

о результатах теории бифуркаций в турбулентной среде [9]. Тем не менее, учитывая, что структурная перемежаемость проявляется чаще всего в условиях температурной инверсии и быстрой динамики изменения метеопараметров, можно считать весьма вероятным развитие в турбулентной среде различного рода неустойчивостей. В частности, возможны быстрые разрушения крупномасштабных и резкое увеличение числа мелкомасштабных вихрей. Последний же фактор, как известно, нарушает геометрооптические закономерности распространения светового пучка и приводит к его стохастизации. В то же время за счет быстрой диссипации энергии мелкомасштабных вихрей создаются условия обратного эффекта перехода к крупномасштабным структурам. Отметим также, что "резкость" сменяемости состояний светового пучка под влиянием изменений в структуре турбулентности может усугубляться за счет резонансных эффектов, описываемых в рамках нелинейной лучевой динамики [10].

Авторы выражают благодарность Ю.А. Абрамову, В.Г. Ломоносову, Ю.М. Маркову, М.М. Ногачевскому, М.И. Титову за помощь, оказанную при создании и эксплуатации атмосферных трасс.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 95-02-06288-а).

Литература

1. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., 1967.
2. Зуев В.Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М., 1981.
3. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л. и др. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М., 1976.
4. Arsenyan T.I., Fedotov N.N., Kornienko L.S. et al. // Proc. SPIE. 1996. 2713. P. 453.
5. Arsenyan T.I., Korolenko P.V., Fedotov N.N. // Ann. Geophys. 1996. 14. Suppl. 2. Pt. 2. P.6638.
6. Арсеньян Т.И., Кауль С.И. и др. // Радиотехн. и электроника. 1992. 37, №10. С.1773.
7. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. М., 1985.
8. Гурвич А.С. // Изв. вузов, Радиофизика. 1985. 28, № 2. С. 242.
9. Гидродинамические неустойчивости и переход к турбулентности / Под ред. Х. Суинни, Дж. Голлаба. М., 1984.
10. Абдуллаев С.С., Заславский Г.М. // ЖЭТФ. 1984. 87, №3. С. 763.

Поступила в редакцию
21.06.96

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 531.535

ИЗБЫТОЧНЫЙ ШУМ В ПОДВЕСАХ КРУТИЛЬНЫХ МАЯТНИКОВ

А.Ю. Агеев, В.П. Митрофанов

(кафедра молекулярной физики и физических измерений)

В крутильных маятниках, подвешенных на тонких вольфрамовых проволоках, наблюдается изменение углового положения равновесия со временем. Исследование статистических закономерностей величины такого изменения за время, равное периоду колебаний, показало, что при малых напряжениях в проволоке (меньших 60-70 % от разрывного) распределение этой величины близко к гауссовскому. При больших напряжениях оно отличается от гауссовского наличием редких относительно больших скачков угла поворота. Их можно рассматривать как проявление скачкообразной деформации в твердых телах, обусловленное дислокационным движением. Скачки деформации являются источником избыточного шума в механических системах, который может дать значительный вклад в флуктуации положения пробных масс лазерных гравитационных антенн.

Введение

В целом ряде физических экспериментов получение информации связано с измерением малых сил, действу-

ющих на пробное тело. Чувствительность в таких измерениях ограничена тепловым шумом в механическом элементе, воспринимающем воздействие. Так, при разработке в настоящее время лазерных антенн гравитаци-

онного излучения большое внимание уделяется снижению интенсивности тепловых колебаний пробных масс, подвешенных как маятники на тонких металлических проволоках. Это достигается путем уменьшения диссипации энергии основных мод их колебаний [1,2].

Важным является вопрос о спектральном распределении интенсивности теплового шума в механических осцилляторах [3]. В меньшей степени исследована проблема избыточных шумов в механических колебательных системах, хотя в резонансных гравитационных детекторах эти шумы имеют принципиальное значение, поскольку ограничивают их чувствительность. В гравитационных детекторах избыточный шум проявляется в виде редких импульсов, амплитуда которых в несколько раз превышает амплитуду тепловых колебаний антенны [4]. Избыточный шум, по-видимому, вызван процессами релаксации механических напряжений в подвергающихся большим нагрузкам элементах, таких как подвесы пробных масс [1].

