

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

Ֆ Ի Չ Ի Կ Ա
ФИЗИКА

1969

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԳՐԱ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հարությունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Դարիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Է. Գ. Միրզաբեկյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Է. Գ. Շարոյան, Գ. Ս. Սահակյան, Ռ. Ա. Սարգսյան (պատասխանատու քարտուղար), Հ. Հ. Վարդապետյան:

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Ա. Շ. Ամատունի, Վ. Մ. Հարությունյան (заместитель ответственного редактора), Գ. Ա. Վարդապետյան, Գ. Մ. Գարեգինյան (ответственный редактор), Է. Գ. Միրզաբեկյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Է. Գ. Շարոյան, Գ. Ս. Սահակյան, Ռ. Ա. Սարգսյան (ответственный секретарь), Հ. Հ. Վարդապետյան:

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ ПРИ НАКЛОННОМ ВХОДЕ

Н. А. КОРХМАЗЯН, С. С. ЭЛБАКЯН

Рассмотрены особенности переходного излучения релятивистских частиц при наклонном пролете через границу вакуум—среда и среда—вакуум как для оптических, так и заоптических областей частот. Показано, что излучение в оптической области частот при входе частицы из вакуума в диэлектрик имеет острые максимумы в направлениях, определяемых из законов геометрической оптики. При выходе же частицы из диэлектрика в вакуум излучение, в основном, сосредоточено вдоль траектории. Приведены соответствующие формулы для спектральной плотности для двух взаимно перпендикулярных поляризадий.

В заоптической области частот все излучение в обоих случаях сосредоточено вдоль траектории и задается формулой Гарибяна [2].

С точки зрения теории переходное излучение хорошо изучено (см. [1, 2, 3, 4, 5] и приведенные в них ссылки). Что касается экспериментальных исследований, то нам кажется, что еще многое предстоит сделать, особенно в области больших энергий.

В работе [6] изучалось переходное излучение релятивистских частиц вперед и назад из системы параллельных тонких пластин в оптической области частот при наклонном влете. Полученные там результаты сравниваются с формулами (2), (3а) и (3в) работы [7]. Сами авторы работы [7] свои экспериментальные результаты также обсуждают на основе тех же формул. Однако эти формулы не удобны для непосредственного сопоставления с опытом и, кроме того, формула (3а) неверна. Понятно, что обсуждения экспериментальных результатов в указанных работах не могут быть полноценными.

Так как, с одной стороны, подобные исследования продолжаются, а с другой—имеются определенные надежды на применение этого излучения для регистрации частиц высоких энергий и для определения оптических параметров металлов [4], то нам представляется целесообразным детально исследовать особенности переходного излучения для релятивистских частиц при наклонном входе как в оптической, так и заоптической области частот.

Целью настоящей работы является выяснение вопроса о сконцентрированности излучения по определенным направлениям в пространстве при наклонном входе релятивистских частиц из вакуума в среду и наоборот. Несмотря на наличие большого числа теоретических работ, нигде не получены выражения для спектральной плотности излучения в оптической области частот, ввиду сложной угловой зависимости. Выяснение направленности излучения дает возможность провести интегрирование по углам и получить компактные формулы для спект-

ральной плотности, которые удобны для непосредственного использования при экспериментальных работах.

1. Пусть частица, двигаясь с постоянной скоростью \vec{v} в плоскости (x, z) , входит из вакуума в среду и наоборот, составляя угол ψ с осью z . Плоскость $z=0$ есть граница раздела, а ось z направлена из вакуума в среду и наоборот, в первом и втором случаях соответственно. Следуя работе [8] (см. также [9]), обозначим интенсивность продольно поляризованной компоненты излучения через $I^{\parallel} = \frac{dW^{\parallel}}{d\omega d\Omega}$, а поперечно поляризованной — через $I^{\perp} = \frac{dW^{\perp}}{d\omega d\Omega}$. Интенсивности излучений в вакуум при границах вакуум—среда, среда—вакуум для продольно и поперечно поляризованных волн задаются формулами [8]:

$$I^{\parallel} = \frac{e^2 \beta^2 \cos^2 \psi}{\pi^2 c} |\varepsilon - 1|^2 \cos^2 \vartheta \times \\ \times \left| \frac{\sin \vartheta - \beta_x \sin^2 \vartheta \cos \varphi \pm \beta_z \sigma \sin \vartheta \mp \beta_x \beta_z \sigma \cos \varphi - \beta_z^2 \sin \vartheta}{[(1 - \beta_x \sin \vartheta \cos \varphi)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \vartheta][1 - \beta_x \sin \vartheta \cos \varphi \pm \beta_z \sigma](\varepsilon \cos \vartheta + \sigma)} \right|^2, \quad (1)$$

$$I^{\perp} = \frac{e^2 \beta^6 \cos^4 \psi}{\pi^2 c} \times \\ \times \frac{\sin^2 \psi \cos^2 \vartheta \sin^2 \varphi |\varepsilon - 1|^2}{[(1 - \beta_x \sin \vartheta \cos \varphi)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \vartheta][1 - \beta_x \sin \vartheta \cos \varphi \pm \beta_z \sigma](\cos \vartheta + \sigma)^2}, \quad (2)$$

где ϑ — угол излучения, отсчитываемый от отрицательного и положительного направления оси z соответственно,

$$\sigma = \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta}, \quad \beta_x = \beta \sin \psi, \quad \beta_z = \beta \cos \psi, \quad \beta = \frac{v}{c}, \quad \sqrt{\varepsilon} = n + ik.$$

Из формул (1) и (2) видно что при релятивистских скоростях переходное излучение сосредоточено в окрестности плоскости падения ($\varphi \sim 0$), причем излучение назад будет испускаться в основном под углами, удовлетворяющими условию $\vartheta - \psi \sim \sqrt{1 - \beta^2}$, т. е. по мере стремления $\beta \rightarrow 1$ излучение назад стремится к закону отражения для плоских волн (см. также [10]), а вперед, в вакуум, оно в основном сконцентрировано вокруг траектории частицы. При выходе из прозрачной среды в вакуум имеется также преломленная волна, интенсивность которой ничтожна по сравнению с первой.

Более детальное исследование формул (1), (2) показывает, что излучение в указанных направлениях имеет два резких максимума, угол раствора между которыми $\Delta\vartheta \sim \sqrt{1 - \beta^2} \rightarrow 0$ при $\beta \rightarrow 1$. Для интегрирования по углам введем новую переменную ξ , положив $\vartheta = \psi + \xi$, при условии

$$0 < \xi < \xi_0, \quad \sqrt{1 - \beta^2} \ll \xi_0 \ll \cos \psi, \quad \varphi_0 \sin \psi \gg \xi_0, \quad \varphi_0 \ll 1,$$

$$\varepsilon > 1.$$

(3)

где ξ_0 и φ_0 верхние пределы интегрирования по ξ и φ .

В результате интегрирования для спектральной плотности излучения в оптической области частот получим:

$$\frac{dW^{\parallel}}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi c} R^{\parallel} \left[\ln \frac{\xi_0}{\sqrt{1-\beta^2}} + \ln 2 - 1 \right] \quad (z < 0), \quad (4)$$

$$\frac{dW^{\perp}}{d\omega} = \frac{e^2}{c\pi} R^{\perp} \left[\ln \frac{\xi_0}{\sqrt{1-\beta^2}} + \ln 2 \right] \quad (z < 0), \quad (5)$$

$$\frac{dW^{\parallel}}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi c} \left[\ln \frac{\xi_0}{\sqrt{1-\beta^2}} + \ln 2 - 1 \right] \quad (z > 0), \quad (6)$$

$$\frac{dW^{\perp}}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi c} \left[\ln \frac{\xi_0}{\sqrt{1-\beta^2}} + \ln 2 \right] \quad (z > 0), \quad (7)$$

$$\text{где } R^{\parallel} = \left| \frac{\varepsilon \cos \psi - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}}{\varepsilon \cos \psi + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}} \right|^2, \quad R^{\perp} = \left| \frac{\cos \psi - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}}{\cos \psi + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}} \right|^2$$

коэффициенты отражения при продольной и поперечной поляризациях соответственно. Эти формулы справедливы для углов входа не близких к $\psi = 0$ и вплоть до углов $\frac{\pi}{2} - \psi \gg \sqrt{1-\beta^2}$. Формулы (4)–(7) не зависят от φ_0 , но слабо зависят от ξ_0 , что обусловлено требованием $\varphi_0 \sin \psi \gg \xi_0$.

Из (6) и (7) видно, что излучение вперед, в отличие от излучения назад, не зависит ни от угла влета, ни от свойств среды. Причем при $\varepsilon \rightarrow \infty$, т. е. при границе идеальный проводник–вакуум, $R^{\perp} = R^{\parallel} = 1$.

В заоптической области частот все излучение испускается вперед (при выходе частицы в вакуум) и равно

$$W = W^{\parallel} + W^{\perp} = \frac{1}{3} \frac{e^2 \omega_0}{c \sqrt{1-\beta^2}}, \quad (8)$$

где $\omega_0^2 = \frac{4\pi N e^2}{m}$. Эта формула была получена Гарибяном [2]. (см. также [11, 12]).

2. Если частица входит из вакуума в диэлектрик под углом ψ , удовлетворяющему условию Брюстера $\operatorname{tg} \psi = \sqrt{\varepsilon}$, то продольно поляризованная компонента излучения назад обращается в нуль ($R^{\parallel} = 0$), а в диэлектрике имеются обе компоненты излучения. Интенсивности излучений в диэлектрике при границах вакуум–среда, среда–вакуум равны

$$I^{\parallel} = \frac{e^2 \beta^2 \cos^2 \psi}{\pi^2 c} \sqrt{\varepsilon} (\varepsilon - 1)^2 \cos^2 \vartheta \times$$

$$\times \left| \frac{\sin \vartheta - \beta_x \sqrt{\varepsilon} \sin^2 \vartheta \cos \varphi \mp \beta_x \sigma \sin \vartheta \pm \beta_x \beta_z \sigma \sqrt{\varepsilon} \cos \varphi - \beta_z^2 \varepsilon \sin \vartheta}{(1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon} \sin \vartheta \cos \varphi \mp \beta_x \sigma) [(1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon} \sin \vartheta \cos \varphi)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \vartheta] (\cos \vartheta + \sqrt{\varepsilon \sigma})} \right|^2, \quad (9)$$

$$I^{\perp} = \frac{e^2 \beta^6 \cos^4 \psi}{\pi^2 c}$$

$$\frac{\varepsilon^{3/2} \sin^2 \psi \cos^2 \theta (1 - \varepsilon)^2 \sin^2 \varphi}{\{[1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon} \sin \theta \cos \varphi \mp \beta_z \sigma] [(1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon} \sin \theta \cos \varphi)^2 - \beta_z^2 \varepsilon \cos^2 \theta] (\sqrt{\varepsilon} \cos \theta + \sigma)\}^2}, \quad (10)$$

где $\sigma = \sqrt{1 - \varepsilon \sin^2 \theta}$. Из (9) и (10) видно, что при $\varphi \sim 0$ и $\beta \rightarrow 1$ в оптической области частот излучение вперед испускается согласно закону преломления для плоских волн, т. е. $\sin \theta_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \sin \psi$, излучение же

назад, которое ничтожно мало, удовлетворяет закону отражения для плоских волн. Имеется также слабое излучение вдоль траектории частицы. Введя, как и прежде, переменную ξ согласно соотношению $\theta = \theta_0 + \xi$ при выполнении условий (3) и проинтегрировав по углам, для спектральной плотности излучения вперед в диэлектрик получим ($z > 0$):

$$\frac{dW^{\parallel}}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi c} T^{\parallel} \left[\ln \frac{\xi_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} + \ln 2 - 1 + \ln \frac{\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}}{\cos \psi} \right], \quad (11)$$

$$\frac{dW^{\perp}}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi c} T^{\perp} \left[\ln \frac{\xi_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} + \ln 2 + \ln \frac{\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}}{\cos \psi} \right], \quad (12)$$

$$\text{где } T^{\parallel} = \frac{4\varepsilon \cos \psi \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}}{(\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi} + \varepsilon \cos \psi)^2} \text{ и } T^{\perp} = \frac{4 \cos \psi \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}}{(\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi} + \cos \psi)^2}$$

коэффициенты прохождения при продольной и поперечной поляризациях. При выполнении условия Брюстера имеем

$$\frac{dW^{\parallel}}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi c} \left[\ln \frac{\xi_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} + \ln 2 - 1 + 2 \ln \operatorname{tg} \psi \right], \quad (11')$$

$$\frac{dW^{\perp}}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi c} \sin^2 2\psi \left[\ln \frac{\xi_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} + \ln 2 + 2 \ln \operatorname{tg} \psi \right]. \quad (12')$$

Из изложенного видно, что имеется возможность суммировать излучение от многих поверхностей раздела.

В заоптической области частот излучение сконцентрировано вдоль траектории частицы и снова задается формулой (8).

В заключение выражаем благодарность Г. М. Гарибяну за обсуждение.

Ереванский физический институт,
Ереванский государственный
университет

Поступила 25.IX.1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 33, 1403 (1957).
2. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 37, 527 (1957).
3. Ф. Г. Басс, В. М. Яковенко, УФН, 86, 189 (1965).
4. И. М. Франк, УФН, 87, 189 (1965).
5. В. Е. Пафомов, препринт ФИАН А-72, 1964.

6. J. Oostens, S. Prunster, C. L. Wang, and Luke C. L. Juan, Phys. Rev. Letters, 19, 540 (1967).
7. H. Boersch, P. Dobberstein, D. Fritzsche und G. Sauerbrey, Z. Phys. 187, 97 (1965).
8. Н. А. Корхмазян, Изв. АН АрмССР, серия физ-мат. наук, 15, 115 (1962).
9. В. Е. Пафолов, Радиофизика, 5, 484 (1962).
10. Н. А. Корхмазян, Изв. АН АрмССР, серия физ-мат. наук, 11, 87 (1958).
11. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 38, 1814 (1960).
12. Н. А. Корхмазян, Изв. АН АрмССР, серия физ-мат. наук, 13, 139 (1960).

ԱՆՅՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՌԱՆՁԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ
ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ՄԱՍՆԻԿԻ ԹԵՔ ԱՆԿՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ն. Ա. ԿՈՐԽՄԱԶՅԱՆ, Ս. Ս. ԷԼԲԱԿՅԱՆ

Ուսումնասիրված են ուլյատիվիստիկ մասնիկի անցումային ճառագայթման որոշ առանձնահատկությունները վահումից միջավայր և միջավայրից վահում նրա թեք անցման դեպքում, հաճախությունների օպտիկական և հետօպտիկական տիրույթներում:

ON SOME CHARACTERISTICS OF TRANSITION
RADIATION IN THE CASE OF OBLIQUE INCIDENCE OF
RELATIVISTIC CHARGED PARTICLES

N. A. KORCHMAZIAN, S. S. ELBAKIAN

Calculations have been made to investigate some characteristics of transition radiation in the case of oblique incidence of the charged particles in optical region and above it.

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИНВЕРСНЫХ ПЛЕНОК В ЭЛЕМЕНТАХ ПАМЯТИ ЭЦВМ

Т. А. ПОГОСЯН, Я. М. ПОГОСЯН

В работе затрагиваются вопросы использования инверсных тонких ферромагнитных пленок в качестве элементов памяти в тройной кодовой системе счисления в ЭЦВМ. Показано, что наиболее подходящими для этой цели являются инверсные пленки с относительно небольшими величинами соотношения H_c/H_k .

Использование одноосноанизотропных тонких ферромагнитных пленок (ТФП) в качестве элементов памяти в ЭЦВМ обусловлено наличием прямоугольной петли гистерезиса в направлении оси легкого намагничивания (ОЛН), т. е. в этом направлении имеется два устойчивых состояния, соответствующих двум противоположным направлениям намагниченности, чем и объясняется наличие двоичного кода. Дальнейшее развитие вычислительной техники связано с одной стороны с проблемой увеличения быстродействия памяти, с другой стороны — увеличения ее объема. Оставляя в стороне вопросы быстродействия (применение ТФП позволяет создание элементов памяти со временем обращения порядка нескольких наносекунд) укажем, что увеличение объема памяти сопряжено со многими трудностями. Тройная кодовая система бесспорно увеличит как объем памяти [1], так и ее логические возможности. В работе [2] предлагается в качестве способа создания тройного кода использование размагниченного состояния одноосноанизотропных пленок.

В настоящей работе рассматриваются возможности использования инверсных ТФМ в тройной системе счисления в ЭЦВМ.

Известно, что в силу большой дисперсии анизотропии как по величине, так и по направлению ТФМ после насыщения в направлении оси трудного намагничивания (ОТН) полями $> 2H_k$ распадаются на узкие домены с направлением границ, параллельным ОЛН [3,4]. При определенной плотности этих границ, представляющих границы типа Нееля, плотность их энергии (обусловленная в основном их полями рассеяния) увеличивается настолько, что преобладает над энергией одноосной анизотропии и намагниченность оказывается „застывшей“ в направлении ОТН. При уменьшении амплитуды „насыщающего“ поля петля переходит в линию, что применяется как метод измерения H_k , т. е. в пленке с определенной дисперсией и при определенной величине приложенного поля H_k , намагниченность совершает когерентное вращение. В этом случае имеем пленки с направлением намагниченности соответственно Y_+ , Y_- и Y_0 , где Y_+ и Y_- направлены по разным полярностям ОЛН, Y_0 — намагниченность, „застывшая“ в направлении ОТН. Если производится опрос по ОТН полями H'_k (H'_k — поля об-

ратимого вращения), то намагниченность первой пленки совершит вращение по часовой стрелке, намагниченность второй пленки — против часовой стрелки, а состояние намагниченности третьей пленки останется неизменным.

Следовательно, в одноосноанизотропных пленках описанного типа возможно создание трех стабильных состояний намагниченности, соответствующих $+1, -1, 0$. Так что на первый взгляд идея создания таких элементов очень заманчива. Однако это связано, по всей вероятности, со многими трудностями.

В качестве одной из них следует указать, что появление инверсных свойств связано с понижением анизотропности. Иначе говоря, инверсные пленки являются по своим свойствам как бы промежуточными между одноосноанизотропными и изотропными.

Поэтому в предполагаемых элементах памяти могут быть использованы лишь инверсные пленки, удовлетворяющие определенным требованиям. Какие же эти требования?

Рассмотрим инверсную пленку в остаточном состоянии после насыщения ее полями $> 2H_k$ в направлении ОН. Энергетически такое состояние можно описать в следующем виде [5]:

$$E_{\text{общ}} = E_A - N\gamma_\varphi - E_B, \text{ где} \quad (1)$$

E_A — энергия одноосной анизотропии,

E_B — энергия во внешнем поле,

γ_φ — энергия полей рассеяния границ Нееля,

φ — угол между легкой осью и направлением намагниченности,

N — число границ на единицу площади.

При определенной плотности границ, примерно $N = 400 + 500 \text{ см}^{-1}$, для пленок типа пермаллой 80/20%, Ni/Fe , $N\gamma_\varphi$ преобладает над E_A в силу возникновения больших полей рассеяния границ Нееля, намагниченность „застывает“ в направлении ОН. Это состояние довольно подробно исследовано в работах [6,7], где в частности показано, что взаимодействие между границами настолько сильно, что, если после насыщения пленки в одном направлении ОН приложить поля в одном из двух направлений ОЛН, перемагничивание происходит с образованием и смещением стирающей границы. В такой пленке даже возможно создание трех устойчивых состояний намагниченности с направлениями 180° и 90° . Дальнейшее увеличение плотности границ, приводящее к увеличению отношения H_c/H_k , не дает существенных изменений петли гистерезиса в направлении ОН. При плотности границ $\sim 500 \text{ см}^{-1}$ остаточная намагниченность направлена по ОН:

$$\sin \varphi = \frac{N\gamma}{K + N\gamma} \approx 1 \quad (2)$$

$$\text{или } \frac{K}{N\gamma} = \text{const.} \quad (3)$$

Увеличение числа границ N при постоянном соотношении (3) должно привести к изменению плотности энергии γ . График зависи-

мости $\gamma = f(N)$ приведен на рис. 1, из которого видно, что с увеличением плотности границ, плотность их энергии уменьшается, но в диапазоне плотностей границ $500-5000 \text{ см}^{-1}$ наблюдается прямоугольная петля гистерезиса, однако она теперь обусловлена другими причинами. Если при меньших плотностях границ (500 см^{-1}) прямо-

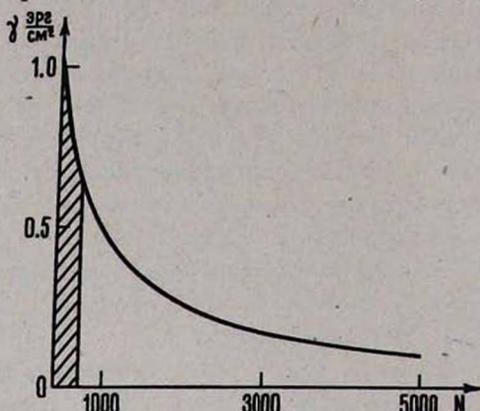


Рис. 1. График зависимости энергии границ γ от числа границ N на единицу площади.

