *A. B. Bernstein, E. A. Frieman, M. D. Kruskal* и *R. M. Kulsrud*, Proc. Roy. Soc., **244**, 17 (1958).
3. *А. Б. Северный*, Успехи астр. наук, **2**, 206 (1941).
4. *А. А. Власов*, Вестник МГУ, **4**, 95, 1957.
5. *В. И. Смирнов*, Курс высшей математики, **3**, часть 2, М., 1953.
6. *Н. Н. Лебедев*, Специальные функции и их приложения, М., 1953.
7. *Б. А. Трубников*, Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т. 1, М., 1958.
8. *A. G. Pacholczyk*, Acta Astronomic. **13**, 30, 1963.
9. *А. Е. Лебединский*, Вопросы космогонии, т. 2, М., 1954.
10. *Р. С. Оганесян*, Астрон. ж., **37**, 458, (1960).
11. *В. А. Варданян* и *Р. С. Оганесян*, ПММ, **26**, 104 (1962).
12. *Д. А. Франк-Каменецкий*, ДАН СССР, **107**, 811 (1956).
13. *В. А. Тверской*, ДАН СССР, **144**, 338 (1962).
14. *А. Ж. Пахольчик*, Астрон. ж., **39**, 953 (1962).
15. *В. С. Сафронов*, Вопросы космогонии, т. 10, М., 1964.

ՓՈՔՐ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԸ ՀԱՐԹ ՀԱՄԱՉԱՓՈՒԹՅԱՄԲ ՕԺՏՎԱԾ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՍԵՂՄԵԼԻ ԳՐԱՎԻՏԱՑԻՈՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Ռ. Ս. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Փոքր տատանումները հարթ համաչափությամբ օժտված իզոթերմիկ գրավիտացիոն միջավայրում խտության անհամասեռ բաշխման և սեղմելիության գործոնների հաշվառմամբ քննարկված են [1] աշխատության մեջ։ Նշված աշխատությունում խնդրի գծայնացված դիֆերենցիալ հավասարումը լուծելիս միաժամանակ հաշվի չեն առնված գրգռում պատկերող բոլոր անդամները կամ սահմանափակում է դրված տատանումների հաճախության վրա։

Այս հոդվածում հիմնական հավասարումների սիստեմի գծայնացումը կատարված է [2] աշխատանքի մեթոդով և խնդիրը լուծելիս միաժամանակ հաշվի են առնված գրգռում պատկերող բոլոր անդամներն առանց որևէ սահմանափակում դնելու տատանումների հաճախության վրա։

Ստացված լուծումների անընդհատության պայմանից ելնելով՝ գտնված է տատանումների սպեկտրը և ցույց է տրված կրիտիկական ալիքի երկարության փոփոխության մոտավոր տիրույթը։

ON THE THEORY OF SMALL OSCILLATIONS IN THE INHOMOGENEOUSLY COMPRESSED GRAVITATING MEDIUM OF PLANE SYMMETRY

by R. S. OGANESSIAN

Small oscillations in an isothermal gravitating layer of matter are considered, taking into account compressibility and the inhomogeneity of density. The problem is solved

within the framework of the linear theory, considering all the members accounting for perturbation. The spectrum of frequencies is obtained using as boundary condition the requirement that the solutions be final in the whole volume taken up by gravitating matter.

The spectrum derived leads one to the conclusion that consideration of the factors of compressibility and inhomogeneity successively and simultaneously makes it possible to show the approximate range of change of the critical wavelength.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 195—199 (1966)

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОЙ ВЯЗКОСТИ ПОЛИХЛОРОПРЕНА В ПЛОХИХ И ХОРОШИХ РАСТВОРИТЕЛЯХ

А. В. ГЕВОРКЯН

В статье рассматривается изменение размеров макромолекул двух фракций полихлоропрена (с молекулярными весами, соответственно, $\overline{M}_{\omega} = 5{,}6\cdot10^5$ и $3{,}95\cdot10^5$) в хорошем (толуол), плохом (диоксан) и в 6-ти θ-растворителях в зависимости от температуры. В идеальных растворителях во всем интервале изученных температур (от 14 до 65,7°C) увеличение температуры не оказывает никакого влияния на взаимодействие ближнего порядка. Аналогичная зависимость проявляется и в толуоле (по всей оси температуры) и в диоксане с T=55°C. Причиной такого поведения макромолекул полихлоропрена является большая степень свернутости его молекулярных цепей.