Избыточный шум в механических осцилляторах может быть тесно связан с процессами, возникающими в деформированном твердом теле. Наиболее простым и удобным устройством для изучения этих явлений является крутильный маятник, представляющий собой тело, подвешенное на тонкой проволоке. Наличие избыточного шума в крутильных маятниках, проявлявшегося в скачкообразном изменении положения равновесия, отмечалось в работе [5].

В настоящей работе приведены результаты исследования статистических закономерностей избыточного шума, возникающего в подвесах крутильных маятников, и его связи с деформационными характеристиками материала нити подвеса.

Методика измерений

В качестве нити подвеса в исследуемых маятниках использовалась вольфрамовая проволока диаметром 20 мкм и длиной 10 см. На ней с помощью специального зажима крепился металлический цилиндр, вес которого определял натяжение в проволоке, а момент инерции собственную частоту колебаний. Угол поворота подвешенного цилиндра регистрировался по перемещению на фотоэлементе лазерного луча, отраженного от зеркала, которое было закреплено на цилиндре. Сигнал с фотоприемника через интерфейсную плату аналого-цифрового преобразователя поступал на компьютер для последующей обработки. Чувствительность измерительной установки для регистрации угла поворота маятника составляла 8×10^{-7} рад. Деформации растяжения в проволоке, на которой подвешивался цилиндр, определялись по изменению электрической емкости между нижним торцом цилиндра и установленной под ним металлической пластиной. Основным фактором, ограничивающим чувствительность при регистрации угловых и продольных деформаций в вольфрамовой проволоке, были сейсмические возмущения. В частности, они

возбуждали крутильные колебания маятника с периодом 50 – 110 с в зависимости от величины момента инерции подвешенного цилиндра. Колебания маятника усреднялись и вычислялось его угловое положение равновесия на каждом периоде колебаний. Исследовалось распределение этой величины при различных нагрузках на нить подвеса маятника.

Результаты измерений

Измерения проводились в широком диапазоне нагрузок на проволоку, поэтому удобно было приводить напряжения σ , создаваемые в ней, к напряжению разрыва σ_{br} , которое составляло около 4 ГПа. Кривые зависимости ползучести деформации ϵ от времени для проволоки, находящейся под нагрузкой, имеют характерный вид, представленный на рис. 1. На начальном участке они хорошо аппроксимируются логарифмической зависимостью, характерной для дислокационной ползучести в поликристаллических материалах [6]. Нагружение проволоки приводило к возникновению в ней остаточной пластической деформации ϵ_{pl} . Зависимость пластической деформации от напряжения в проволоке представлена на рис. 2.

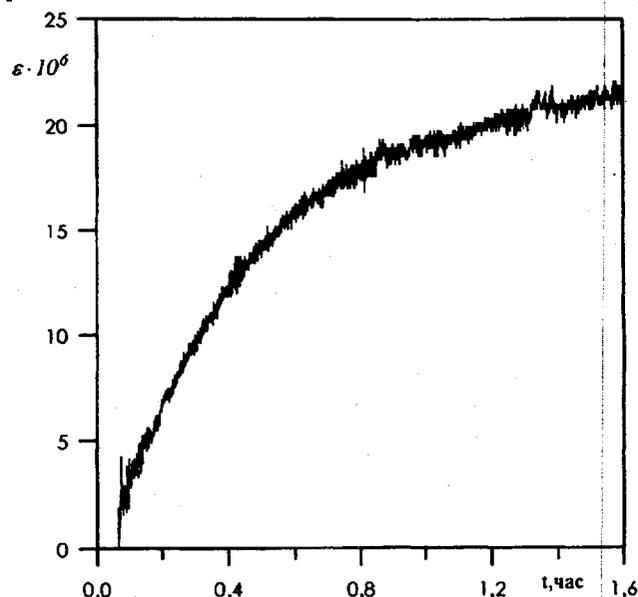


Рис. 1. Ползучесть вольфрамовой проволоки при напряжении $\sigma = 0,35\sigma_{br}$ (σ_{br} — разрывное напряжение)

Кроме этих очевидных эффектов наблюдался монотонный дрейф угла поворота маятника, вызванный непрерывным кручением проволоки.