угольность петель вызвана высокой плотностью энергии полей рассеяния границ, то при больших значениях плотностей (5000 см^{-1}) — уже числом границ, но с малыми величинами их полей рассеяния. Как не удивительно, взаимосвязь между соседними доменами в случае меньшей плотности границ является более устойчивой чем в случае их большей плотности. По-видимому, здесь играет большую роль также поле анизотропии. Характер взаимосвязи соседних доменов может быть выявлен приложением полей в направлении ОЛН после остаточного состояния в направлении ОТН. Это иллюстрируется на рис. 2 серией снимков для пленки с отношением $H_c/H_k = 2,3$. Здесь из-за слабой взаимосвязи между доменами „перемагничивание“ происходит почти по классической модели для идеальных ферромагнитных материалов, т. е. домены, направление намагниченности которых благоприятно расположено по отношению к внешнему полю, начинают расти за счет соседних. Следовательно, здесь происходит смещение уже имеющейся границы Нееля, и так как плотность ее энергии мала, то и для смещения необходима соответственно и меньшая энергия. Такая доменная структура, вопреки ожиданиям, оказывается неустойчивой к внешним помехам.

На справедливость наших предположений об устойчивой взаимосвязи при меньшем числе границ указывает следующий факт. Если к пленке, изображенной на рис. 2, предварительно прикладывать поле в направлении, противоположном исходному направлению насыщения, то это приведет к увеличению плотности энергии границ из-за поворота намагниченности по обе стороны от нее. При дальнейшем приложении

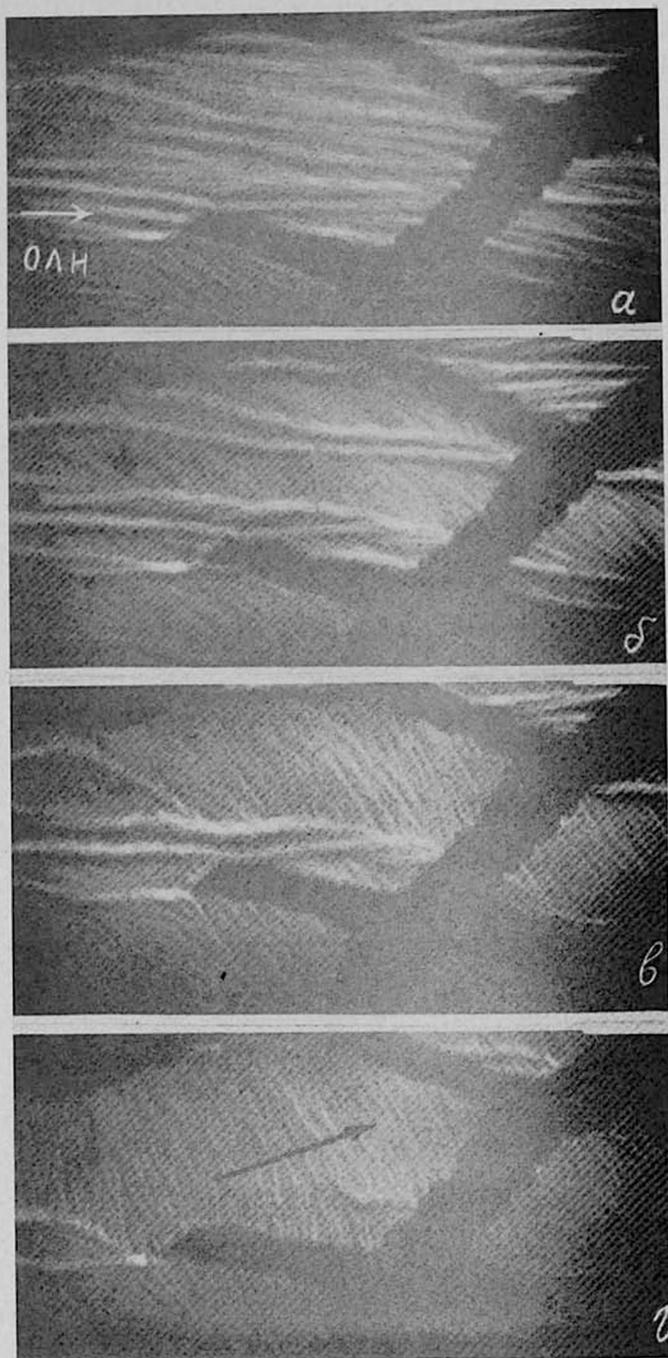


Рис. 2. „Перемагничивание“ пленки из состояния остаточной намагниченности в направлении ОТН в одно из направлений ОЛН: а— $H=0$, б— $H=1,0\text{э}$, в— $H=1,15\text{э}$, г— $H=1,25\text{э}$. ОЛН горизонтальна. Увеличение 1000.

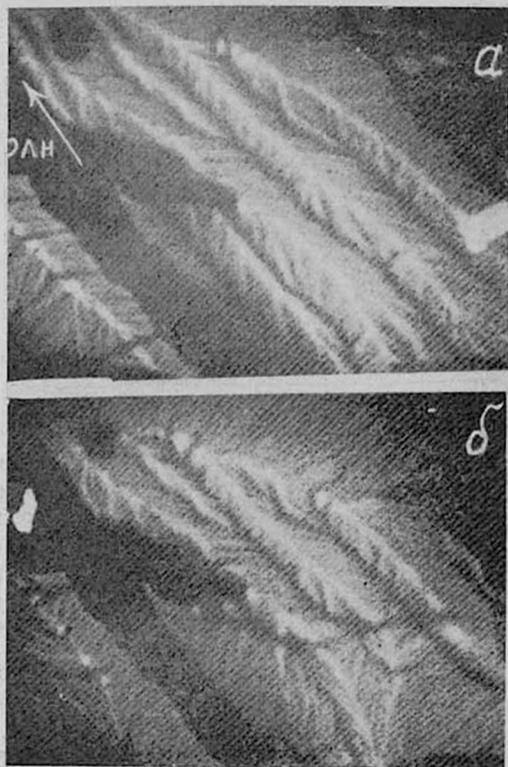


Рис. 3. Образование „стирающей“ (90° -ной) границы:
а— $H=1,52\sigma$; б— $H=1,6\sigma$. Увеличение 1000.

поля по ОЛН „перемагничивание“ будет осуществляться, как и в работе [4], образованием и смещением 90° -ной границы (рис. За, б).

Таким образом, инверсные пленки с минимальным соотношением H_c/H_k или, что тоже самое, с минимальной плотностью границ Нееля, при которой петля в направлении ОН становится устойчивой, могут отвечать требованиям, о которых было сказано ранее. Таким образом, инверсные пермаллоевые пленки с плотностью границ, располагающейся на графике рис. 1 в заштрихованной области, потенциально могут быть использованы в элементах памяти ЭЦВМ. Требование минимальности плотности границ и соответственно отношения H_c/H_k обусловлено еще тем, что в этой области анизотропия еще сохраняет довольно высокое значение и H'_k близко H_k .

Ереванский государственный
университет

Поступила 26.VII.1968

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С. В. Фомин, Система счисления, § 12, „Наука“ 1964.
2. А. Я. Бетенькова, П. С. Гелепов, Р. Е. Ершов, Изв. АН СССР сер. физ., 31, 407 (1967).
3. E. Fuchs, Zs. angew. Phys., 13, 157 (1961).
4. Я. М. Полюсян, К. А. Елиян, Т. А. Полюсян, ФММ, 17, 212 (1964).
5. S. Middelhoek, Zs. angew. Phys., 13, 151 (1961).
6. Я. М. Полюсян, ФММ, 19, 38 (1965).
7. Я. М. Полюсян, Диссертация, 1965.

ԻՆՎԵՐՍԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՕԳՏԱԳՈՐԾՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ ՀԱՇՎԻԶ ՄԵՔԵՆԱՆԵՐԻ ԵՌԱԿԻ ԿՈՂԱՅԻՆ ՍԻՍՏԵՄԻ ՀԻՇՈՂՈՒԹՅԱՆ ՏԱՐՐԵՐԻ ՄԵՋ

Թ. Ա. ՊՈԴՈՍՅԱՆ, ՅԱ. Մ. ՊՈԴՈՍՅԱՆ

Քննարկվում են ինվերսիոն թաղանթների օգտագործման հնարավորությունները ЭЦВМ-ի եռակի կոդային սխեմայի հիշողության տարրերի մեջ: Որպես երրորդ կայուն վիճակ առաջարկվում է դժվար մագնիսացման առանցքի (ՂՄԱ) մնացորդային վիճակը՝ թաղանթը $2H_k$ -ից (H_k -ն անիզոտրոպիայի դաշտն է) մեծ դաշտերով հաղեցնելուց հետո: Ցույց է տրված, որ օպտիմալ հնարավորություններով օժտված են անիզոտրոպիայի դիսպերսիայի փոքր արժեքներ ունեցող ինվերսիոն թաղանթները, որոնց դեպքում ՂՄԱ-ի ուղղությամբ դեռևս դիտվում է հիստերեզիսի կայուն օղակը:

ON THE POSSIBILITY OF USING INVERSION FILMS AS MEMORY CELLS OF COMPUTERS

T. A. POGOSSIAN, Ya. M. POGOSSIAN

The paper is concerned with some problems of using thin inversion ferromagnetic films as memory cells in computers with triple code system of numeration. The inversion films with relatively small values of the H_c/H_k ratio are shown to be most suitable for the purpose.

ИЗМЕНЕНИЕ ПОЛЯ АНИЗОТРОПИИ ТОНКИХ ПЕРМАЛЛОЕВЫХ ПЛЕНОК ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗГИБАЮЩИХ ДЕФОРМАЦИЙ

В. А. ДЖИДАРЯН, А. А. ТРЧУНЯН

Рассматривается изменение поля анизотропии H_k тонких пермаллоевых пленок толщиной 500—2000 Å, полученных термическим испарением, от величины внешних растягивающих или сжимающих напряжений, прикладываемых к пленке в результате деформации изгиба под произвольным углом α к оси легкого намагничивания (ОЛН).

Показано, что для пленок с малой угловой дисперсией кривые H_k^2 имеют такой же вид, что и теоретические кривые.

Приведены значения H_k^2 для образцов пленок, полученных при последовательном испарении из одного тигля сплава состава 82% Ni, 18% Fe.

В зависимости от знака постоянной магнитострикции и внешнего упругого напряжения σ , также от угла α , под которым оно приложено относительно оси легкого намагничивания (ОЛН), механические напряжения по-разному влияют на поле анизотропии H_k тонких магнитных пленок с одноосной анизотропией.

Как известно, в случае однонаправленного напряжения изменения H_k определяется выражением

$$H_k^2 = H_k \sqrt{1 + A^2 + 2A \cos 2\alpha}, \quad (1)$$

где H_k^2 — эффективная величина поля анизотропии под действием внешних деформаций, $A = \eta \cdot \epsilon / H_k$,

η — магнитоупругий параметр [1], ϵ — относительное удлинение.

Авторы работ [1—3] рассматривали случай, когда анизотропия, обусловленная напряжениями, совпадала по направлению с индуцированной в процессе напыления пленки магнитной анизотропией. Установлена линейная зависимость поля анизотропии от величины ϵ . Однако, если напряжение приложено под некоторым углом α относительно ОЛН, то вместе с изменением H_k происходит также поворот ОЛН на некоторый угол β , что затрудняет определение эффективного поля анизотропии.

В этом случае, как следует из теории [1], минимум H_k имеет место при $\alpha - \beta = \pi/4$. В работах [1, 4] H_k измеряли методом экстраполяции [5] линейного участка петли гистерезиса при перемагничивании пленки в направлении новой оси трудного намагничивания (ОТН).

Как показали измерения с многочисленными образцами пленок, определение H_k методом [5] дает одинаковые результаты с методом „спрямления“ [8] только для пленок с малой угловой дисперсией, когда отношение $H'_k/H_k \approx 0,7-0,8$, где H'_k — поле обратимого враще-

ния, под которым подразумевается максимальная величина перемагничивающего поля, приложенного в направлении ОТН, при котором петля гистерезиса еще линейна.

Если прикладываемые к магнитной пленке внешние напряжения создаются в результате изгиба, то одновременно с основными напряжениями σ_x возникают перпендикулярные им напряжения $\sigma_y = \mu_1 \sigma_x$ (где μ_1 — коэффициент Пуассона, равный для пермаллоя 0,3) того же знака, которые производят на H_k обратный эффект (если σ_x увеличивает поле анизотропии, то σ_y уменьшает его, и наоборот).

В работе [6], показано, что в этом случае зависимость поля анизотропии от величины двух взаимно перпендикулярных напряжений имеет вид

$$H_k^{\sigma} = H_k \sqrt{1 + (1 - \mu_1)^2 A^2 + 2(1 - \mu_1) A \cos 2\alpha}. \quad (2)$$

Как показал анализ, кривые зависимости H_k^{σ} имеют тот же вид, что и кривые H_k^{η} , однако значения их, соответствующие одинаковым A и α , несколько меньше (при $\alpha = 0$, $\Delta H_k = H_k^{\sigma} - H_k = (1 - \mu_1) \cdot \eta \cdot \epsilon$). Такая поправка нами была внесена в величину относительного удлинения [7].

В данной работе исследовалось влияние упругих напряжений на характер изменения поля анизотропии пермаллоевых пленок толщиной 500—2000 Å, полученных из расплава пермаллового сплава 75% Ni и 25% Fe до 85% Ni и 15% Fe вакуумным напылением на стеклянные подложки. Внешние напряжения создавались в результате изгиба подложки деформирующим устройством и были приложены вдоль грани подложки [7]. Поле анизотропии определялось на феррографической установке методом „спрямления“ [8].

Увеличение поля анизотропии ($\Delta H_k > 0$) зависит от знака η и σ , также от угла α . При этом возможны следующие комбинации, каждая из которых приводит к росту анизотропии:

- 1) а) $\eta > 0$, $\sigma > 0$, $\alpha = 0$,
- 1) б) $\eta < 0$, $\sigma < 0$, $\alpha = 0$,
- 1) в) $\eta > 0$, $\sigma < 0$, $\alpha = \pi/2$,
- 1) г) $\eta < 0$, $\sigma > 0$, $\alpha = \pi/2$.

Изменение H_k под действием внешних напряжений для пленок с $\eta > 0$ обычно определялось способом (1а), для пленок с $\eta < 0$ — (1г).

На рис. 1а представлена зависимость поля анизотропии от величины относительного удлинения для некоторых образцов пленок, полученных из пермаллоевых сплавов вышеприведенного состава.

Кривые 1—7 рис. 1а соответствуют пленкам, осажденным из сплава с содержанием 75, 78, 80, 82, 82, 83 и 85% никеля (Ni), остальное железо (Fe). У всех пленок угол скоса составлял меньше 6° . Как видно из рис. 1а, полученные кривые имеют линейную зависимость, что соответствует теории и согласуется с данными авторов [1—3].

Кривые, приведенные пунктирной линией, соответствуют пермаллоевым пленкам с отрицательной магнитоотрицательностью. Сжимающие напряжения, приложенные вдоль трудной оси (комбинация 1в) и представленные на рис. 1а для образца пленки № 3 (зачерненные квадраты), не обнаружили разницы в H_k , которую наблюдали И. Вульф и Т. Кроутер [9], хотя у некоторых образцов небольшая разница в этом случае все же имела место.

Зависимость поля анизотропии от величины относительного удлинения, как показали наблюдения над различными образцами пленок, не всегда имеет строго линейный характер. У некоторых пленок с уве-

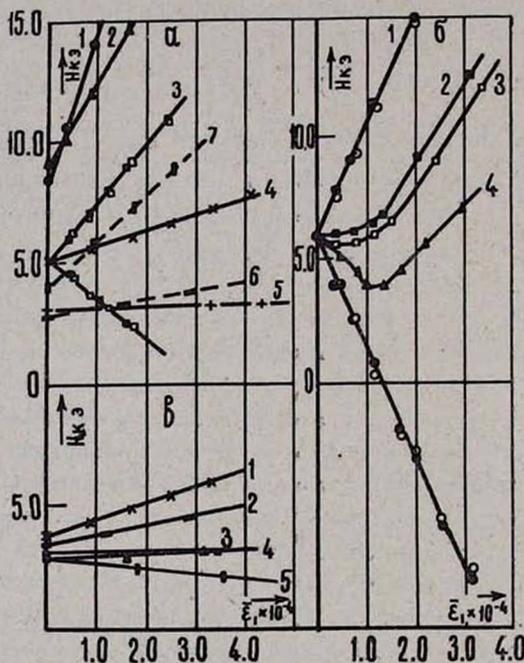


Рис. 1. Зависимость поля анизотропии H_k от величины относительного удлинения: а—для пермаллоевых пленок различного состава; б—для различных углов α ; в—для пленок, полученных при последовательном испарении сплава 82% Ni, 18% Fe.

личением внешнего напряжения наклон постепенно увеличивается, переходя в дальнейшем в прямую линию. Такое отклонение от теории связано с неоднородностью пленок—большой угловой дисперсией анизотропии. С ростом относительного удлинения для случая $\Delta H_k > 0$ угловая дисперсия, как известно [2], уменьшается, следовательно, уменьшается и угол α для локальных микрообластей, в результате чего увеличивается наблюдаемый наклон зависимости H_k . Многочисленные измерения, проведенные над пленками с различной угловой дисперсией, показали, что при $\psi_{80} \geq 8-10^\circ$ наблюдается отклонение H_k от линейного закона. Дополнительно проведенный магнитный отжиг пле-

нок вдоль оси трудного намагничивания (ОТН) подтвердил данное предположение. Пленки с малой угловой дисперсией и с линейной зависимостью H_k^z после магнитного отжига увеличивали ψ_{90} и в зависимости H_k^z наблюдалась нелинейность.

Уменьшение поля анизотропии ($\Delta H_k < 0$) также зависит от знака η , σ и угла α и соответствует нижеследующим комбинациям:

$$2а) \eta > 0, \sigma > 0, \alpha = \pi/2,$$

$$2б) \eta < 0, \sigma < 0, \alpha = \pi/2,$$

$$2в) \eta > 0, \sigma < 0, \alpha = 0,$$

$$2г) \eta < 0, \sigma > 0, \alpha = 0.$$

Зависимость H_k^z в этом случае также, как правило, имеет линейный характер (кривая 3а, рис. 1а, где зачерненные квадраты соответствуют комбинации (2а), незачерненные—2в). Величина магнитоупругого параметра η , измеренная для некоторых образцов пленок, несколько отличалась от значения, определяемого в случае увеличения H_k (комбинация 1а), которая заметно проявлялась у некоторых образцов после низкотемпературного отжига. Такое отличие, по-видимому, связано с увеличением угловой дисперсии под действием приложенного напряжения, а также структурой пленок.

Когда внешнее напряжение направлено под некоторым углом α ($0 < \alpha < \pi/2$) к ОЛН, теория [1], дает различное изменение поля анизотропии. Для углов $0 < \alpha < \pi/4$ H_k нелинейно увеличивается, для углов $\pi/4 < \alpha < \pi/2$ уменьшается при малых σ и увеличивается при больших σ .

Определить поле анизотропии методом экстраполяции в этом случае достаточно трудно: во-первых, происходит поворот ОЛН и требуется сориентировать как считывающую катушку, так и перемагничивающее поле вдоль новой трудной оси; во-вторых, что более существенно, метод экстраполяции может привести к большой ошибке в определении H_k . Более точно поле анизотропии в этом случае можно измерить методом „спрямления“ [8], устанавливая пленку относительно перемагничивающего поля на угол $\gamma = 45 \pm \beta_1$, где β_1 —угол поворота ОЛН, соответствующий относительному удлинению ϵ_1 , определялся методом [10]. Знак при β_1 подбирается таким образом, чтобы угол между новой ОЛН и перемагничивающим полем каждый раз составлял 45° .