Изучение гидродинамического поведения макромолекул в растворе, в частности ее $[\eta]$, является одним из чувствительных способов характеристики форм и размеров изолированных макромолекул в растворе [1].

В работе [2] нами, по величине характеристической вязкости $[\eta]$, было фиксировано влияние температуры на размеры макромолекул полихлоропрена в смешанном растворителе (бензол + метанол). Немногочисленные работы в этом направлении свидетельствуют о сложном характере изменения в зависимости от температуры размеров клубков в растворе, что делает весьма необходимыми и желательными дальнейшие тщательные исследования в этой области. Настоящая статья является продолжением работы [2] в сравнительно широком температурном интервале, но с той существенной разницей, что, наряду с изучением влияния температуры на размеры макромолекул в хорошем и плохом растворителях, здесь рассматривается также изменение с температурой близкодействия („скелетного“ эффекта) в цепи.

Результаты и их обсуждение

Для настоящей работы использовались две узкие фракции полихлоропрена с молекулярными весами $\overline{M}_{\omega} = 5{,}6\cdot10^5$ и $3{,}95\cdot10^5$ соответственно. Измерение характеристической вязкости растворов $[\eta]$ проводили в модифицированных вискозиметрах типа Бишофа (с висячим уровнем). Поправка на кинетическую энергию была мала и ею пренебрегали. Использованные растворители и осадители (марки х. ч. или тщательно обезвоженные и очищенные многократной перегонкой), а также растворы очищались фильтрованием через стеклянный фильтр № 2.

Нами исследовалась температурная зависимость характеристической вязкости $[\eta]$ в хорошем и плохом растворителях (толуол и диоксан), а также в 6 ϑ-растворителях.

Значение ϑ-температуры определялось (за исключением диоксана) на основании зависимости критической температуры полного смешения полимера с растворителем (T_c) от молекулярного веса [3] (рис. 1)

$$T_c = \vartheta\left(1 - \frac{b}{\sqrt{M}}\right),$$

Θ — точка в диоксане $(+14°C)$ определялась светорассеянием (интерполяцией второго вириального коэффициента A_2) (рис. 2).

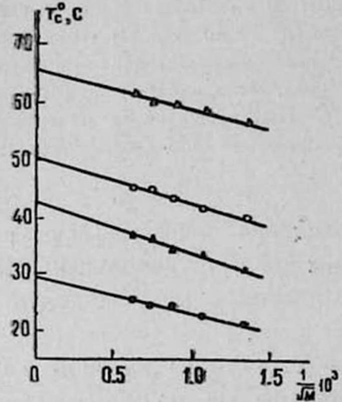

Рис. 1. Зависимость T_c -фракций полихлоропрена от молекулярного веса M в различных системах растворитель-осадитель: ● — CCl_4 + ацетон; ▲ — бензол + + ацетон; ○ — CCl_4 + метанол; △ — толуол + гептан.

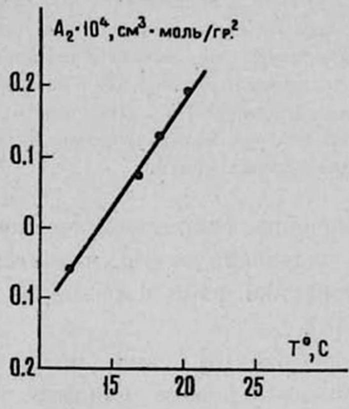

Рис. 2. Зависимость второго вириального коэффициента A_2 от T для системы полихлоропрен-диоксан.