Типичная временная зависимость угла поворота подвешенного цилиндра показана на рис. 3,а. По-видимому, непрерывное кручение проволоки обусловлено релаксацией напряжений, возникших в ней в процессе изготовления. Заметим, что такой эффект всегда наблюдается в прецизионных экспериментах с крутильными маятниками (см., напр., [7]). Скорость дрейфа угла поворота может быть значительно уменьшена, если предварительно

отжечь в вакууме вольфрамовую проволоку, на которой подвешен маятник.

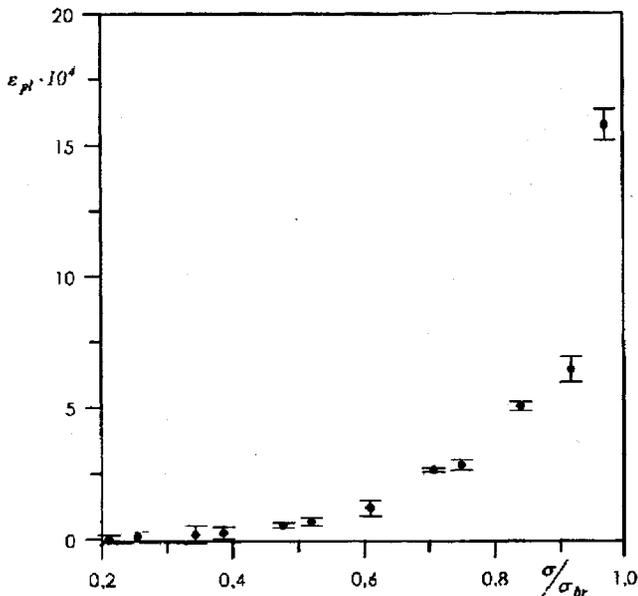


Рис.2. Зависимость остаточной пластической деформации от напряжения в проволоке

Зависимость угла поворота φ от времени также можно было аппроксимировать логарифмической зависимостью

$$\varphi = A(\sigma) \ln(t/t_0),$$

где $A(\sigma)$ — величина, зависящая от напряжения в проволоке и характеризующая скорость дрейфа. Ее связь с величиной напряжения в проволоке представлена на рис. 3,б. Для получения каждой экспериментальной точки на графике брался новый, ранее не подвергавшийся деформированию образец вольфрамовой проволоки. Как видно из графика, при увеличении нагрузки и приближении ее к разрывному значению скорость дрейфа значительно возрастает. Обратим внимание на то, что скорость дрейфа не уменьшается, а, наоборот, даже возрастает при уменьшении величины напряжения в проволоке в области малых нагрузок.

Рассмотрим тонкую структуру временной зависимости угла поворота подвешенного цилиндра в процессе его дрейфа. В эксперименте регистрировалось угловое положение равновесия крутильного маятника, усредненное по периоду его собственных колебаний, т.е. получался набор дискретных значений угла поворота. Изменение величины угла $\Delta\varphi$ за время, равное периоду колебаний, является случайной величиной. Стохастичность обусловлена как процессами, происходящими в материале проволоки, так и флуктуациями, вызванными сейсмическими возмущениями точки подвеса маятника. Изучение функции распределения величины $\Delta\varphi$, полученной при различной величине напряжения в проволоке, показало, что при малых напряжениях ($\sigma < 0,7 \sigma_{br}$) распределение величины изменения положения равновесия крутильного маятника за период его колебаний близко к гауссовскому.

При напряжениях в проволоке, приближающихся к разрывному (70-90% от разрывного напряжения), это распределение для отклонений, превышающих примерно утроенную величину стандартного отклонения $\Delta\varphi_{rms}$, значительно отличается от гауссовского. Гистограмма величины $\Delta\varphi/\Delta\varphi_{rms}$, построенная для маятника, подвешенного на проволоке с натяжением $0,86 \sigma_{br}$, приведена на рис. 4. Пунктиром показано гауссовское распределение.