На рис. 16 приведены кривые зависимости поля анизотропии от величины относительного удлинения для некоторых пленок, полученных одновременно. Грани некоторых подложек были повернуты относительно внешнего магнитного поля в процессе напыления на различные углы. Для данных образцов пленок (кривые 1, 2, 3, 4 и 1а, рис. 2б) угол скоса соответственно равнялся $\varphi = 0, 42, 48, 60, 90^\circ$. Как видно из рис. 16, для комбинации (1а) и (1в) (зачерненные кру-

жочки), поле анизотропии линейно возрастает, причем величина магнитоупругого параметра η в обоих случаях примерно одинакова. Линейный ход H_k происходит и при комбинациях (2а) и (2б). При неко-

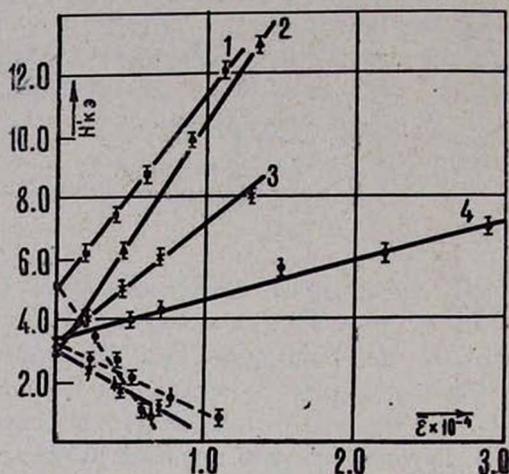


Рис. 2. Зависимость поля обратного вращения H'_k от величины относительного удлинения для некоторых образцов пленок толщиной 800—1200 Å (сплошные прямые соответствуют случаю увеличения H_k : $\Delta H_k > 0$; пунктирные — уменьшению: $\Delta H_k < 0$).

тором значении σ происходит взаимозамена осей, а при последующем увеличении напряжения имеет место дальнейший рост H_k в новом направлении.

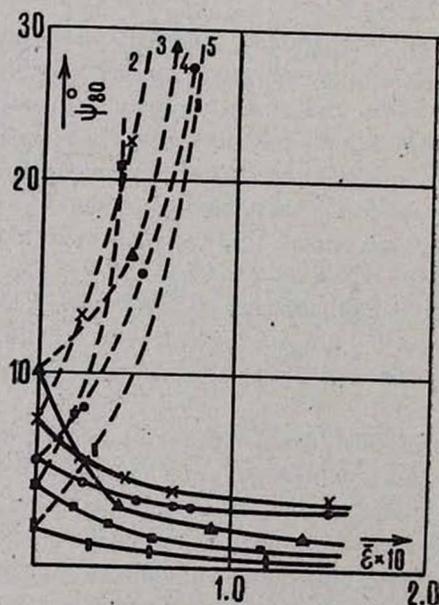


Рис. 3. Зависимость угловой дисперсии анизотропии ψ_{80} от величины относительного удлинения (сплошные кривые соответствуют случаю увеличения H_k , пунктирные — уменьшению).

В случае, когда угол $\alpha = 42, 48, 60^\circ$, кривые зависимости H_k^c имеют вид теоретических кривых.

Одновременно с H_k измерялась также зависимость поля обратного вращения H'_k и величина угловой дисперсии ψ_{80} , определяемая по методу П Кроутера, от величины внешнего напряжения.

Изменения H'_k и ψ_{80} от величины относительного удлинения для некоторых пленок представлены на рис. 2 и 3, где сплошные кривые соответствуют случаю увеличения H_k , а пунктирные—уменьшению. Как видно из рисунков, H'_k линейно зависит от внешнего напряжения и изменяется аналогично полю анизотропии. ψ_{80} уменьшается, когда $\Delta H_k > 0$, и резко увеличивается, когда $\Delta H_k < 0$.

На рис. 1в приведены кривые зависимости H_k^c магнитных пленок, полученных из одного тигля с исходным содержанием 82% Ni, 18% Fe при последовательных напылениях. Как видно, наклон кривых от напыления к напылению уменьшается (цифра на кривой указывает порядковый номер напыления), проходит через нуль и становится отрицательным. Определяя величину η после очередного испарения и добавляя необходимое количество сплава соответствующего состава в тигель, можно получить образцы пленок, магнитострикция которых очень мала ($\eta \approx 10^{-2}$ э). Из одного тигля можно произвести до 10—15 напылений и воспроизвести магнитные пленки со значением магнитоупругого параметра $\eta \approx 10^{-2}$ э, оптимальной величиной H_k и малой дисперсией.

ЕрНИИММ

Поступила 14.VIII.1968.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. E. N. Mitchell, G. J. Lykken, G. D. Babcock. J. Appl. Phys., 34, 715 (1963).
2. А. Г. Лесник, Л. М. Сандлер, Физика металлических пленок, Киев, „Наукова Думка“, 1965.
3. В. А. Буравихин, В. Г. Казаков, В. И. Попов, Изв. АН СССР, сер. физ., 29, 695 (1965).
4. H. L. Pinch, A. A. Pinto, J. Appl. Phys., 34, 828 (1964).
5. M. P. Prutton, E. M. Bradley, Proc. Phys. Soc., 75, 484 (1960).
6. В. А. Джидарян, Изв. АН АрмССР, Физика, 3, 98 (1968).
7. В. А. Джидарян, А. А. Трчунян, Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 364 (1967).
8. В. В. Кобелев, Магнитные элементы устройств вычислительной техники. Изв. АН СССР, ИТМ и ВТ, стр. 56, 1961.
9. J. W. Wolf, T. S. Crowther. J. Appl. Phys., 34, 1205 (1963).
10. В. А. Джидарян, ФММ, 3, 420 (1968).

ԱՆԻՋՆՈՐՈՊԻԱՅԻ ԴԱՇՏԻ ՓՈՓՈԽՈՒՄՐ ԲԱՐԱԿ ՊԵՐՄԱԼԼՈՅԵ
ԹԱՂԱՆԹՈՒՄ ՄՈՄԱՆ ԴԵՅՈՐՄԱՑԻԱՅԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՏԱԿ

Վ. Ա. ԶԻԴԱՐՅԱՆ, Ա. Ա. ԹՈՂՈՒՆՉՅԱՆ

Դիտված է անիզոտրոպիայի դաշտի փոփոխությունը շերտային զոլորդիացմամբ ըստացված պերմալոյի 500—2000 Å հաստությամբ թաղանթներում, կախված թեթև մագ-

նիսացման առանցքի նկատմամբ կամավոր անկյան տակ ազդող արտաքին սեղմող կամ ձգող լարումների մեծությունից, որոնք դրսևում են ծոման դեֆորմացիայի ազդեցության տակ:

Ցույց է տրված, որ երբ ցրման անկյունը փոքր է, կորերի տեսքը համապատասխանում է տեսականին:

Քերված են H_k^2 -ի արժեքները այնպիսի թաղանթների համար, որոնք ստացված են մի տիպի 82% Ni 18% Fe համաձուլվածքի հաշորդական գլորշիացումով:

CHANGE OF ANISOTROPY FIELDS OF THIN PERMALLOY FILMS UNDER INFLUENCE OF BENDING STRAINS

V. A. JIDARIAN and A. A. TRCHUNIAN

There is discussed a change of anisotropy field H_k of thin (500—2000 Å) permalloy films, which are thermally vacuum evaporated, with external tension or compression strains applied at the random angle L to the magnetization easy axis.

ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ИНВЕРСНЫХ ПЛЕНОК ВБЛИЗИ НАПРАВЛЕНИЯ ОСИ ТРУДНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

Т. А. ПОГОСЯН, Я. М. ПОГОСЯН, В. А. МАМЯН

При рассмотрении особенностей процесса перемагничивания инверсных пермаллоевых пленок вблизи направления оси трудного намагничивания (ОТН) показано, что застывание вектора намагниченности вблизи ОТН не может быть обусловлено лишь границами Нееля. Определенную роль при этом играет и рябь намагниченности.

В отличие от идеальных одноосноанизотропных ферромагнитных пленок перемагничивание реальных пленок в направлении оси трудного намагничивания (ОТН) осуществляется необратимыми процессами, характер которых зависит как от плотности образовавшихся доменов в состоянии остаточной намагниченности в направлении ОТН, так и от амплитуды перемагничивающего поля. В работах [1—4] показано, что при больших плотностях границ перемагничивание в направлении ОТН осуществляется обычным смещением границ, подобным перемагничиванию в направлении оси легкого намагничивания (ОЛН). При уменьшении плотности границ необратимость петли приписывается перемагничиванию самих границ. Эти разновидности поведения пленок можно наблюдать в инверсных пленках при различных амплитудах перемагничивающих полей. Перемагничивание же пленок вблизи направления ОТН освещено сравнительно в меньшем числе работ [5—7], располагающих в основном данными картин Акулова-Биттера. Наблюдаемые при этом аномалии—уменьшение коэрцитивной силы и остаточной намагниченности с отходом от среднего ОТН—приписывается уменьшению плотности образовавшихся границ.

В настоящей работе, в основном, рассматриваются характерные особенности перемагничивания инверсных пленок вблизи направления ОТН, наблюдаемые с помощью электронного микроскопа. Кроме того, рассмотрено влияние немагнитных включений на магнитные свойства пленок.

1. Влияние отношения H_c/H_k пленок на состояние остаточной намагниченности

Пленки были получены методом вакуумного испарения сплава 82/18—Ni/Fe на покровных стеклах микроскопа при вакууме $1 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. Температура подложки поддерживалась в пределах 300—350°C. Толщина пленки составляла 600—800 Å. Подложки были предварительно напылены каменной солью при температуре 120°C (Состав сплава был выбран таким образом, чтобы состав пленки соответствовал нулевой магнитострикции и снятие пленки с подложки не приводило бы к изменениям их магнитных свойств [8]). Пленки при-

этом получаются инверсными с $H_c/H_k > 1$, с большой угловой дисперсией анизотропии.

На рис. 1 приводятся характерные для инверсных пленок петли гистерезиса в направлении ОТН и вблизи его. Видно, что с отходом

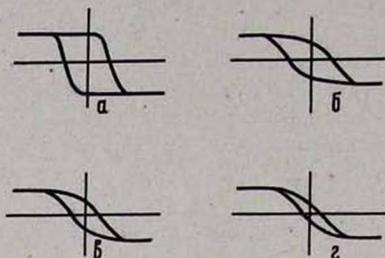


Рис. 1. Петли гистерезиса пермаллоевой пленки с $H_c/H_k=1, 2$, полученные при перемагничивании в среднем направлении ОТН (а) и с отходом от него на углы: 4° (б), 9° (в) и 12° (г).

от среднего направления ОТН в одну или в другую сторону наблюдается постепенное изменение формы петли гистерезиса, выражающееся как в падении величины остаточной намагниченности, так и коэрцитивной силы. При угле отклонения от ОТН, примерно соответствующем краю угловой дисперсии анизотропии (рис. 1 г), форма петли гистерезиса максимально приближается к идеальной в направлении ОТН. Состояние остаточной намагниченности в направлении

ОТН и вблизи его приведено на рис. 2 (углы поворота от среднего направления ОТН соответствуют значениям на рис. 1). Из рис. 2, полученного методом электронной микроскопии с одного и того же участка пленки с $H_c = 3,2$ э и $H_k = 2,6$ э, видно, что с отходом от направления ОТН нарушается симметричность распада пленки на домены, что хорошо согласуется с моделью, принятой в работе [5]. Однако, как будет показано ниже, направление вектора намагниченности в остаточном состоянии, перпендикулярное линиям магнитной ряби [9], не может быть обусловлено только границами Нееля, образовавшимися при распаде на узкие домены. Это хорошо видно на рис. 3а, иллюстрирующем состояние остаточной намагниченности пленки вблизи ОТН для пленки с $H_c/H_k = 2$, из которого видно, что направление вектора намагниченности, указанное стрелками, даже в областях, в которых не образовались границы Нееля, не совпадают с направлением ОЛН. Пленки эти не являются изотропными, что хорошо видно из характера разбиения на домены вблизи ОТН. В противном случае, направление вектора намагниченности всегда совпадало бы с направлением предварительного насыщения. Пленки, изображенные на рис. 2 и 3а, имеют одинаковую толщину и отличаются величиной отношения H_c/H_k . Уменьшение H_k , рис. 3а, приводит к уменьшению угла между направлением ОТН и вектором намагниченности после насыщения пленки вблизи ОТН. С ростом величины дисперсии анизотропии, связанным с уменьшением H_k , длина волны тонкой магнитной структуры (ряби намагниченности) должна расти. Если представить, что образцы пленок, изображенных на рис. 2 и 3а, имеют одинаковый исходный состав и толщину и отличаются лишь константой анизотропии, то согласно уравнению Гофмана [10, 11]

$$\lambda \approx \sqrt{\frac{A}{K}},$$

где λ — длина волны ряби намагниченности,

A — постоянная обмена,

K — постоянная анизотропии. Уменьшение H_k должно привести к увеличению амплитуды и длины волны ряби. Далее, если рассмотреть ряби как границу с очень малой плотностью энергии, то ясно, что уменьшение H_k должно привести к все меньшему отклонению вектора намагниченности от ОН после насыщения пленки вблизи ОН, так как при этом увеличивается также плотность энергии линий ряби, способствующей застыванию вектора намагниченности вблизи исходного направления насыщения. Здесь нам кажется уместным отметить наблюдаемый при перемагничивании в направлении ОН поворот вектора намагниченности по обе стороны границы в близлежащее направление ОЛН за счет увеличения H_k пленки путем приложения соответствующих напряжений [12]. К сожалению, в этой работе не имеется сведений о поведении при этом ряби намагниченности.

2. Процесс перемагничивания инверсных пленок

Перемагничивание инверсных пленок вблизи направления ОН носит необратимый характер, несмотря на отсутствие границ Нееля, т. е. если снять внешнее поле в состояниях, изображенных на рис. 3б—3е, то исходная картина рис. 3а не восстанавливается. Этого следовало бы ожидать, исходя из рис. 3е, где хорошо видна деформация линий ряби. Необратимость поведения ряби намагниченности при перемагничивании в направлении ОН была наблюдаена и ранее [13]. Это также указывает на справедливость рассмотрения ряби как границ с очень малой плотностью энергии.

В процессе перемагничивания, рис. 3б—3е, происходит одностороннее вращение вектора намагниченности в силу наличия вращающего момента, возникающего из-за отклонения суммарной намагниченности в остаточном состоянии от направления перемагничивающего поля. Как было отмечено выше, это отклонение будет тем больше, чем меньше дисперсия анизотропии. Ясно, что вблизи направления ОН коэрцитивная сила при перемагничивании инверсных пленок всегда будет меньше, чем в среднем направлении ОН и ОЛН, т. к. в последнем случае будет иметь место двустороннее вращение с образованием блокирующих границ [14] с высокой плотностью энергии и стирающей границы. При перемагничивании вблизи ОН также образуются блокирующие границы, но как видно из рис. 3, их доля очень мала.

В свете вышеизложенного, оценка энергетического состояния остаточной намагниченности в направлении ОН и вблизи его с учетом только константы анизотропии и плотности энергии имеющихся границ Нееля, на наш взгляд, некорректна. На это указывается также в работе [7], где было показано, что при остаточной намагниченности в

направлении ОТН, равной 0,995, что наблюдается практически, плотность границ Нееля должна была бы составлять при использовании уравнения Миддельхука 25000 см^{-1} , т. е. более чем на порядок выше, чем было наблюдеено в таких пленках. По мнению этих же авторов [15], более близкие к эксперименту значения остаточной намагниченности в направлении ОТН можно получить с учетом энергии внешних полей рассеяния границ Нееля. Однако из рис. 3а видно, что направление намагниченности вблизи границ не претерпевает никаких изменений, что говорит о малой величине полей рассеяния этих границ, которые в лучшем случае могут способствовать удержанию намагниченности в узких доменах в направлении ОТН.

3. Влияние неоднородностей на свойства пленок

К основным источникам инверсии в одноосноанизотропных пленках согласно теории Гофмана [10, 11], хорошо согласующейся с экспериментальными данными, относятся следующие факторы: увеличение размеров кристаллитов, локальные изменения состава пленки, возможные образования сверхструктур, наличие включений и т. д. Эти все факторы являются в итоге производными от условий получения. Следует особо отметить влияние немагнитных включений на свойства пленок. Из одноосноанизотропных пленок с $H_c/H_k \approx 0,3-0,5$ можно получить инверсные двумя путями: уменьшением H_k или повышением H_c . Разумеется, H_k и H_c взаимосвязаны, т. е. изменение одного из этих параметров влечет за собой изменение другого, однако наличие примесей более сильно влияет на коэрцитивную силу, т. к. примеси помимо того, что приводят к увеличению дисперсии анизотропии, увеличивают непосредственно H_c . В работе [16, 17] показано, что H_c зависит от примесей незначительно (концентрация примесей оценивалась из соотношения скорости испарения и степени вакуума при испарении). В этой работе не предусматривалось качественных изменений свойств пленок за счет увеличения H_c и получения пленок с крапчатой доменной структурой. Пленки с крапчатой доменной структурой могут быть получены и из одноосноанизотропных пленок [18, 19] путем длительного высокотемпературного нагрева в обычном вакууме, приводящего, по-видимому, к окислению, т. е. к введению дополнительных примесей. Причиной увеличения H_c в крапчатых пленках, по своей вероятности, являются крупные образования немагнитных включений, приводящие к образованию магнитных зарядов, что хорошо выявляется при исследовании в электронном микроскопе. На рис. 4 приводится характер перемагничивания пермаллоевых пленок с различными значениями H_c , полученных при разных скоростях испарения. Видно, что с увеличением концентрации магнитных зарядов увеличивается значение H_c . Понятие коэрцитивной силы приобретает как бы новое содержание—магнитные заряды являются здесь дополнительными барьерами, для преодоления которых требуется добавочная энергия. Это хорошо иллюстрируется на рис. 4а,

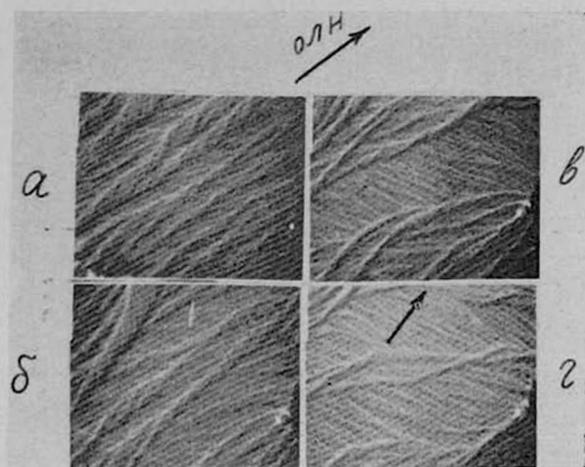


Рис. 2. Состояние остаточной намагниченности пленки с $H_c/H_k = 1,2$ в среднем направлении ОТН (а) и при отходе от него (б, в, г) на углы, соответствующие рис. 1. Направленные вектора намагниченности и ОЛН указано стрелками. Увеличение 1000.

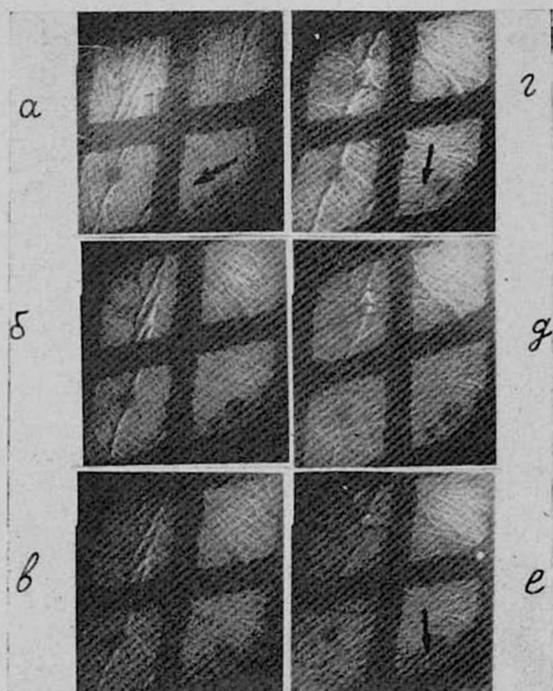


Рис. 3. Перемагничивание инверсной пленки с $H_c/H_k = 2$ под углом 16° к среднему направлению ОТН при величинах приложенных полей: а) $H=0$, б) $H=0,3э$, в) $H=0,5э$, г) $H=0,7э$, д) $H=0,9э$ и е) $H=1,0э$. Направление ОЛН вертикально. Увеличение 700.