Результаты измерений $[\eta]$ даны на рис. 3. Как видно из рисунка, „невозмущенные" размеры макромолекул полихлоропрена $([\eta]_\vartheta)$ уже с $T = 25\,°C$ перестают быть зависимыми от температуры. Это вполне естественно, так как макромолекула полихлоропрена и так по своей природе обладает весьма большой термодинамической гибкостью [4], и поэтому дополнительное уменьшение высоты потенциальных барьеров практически не вызывает каких-либо существенных изменений вращения звеньев в цепи. Об этом косвенным образом свидетельствует также ход кривых $[\eta]$ для полихлоропрена в толуоле и диоксане. Так, известно, что в хорошем растворителе термодинамическое взаимодействие полимер-растворитель меняется с температурой весьма незначительно и поэтому основное значение для него имеет изменение близкодействия в цепи (уменьшение размеров клубков с повышением температуры). Такое изменение не наблюдается для системы полихлоропрен—толуол.

Кривая идет параллельно оси температуры. Идентичная зависимость проявляется и в диоксане с $T = 55°C$, когда для него усиление межмолекулярного взаимодействия полимер-растворитель становится уже не действенным, и в результате в растворе устанавливаются не изменяющиеся с температурой размеры клубков.

Плавный ход кривой $[\eta]_\vartheta$ свидетельствует об отсутствии специфического влияния растворителя на размеры полимерных клубков, вопреки предположениям, существующим в литературе. Отсутствие специфического влияния растворителя на размеры макромолекул было обнаружено также в работе [5], несмотря на весьма странную зависимость $[\eta]_\vartheta$ от T.

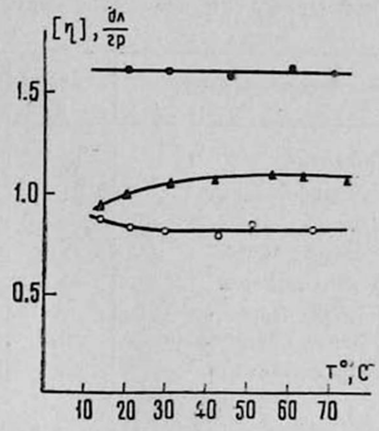

Рис. 3. Зависимость $[\eta]$ для фракций полихлоропрена в растворах: ● — в толуоле, ▲ — в диоксане (с $\overline{M}_\omega = 5{,}6 \cdot 10^5$) и ○ — в ϑ-растворителях (с $\overline{M}_\omega = 3{,}95 \cdot 10^5$).

Специфическое влияние ϑ-растворителей было наблюдено в ряде работ (см., например, [7, 8]), а в работе [9] было установлено, что различие $[\eta]_\vartheta$ в ϑ-растворителях разного химического строения при одной и той же ϑ-температуре может достигать для полистирола $\sim 20\%$. Однако этот вывод, как и характер изменения размеров макромолекул в растворе, не может иметь общего значения. Естественно полагать, что приведенные выше соображения должны существенно видоизменяться для конкретных полимеров в зависимости от их химической структуры и свойств самой макромолекулы (степень свернутости, дипольный момент и т. д.).

Из значения $[\eta]_\vartheta$ можно вычислить „невозмущенный" радиус инерции молекулярного клубка из уравнения

$$(\overline{r^2})_\vartheta^{1/2} = ([\eta]_\vartheta \cdot M/\Phi')^{1/3}, \tag{2}$$

если в (2) подставить величину $\Phi' = (6)^{3/2}\Phi$, где Φ — теоретическое значение коэффициента Флори в ϑ-точке ($\Phi = 2{,}86 \cdot 10^{21}\, 1/\textit{моль}$). Численные значения $(\overline{r^2})_0^{1/2}$, полученные таким путем, представлены в таблице. Радиусы инерции для различных ϑ-растворителей в области изученных температур весьма незначительно отличаются друг от друга.