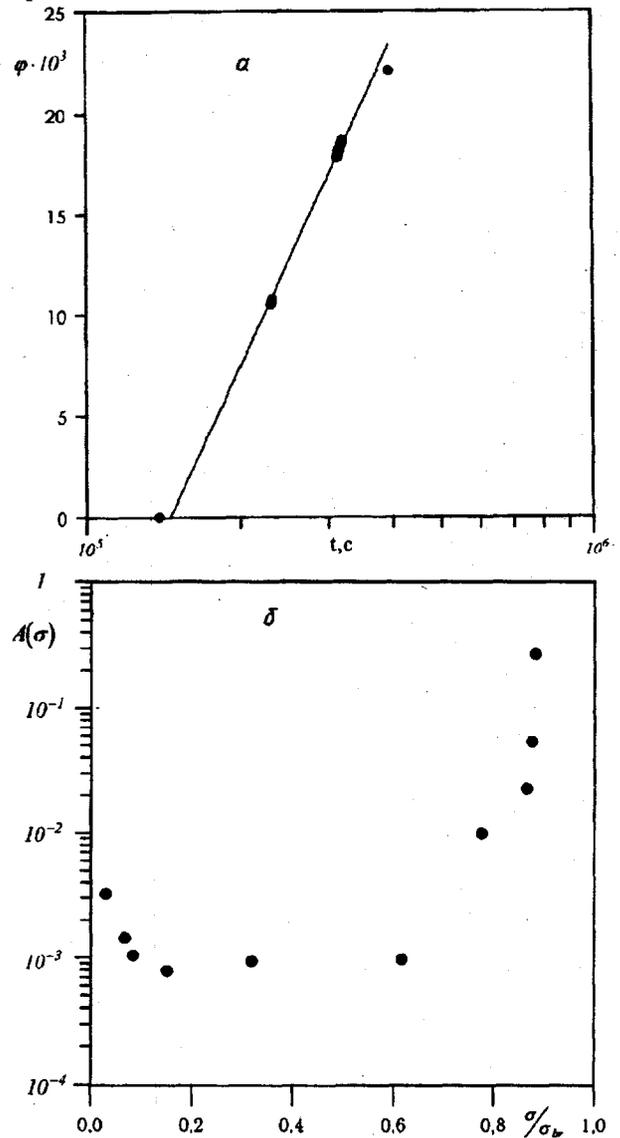


Рис.3. Временная зависимость угла поворота подвешенного цилиндра в процессе дрейфа (а) и зависимость параметра, характеризующего скорость дрейфа, от напряжения в проволоке (б)

В абсолютных единицах величина избыточных негауссовских скачков угла поворота положения равновесия маятника составляла $5 \cdot 10^{-5} - 3 \cdot 10^{-4}$ рад. Пример такого скачка приведен на рис. 5. Частота появления негауссовских скачков увеличивалась с увеличением напряжения в нити подвеса и составляла в среднем около 0,5 события в час. Причем за 21 сутки наблюдений не было обнаружено какой-нибудь явной зависимости частоты этих скачков от времени, прошедшего с момента

нагрузки проволоки. Выявление такой зависимости осложнялось большим статистическим разбросом экспериментальных данных.

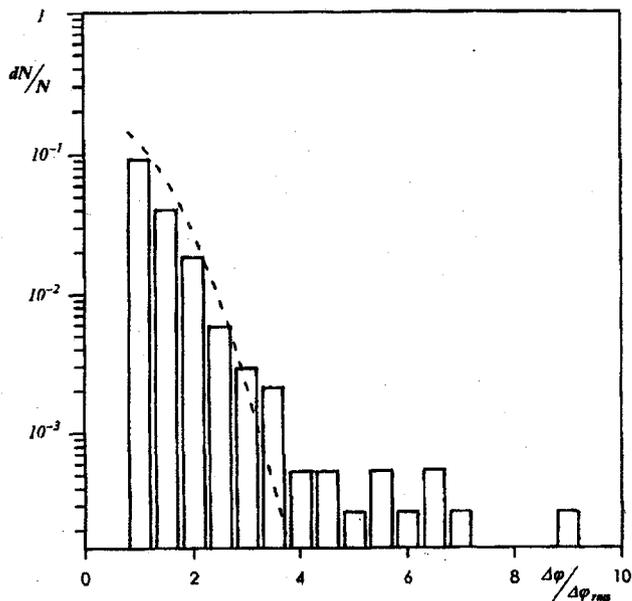


Рис.4. Гистограмма величины изменения угла положения равновесия маятника за период его колебаний при напряжении в проволоке $\sigma = 0,86\sigma_{br}$. Пунктирная линия соответствует гауссовскому распределению