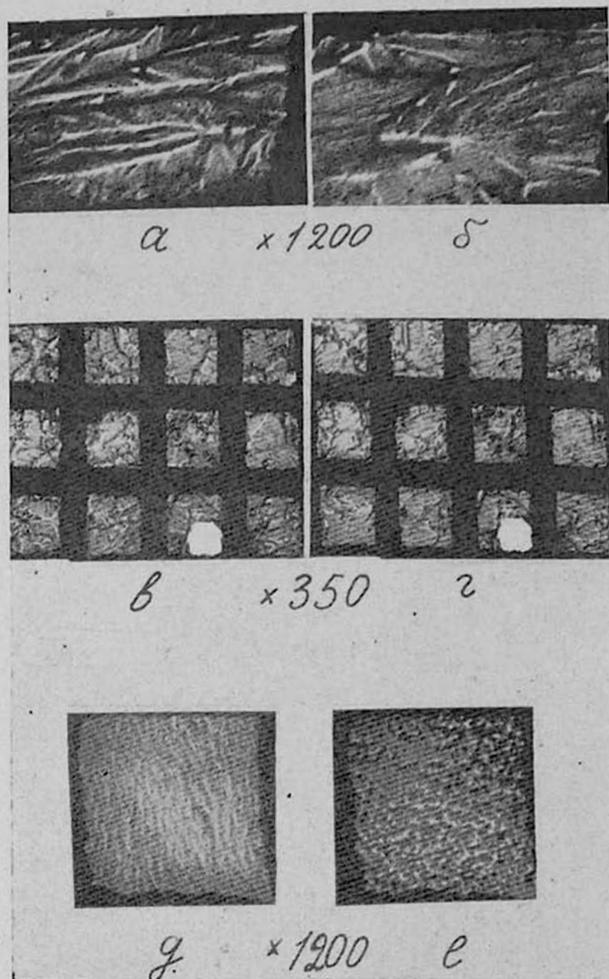


Рис. 4. Характер перемагничивания пленок в зависимости от их скорости испарения: а, б) 250 Å/мин. $H_c = 3,27\text{э}$; в, г) 100 Å/мин, $H_c = 8,0$; д, е) 50 Å/мин, $H_c = 18,0\text{э}$.

б, где видно, что в процессе перемагничивания со смещением границ в инверсных пленках в направлении ОЛН, граница задерживается и даже деформируется у дефектов. На рис. 4 д, е изображена пленка с типично крапчатой доменной структурой, проявляющая свойства полной изотропности, т. е. вектор намагниченности застывает в исходном направлении насыщения. Состояние пленки при внешнем поле, равном H_c , соответствует рис. 4е. Обычно пленки с крапчатой доменной структурой выявляются в электронном микроскопе с меньшей контрастностью, чем одноосноанизотропные, что, по-видимому, вызвано полями рассеяния, которые возможно заставляют частично выходить вектор намагниченности из плоскости пленки. Проекция вектора намагниченности на плоскость пленки, которой обязано электронномикроскопи-

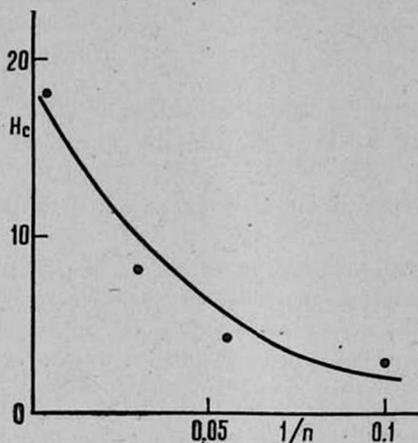


Рис. 5. График зависимости коэрцитивной силы пленок H_c от плотности неоднородностей.

ческое изображение магнитной структуры [20], становится при этом меньше.

Экспериментальная зависимость коэрцитивной силы H_c от обратной величины концентрации неоднородностей на единицу площади пленки $1/n$ показана на рис. 5. Концентрация неоднородностей была подсчитана по микрофотографиям по числу светящихся точек. Нами получена более сильная зависимость, чем приведенная в работе [16].

Ереванский государственный
университет

Поступила 26.IX.1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. М. Полюсян, ФММ, 17, 678 (1964).
2. E. Fuchs, W. Zinn, J. Appl. Phys., 34, 2557 (1963).
3. S. Middellhoeck, J. Appl. Phys., 33, 1111 (1962).
4. R. J. Spain, R. Rubinstein, J. Appl. Phys., 52, S228 (1961).
5. Я. М. Полюсян, ФММ, 19, 38 (1965).
6. S. Middelloek, Z. angew. Phys., 13, 151 (1961).
7. D. J. Craik, M. J. Wood, Brit. J. Appl. Phys., 18, 689 (1967).

8. F. T. Wooten, J. L. Artley, T. C. Picketing, J. Vacuum. Sci. and Technol. 4, 29 (1967).
9. E. Fuchs, Z. Angew. Phys., 13, 157 (1961).
10. H. Hoffman, Phys. Status, Solidi, 4, 459 (1964).
11. H. Hoffman, J. Appl. Phys., 35, 1790 (1964).
12. В. А. Буравихин, Влияние механических напряжений на магнитные свойства пленок, Иркутск, 1968
13. E. Feldtkeller, J. Appl. Phys., 34, 2646 (1963).
14. Я. М. Погосян, Т. А. Погосян, В. А. Мамян, Изв. АН ССР, Физика, 3, 378 (1968).
15. D. J. Craik, M. J. Wood, Brit. J. Appl. Phys. 18, 689 (1967).
16. J. C. Brice, Brit. J. Appl. Phys., 16, 1523 (1965).
17. J. G. Brice, J. A. Cundall, A. P. King. J. Mat. Sci., 1, 170 (1966).
18. M. Cohen, J. Appl. Phys., 33, 1841 (1962).
19. M. Cohen, J. Appl. Phys., 33, 2968 (1962).
20. Р. Хейденрайх, Основы просвечивающей электронной микроскопии, Изд. Мир (1966).

ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՎԵՐԱՄԱԳՆԻՍԱՑՈՒՄԸ ՄԱԳՆԵՏԻՍԱԿԱՆ
ԴժՎԱՐ ԱՌԱՆՑՔԻՆ ՄՈՏ ՈՒՂՂՈՒԹՅԱՄԲ

Ք. Ա. ՊՈՂՈՍՅԱՆ, ՅԱ. Մ. ՊՈՂՈՍՅԱՆ, Վ. Ա. ՄԱՄՅԱՆ

Աշխատանքում էլեկտրոնոմիկրոսկոպիկ եղանակով հետազոտված է ինվերսիոն բարակ մագնիսական թաղանթների վերամագնիսացման մի քանի առանձնահատկություններ մագնիսացման դժվար առանցքին մոտ ուղղությամբ:

Ցույց է տրված, որ մագնիսական վեկտորի դիտվող անշարժությունը դժվար առանցքին մոտ ուղղությամբ բնորոշ է ինվերսիոն թաղանթների վերամագնիսացմանը և պայմանավորված չէ միայն նեելի բնույթի դոմենային սահմաններով, որը առաջանում է թաղանթը նեղ դոմենների վերածվելուց: Մեր կարծիքով այդ պրոցեսում որոշակի դեր ունի նաև մագնիսացման նուրբ ստրուկտուրան: Այս բոլորը հաստատում է նաև այն փաստը, որ դժվար ուղղությամբ մագնիսացման հազեցումից հետո ինվերսիոն թաղանթների անիզոտրոպիայի դաշտը փոքրացնելիս մագնիսացման վեկտորը ավելի քիչ է շեղվում հազեցնող մագնիսական դաշտի ուղղությունից:

THE MAGNETIZATION REVERSAL PROCESS OF INVERSION
FILMS NEAR THE AXIS OF HARD MAGNETIZATION
DIRECTION

S. A. POGOSSIAN, Ya. M. POGOSSIAN, V. A. MAMIAN

This paper deals with the electron microscopical investigations of some particularities of a magnetization reversal process of inversion permalloy films near the axis of hard magnetization direction. It is shown that conglomeration of magnetization vector near „hard“ axis which is typical for process of magnetization reversal of inversion films cannot be only due to Neel's walls formed at the breaking into narrow domains, the magnetization ripple being taken into account. It is pointed out by the fact of less and less deviation of magnetization vector from the direction of initial saturation field after saturation near the direction of „hard“ axis with decreasing of the investigated anisotropy of the films.

ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ ДИГИДРОСФОФАТА АММОНИЯ

П. А. АПКАРЬЯНЦ, Л. Г. ЛОМОВА, А. С. СОНИН

Экспериментально изучено поведение электрооптических свойств антисегнетоэлектрика $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (ADP) в температурном интервале, включающем точку Кюри и антисегнетоэлектрическую фазу. Показано, что аномалии электрооптических свойств являются следствием аномалий диэлектрических. Вычислена величина спонтанной поляризации и дан ее температурный ход.

1. В в е д е н и е

Электрооптические свойства тетрагональных ($\bar{4}2m$) кристаллов дигидрофосфата аммония $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (ADP) были открыты в 1942 г. Яффе [1]. Начиная с 50-х годов, после работ Биллингса [2] и Карпен-тера [3], показавших возможность практического использования кристаллов ADP для управления световым излучением (модуляторы и затворы), электрооптические свойства этих кристаллов при комнатной температуре изучались многими авторами (см., например, [4—6]). Однако, несмотря на это, совершенно не выяснены особенности электрооптических свойств как в области антисегнетоэлектрического фазового перехода ($T_k = -125^\circ\text{C}$), так и ниже точки Кюри, обусловленные спонтанной антиполяризацией. Дело в том, что кристаллы ADP в точке Кюри испытывают фазовый переход 1-го рода и при этом коэффициенты термического расширения вдоль разных кристаллографических осей имеют различный знак, что приводит к растрескиванию образцов ADP при попытке охладить их, ниже точки Кюри. Вместе с тем, выяснение особенностей электрооптического поведения антисегнетоэлектриков представляет большой интерес в связи с теми возможностями, которые они открывают в исследовании природы спонтанной антиполяризации. Кроме того, исследование температурных зависимостей электрооптических коэффициентов в окрестности точки Кюри позволяет уточнить феноменологическую трактовку антисегнетоэлектрического фазового перехода.

Нами исследованы электрооптические свойства антисегнетоэлектрических кристаллов ADP в широком интервале температур, включая точку Кюри. Для стабилизации кристаллов ADP в районе фазового перехода в них при выращивании добавлялось небольшое количество галлия. При этом, как было показано Маттиасом и др. [7], не происходит изменения основных физических свойств по сравнению с чистыми кристаллами ADP, за исключением небольшого снижения температуры Кюри. Мы использовали кристаллы, имеющие точку Кюри, равную -128°C . Измерения были проведены на установке для исследования электрооптических свойств при низких температурах поляриза-

дионно-оптическим методом в статических электрических полях [8]. Поскольку кристаллы ADP в вакууме выделяют аммиак, полированные образцы с оптических сторон закрывались покровными стеклами или прозрачными электродами (пленка SnO_2 на стекле), а с торцевых сторон заливались органическим клеем или стиракрилом. Электроды наносились сохнувшей на воздухе серебряной пастой „Дегусса“.

2. Спонтанный электрооптический эффект и спонтанная антиполяризация

При изменении температуры ниже точки Кюри двупреломление сегнетозлектрических кристаллов испытывает дополнительное к термоупругим изменение, обусловленное спонтанной поляризацией. Это дополнительное изменение двупреломления называют спонтанным двупреломлением [9]. Аналогично, спонтанный электрооптический эффект в антисегнетозлектрических кристаллах представляет собой изменение оптических индикатрис, возникающее при наличии спонтанной антиполяризации. Исходя из закономерностей, найденных [10] для сегнетозлектрических кристаллов, можно записать соотношение, связывающее изменение поляризационных констант Δa_{ij} с компонентами тензора антиполяризации $P_k P_l$:

$$\Delta a_{ij} = R_{ijkl}^* P_k P_l,$$

где R_{ijkl}^* —электрооптические постоянные Поккельса второго порядка.

Таким образом, в отличие от сегнетозлектриков [10], спонтанный электрооптический эффект в которых является линейным или квадратичным в зависимости от того, обладают или нет их параэлектрические фазы центром симметрии, спонтанный электрооптический эффект в антисегнетозлектрических кристаллах всегда квадратичен. Это следует из того, что антиполяризация, в общем случае, описывается тензором второго ранга [11].

В соответствие с видом тензора четвертого ранга электрооптических коэффициентов для класса ($42m$) [12], которому принадлежат кристаллы ADP в параэлектрической фазе, спонтанное двупреломление при распространении света вдоль оптической оси z запишется следующим образом:

$$\Delta n_3 = \frac{1}{2} n_0^3 (R_{11}^* - R_{12}^*) (P_1^2 - P_2^2), \quad (1)$$

где P_1 и P_2 — компоненты спонтанной антиполяризации вдоль кристаллофизических осей x и y , соответственно.

Ниже точки Кюри, в антисегнетозлектрической фазе, кристаллы ADP являются ромбическими (класс симметрии 222). Причем, как было найдено при рентгеноструктурном исследовании [13], конфигурация антиполяризации представляет собой пространственную решетку неортogonalных векторов поляризации (рис. 1), которую, переходя к точечным группам, можно представить как две двухконечные стрелки (че-

тыре равных вектора спонтанной поляризации), пересекающихся под углом 22° . Тогда уравнение (1) можно представить в виде

$$\Delta n_3 = \frac{1}{2} n_0^3 (R_{11}^* - R_{12}^*) (\cos^2 11^\circ - \cos^2 79^\circ) P_c^2,$$

где P_c — спонтанная поляризация и n_0 — обыкновенный показатель преломления.

Так как постоянные Поккельса, при отсутствии эффектов более высокого порядка, практически не зависят от температуры [4], их можно вычислить из измерения индуцированного электрооптического эффекта (см. ниже п. 4). Проводя простые преобразования, получим выражение для спонтанной поляризации антисегнетовэлектрика ADP [15].

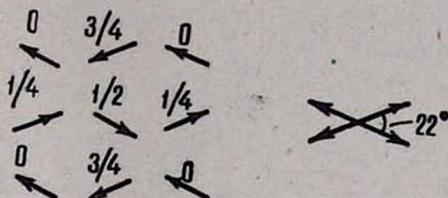


Рис. 1. Пространственная конфигурация векторов поляризации и сведение их к точечной группе антисегнетовэлектрической (ромбической) фазы кристалла ADP

$$P_c = \left[\frac{2\Delta n_3}{n_0^3 (R_{11} - R_{12}) (\cos^2 11^\circ - \cos^2 79^\circ)} \right]^{1/2} \cdot \frac{\epsilon_1 - 1}{4\pi}, \quad (2)$$

где R_{11} и R_{12} — электрооптические коэффициенты индуцированного эффекта второго порядка, ϵ_1 — диэлектрическая проницаемость вдоль оси x .

Таким образом, уравнение (2) позволяет впервые вычислить температурную зависимость спонтанной поляризации ADP в антисегнетовэлектрической фазе из спонтанного изменения дупреломления.

На рис. 2 приведены зависимость экспериментально измеренного дупреломления Δn_3 на длине волны 5350 Å и вычисленной спонтанной поляризации от температуры. При вычислении использовались экспериментальные значения: $\epsilon_2 = 82$, $R_{11} - R_{12} = 4,5 \cdot 10^{-12} CGSE$. Из рис. 2 видно, что зависимость спонтанной поляризации ADP от температуры типична для фазовых переходов 1-го рода, а значение при $-138^\circ C$, равное

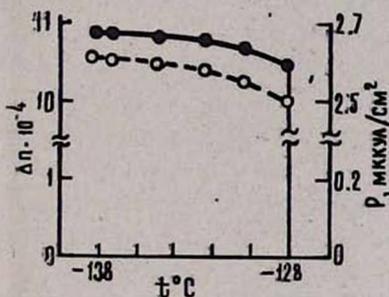


Рис. 2. Зависимость спонтанного дупреломления (штриховая линия) и спонтанной поляризации (сплошная линия) от температуры.

$2,6 \text{ мккулон/см}^2$, весьма близко к значению спонтанной поляризации сегнетовэлектрика дигидрофосфата калия, изоморфного ADP при комнатной температуре.

3. Линейный индуцированный электрооптический эффект

Как известно [16], индуцированный электрооптический эффект в сегнетовэлектрических кристаллах, спонтанный эффект в которых квад-

ратичный, является как бы продолжением спонтанного эффекта. Для антисегнетоэлектрических кристаллов это не имеет место [17]. Чтобы убедиться в этом, достаточно сравнить, например, матрицы квадратичных электрооптических коэффициентов параэлектрической фазы ($\overline{42m}$), описывающие спонтанный эффект, и линейных коэффициентов антисегнетоэлектрической фазы (222) для изучаемых кристаллов ADP. Действительно, спонтанное изменение поляризационных констант при возникновении антиполяризации в плоскости (001) выразится следующим образом:

$$\begin{aligned}\Delta a_{11} &= R_{11}^* P_1^2 + R_{12}^* P_2^2, \\ \Delta a_{22} &= R_{12}^* P_1^2 + R_{11}^* P_2^2, \\ \Delta a_{33} &= R_{31}^* (P_1^2 + P_2^2), \\ \Delta a_{12} &= R_{66}^* P_1 P_2,\end{aligned}\quad (3)$$

Из уравнений (3) видно, что спонтанный электрооптический эффект приводит к изменению величины главных полуосей оптической индикатрисы и повороту вокруг оси z .

С другой стороны, индуцированный линейный эффект антисегнетоэлектрической фазы характеризуется следующими изменениями поляризационных констант:

$$\begin{aligned}\Delta a_{23} &= r_{41} E_1, \\ \Delta a_{31} &= r_{52} E_2 \\ \Delta a_{12} &= r_{63} E_3.\end{aligned}\quad (4)$$

Таким образом, при приложении внешнего электрического поля вдоль кристаллофизических осей, оптическая индикатриса будет поворачиваться в плоскости, перпендикулярной этой оси. Общими изменениями, происходящими как вследствие спонтанного, так и индуцированного эффектов, является лишь поворот в плоскости (001), характеризуемый изменением поляризационной константы Δa_{12} . Но при спонтанном эффекте это изменение вызвано антиполяризацией, возникающей в этой же плоскости, а при индуцированном эффекте—внешним полем, приложенным вдоль $\langle 001 \rangle$.

Индуцированный электрооптический эффект кристаллов ADP в параэлектрической фазе также характеризуется только поворотами оптической индикатрисы:

$$\begin{aligned}\Delta a_{23} &= \Delta a_{31} = r_{41} E_1, \\ \Delta a_{12} &= r_{63} E_3.\end{aligned}\quad (5)$$

Из сравнения (4) и (5) видно, что поведение электрооптических коэффициентов кристаллов ADP как в параэлектрической, так и в антисегнетоэлектрической фазах будет определяться лишь диэлектрическими свойствами среды, а именно: индуцированной внешним электрическим полем поляризацией.

Нами измерены все электрооптические коэффициенты кристалла ADP на длине волны 5770 Å в широком интервале температур. Электрооптический коэффициент r_{63} в параэлектрической фазе определялся по индуцированному дупреломлению, возникающему при приложении поля и распространении света по $\langle 001 \rangle$:

$$\Delta n_2 = \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} E_3.$$

Все другие коэффициенты определялись по углу поворота оптической индикатрисы при приложении электрического поля и распространении света в одинаковых направлениях:

$$\text{tg } 2\tilde{\epsilon}_i = \frac{n_i^3 r_{ij} E_j}{\Delta n},$$

где $\tilde{\epsilon}_i$ — угол поворота оптической индикатрисы, Δn — начальное дупреломление при распространении света по соответствующему направлению.