Зная радиус инерции $(\overline{r^2})_\vartheta^{1/2}$, при известном молекулярном весе можно вычислить число статистических элементов нити (или сегментов клубка) N. По Куну

$$6\overline{r_\vartheta^2} = b^2 N. \tag{3}$$

С другой стороны, длина полностью вытянутой молекулы

$$L = Nb. \tag{4}$$

Результаты этих вычислений, в том числе и молекулярный вес статистического сегмента $M_0 = \frac{M}{N}$, даны в таблице.

Таблица

θ-температура и некоторые характерные константы полихлоропрена ($\overline{M}_w = 3,95 \cdot 10^5$) в 6 растворителях.

θ-растворители	T °C	Соотношение осадитель-растворитель	$[\eta]_\theta$ дл/гр	$(\overline{r^2})^{1/2}_{\theta}$, Å	N	M_0
Диоксан	14	—	0,87	201	2058	192
Бензол+метанол	21	1:4,7	0,84	199	2100	188
Четыреххлористый углерод+ацетон	29,4	1,93:1	0,81	197	2142	184
Бензол+ацетон	42,8	1,84:1	0,80	196	3160	183
Четыреххлористый углерод+метанол	50,6	1:4,25	0,85	200	2070	190
Толуол+гептан	65,7	1,475:1	0,82	198	2123	186

В заключение пользуюсь случаем выразить свою признательность Э. В. Фрисман за проявленный интерес к работе.

ВНИИПОЛИМЕР Поступила 26 января 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Н. Цветков, В. Е. Эскин, С. Я. Френкель*, Структура макромолекул в растворах, Изд. М., „Наука", 1964.
2. *А. В. Геворкян, Р. В. Багдасарян, Л. Г. Мелконян*, Изв. АН АрмССР, „Физика", 1, 81 (1966).
3. *J. Kirkwood, J. Riseman*, J. Chem. Phys., **16**, 565, 1948.
4. *Л. Г. Мелконян, Р. В. Багдасарян, А. В. Геворкян*, ДАН АрмССР, 41, 36 (1965); *А. В. Геворкян*, Изв. АН АрмССР, „Физика", 1, 157 (1966).
5. *G. Schulz, R. Kirste*, Z. Physik. Chem., **30**, 171 (1961).
6. *G. Schulz, H. Baumann*, Makromolek. Chem., **60**, 120 (1963).
7. *S. Lifson, T. Oppenheim*, J. Chem. Phys., **33**, 109 (1960).
8. *W. Burchard*, Makromolek. Chem., **50**, 20 (1961).
9. *U. Bianchi, V. Magnasco, C. Rossi*, Chimica e industria, **40**, 263 (1958).

ՊՈԼԻՔԼՈՐՈՊՐԵՆԻ ՄԱԿՐՈՄՈԼԵԿՈՒԼԻ ՀԻԴՐՈԴԻՆԱՄԻԿ ՎԱՐՔԻ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ԿԱԽՈՒՄԸ ՎԱՏ ԵՎ ԼԱՎ ԼՈՒԾԻՉՆԵՐՈՒՄ

Ա. Վ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Հոդվածում քննարկված է պոլիքլորոպրենի երկու ֆրակցիաների (մոլեկուլյար կշիռներով համապատասխանաբար՝ $M_w = 5,6 \cdot 10^5$ և $3,95 \cdot 10^5$) մակրոմոլեկուլների չափերի փոփոխությունը լավ (տոլուոլ) և վատ (դիոքսան) ու 6 θ-լուծիչներում՝ կախված ջերմաստիճանից։ Իդեալական լուծիչներում ջերմաստիճանի բարձրացումը ոչ մի ազդեցություն չի գործում «մոտիկ կարգի» փոխազդեցության վրա ջերմաստիճանային ամբողջ ինտերվալում (14°C-ից մինչև 65,7°C)։ Նման առնչություն նկատվում է նաև դիօքսանում՝ T=55°C-ից և տոլուոլում (T-ի ամբողջ առանցքով)։ Պոլիքլորոպրենի մակրոմոլեկուլի այսպիսի վարքը լուծույթում պայմանավորված է նրա մոլեկուլյար շղթաների շատ մեծ կծկվածությամբ։

TEMPERATURE DEPEDENCE OF HYDRODYNAMIC BEHAVIOUR OF POLYCHLOROPRENE MACROMOLECULES IN POOR AND GOOD SOLVENTS

by A. V. GEVORKIAN

Influence of temperature on coil rotational fraction of polychloroprene fractions (at $\bar{M}_w = 5{,}6 \cdot 10^5$ and $3{,}95 \cdot 10^5$) in good (toluene), poor (dioxan) and in the six ϑ-solvents is discussed.

It is shown that in ϑ-solvents the increase of T by $\sim 50^\circ$ exerts no influence on the interaction of a neighbouring order („skceleton" effect) in the chain, which fact is naturally to be accounted for by the polychloroprene molecular chain coiling up to a great extent.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 200—202 (1966)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

СПЕКТР И ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СГУСТКОВ В ОПТИЧЕСКИ АКТИВНОЙ СРЕДЕ

Э. Д. ГАЗАЗЯН, Л. В. КАЗАНДЖЯН

Пусть в изотропной оптически активной среде, имеющей постоянные ε, μ и γ, где γ — параметр гирации, определяющий способность среды вращать плоскость поляризации электромагнитной волны, движутся m цилиндрических сгустков заряженных частиц. Скорость движения сгустков v, расстояние между центрами двух последовательных сгустков $2l$, радиус сгустков r_0, длина каждого сгустка d. Полный заряд каждого сгустка $Q = q_0 \pi r_0^2 d$.

Материальные уравнения поля в оптически активной среде имеют вид [1]:

$$\vec{D}(\omega, \vec{k}) = \varepsilon(\omega)\vec{E}(\omega, \vec{k}) + \frac{i\gamma}{k}[\vec{k}\vec{E}(\omega, \vec{k})]. \tag{1}$$

Если разложим поля в тройные интегралы Фурье типа

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \int \vec{E}(\vec{k}) \cdot e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{v}t)} d\vec{k}, \tag{2}$$

то для Фурье-компоненты поля и плотности заряда ν-го сгустка имеем:

$$\begin{aligned} E_{z\nu}(\vec{k}) &= E_{z0}(\vec{k}) e^{-2i\frac{\omega}{v}(\nu-1)l}, \\ q_\nu(\vec{k}) &= q_0(\vec{k}) e^{-2i\frac{\omega}{v}(\nu-1)l}, \end{aligned} \tag{3}$$

где $E_{z0}(\vec{k})$ и $q_0(\vec{k})$ — Фурье компоненты выражений для первого сгустка. Для полных значений полей и плотности заряда имеем:

$$\begin{aligned} E_z(\vec{k}) &= \sum_{\nu=1}^{m} E_{z\nu}(\vec{k}) = E_{z0}(\vec{k}) \frac{1 - e^{-2i\frac{\omega l}{v}m}}{1 - e^{-2i\frac{\omega l}{v}}} \\ q(\vec{k}) &= \sum_{\nu=1}^{m} q_\nu(\vec{k}) = q_0(\vec{k}) \frac{1 - e^{-2i\frac{\omega l}{v}m}}{1 - e^{-2i\frac{\omega l}{v}}}. \end{aligned} \tag{4}$$