На рис. 3, в качестве примера, приведены зависимости тангенса удвоенного угла поворота оптической индикатрисы от напряженности поля, приложенного по $\langle 100 \rangle$ ниже точки Кюри. Аналогичные зависимости получены и при других направлениях поля как выше, так и ниже точки Кюри. Вычисленные из таких графиков зависимости электрооптических коэффициентов кристаллов ADP от температуры приведены на рис. 4. Из этого рисунка видно, что при комнатной температуре

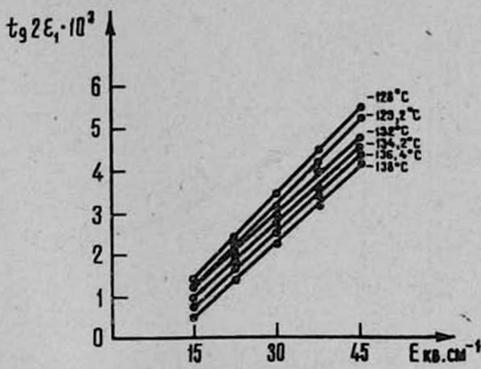


Рис. 3. Зависимость тангенса удвоенного угла поворота оптической индикатрисы от внешнего электрического поля в антисегнетоэлектрической фазе при разных температурах. Свет и поле по $\langle 100 \rangle$.

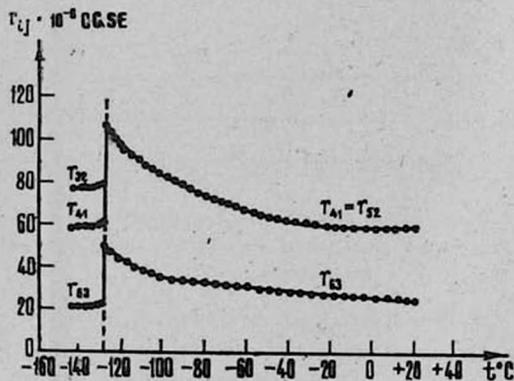


Рис. 4. Температурная зависимость модулей линейного электрооптического эффекта выше и ниже точки Кюри.

При понижении температуры к точке Кюри, отмеченной пунктирной линией на рис. 4, электрооптические коэффициенты немного возрастают, а затем, при температуре фазового перехода, резко падают. Электрооптические коэффициенты антисегнетоэлектрической фазы лишь немного уменьшаются с понижением температуры.

Для того, чтобы убедиться в том, что найденные аномалии электрооптических коэффициентов являются лишь следствием соот-

$$r_{41} = 61,5 \cdot 10^{-8} \text{ CGSE и}$$

$$r_{63} = 23,7 \cdot 10^{-8} \text{ GGSE.}$$

ответствующих диэлектрических аномалий, нами измерены на тех же образцах зависимости диэлектрических проницаемостей от температуры (рис. 5). Измерения были проведены на частоте 500 кГц. Используя эти значения, были вычислены постоянные Поккельса [14]

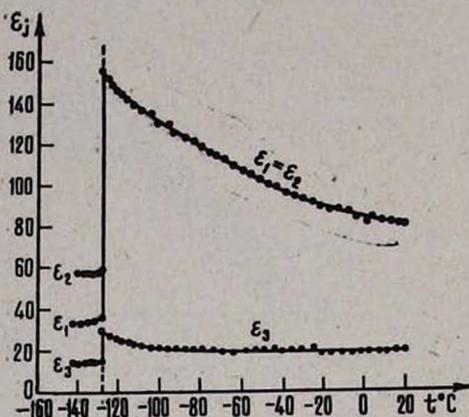


Рис. 5. Температурная зависимость диэлектрических проницаемостей, измеренных по главным кристаллографическим направлениям.

$$r_{ij}^* = 4\pi \frac{r_{ij}}{\epsilon_j - 1}$$

Эти постоянные связывают поляризационные константы с индуцированной поляризацией [14] и их независимость от температуры (рис. 6) ясно показывает, что электрооптическое поведение антисегнетоэлектрика ADP определяется диэлектрическими свойствами этого кристалла. Об этом говорит не только отсутствие аномалий r_{ij}^* в области фазового

перехода, но и отсутствие разрыва непрерывности в температурной зависимости r_{63}^* .

4. Квадратичный электрооптический эффект

Ранее, одним из авторов вместе с Василевской, было показано [18], что в кристаллах дейтерированного ADP при подходе к точке Кюри имеет место значительный вклад квадратичного эффекта в линейный электрооптический эффект. Это, по-видимому, обусловлено тем, что структура параэлектрической фазы по мере приближения ее к антисегнетоэлектрическому фазовому переходу как бы готовится к приобретению антиполяризации, которая и определяет спонтанный квадратичный электрооптический эффект ниже точки Кюри. В связи с этим представляет интерес исследовать температурную зависимость квадратичного эффекта в чистом виде без мешающего влияния линейного эффекта. Нами исследована зависимость разности электрооптических коэффициентов квадратичного эффекта $r_{11}^3 - r_{12}^3$ кристаллов ADP от температуры при приложении внешнего поля по $\langle 100 \rangle$ и распространении монохроматического света, имеющего длину волны 5180 Å, вдоль оптической оси. Эти данные приведены на рис. 7. Из этого рисунка видно, что квад-

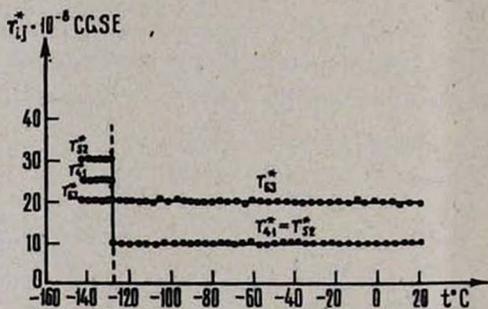


Рис. 6. Температурный ход „истинных“ коэффициентов Поккельса линейного электрооптического эффекта.

ратичный эффект уже при комнатной температуре имеет значительную величину, а при приближении к точке Кюри электрооптические коэффициенты резко возрастают, достигая при -127°C значения $180 \cdot 10^{-10}$ CGSE. Здесь же на рис. 7 приведена зависимость постоянной Поக்கельса

$$n_0^3(R_{11}^* - R_{12}^*) = (4\pi)^2 \frac{n_0^3(R_{11} - R_{12})}{(\epsilon_3 - 1)^2}$$

Постоянные Поக்கельса второго порядка также не зависят от температуры, подтверждая, что температурная зависимость квадратичного электрооптического эффекта антисегнетоэлектрика ADP определяется зависимостью диэлектрической проницаемости ϵ_3 от температуры.

На рис. 8 приведена дисперсионная зависимость разности электрооптических коэффициентов квадратичного эффекта при комнатной температуре.

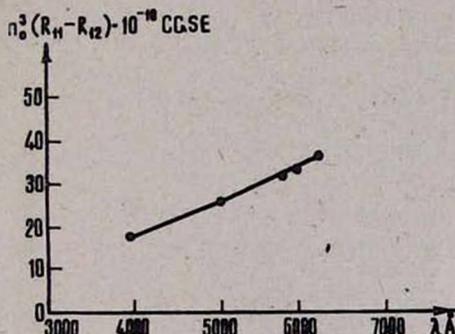


Рис. 8. Дисперсия коэффициентов квадратичного электрооптического эффекта при комнатной температуре.

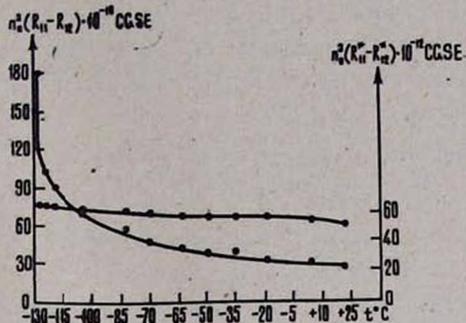


Рис. 7. Температурная зависимость коэффициентов квадратичного электрооптического эффекта в параэлектрической фазе. Горизонтальная линия — температурный ход „истинных“ коэффициентов Поக்கельса. Свет по $\langle 001 \rangle$, поле по $\langle 100 \rangle$.

На рис. 8 приведена дисперсионная зависимость разности электрооптических коэффициентов квадратичного эффекта при комнатной температуре. С уменьшением длины волны величина $n_0^3(R_{11} - R_{12})$ довольно резко уменьшается, напоминая соответствующие зависимости для линейного эффекта вдали от полосы поглощения [19]. Это говорит о том, что природа процессов, определяющих линейный и квадратичный электрооптические эффекты в кристаллах ADP одинакова, а именно, электронно-электронные и электронно-ионные переходы [20].

5. Заключение

Таким образом, всестороннее исследование электрооптических свойств антисегнетоэлектрика ADP позволило получить ценную информацию о его свойствах. Впервые удалось не только вычислить величину спонтанной поляризации, но и вычислить ее температурную зависимость. Показано, что температурное поведение индуцированного электрооптического эффекта определяется только соответствующими зависимостями диэлектрических проницаемостей от температуры. Это обусловлено, в основном, отсутствием у антисегнетоэлектриков нели-

нейности, обусловленной доменной структурой. Дисперсионная зависимость квадратичных электрооптических коэффициентов говорит о преимущественном вкладе электронных процессов в индуцированную поляризацию.

Мы благодарим А. С. Василевскую за обсуждение результатов, а также В. А. Копчика и Б. А. Струкова за постоянный интерес к работе.

Московский государственный университет,
физический факультет

Поступила 2.XII.1968

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H. Jaffe, U. S. Patent № 2591701, 1942.
2. B. H. Billings, J. Opt. Soc. Am., 39, 802 (1949).
3. B. O. V. Carpenter, J. Opt. Soc. Am., 40, 225 (1950).
4. J. Ott, T. Sliker, J. Opt. Soc. Am., 54, 1442 (1964).
5. О. Г. Влох, Л. Ф. Луцис-Шумский, Изв. АН СССР, Сер. физ. 31, 1139 (1967).
6. Е. В. Сидненко, И. С. Желудев, Кристаллография, 12, 465 (1967).
7. B. Matthias, W. Merz, P. Scherrer, Helv. Phys. Acta, 20, 273 (1947).
8. А. С. Сонин, Б. А. Струков, А. С. Василевская, Н. Д. Гаврилова, И. А. Слепков, В. Г. Колобродов, Приборы и техника эксперимента, № 6, 197 (1967).
9. H. Müller, Phys. Rev., 47, 175 (1935).
10. А. С. Сонин, Л. Г. Ломова, Изв. АН СССР. Сер. физ. 29, 965 (1965).
11. Л. А. Шувалов, А. С. Сонин, Кристаллография, 6, 323 (1961).
12. Дж. Най, Физические свойства кристаллов, изд. "Мир", 1960.
13. R. O. Keeling, R. Pepinsky, Z. Krist., 106, 236 (1955).
14. А. С. Василевская, А. С. Сонин, Оптика и спектроскопия, 24, 957 (1968).
15. Л. Г. Ломова, А. С. Сонин, Физика твердого тела, 10, 1565 (1968).
16. А. С. Сонин, В. Э. Перфилова, А. С. Василевская, Изв. АН СССР, Сер. физ., 31, 1125 (1967).
17. П. А. Апкарянц, А. С. Сонин, Физика твердого тела, 11, 1 (1969).
18. А. С. Василевская, А. С. Сонин, Физика твердого тела, 8, 3434 (1966).
19. А. С. Василевская, Кристаллография, 11, 755 (1966).
20. J. F. Ward, P. A. Franken, Phys. Rev., 133, A183 (1964).

Պ Ա ԱՊԿԱՐՅԱՆՑ, Լ. Գ. ԼՈՄՈՎԱ, Ա. Ս. ՍՈՆԻՆ

ԱՄՈՆԻՈՒՄԻ ԴԻԻԶԻՓՈՏՖՈՍՖԱՏԻ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐՈՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ուսումնասիրված են ADP բյուրեղի էլեկտրաօպտիկական հատկությունները անտիսեգնետոէլեկտրական ֆազա պարունակող շերմաստիճանային տիրույթում: Վստիված են գծային էլեկտրաօպտիկական էֆեկտի գործակիցները, դիէլեկտրիկական թափանցելիությունները՝ զրլխավոր բյուրեղագիտական առանցքների ուղղությամբ և հաշված է սպոնտան բեռնացումը:

ELECTROOPTICAL PROPERTIES OF AMMONIUM DIHIDROPHOSPHAT CRYSTALS

P. A. APKARIANTS, L. G. LOMOVA, A. S. SONIN

Electrooptical properties of ADP crystals in the temperature range including the antisegetoelectric phase are investigated. The coefficients of linear electrooptical effect and dielectrical susceptibility in the direction of the main crystal axis are mesured.

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ

 $p - Bi_{0.5} Sb_{1.5} Te_3$ И $p - Bi_{0.5} Sb_{1.5} (TeSe)_3$

Б. М. ГОЛЬЦМАН, В. Ш. САРКИСЯН

Исследованы термоэлектрические параметры твердых растворов $p - Bi_{0.5} Sb_{1.5} Te_{3-x} Se_x$ ($x=0 \div 0.6$), легированных Pb и Te . Присутствие второй фазы Te (до 3 вес %/о) не снижает термоэлектрическую эффективность $Bi_{0.5} Sb_{1.5} Te_3$. Введение Se в твердый раствор снижает параметр $\mu_0 m^{*2/3}$ (μ_0 — подвижность невырожденных дырок, m^* — эффективная масса дырок), существенно не влияет на теплопроводность решетки и подавляет эффекты собственной проводимости, наблюдаемые в $Bi_{0.5} Sb_{1.5} Te_3$ и понижающие оптимальное значение α (коэффициент термо-э.д.с.) этого материала по сравнению с теоретическим значением.

Твердые растворы $(BiSb)_2 Te_3$ и $(BiSb)_2 (TeSe)_3$ в настоящее время являются лучшими термоэлектрическими материалами p -типа в интервале температур $150 \div 500^\circ K$. В системе $(BiSb)_2 Te_3$ наиболее эффективен твердый раствор $Bi_{0.5} Sb_{1.5} Te_3$, для которого при $300^\circ K$ величина термоэлектрической эффективности $Z = \frac{\alpha^2 \sigma}{\chi}$ (где α — коэффициент термо-э.д.с., σ — электропроводность, χ — теплопроводность) составляет $\sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ [1].

Вместе с тем величина $\alpha_{\text{опт.}}$, при которой достигается максимум Z этого твердого раствора, не соответствует оптимальному значению, рассчитанному для однозонной модели [2] в предположении: а) рассеяния носителей на акустических фононах, б) сферических изоэнергетических поверхностей, в) независимых от концентрации носителей теплопроводности решетки χ_p и параметра $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2}$. (μ_0 — дрейфовая подвижность невырожденных носителей, m^* — эффективная масса, m_0 — масса свободного электрона)*. Вместо значения $\alpha_{\text{опт.}}$, равного для этой модели $\sim 240 \frac{\text{мкВ}}{\text{град}}$, максимум Z соответствует $\alpha_{\text{опт.}} = 200 \frac{\text{мкВ}}{\text{град}}$. В настоящей работе рассмотрены причины этого несоответствия.

Кроме того, в работе исследованы термоэлектрические свойства практически интересных твердых растворов $(BiSb)_2 (TeSe)_3$ в достаточно широком интервале концентраций селена, данные о которых в литературе отсутствуют.

Исследования проведены на направленных поликристаллах твердых растворов $Bi_{0.5} Sb_{1.5} Te_{3-x} Se_x$ ($x=0; 0,09; 0,15; 0,3$ и $0,6$), выращенных зонной плавкой. Измерения выполнены в условиях, когда электрический ток и поток тепла направлены вдоль плоскости спайности кристаллической решетки.

* Параметр $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2}$ является одним из основных параметров, определяющих Z . Приближенно можно считать $Z \sim \mu_0 (m^*/m_0)^{3/2} / \chi_p$

Из-за смещения стехиометрии в сторону избытков висмута и сурьмы твердый раствор $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$, выращенный из расплава стехиометрического состава имеет высокую концентрацию дырок.

Поэтому при выращивании образцов с низкой концентрацией дырок в расплав вводился избыток теллура (до 3 вес %), оказывающий донорное действие. Такие образцы содержали некоторое количество теллуровой эвтектики в виде второй фазы. Для получения высоких концентраций дырок материал легировался свинцом.

Введение в твердый раствор селена уменьшает смещение от стехиометрии (или акценторное действие избытков висмута и сурьмы). Это видно из рис. 1, на котором показаны зависимости α и σ от содержания селена в образцах, выращенных из стехиометрического расплава. Из рис. 1 видно, что при увеличении содержания селена изменения α и σ соответствуют понижению концентрации дырок, а для

Рис. 1. Зависимости α и σ от содержания Se в твердых растворах $p-Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_{3-x}Se_x$ ● — α × — σ .

$Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_{2.4}Se_{0.6}$ наблюдается собственная проводимость. В $Bi_{0.5}Sb_{1.5}(TeSe)_3$ требуемая концентрация также достигалась легированием свинцом или введением избыточного теллура в расплав. На рис. 2 показаны зависимости σ и χ от α для исследованных материалов. Из этого рисунка видно, что данные для образцов, легированных свинцом или избыточным теллуrom в расплаве или и тем и другим одновременно, лежат на одной кривой, т. е. присутствие второй фазы, соответствующее 3 вес % избытка теллура в расплаве, не влияет на термоэлектрические свойства. При большом содержании избытка теллура (5+10% вес) и при фиксированном α в $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ наблюдается снижение σ .

На основании зависимостей $\sigma(\alpha)$ и $\chi(\alpha)$ вычислены

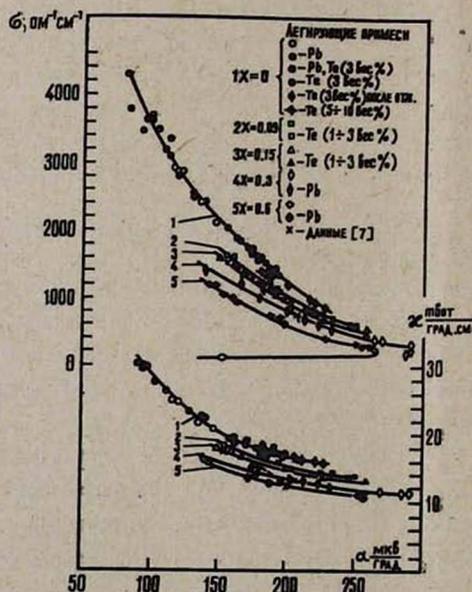


Рис. 2. Зависимости σ и χ от α твердых растворов $p-Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_{3-x}Se_x$.

зависимости χ_p и $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2}$ от α . Величина χ_p найдена из соотношения $\chi = \chi_p + \chi_{эл}$, где $\chi_{эл}$ — электронная часть теплопроводности, определяемая законом Видемана—Франца. Величина $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2}$ определена из соотношений [3]

$$\alpha = \frac{k}{e} \left[\frac{r + 5/2}{r + 3/2} \frac{F_{r+3/2}(\eta)}{F_{r+1/2}(\eta)} - \eta \right], \quad (*)$$

$$\sigma = \frac{2e}{\Gamma(3/2+r)} \left(\frac{2\pi k m_0}{h^2} \right)^{3/2} F_{r+1/2}(\eta) \mu_0 \left(\frac{m^*}{m_0} \right)^{3/2} T^{3/2}, \quad (**)$$

где r — показатель степени в зависимости времени релаксации τ от энергии ($\tau \sim \varepsilon^r$): η — приведенный уровень Ферми. Для этого из (*) определялось η и затем подставлялась в (**). При вычислениях принято $r = -1/2$, так как в Bi_2Te_3 и твердых растворах на его основе при комнатной температуре преобладает рассеяние на акустических фононах [4] и, кроме того, как показано в [5], в этих материалах величина r слабо зависит от вида механизма рассеяния (на акустических фононах нейтральных или ионизированных примесях). Зависимости $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2}$ и χ_p от α для исследованных твердых растворов показаны на рис. 3, из которого видно, что эти параметры заметно изменяются при изменении концентрации дырок. Параметр $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2}$ в $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ имеет максимум при $\sigma \approx 1230 \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ и $\alpha \approx 200 \text{ мкв/град}$. Уменьшение $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2}$ при увеличении α можно объяснить влиянием собственной проводимости*, а при уменьшении α — повышением концентрации заряженных центров рассеяния. Теплопроводность решетки $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ при повышении α возрастает из-за уменьшения концентрации заряженных центров (аналогичное влияние заряженных центров на $\chi_p Bi_2Te_3$ установлено в [6]). При $\alpha > 200 \frac{\text{мкв}}{\text{град}}$ наблюдается дополнительное „кажущееся“ увеличение χ_p , связанное с биполярной теплопроводностью.