Имея в виду, что $d\vec{k} = \varkappa d\varkappa \dfrac{d\omega}{v} d\Phi$, где $\omega = \vec{k}\vec{v}$, и проинтегрировав по $\varkappa$ от 0 до ∞ и по Φ от 0 до 2π, вычислим тормозящую силу, действующую на сгустки. Тогда для потерь энергии совокупностью сгустков на единице пути получим:

$$-\frac{dW_{1,2}}{dz} = \frac{2q_0^2 r_0^2 v^4}{c^2} \int\limits_{\beta n_{1,2} > 1} \frac{J_1^2\left(\frac{\omega}{v} s_{1,2} r_0\right)}{\omega^3 s_{1,2}} \sin^2\left(\frac{\omega}{v} d\right) \times$$

$$\times \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n_{1,2}^2}\right) \mu \frac{\sin^2\left(\frac{m\omega l}{v}\right)}{\sin^2\left(\frac{\omega l}{v}\right)} d\omega, \tag{5}$$

$$\frac{dW}{dz} = \frac{dW_1}{dz} + \frac{dW_2}{dz}, \qquad s_{1,2}^2 = \beta^2 n_{1,2}^2 - 1, \quad n_{1,2}^2 = \mu(\varepsilon \pm \gamma).$$

В работе [2] получены выражения для полей и интенсивности излучения, когда рассматривался один сгусток формы прямоугольного параллелепипеда. Если в выражении (5) настоящей работы квадрат функции Бесселя, деленный на квадрат аргумента этой функции, заменить произведением синусов от аргументов, являющихся произведением поперечных волновых векторов на соответствующие поперечные размеры сгустков, и разделить на произведение этих аргументов, то придем к выражениям, полученным в работе [2], за исключением последнего фактора формулы (5). Этот последний фактор $\dfrac{\sin^2\left(\frac{m\omega l}{v}\right)}{\sin^2\left(\frac{\omega l}{v}\right)}$ обусловлен множественностью числа сгустков и указывает на возможную когерентность излучения от разных сгустков.

Из формулы (5) видно, что на определенных частотах $\dfrac{dW_{1,2}}{dz}$ принимает экстремальные и, в частности, максимальные значения. В случае одного сгустка условие когерентности сводится к малости аргумента выражений, характеризующих сгустки. Для цилиндрического сгустка эти условия суть

$$\frac{\omega}{v} s_{1,2} r_0 \ll 1 \quad \text{и} \quad \frac{\omega}{v} d \ll 1.$$

При выполнении этих условий сгусток излучает как точечный заряд с величиной заряда Q.

Если имеется m-сгустков, то условия максимума интенсивности излучения осложняются тем, что при этом нужно учесть как интерференцию от разных точек одного сгустка, так и интерференцию волн, излученных от разных сгустков [3]. Из (5) видно, что могут быть два условия, разные по своему физическому содержанию, которые обеспечивают максимум излучения. Эти условия следующие:

$$\frac{m\omega l}{v} \ll 1 \quad \text{и} \quad \frac{\omega l}{v} = \pi n.$$

При выполнении этих условий интенсивность увеличивается в m^2 раз по сравнению с одним сгустком с шириной максимума $\frac{1}{m}$, т. е. в m раз. Из этих двух условий первое менее жесткое, но несколько противоречивое, так как с увеличением числа сгусков его все труднее удовлетворить. Второе условие более жесткое, зато принципиально всегда осуществимое. Оно дает некоторый дискретный спектр частот, на которых излучение максимальное.

В конце отметим, что $\frac{dW_1}{dz}$ есть интенсивность излучения, поляризованного по кругу вправо, а $\frac{dW_2}{dz}$ — интенсивность излучения поляризованного по кругу влево. Им соответствуют показатели преломления среды $n_{1,2} = \sqrt{\mu(\varepsilon \pm \gamma)}$.

Аналогичные вопросы рассмотрены в работе [4].

Институт физики ГКАЭ

Поступила 24 мая 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Электродинамика сплошных сред, Физматгиз, 1958.
2. *Э. Д. Газазян, О. С. Мергелян*, Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 17, 105 (1964).
3. *А. Ц. Аматуни*, Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 15, 109 (1962).
4. *Э. Д. Газазян*, Кандидатская диссертация. Москва НИИЯФ МГУ, 1964.