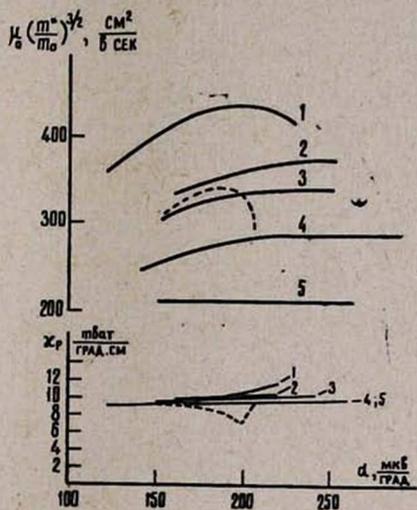


Рис. 3. Зависимость $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2}$ и χ_p от α твердых растворов $p-Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ — $x Se_x$. Обозначения кривых соответствуют обозначениям рис. 2.

* Уменьшение $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2}$ только кажущееся, оно связано с понижением α из-за действия носителей второго знака и возникающей при этом погрешности в вычислениях η .

Влияние собственной проводимости при понижении концентрации дырок смещает максимум Z в сторону больших концентраций относительно оптимальной концентрации для однозонной модели.

В твердых растворах, содержащих селен, $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2}$ также снижается при уменьшении α под влиянием рассеяния на заряженных центрах. Исключение составляет $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_{2.4}Se_{0.6}$, в котором этот эффект не проявляется, по-видимому, из-за рассеивающего действия атомов селена. Снижение $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2}$ из-за собственной проводимости в твердых растворах с селеном не наблюдается (даже при $\alpha \approx 290 \frac{\text{мкВ}}{\text{град}}$ в $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_{2.7}Se_{0.3}$), что свидетельствует о расширении запрещенной зоны, либо об увеличении отношения $\mu_{0,h} (m_h^*/m_0)^{3/2} / \mu_{0,e} (m_e^*/m_0)^{3/2}$ (индексы h и e относятся к дыркам и электронам соответственно).

Так же как в $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$, в твердых растворах с селеном χ_p слабо возрастает при увеличении α из-за понижения концентрации заряженных центров, однако влияние собственной проводимости на χ_p в твердых растворах с селеном в отличие от $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ отсутствует даже при сравнительно больших значениях α (до 290 мкВ/град).

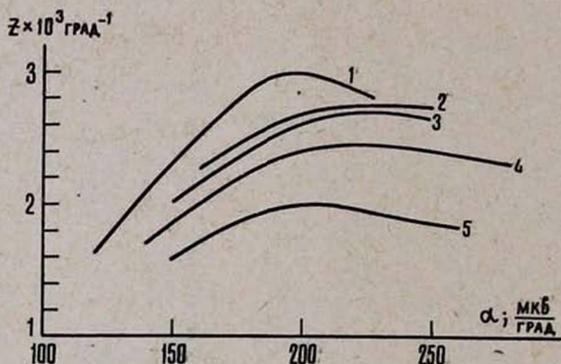
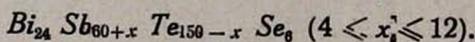


Рис. 4. Зависимости Z от α твердых растворов $p-Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_{3-x}Se_x$. Обозначения кривых соответствуют обозначениям рис. 2.

В результате, значения $\alpha_{\text{опт}}$ в твердых растворах $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_{3-x}Se_x$ при $x=0,09; 0,15; 0,3$ смещены в сторону больших величин по сравнению с $\alpha_{\text{опт}}$ для $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ (рис. 4).

В твердом растворе $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_{2.4}Se_{0.6}$ параметры $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2}$ и χ_p слабо зависят от концентрации дырок и $\alpha_{\text{опт}}$ может быть рассчитана согласно теории для однозонной модели. Такой расчет дает значение $\alpha_{\text{опт}} \approx 220 \frac{\text{мкВ}}{\text{град}}$, что соответствует экспериментальной величине (см. рис. 4).

Пунктирные линии на рис. 2, 3 относятся к данным Бекмана и Бергвалла [7], исследовавших твердые растворы



По содержанию селена эти твердые растворы находятся в промежутке между исследованными нами составами $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_{2.91}Se_{0.09}$ и $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_{2.85}Se_{0.15}$.

Как видно из рис. 2, при значениях $x=12+8$ (содержание избытка Te в расплаве $0+4\%$ вес и α в пределах $154+200 \frac{\text{мкв}}{\text{град}}$) зависимость σ от α согласуется с полученными нами данными. При меньших значениях x наблюдается аномальное снижение σ из-за увеличения количества избыточного Te , выделяющегося на границах зерен.

В отличие от наших данных Бекман и Бергвалл [7] наблюдали в примесной области ($x=12+8$) снижение x_p при увеличении α (рис. 3). Авторы [7] объясняют это действием избытка Te , аналогичным действию избытка иода и селена на теплопроводность Bi_2Te_3 [8], не учитывая, однако, что увеличение избытка Te в расплаве приближает состав рассматриваемых твердых растворов к стехиометрическому и должно поэтому повышать теплопроводность.

Это заставляет сомневаться в правильности зависимости $x_p(\alpha)$, полученной Бекманом и Бергваллом в интервале $x=8+12^*$. При меньших значениях x x_p резко возрастает из-за влияния избытка теллура, выделяющегося на границах зерен.

На рис. 5 показаны зависимости $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2}$, x_p и Z_{max} от содержания селена в твердых растворах $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_{3-x}Se_x$, построенные для разных значений α . Из рис. 5 видно, что при увеличении содержания селена величина $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2}$ уменьшается.

Возможные причины этого: рассеяние носителей на атомах селена и увеличение эффективной массы**. Теплопроводность решетки в пределах точности определения этой величины не зависит от содержания селена, за исключением образцов с большими значениями α . В этом случае наблюдается снижение x_p по сравнению с $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ из-за отмеченного выше действия собственной проводимости в этом твердом растворе.

Различное действие селена на x_p и $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2}$ можно объяснить исходя из следующих предположений:

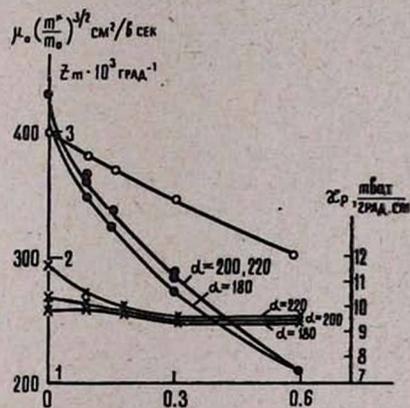


Рис. 5. Зависимости $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2}$; Z_m и x_p от содержания Se в твердых растворах $p-Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_{3-x}Se_x$ для трех различных α : $\alpha=180$; 200; 220. ● — $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2}$ × — x_p ○ — Z_m .

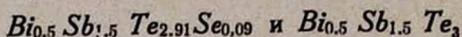
* При изменении x в этих пределах атомное соотношение Bi и Sb изменяется от 2,83 до 3. Маловероятно, чтобы такое изменение повлияло на ход $x_p(\alpha)$.

** Для принятой нами модели $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2} \sim (m^*)^{-1}$

1. Введение селена оказывает слабое рассеивающее действие на дырки и фононы* и снижение $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2}$ в основном связано с изменением эффективной массы.

2. Из-за сильного рассеивающего действия атомов висмута коротковолновые фононы не участвуют в переносе тепла. Перенос тепла в рассматриваемых твердых растворах при комнатной температуре осуществляется в основном длинноволновыми фононами, на которые не влияет введение атомов селена.

Термоэлектрическая эффективность при увеличении содержания селена падает (см. рис. 5). Однако значение Z_{\max} твердых растворов



мало различаются.

Это объясняется тем, что снижение $\mu_0 (m^*/m_0)^{3/2}$ под действием селена компенсируется отсутствием собственной проводимости в твердых растворах, содержащих селен.

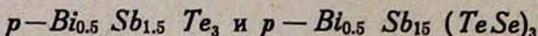
Авторы приносят глубокую благодарность профессору Л. С. Стильбансу за обсуждение результатов работы, А. Н. Горбачевой и Л. С. Тайц за помощь в проведении экспериментов.

Ленинградский институт полупроводников
АН СССР

Поступила 3.IX.1968

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С. Н. Champness, P. Chiang, P. Parekh. Can. Journ. of Physics, 43, 653 (1965).
2. R. P. Chasmar and R. Stratton, Journ. of Electr. and Control, 7, 1 (1963).
3. Гольдсמיד, Применение термоэлектричества, 1963.
4. L. Testardi, J. Bierly and F. Donahol. J. Phys. Chem. Solids, 23, 1209 (1962).
5. Б. А. Ефимова, Е. В. Кельман, Л. С. Стильбанс, ФТТ, 4, 152 (1962)
6. Goldsmid, Proc. Phys. Soc., 72, 17 (1958)
7. P. Bergvall and P. Beckman, Solid State Electronics, 6, 133 (1963).
8. Drabble and Goldsmid, Thermal conduction in semiconductors, 1961.



ՊԻՆԴ ԼՈՒՍՈՒՅԹՆԵՐԻ ԶԵՐՄԱԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Բ. Մ. ԳՈԼՑՄԱՆ, Վ. Շ. ՍԱՐԳԻՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված են Pb-ով և Te-ով լիերացված $P-Bi_{0.5} Sb_{1.5} Te_{3-x} Se_x$

($x = 0 \div 0.10$) պինդ լուծույթների շերտաէլեկտրական պարամետրերը:

Te-ի (մինչև 3 կոսյին %) երկրորդ ֆազի առկայությունը չի փոքրացնում $Bi_{0.5} Sb_{1.5} Te_3$ -ի շերտաէլեկտրական էֆեկտիվությունը:

Պինդ լուծույթի մեջ Se մացնելը բերում է $\mu_0 m^{*3/2}$ պարամետրի փոքրացմանը (որտեղ μ_0 -ն չալսանական խոռչների շարժունակությունն է, m^* -ը նրանց էֆեկտիվ զանգվածը), նկատելիորեն չի ազդում ցանցի շերտահաղորդականության վրա և ճնշում է $Bi_{0.5} Sb_{1.5} Te_3$ -ի մեջ նկատվող սեփական հաղորդականության էֆեկտները՝ որոնք փոքրացնում են այդ նյութի α -ի (α — շերտաէլեկտրաշարժ ուժի զորժակից) օպտիմալ աղ-մեքը տեսական հաշվարքի համեմատությամբ:

* Это предположение основано на том, что атомы селена, меньшие по размерам, чем атомы теллура, могут уменьшать искажения кристаллической решетки, создаваемые атомами висмута, размеры которых превышают размеры атомов сурьмы.

THERMOELECTRIC PARAMETERS OF ALOYS $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ AND $p\text{-Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}(\text{TeSe})_x$

B. M. GOLTSMANN, V. SH. SARKISIAN

Thermoelectric parameters of solid solutions $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_{3-x}\text{Se}_x$ ($x = 0 - 0.6$) doped with *Pb* and *Te* are studied. The presence of the second phase of *Te* (up to 3 weight %) does not decrease the thermoelectric effectiveness of $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$. The addition of *Se* to the solid solution decreases the parameter $\mu_0 m^{*2/3}$ (where μ_0 is the mobility of nondegenerated holes, m^* is the effective mass of holes) does not essentially affect the lattice thermal conductivity, excludes effects of ambipolar diffusion observed in $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ and decreases the optimum value α of the Seebeck coefficient of this substance with respect to the theoretical value.

ПРИМЕНЕНИЕ ИК СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧНОСТИ И КИНЕТИКИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ В ПОЛИХЛОРОПРЕНЕ

К. А. АСЛАНЯН, В. Н. НИКИТИН

Методом ИК спектров по полосам поглощения 1225 см^{-1} и 780 см^{-1} изучена кинетика кристаллизации, определена температура плавления и содержание кристаллической части в полихлоропрене, полученном при различных температурах полимеризации.

Физико-механические свойства полихлоропрена ($-\text{CH}_2-\text{CCl}=\text{CH}-\text{CH}_2-$)_n определяются его молекулярным и надмолекулярным строением, которое может быть изучено методом ИК спектроскопии. Свойства полимера в значительной степени зависят от его кристалличности и в этой связи является существенным разработка метода, который позволяет проводить количественные определения содержания кристаллической части в полимере. Для определения степени кристалличности в полимерах в последнее время все более и более применяется метод ИК спектроскопии, который основан на измерении интенсивностей полос поглощения, характерных для аморфной и кристаллической части полимера. При изучении спектров полимеров различают „кристаллические“ и „аморфные“ полосы поглощения, интенсивность которых меняется в зависимости от степени кристалличности полимера. Особое значение имеют аморфные полосы, поскольку использование этих полос позволяет независимо от других физических методов количественно определять соотношение аморфной и кристаллической части в полимерах [1, 2, 3]. Самостоятельность этого метода определяется тем, что имеется возможность получить полностью аморфный полимер (например, нагреванием выше $T_{\text{пл.}}$), а значит определить коэффициент поглощения аморфной полосы. При определении степени кристалличности по кристаллической полосе необходимо иметь эталонные образцы с известным содержанием кристалличности. Полосы кристалличности могут быть использованы не только для определения степени кристалличности полимеров, но и температур плавления кристаллитов, их ориентации и изучения кинетики кристаллизации.

В настоящей работе проведено спектроскопическое исследование кристалличности и кинетики кристаллизации образцов полихлоропрена, полученных при различных температурах полимеризации.

Экспериментальная часть

Исследовались образцы полихлоропрена, полученные путем эмульсионной полимеризации в интервале температур от $+10$ до $+70^\circ\text{C}$. Полимер очищался от примесей путем двухкратного пересадения ме-

танолом из бензольного раствора. Пленки толщиной 25–30 μ готовились путем отливки из 3% раствора полимера в CCl_4 на ртуть ИК спектры записывались на спектрометрах Хильгер Н-800 и UR-10. Для записи спектров образцов при различных температурах пленки помещались в специальные нагревательные кюветы, температура в которых поддерживалась с точностью $\pm 2^\circ C$.

Кинетика кристаллизации и определение степени кристалличности

На рис. 1, представлены спектры поглощения закристаллизованного и растворенного в четыреххлористом углероде полихлоропрена марки НП. Как видно, кристаллизация полимера приводит к изменению его спектра. Так, при кристаллизации появляется полоса 950 cm^{-1} , сильно увеличивается интенсивность полосы 780 cm^{-1} , происходит изменение интенсивностей полос, расположенных в области 1200 cm^{-1} и в других

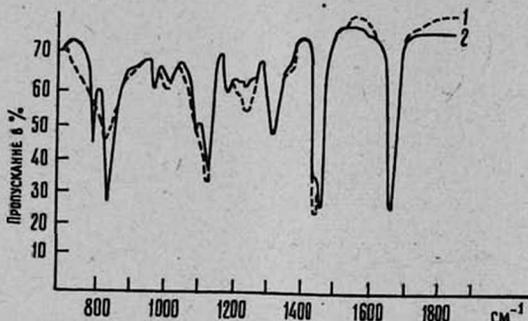


Рис. 1. Спектр полихлоропрена марки НП. Кривая 1—раствор в CCl_4 при $C=2,6\%$. Кривая 2—пленка толщиной 25–30 μ .

областях спектра [4,5]. Полосы 950 и 780 cm^{-1} связаны с кристаллизацией полимера, а их интенсивности характеризуют степень кристалличности полихлоропрена.

В спектре полихлоропрена „аморфной“ полосой является полоса 1225 cm^{-1} , которая может быть отнесена к свернутому поворотному изомеру (гош-изомер), поскольку ее интенсивность растет при растворении и плавлении полимера.

На рис. 2 приведены зависимости относительных оптических плотностей „кристаллических“ и „аморфной“ полос полихлоропрена от температуры. Как видно, уменьшение оптических плотностей „кристаллических“ полос, с повышением температуры, сопровождается увеличением оптической плотности „аморфной“ полосы. Из приведенных кривых можно определить температуру плавления $T_{пл}$ наирита, которая равна $50^\circ C$. Полоса 1225 cm^{-1} может быть использована для количественных определений степени кристалличности в полихлоропрене. Согласно работам [1,2] процент кристалличности, определенный по „аморфной“ полосе C_k , равен

$$C_k = \left(1 - \frac{D_a}{D'_a}\right) 100\%, \quad (1)$$

где D_a — оптическая плотность „аморфной“ полосы при температуре $T = T_{пл}$, а D'_a — оптическая плотность той же полосы при температуре выше температуры плавления $T_{пл}$. Таким образом, метод определения кристалличности по полосе 1225 см^{-1} сводится к измерениям оп-

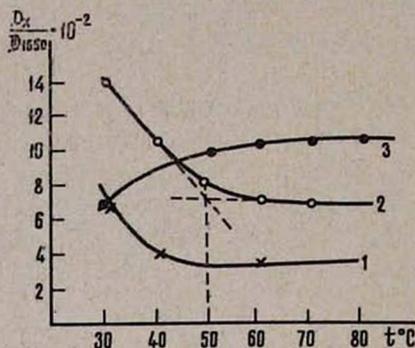


Рис. 2. Изменение относительных оптических плотностей кристаллических (780 и 950 см^{-1}) и аморфной (1225 см^{-1}) полос от температуры нагревания пленки наирита. Кривая 1 — зависимость $\frac{D_{950}}{D_{1660}}$ от t° . Кривая 2 — зависимость $\frac{D_{780}}{D_{1660}}$ от t° . Кривая 3 — зависимость $\frac{D_{1225}}{D_{1660}}$ от t° .

тических плотностей при двух температурах, одна из которых должна быть выше температуры плавления. При серийных анализах определение степени кристалличности целесообразно вести с использованием кристаллической полосы 780 см^{-1} , поскольку в этом случае отпадает необходимость измерений оптических плотностей полос выше $T_{пл}$.

Для проверки спектроскопического метода нами были проведены определения содержания кристалличности в образцах неопрена марки АД и W, кристалличность которых по dilatометрическим данным соответственно равна 25 и 13% . Наши результаты для этих каучуков, полученные по полосе 1225 см^{-1} (формула 1) и по полосе 780 см^{-1} дали значения кристалличности 25 и 15% .

При анализе по полосе 780 см^{-1} необходимо предварительно определить C_k по формуле (1) и вычислить фактор пропорциональности K в выражении

$$C_k = -K \frac{D_{780}}{D_{1660}}, \quad (2)$$

где D_{780} — оптическая плотность полосы 780 , а D_{1660} — оптическая плотность полосы 1660 см^{-1} , используемой в качестве внутреннего стандарта.

На рис. 3 приведена кривая, характеризующая изменения степени кристалличности от времени выдержки каучука марки НП. Как видно,

максимальное значение степени кристалличности достигается после хранения каучука в течении 7 суток. На рис. 4 приведен график зависимости степени кристалличности от температуры полимеризации полихлоропрена. Перед определением степени кристалличности, образ-

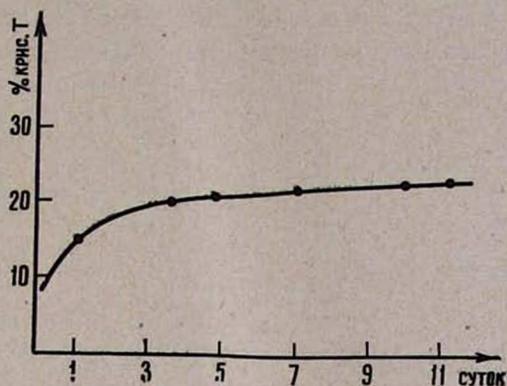


Рис. 3. Кинетика кристаллизации каучука НП,

цы выдерживались в течение 11 суток при $t=20^{\circ}\text{C}$. Как видно из рис. 4, понижение температуры полимеризации приводит к увеличению степени кристаллизации каучука. Наблюдаемое различие в степени кристалличности каучуков, полученных при различных температурах полимеризации, определяется регулярностью строения макромолекул, длиной участков регулярного строения. Можно полагать, что при высоких температурах полимеризации полихлоропрена нарушается регулярность строения цепей, что препятствует кристаллизации полимера.