ԳԼԱՆԱՁԵՎ ԽՏԻԼՆԵՐԻ ՀԱՋՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆ ՈՒ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅՈՒՆԸ ՕՊՏԻԿՈՐԵՆ ԱԿՏԻՎ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Է. Դ. ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Լ. Վ. ՂԱԶԱՆՋՅԱՆ

Աշխատության մեջ դիտարկված են գլանաձև խտիլների ճառագայթման սպեկտրն ու ինտենսիվությունն աջ և ձախ բևեռացումների համար։

THE SPFCTRUM AND THE INTENSITY OF RADIATION FROM CYLINDRICAL BUNCHES IN AN OPTICALLY ACTIVE MEDIUM

by E. D. GAZAZIAN, L. V. GHAZANDJIAN

The paper deals with expressions for the intensity and spectrum of frequencies in an optically active medium.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 1, 203—204 (1966)

ВЛИЯНИЕ СВЕТОВОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ

А. А. ДУРГАРЯН и Э. С. БАДАЛЯН

При измерении внутреннего трения в кристаллах было замечено, что значение внутреннего трения и модуля Юнга при сосредоточенном освещении и дневном свете имеют разные значения.

В связи с этим было предпринято измерение внутреннего трения и модуля Юнга для кристаллов *Bi*, *Sn*, *Zn* и *Ge* (*p*-типа). Измерение проводилось в вакууме и в воздухе на частоте 60 *кгц* при сосредоточенном освещении и в темноте.

Из полученных результатов видно (см. табл.), что внутреннее трение ($\operatorname{tg}\delta$) олова, висмута и цинка значительно уменьшается при освещении, а у германия наблюдается противоположный эффект.

Значение же модуля Юнга для всех кристаллов уменьшается на величину порядка 1%. Например, для *Bi* уменьшение на 1,3%. Время релаксации процесса не превышает 8—10 *мин*. Температура при измерениях оставалась постоянной.

Таблица

Измерения произведены	*Bi* $\operatorname{tg}\delta\cdot10^3$	*Sn* $\operatorname{tg}\delta\cdot10^3$	*Ge* (*p*-типа) $\operatorname{tg}\delta\cdot10^3$	*Zn* $\operatorname{tg}\delta\cdot10^3$
В воздухе	3,3	5,8	2,1	5,8
В вакууме без света	3,09	5,6	1,3	5,6
В вакууме со светом без фильтра	1,72	2,5	3,1	3,5
Красный фильтр	1,72	4,4	2,4	3,6
УФЛ	—	4,3	4,6	3,0

Измерения проводились резонансным методом составного стержня и проверялись методом свободных колебаний. Ошибка при определении внутреннего трения не превышала $\pm 7\%$, а для модуля Юнга $\pm 0,1\%$.

Природа наблюдаемого эффекта исследуется.

Ереванский государственный университет

Поступила 6 марта 1966

ԼՈՒՅՍԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՆԵՐՔԻՆ ՇՓՄԱՆ ՎՐԱ

Ա. Հ. ԴՈՒՐԳԱՐՅԱՆ, Է. Ս. ԲԱԴԱԼՅԱՆ

Ուսումնասիրությունից պարզվել է, որ լույսի ազդեցության տակ Bi, Zn-ի և Sn-ի ներքին շփումը նվազում է, իսկ Ge (p—տիպի)-ինը՝ աճում է։ Նույն պայմաններում բոլոր վերոհիշյալ բյուրեղների Յունգի մոդուլը նվազում է։

LIGHT INFLUENCE ON THE INTERNAL FRICTION IN CRYSTALS

by A. H. DURGARIAN, E. S. BADALIAN

Under light radiation internal friction in Bi, Zn and Sn crystals considerably decreases, while in a Ge (*p*-type) crystal it increases.

Measurement of the Young modulus shows a decrease under light radiation for all the above crystals.

СОДЕРЖАНИЕ

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Համառոտ հաղորդումներ