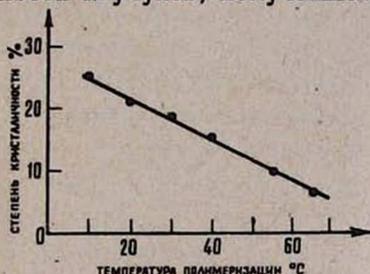


Рис. 4. Зависимости степени кристалличности, определенной по полосе 1225 см^{-1} от температуры полимеризации наирита.

Для определения степени кристалличности полимера по кристаллическим полосам следует выбирать такие полосы, появление которых в спектре связано только с трехмерным порядком цепей. Между тем в спектре могут наблюдаться полосы „кристалличности“, возникновение которых связано с регулярным строением цепи [8]. Использование этих полос для определения степени кристалличности полимера должно приводить к завышенным значениям степени кристалличности. Классификация этих двух типов кристаллических полос является трудной экспериментальной и теоретической задачей. Нами была сделана попытка установить, к какому из двух типов полос относится поглощение у 780 см^{-1} . С этой целью был снят ИК спектр полимера в закристаллизованном и набухшем состоянии (в CS_2) и результаты сопоставлены с рентгенограммами, полученными от тех же образцов. Как

Для определения степени кристалличности полимера по кристаллическим полосам следует выбирать такие полосы, появление которых в спектре связано только с трехмерным порядком цепей. Между тем в спектре могут наблюдаться полосы „кристалличности“, возникновение которых связано с регулярным строением цепи [8]. Использование этих полос для определения степени кристалличности полимера должно приводить к завышенным значениям степени кристалличности. Классификация этих двух типов кристаллических полос является трудной экспериментальной и теоретической задачей. Нами была сделана попытка установить, к какому из двух типов полос относится поглощение у 780 см^{-1} . С этой целью был снят ИК спектр полимера в закристаллизованном и набухшем состоянии (в CS_2) и результаты сопоставлены с рентгенограммами, полученными от тех же образцов. Как

видно из рис. 5, полоса 780 см^{-1} не исчезает, но уменьшается по интенсивности при набухании полимера в CS_2 . Рентгенограмма набухшего образца давала типичную аморфную картину. Эти предварительные опыты показывают, что полоса 780 см^{-1} , вероятно, связана с одномерным порядком цепи. Не исключено, однако, что метод ИК спектров более чувствителен, чем рентгеновский метод к трехмерному по-

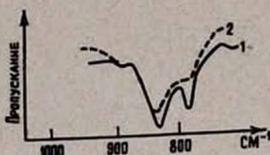


Рис. 5. Спектр нитрила. Кривая 1—пленка при $t=20^\circ\text{C}$. Кривая 2—пленка, набухшая в CS_2 .

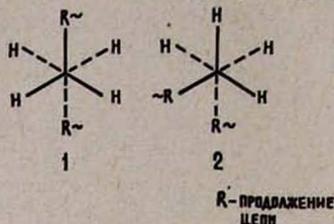


Рис. 6. Поворотные изомеры гош—(1) и транс-формы (2) в полихлоропрене.

рядку, и с этой точки зрения присутствие полосы 780 см^{-1} в спектре набухшего полимера указывает на существование кристаллических областей.

При рассмотрении спектров рис. 1 обращает на себя внимание изменение интенсивности полос в области 1400 см^{-1} . Полосы 1435 и 1445 см^{-1} характеризуют $\delta(\text{CH}_2)$ колебания и относятся соответственно к гош- и транс-изомерам, возникающим при поворотах вокруг единичной связи $-\text{CH}_2-\text{CH}_2-$ в полихлоропрене (см. рис. 6). Такое отнесение полос основано на данных, полученных при изучении спектров низко- и высокомолекулярных соединений [6, 4, 7].

Институт высокомолекулярных соединений АН СССР

Всесоюзный научно исследовательский
проектный институт полимерных продуктов.

Поступила 21.VI.1968

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Н. Никитин, Е. И. Покровский, ДАН СССР 95, 1, 109 (1954).
2. В. Н. Никитин, Н. В. Михайлова, Л. А. Волкова, Ю. Г. Баклашина, Высокомогл. соедин. 1, 1094 (1959).
3. В. Н. Никитин, Н. В. Михайлова, Высокомогл. соедин. А9, 4, 784 (1967).
4. К. В. Нельсон, Колебательные спектры и молекулярные процессы в каучуках, М.—Л. (1965).
5. J. T. Maynard, W. E. Mocheel, J. Polym. Sci, 13, 235 (1954).
6. С. Мидзусима, Строение молекул и внутреннее вращение, ИЛ (1957).
7. Н. В. Михайлова, В. Н. Никитин, Высокомогл. соедин. (в печати).
8. G. Zerf, F. Campelli, V. Zamboni, J. Polym. Sci, C7, 141 (1964).

ИК սպեկտրով սովորաբար Կիրառվող Պոլիբլոկոպրենի ԻՅՈՒՐԵԳՎԱՅՄԱՆ ԱՍՏԻՃԱՆԻ ԵՎ ԿԻՆԵՏԻԿԱՅԻ ՈՐՈՇՄԱՆ ՀԱՄԱՐ

Կ. Ա. ԱՍԼԻԱՅԱՆ, Վ. Ա. ՆԻԿԻՏԻՆ

ИК спектры нитрилов 1225 и 780 см^{-1} являются характерными для одномерного порядка цепи. Эти предварительные опыты показывают, что полоса 780 см^{-1} , вероятно, связана с одномерным порядком цепи. Не исключено, однако, что метод ИК спектров более чувствителен, чем рентгеновский метод к трехмерному порядку, и с этой точки зрения присутствие полосы 780 см^{-1} в спектре набухшего полимера указывает на существование кристаллических областей.

THE APPLICATION OF INFRARED SPECTROSCOPY
FOR DETERMINATION OF THE CRYSTALLINITY AND
THE KINETICS OF CRYSTALLIZATION IN POLYCHLOROPRENE

K. A. ASLANIAN, V. N. NIKITIN

The kinetics of crystallization in polychloroprene has been investigated by the method of infrared spectroscopy using absorption bands 1225 cm^{-1} and 780 cm^{-1} . The melting point and crystalline fraction for different values of polymerization have been determined.

ЛИВНЕВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИСКРОВЫХ КАМЕР ПРИ БОЛЬШИХ ЗАДЕРЖКАХ ВЫСОКОВОЛЬТНОГО ИМПУЛЬСА

Н. Х. БОСТАНДЖЯН, Г. А. МАРИКЯН, К. А. МАТЕВОСЯН

Определена ливневая эффективность искровых камер, наполненных „особо чистым“ неоном и смесью $Ne+$ пары спирта. Получено, что чем больше процент паров спирта в камере, тем быстрее ливневая эффективность уменьшается с ростом времени задержки в подаче высоковольтного импульса. Замечено ухудшение степени локализации треков на пути частиц в камерах с парами спирта при больших задержках в подаче высоковольтного импульса. С ростом времени непрерывной работы камеры это проявляется еще сильнее.

Сочетание искровых камер с ионизационным калориметром открывает большие возможности для исследования ядерных процессов, происходящих при энергиях космических лучей $>10^{11}$ эв. После решения вопроса экранирования радиотехнической системы калориметра от электромагнитного поля разряда в искровых камерах, не менее важной проблемой является улучшение рабочих характеристик искровых камер, работающих совместно с калориметром.

Известно [1], что искровые камеры наполненные „особо чистым“ неоном имеют высокую эффективность регистрации ливней частиц при маленьких ($<0,3$ мксек) задержках в подаче высоковольтного импульса. Однако при работе с ионизационным калориметром запуск искровых камер задерживается на 10—20 мксек, что приводит к уменьшению эффективности регистрации ливней частиц [2].

С целью более подробного изучения зависимости эффективности регистрации ливней частиц от природы рабочего газа искровой камеры, при больших задержках в подаче высоковольтного импульса, нами была создана установка (рис. 1), состоящая из трех идентичных искровых камер, расположенных одна над другой, и двух рядов счетчиков Гейгера — Мюллера. Нижний ряд счетчиков был разбит на две группы, подключенные к отдельным каналам схемы трехкратных совпадений, что позволяло регистрировать ливни с числом частиц ≥ 2 . Над искровыми камерами находилось вещество: свинец толщиной 12 см и плексиглас — 10 см, где происходило генерирование ливней частиц. Плексиглас в основном служил поглотителем малоэнергичных частиц, что облегчало отбор событий для определения эффективности регистрации ливней частиц.

Искровые камеры рабочим объемом $42 \times 26 \times 10$ см³ имели стеклянные стенки и дюралюминевые электроды толщиной 1,5 мм. Для приклеивания использовалась эпоксидная смола ЭД-5. Наполнение рабочим газом производилось после продолжительного откачивания до давления 10^{-3} тор. Были приняты меры, исключающие гажение в рабочем объеме. Камеры имели отдельные высоковольтные генераторы

импульсного питания, которые запускались одним импульсом. Величина задержки этого импульса устанавливалась блоком задержек типа СН, обеспечивающем 10% точность.

В первой серии измерений все три камеры были наполнены „особо чистым“ неоном до давления 600 тор. С помощью верхней и ниж-

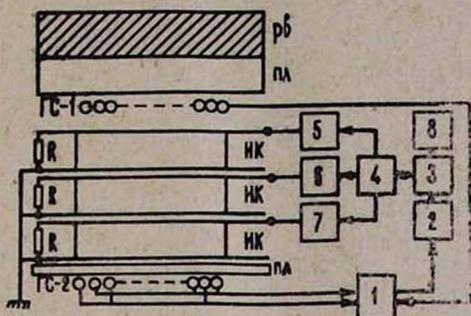


Рис. 1. Блок-схема установки ик—искровые камеры, гс—ряды счетчиков, Pb—свинец, пс—плексиглас, R—шунтирующие сопротивления, 1—блок совпадений, 2—блок задержки, 3—блок управления, 4—ключ, 5, 6, 7—высоковольтные импульсные генераторы. 8—фото-регистратор.

ней камер, отбирая частицы, проходящие через все три камеры, ливневая эффективность средней камеры по определялась формуле

$$\eta_c = \frac{N_c}{N_b}, \quad (1)$$

где N_c — число треков в средней камере, принадлежащих частицам, прошедшим через все три камеры без заметного рассеяния в веществе между ними, N_b — число этих частиц.

Ливневая эффективность искровых камер определялась также по формуле

$$\eta_{в.с.н} = \sqrt[3]{\frac{N_{в.с.н}}{N}}, \quad (2)$$

где $N_{в.с.н}$ — число частиц, зарегистрированных во всех трех камерах, N — число частиц, прошедших через все три камеры. Сравнение экспериментальных значений η_c и $\eta_{в.с.н}$ показывает, что в определении ливневой эффективности систематических методических ошибок не допускается и камеры работают независимо друг от друга.

Экспериментальные кривые зависимости ливневой эффективности от числа частиц в ливнях для различных значений времени задержки в подаче высоковольтного импульса камер представлены на рис. 2. Кривые (а) получены в первые дни работы, а (б) — через четыре месяца непрерывной работы искровой камеры, наполненной „особо чистым“ неоном. Ошибки измерений показаны для точек, полученных при

задержках 10 мксек, для остальных они имеют примерно такие же значения.

Замечается падение эффективности регистрации ливней с ростом времени задержки высоковольтного импульса и количества частиц в

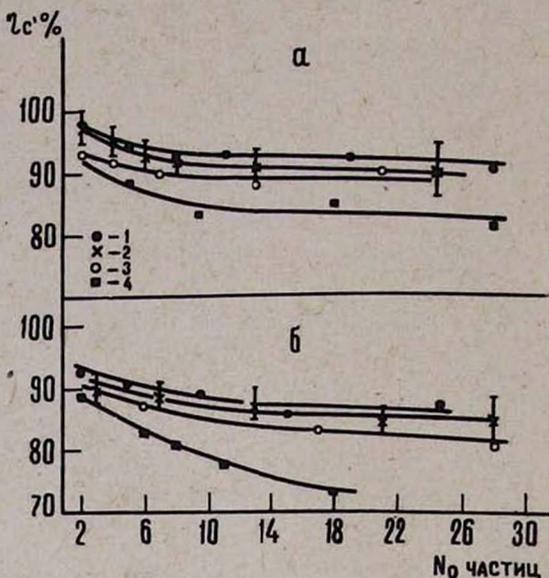


Рис. 2. Ливневая эффективность искровой камеры, заполненной „особо чистым“ неоном. а—в первой стадии работы, б—во второй, при задержках высоковольтного импульса: 1—2,0 мксек, 2—10 мксек, 3—22 мксек, 4—32 мксек.

ливне, что согласуется с нашими прежними результатами [2]. Однако при задержках, которые имеют место при работе искровых камер с калориметром (~ 15 мксек), эффективность остается $\geq 90\%$ для ливней с числом частиц до 15. Со временем работы искровой камеры ливневая эффективность падает медленно, что очень важно при использовании искровых камер в установках, предназначенных для исследования высокоэнергичных частиц космического излучения [3].

Известно, что треки в искровых камерах, наполненных смесью „особо чистого“ неона и паров этилового спирта, получают значительно тонкими, чем в камерах, наполненных только „особо чистым“ неоном [4,5]. Следовательно, изучение характеристик камер, содержащих пары спирта и работающих при больших задержках в подаче высоковольтного импульса, представляет большой практический интерес. С этой целью, во второй серии измерений средняя камера установки была наполнена смесью „особо чистого“ неона и паров спирта. Измерения велись при давлении паров спирта в смеси: 4,3 тор и 12 тор, а также при давлении насыщенных паров спирта, когда в рабочем объеме искровой камеры сохранялся избыток жидкого спирта. Для краткости эту смесь будем обозначать как $Ne +$ „спирт“. Общее дав-

ление смеси газов в камере всегда равнялось 600 тор. Параметры высоковольтного импульса для каждой камеры подбирались так, чтобы эффективность регистрации частиц при задержках 1 мксек была $>99\%$. Соответствующие параметры представлены в таблице, где цифрами 1, 2, 3, 4 указаны различные варианты наполнения камер рабочей смесью, а „сп“ означает спирт.

Таблица 1

| Параметры | Искровые камеры | | | | | | |
|---------------------|-----------------|---------|--------------------|-------------|-------|--------|-------------|
| | верхн. | средняя | | | | нижняя | |
| | 1-4 | 1 | 2 | 3 | 4 | 1-3 | 4 |
| Рабочий газ | Ne | Ne | Ne+ 0,75% сп | Ne+2% сп | Ne+сп | Ne | Ne+5% Ar |
| Выход. емкост. пф | 210 | 210 | 500 | 1000 | 1000 | 210 | 210 |
| Шунт. сопрот., кΩ | 5,1 | 5,1 | 5,1 | 5,1 | 150 | 5,1 | 5,1 |
| Напряжение, кв . . | 80 | 80 | 100 | 125 | 130 | 80 | 80 |

Ливневая эффективность определялась по формуле (1). Результаты приведены на рис. 3, где зависимость ливневой эффективности от времени задержки в подаче высоковольтного импульса представлена.

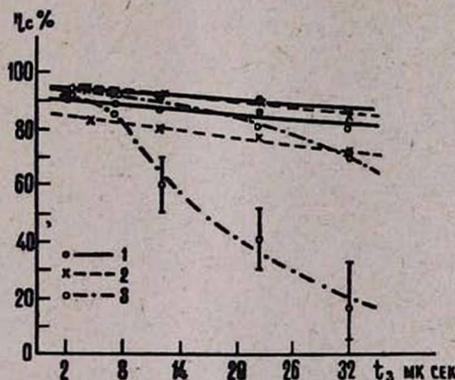


Рис. 3. Зависимость ливневой эффективности искровой камеры от величины задержки высоковольтного импульса при различном наполнении: 1—Ne, 2—Ne+0,75% паров спирта, 3—Ne+, спирт“.

для различных наполнений камеры. Для каждого наполнения получены две кривые: верхняя относится к первой стадии работы, а нижняя — второй.

Отчетливо видно уменьшение эффективности камер со временем непрерывной работы, причем, чем больше время задержки, тем быстрее это происходит. Важно отметить, что период между двумя стадиями для камеры, наполненной „особо чистым“ неонам, составляет >3 месяцев; а для камеры содержащей пары спирта — всего 15 дней. Вместе с тем, если среднее значение числа частиц в ливнях, для которых определена эффективность камеры с „особо чистым“ неонам, равняется:

10, то для камеры с парами спирта равняется 7. Имея ввиду вышеуказанное, можно утверждать, что срок эффективной службы искровых камер, наполненных смесью „особо чистого“ неона и паров спирта значительно меньше, чем камеры с „особо чистым“ неоном. На рис. 4 представлены фотографии треков в искровой камере, наполненной смесью $Ne +$ пары спирта 12 тор, при различных значениях задержки в подаче высоковольтного импульса.

Фотографирование производилось с помощью стереофотоаппарата, на пленку изопанхром типа 15-800, чувствительностью 1000 единиц

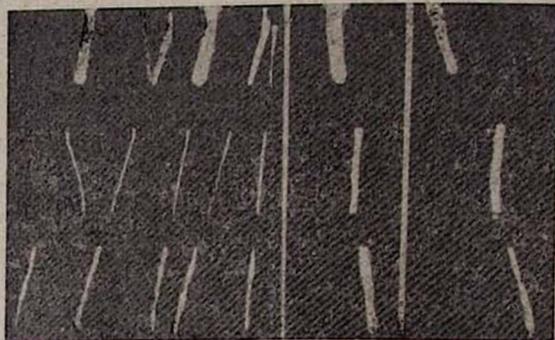


Рис. 4. Фотографии треков при рабочей смеси газов в средней камере $Ne + 2\%$ паров спирта при различных значениях времени задержки а—2,0 мксек, б—10 мксек, в—30 мксек.

ГОСТ. Для обеспечения фотографирования самых тонких треков диафрагма фотообъектива (10-3) почти полностью была открыта. Вследствие этого изображения треков получились толстыми, но в данном случае это неважно, так как здесь нас интересует относительная степень локализации треков на пути частиц в „особо чистом“ неооне и в смеси с парами спирта.

Видно, что при задержке высоковольтного импульса $t_3 = 2$ мксек (рис. 4, а) качество треков в средней камере, содержащей пары спирта, лучше, чем в крайних камерах, не содержащих паров спирта. Однако при больших значениях задержки ($t_3 = 10$ и 30 мксек) треки в камере со спиртом стремятся к направлению электрического поля, хотя истинное направление регистрируемых частиц с направлением поля составляет заметный угол (рис. 4 б и в). Это еще сильнее проявляется после нескольких дней непрерывной работы камеры. В камере же наполненной „особо чистым“ неоном треки образуются по направлению прохождения частицы при задержках до 40 мксек, в течение нескольких месяцев непрерывной работы.

Исследовался также характер образования треков в искровой камере, наполненной смесью $Ne +$ „спирт“. На рис. 5 представлены фотографии треков, образованных при различных значениях t_3 . Из них (а) относится к случаю, когда $t_3 = 7$ мксек, (б)— $t_3 = 20$ мксек и (в)— $t_3 = 30$ мксек. При малых значениях t_3 треки имеют направление про-

хождения частиц, а при больших значениях они в камере со спиртом становятся извилистыми и стремятся принимать направление электрического поля.

После трехнедельной непрерывной работы камеры, содержащей спирт, это проявляется также при меньших значениях времени задержки (7 мксек). Следует отметить, что эпоксидный клей в такой

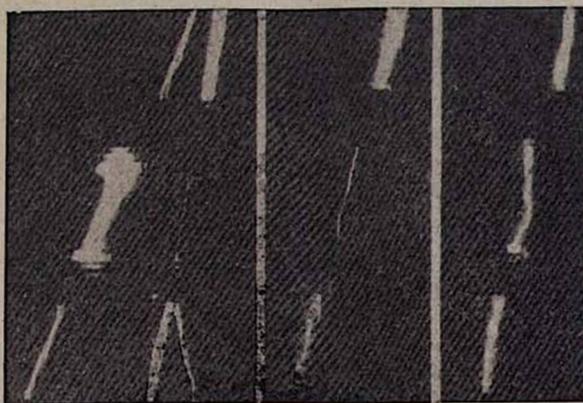


Рис. 5. Фотографии треков при рабочей смеси газов в средней камере $Ne+$ „спирт“ при задержках высоковольтного импульса а—7 мксек, б—20 мксек, в—30 мксек.

камере со временем меняет цвет, становится коричневым. По-видимому, происходит взаимодействие клея со спиртом, что может являться причиной изменения рабочей характеристики камеры. Кроме того, замечено некоторое возрастание эффективности регистрации частиц после перерывов (2—3-дневных) в работе камеры. Однако вопрос изменения состава рабочей смеси в процессе работы искровой камеры пока подробно не изучен.

Фотоснимки рис. 5 были получены, когда параллельно со средней камерой был включен шаровой разрядник, уменьшающий длительность высоковольтного импульса. Это приводило к сильному сужению треков (рис. 5б). Но не всегда разрядник срабатывал. В этом случае при регистрации ливней один трек получался очень ярким, а остальные слабыми, так что часть из них даже не проявлялась на фотопленке высокой чувствительности (рис. 5а).

Следовательно, искровые камеры наполненные „особо чистым“ неоном для работы с ионизационным калориметром более эффективны, чем камеры содержащие пары спирта.

В заключение выражаем благодарность проф. А. И. Алиханяну за интерес к работе, а также Оганесяну А. П., Артияну К. Г., Аветисяну Р. Р. за помощь в работе.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Н. Болотов, М. И. Девисев, ЖЭТФ, 46, 1990 (1964).
2. Н. Х. Бостанджян, Т. А. Марикян, К. А. Матевосян, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 55 (1966).
3. D. T. Vardumian, G. A. Marikian, K. A. Matevosian. Proc. of the 9-th Inter. Conf. on Cosmic Rays, 2, 830 (1965).
4. А. Д. Виноградов, Н. Г. Власов, Л. П. Котенко, Г. И. Мерзон, Препринт ФИАН СССР, Москва, 1966.
5. Г. С. Акопян, Г. А. Марикян, Изв. АН АрмССР, Физика, 3, 42 (1968).

ԿԱՅԾԱՅԻՆ ԽՅԻԿՆԵՐԻ ՀԵՂԵՂԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏԻՎՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲԱՐՁՐԱՎՈՂՏ
ԻՄՊՈՒԼՍԻ ՄԵԾ ՈՒՇԱՑՈՒՄՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ն. Խ. ԲՈՍՏԱՆԺՅԱՆ, Գ. Հ. ՄԱՐԻԿՅԱՆ, Կ. Ա. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ

Որոշվել է «հատուկ մաքրության» նեոնով և Ne+սպիրտի գոլորշիների խառնուրդով լցված կալծային խցիկների հեղեղային էֆեկտիվությունը: Ստացվել է, որ որքան մեծ է սպիրտի գոլորշիների բանակը, այնքան խցիկի հեղեղային էֆեկտիվությունը ավելի արագ է փոքրանում բարձրավոլտ իմպուլսի մեծ ուշադումների դեպքում: Այս առավել ևս նկատելի է դառնում խցիկի երկարատև աշխատանքի ժամանակ:

SHOWER EFFICIENCY OF SPARK CHAMBERS AT LONG
HIGH VOLTAGE PULSE DELAY

N. Kh. BOSTANDJIAN, G. H. MARIKIAN and K. A. MATEVOSSIAN

The shower efficiency of spark chamber filled with „specially pure“ neon gas or mixed with Ne+alcohol vapour is determined. It is found that the greater the per cent of alcohol vapour in the chamber, the faster the shower efficiency of the spark chamber decreases as the delay of high voltage pulse increases. This phenomenon is more noticeable after the uninterrupted work of the chamber.

ФЛУКТУАЦИИ ЯРКОСТИ СЛЕДОВ В СТРИМЕРНОЙ КАМЕРЕ

Т. Л. АСАТИАНИ, К. А. ГАЗАРЯН, В. Н. ЖЫРОВ, В. А. ИВАНОВ,
А. А. НАЗАРЯН

Приводится анализ флуктуаций яркости стримерных следов.

Показано, что эти флуктуации в основном связаны с флуктуациями в потерях энергии на ионизацию. На основе проделанных исследований предлагается метод идентификации частиц с дробным ядром и многозарядных ядер путем подсчета числа δ -электронов на стримерных следах.

При прохождении через стримерную камеру частиц с определенной ионизацией, яркость трека испытывает значительные флуктуации, как вдоль данного трека, так и от трека к треку. Флуктуации яркости треков могут быть обусловлены, в основном, следующими тремя причинами:

1. Разбросом длительности высоковольтного импульса, вызванным нестабильностью срабатывания шунтирующего разрядника во времени.

2. Статистическим характером механизма газового разряда.

3. Флуктуациями в потерях энергии частиц на ионизацию.

Разброс первого типа сказывается на изменении яркости трека как целого при переходе от трека к треку и может быть уменьшен использованием шунтирующих разрядников под давлением.

Флуктуации типа 2 и 3 выявляются в изменении яркости вдоль следа и могут также изменять среднюю яркость отдельных следов.

Флуктуации второго типа и связь их с начальным числом электронов, инициирующих единую лавину, подробно рассмотрены в работах [1,2]. Расчет, проведенный в этих работах, указывает как на уменьшение τ_k — времени, необходимого для достижения лавиной критических размеров, так и на уменьшение флуктуаций этого времени $\Delta\tau_k$ с ростом числа электронов n , создающих единую лавину. Это обуславливает более однородное развитие стримеров вдоль следа сильно ионизирующей частицы [3] с одновременным увеличением их яркости в сравнении со следами частиц с минимальной ионизацией. Что касается флуктуаций третьего типа, то они должны описываться теорией Ландау. Этот тип флуктуаций сказывается в случае, когда вероятность передачи заметной энергии E_0 вторичным электронам относительно мала (тонкий поглотитель). Образованные в результате взаимодействия δ — электроны с энергией $E_0 > 10$ кэв либо уходят за пределы трека частицы, формируя свой собственный след, либо дают яркий световой сгусток, вылетая под малым углом к направлению электрического поля \vec{E} , приложенного к стримерной камере (рис. 1 а, б).

δ — электроны с энергией $500 \text{ эв} < E_i < 10 \text{ кэв}$, имеющие пробег меньше 2 мм [4], уже не в состоянии покинуть область формирования трека частицы и образуют группы со значительным числом вторичных

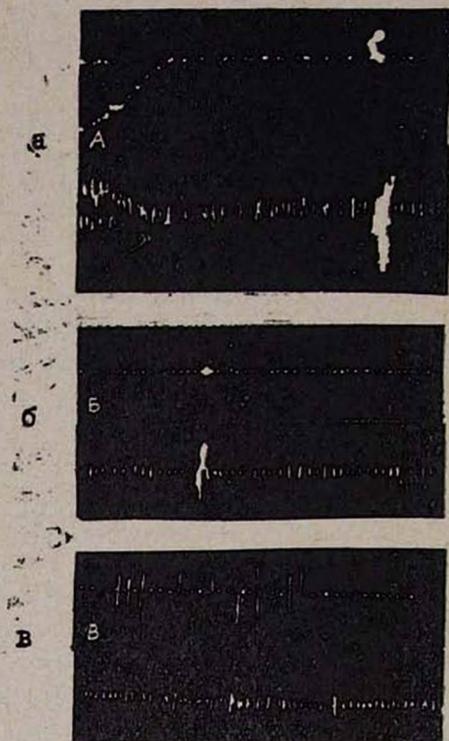


Рис. 1а) δ -электроны с энергией больше 10 кэв , яркий сгусток справа соответствует δ -электрону, вылетающему в направлении электрического поля. б) яркий световой сгусток, соответствующий δ -электрону с $E \sim 10 \text{ кэв}$. в) яркие центры, соответствующие δ -электронам с $500 \text{ эв} < E < 10 \text{ кэв}$.

электронов, что приводит к появлению на стримерном следе сравнительно ярких светящихся центров (рис. 1в).

Естественно, что при оценке ионизирующей способности заряженных частиц по средней яркости их следов, наиболее яркие светящиеся центры ($> 2\sigma$) не должны приниматься во внимание.

Для количественного рассмотрения характера флуктуаций третьего типа нами проводилось фотометрирование следов протонов. В качестве параметра, характеризующего яркость следа, принималось логарифмическое почернение D . При фотометрировании определялись почернения D_i 10–12 неперекрывающихся участков стримерного следа. Затем строились распределения этих почернений (включая и наиболее яркие участки трека) для всей совокупности следов протонов определенной энергии. Однако построенные таким образом распределения почернений D_i , а также и распределения флуктуаций ΔD_i , не дают

ответа на вопрос: насколько функция распределения флуктуаций ΔD_i связана с функцией распределения флуктуаций в потерях энергии на ионизацию. Ответ на этот вопрос можно получить, трансформировав сначала распределения почернений D^i в распределения ионизаций, и затем построить необходимое распределение флуктуаций в ионизации [5]. На рис. 2 приведено общее распределение флуктуаций в ионизации в стримерной камере для протонов с ионизирующей способностью $I = 1,2 I_{\min}^k$ и $I = 3,4 I_{\min}$. Кривая 1 на рис. 2, — рассчитанная для нашего случая теоретическая кривая Ландау, приведенная к наиболее вероятному числу случаев. Как видно из этого рисунка, экспериментальная кривая 2, хотя и носит характер кривой Ландау, однако шире ее. Последнее обстоятельство можно объяснить, принимая во внимание влияние на ширину вероятностной кривой квантовомеханических ре-

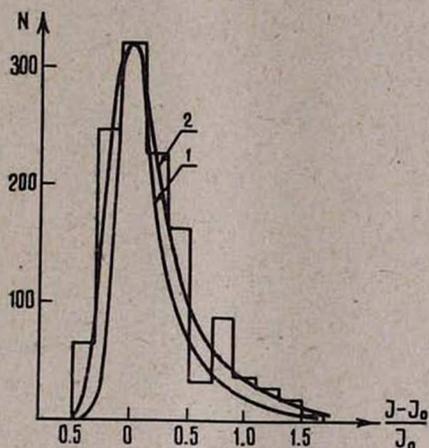


Рис. 2. Распределение флуктуаций в ионизации
1—теоретическая кривая Ландау, 2—экспериментальная кривая.

зонансных эффектов, которые начинают играть заметную роль в случае очень тонких поглотителей [6]. В тоже время имеется еще одна возможность проверить насколько флуктуации в яркости связаны с флуктуациями потерь энергии на ионизацию.

Известно, что число δ — электронов N_δ с энергией больше E может быть записано в следующей форме:

$$N_\delta (> E) = \frac{W}{E}, \quad (1)$$

где

$$W = \frac{0,15 \cdot x (z\rho/cm^2)}{\beta^2} \cdot \frac{Z}{A} z^2 (Mev)$$

В таблице 1 приведены значения W для протонов с различной ионизирующей способностью проходящих 1 см пути в стримерной камере, наполненной неоном до давления 1 атм.

Таблица 1

| Ионизирующая способность | I_{\min} | $1,2 I_{\min}$ | $3,3 I_{\min}$ | $5,4 I_{\min}$ | $6,3 I_{\min}$ |
|---------------------------|------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| $W (10^{-4} \text{ Мэв})$ | 0,78 | 1,05 | 2,57 | 6,3 | 7,71 |

На рис. 3 приведены зависимости числа δ -электронов с энергиями $> 10 \text{ кэв}$ и $> 500 \text{ эв}$ от энергии протонов в логарифмическом масштабе. Там же приведены полученные нами экспериментальные данные. Точки, соответствующие числу ярких световых сгустков и видимым следам δ -электронов, хорошо ложатся рядом с теоретической кривой для δ -электронов, имеющих энергию $> 10 \text{ кэв}$.

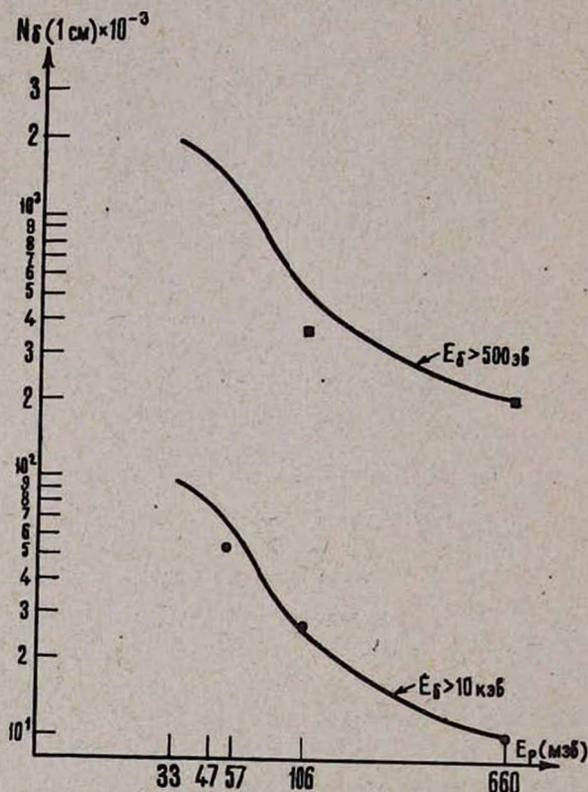


Рис. 3. Зависимость числа δ -электронов с энергиями $E > 10 \text{ кэв}$ и $E > 500 \text{ эв}$ от энергии протонов в логарифмическом масштабе и экспериментальные точки.

Квадратики, соответствующие числу ярких точек плюс число вышеупомянутых световых сгустков и δ -электронов, так же хорошо ложатся вблизи кривой для δ -электронов, имеющих энергию $> 500 \text{ эв}$.

Согласие теоретических кривых с экспериментальными данными указывает:

1. На справедливость выбранной нами классификации δ -элек-

тронов по энергиям и на их структурный вклад в формирование стримерных следов;

2. Флуктуации яркости стримерных следов, в основном, действительно связаны с флуктуациями в потерях энергии на ионизацию вследствие прямой зависимости яркости отдельных участков трека от числа и энергии выбиваемых на этом участке δ — электронов. Исходя из вышесказанного, число δ — электронов на стримерных следах может служить удобным параметром для идентификации частиц с дробным зарядом и многозарядных ядер (см. формулу (1)).

Расчет показывает, что для частиц с минимальной ионизирующей способностью число δ — электронов с энергией $E > 500$ эв составляет $\sim 1,5 \delta$ — электрона на 10 см пути трека (см. рис. 1). На той же длине частицы с зарядом $z = \frac{1}{3}e$ образуют всего лишь 0,15 δ — электронов с $E > 500$ эв. Естественно, что этот метод практически применим для достаточно длинных следов и с наибольшим успехом может быть использован в экспериментах по поискам кварков, проводимых на ускорителе.

Ереванский физический институт

Поступила 1, II. 1967.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. Е. Чиковани, В. Н. Ройнишвили, В. А. Михайлов, ЖЭТФ, 46, 1228 (1964).
2. F. Schneider, AR/Int, GS/63-9, 2, 12 (1963).
3. T. L. Asatiani et al, Preprint. E 2324, Dubna, 1965.
4. A. Flammersfeld. Nariwiss. 33, 280 (1946).
5. В. А. Любимов, Ю. В. Галактионов, Ф. А. Павловский, Ф. А. Еч, И. В. Сидоров, Препринт ИТЭФ, № 269, 1964.
9. O. Blunck, S. Leisegang, Zs. f. Phys., 128, 500 (1950).

ԱՏՐԻՄԵՐԱՅԻՆ ԽՑԻԿՈՒՄ ՀԵՏՔԵՐԻ ՊԱՅՄԱՌՈՒԹՅԱՆ ՖԼՈՒԿՏՈՒԱՑԻԱՆԵՐԸ

Թ. Լ. ԱՍԱՏԻԱՆԻ, Կ. Ա. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Վ. Ն. ԺՄԻՐՈՎ, Վ. Ա. ԻՎԱՆՈՎ,
Ա. Ա. ՆԱԶԱՐԻԱՆ

Բերված է ստրիմերային հետքերի պայծառության ֆլուկտուացիաների վերլուծությունը: Ցույց է տրված, որ այդ ֆլուկտուացիաները հիմնականում կապված են իոնիզացիայի էներգիայի կորուստների ֆլուկտուացիաների հետ:

Կատարված հետազոտությունների հիման վրա, առաջարկվում է ստրիմերային հետքերի վրա մ-էլեկտրոնների քանակի հաշվման միջոցով կոտորակային լիցքով մասնիկների և բազմալիցք միջուկների իդենտիֆիկացման եղանակ:

THE FLUCTUATIONS OF THE TRACK BRIGHTNESS IN THE STREAMER CHAMBER

T. L. ASATIANI, K. A. GAZARIAN, W. N. JMIROW, W. A. IVANOV,
A. A. NAZARIAN

The analysis of the fluctuations of streamer track brightness is presented. It is shown that these fluctuations are mainly related to the energy losses ionization. Method of identification of fractionally charged particles and multiply-charged nuclei by counting the number of electrons on the streamer track is proposed.

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ի Ք Յ Ո Ի Ն

| | |
|---|----|
| Ն. Ա. Դորխմազյան, Ս. Ս. Էրախյան. Անցումային ճառագայթման առանձնահատկությունները ուղիղ և անհարթ մասնիկի թեք անկման դեպքում | 3 |
| Թ. Ա. Պողոսյան, Յա. Մ. Պողոսյան. Ինվերսիոն թաղանթների օգտագործման հնարավորության մասին հաշվիչ մեթոդների եռակի կողային սխեմայի հիշողության տարրերի մեջ | 8 |
| Վ. Ա. Զիլարյան, Ա. Ա. Քոչումյան. Անիզոտրոպ դաշտ փոփոխումը բարակ պերմալոյի թաղանթում ծուման դեֆորմացիայի ազդեցության տակ | 12 |
| Թ. Ա. Պողոսյան, Յա. Մ. Պողոսյան, Վ. Ա. Մամյան. Բարակ թաղանթների վերամազնիսացումը մազնիսական դժվար առանցքին մոտ ուղղությամբ | 19 |
| Պ. Ա. Ապիլարյանց, Լ. Գ. Լումովա, Ա. Ս. Սոնին. Ամոնիում դիհիդրոֆոսֆատի բյուրեղների էլեկտրաօպտիկական հատկությունները | 25 |
| Բ. Մ. Գուլյան, Վ. Շ. Սարգիսյան. Պինդ լուծույթների շերտաէլեկտրական հատկությունները | 33 |
| Կ. Ա. Ասլանյան, Վ. Ա. Նիկիտին. ՍՄ-սպեկտրոսկոպիայի կիրառումը պոլիբյուրոպրենում բյուրեղացման աստիճանի և կինետիկայի որոշման համար | 40 |
| Ն. Խ. Բառախչյան, Գ. Հ. Մարիկյան, Կ. Ա. Մարևոսյան. Կայծային խցիկների հեղինակային էֆեկտիվությունը բարձրավոլտ իմպուլսի մեծ ուշացումների դեպքում | 46 |
| Թ. Լ. Ասատրյան, Կ. Ա. Ղազարյան, Վ. Ն. Ժմիրով, Վ. Ա. Իվանով, Ա. Ա. Նազարյան. Ստրիմերային խցիկում հետքերի պայծառության ֆլուկտուացիաները | 52 |

СО Д Е Р Ж А Н И Е

| | |
|--|----|
| Н. А. Корхмяян, С. С. Эбакян. Некоторые особенности переходного излучения релятивистских частиц при наклонном падении | 3 |
| Т. А. Погосян, Я. М. Погосян. О возможности использования инверсных пленок в элементах памяти ЭЦВМ | 8 |
| В. А. Джидарян, А. А. Трчунян. Изменение поля анизотропии тонких пермаллоевых пленок под действием изгибающих деформаций | 12 |
| Т. А. Погосян, Я. М. Погосян, В. А. Мамян. Перемагничивание инверсных пленок вблизи направления оси трудного намагничивания | 19 |
| П. А. Апкарьянц, Л. Г. Ломова, А. С. Сонин. Электрооптические свойства кристаллов гидрофосфата аммония | 25 |
| Б. М. Гольцман, В. Ш. Саркисян. Термоэлектрические свойства твердых растворов | 33 |
| К. А. Асланян, В. Н. Никитин. Применение ИК спектроскопии для определения кристалличности и кинетики кристаллизации в полихлоропрене | 40 |
| Н. К. Бостанджян, Г. А. Марикян, К. А. Матевосян. Ливневая эффективность искровых камер при больших задержках высоковольтного импульса | 46 |
| Т. Л. Асатиани, К. А. Газарян, В. Н. Жмыров, В. А. Иванов, А. А. Назарян. Флукутации яркости следов в стримерной камере | 52 |