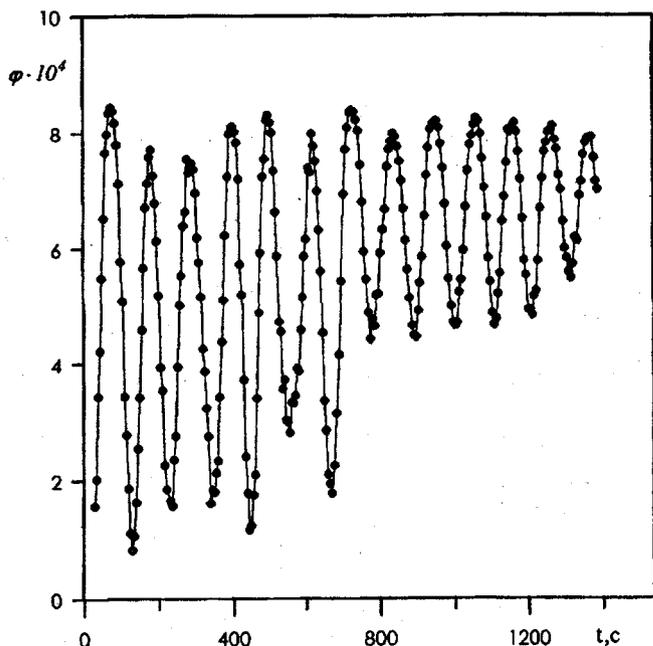


Рис.5. Фрагмент записи колебаний маятника со скачкообразным изменением положения равновесия

Обсуждение результатов

Проведенные исследования показали, что в тонких вольфрамовых проволоках, использующихся, в частности, для подвесов пробных тел в физических экспериментах, возникают скачки деформации кручения при больших продольных нагрузках на проволоку. При этих же

нагрузках значительно возрастает дрейфовое изменение угла кручения проволоки.

Хотя скачкообразная деформация в твердых телах изучена слабо, в ряде работ сообщалось о ее наблюдении, например, в процессе ползучести [8,9]. Для регистрации скачков деформации необходима более чувствительная аппаратура по сравнению с обычно применяющейся, а также специальная методика измерений. Величины скачков угла поворота крутильного маятника соответствовали скачкам деформации сдвига в приповерхностных областях вольфрамовой проволоки, имеющим величину $\Delta\epsilon \sim (r/l)\Delta\varphi_0 \approx 5 \cdot 10^{-8}$.

Само кручение проволоки, очевидно, связано с релаксацией внутренних напряжений, созданных в материале при изготовлении проволоки. Можно предположить, что как и при обычной ползучести, этот процесс обусловлен дислокационным движением.

С точки зрения теоретических моделей, описывающих динамику дислокаций в твердых телах, наличие скачков деформации представляется вполне обоснованным [10], хотя обычно для сравнения с экспериментальными данными используют вычисленные значения усредненных параметров дислокационного движения, для которых скачки отсутствуют. Например, эффектом "расстегивания молнии", возникающим при моделировании движения дислокаций в поле точечных препятствий, пиннирующих их, можно объяснить механизм образования скачков деформации [11,12].

Избыточный шум в виде скачков угла поворота тонкой проволоки, которая используется для подвешивания пробных масс интерферометрических гравитационных антенн, может дать существенный вклад в флуктуации положения пробных масс, поскольку приводит к повороту самой пробной массы. Как показывают простые оценки, основанные на полученных численных значениях величины скачков, этот эффект может имитировать сигнал антенны, поэтому следует принимать меры к уменьшению его влияния.

Авторы выражают благодарность В.Б. Брагинскому и С.П. Вятчанину за полезные обсуждения, А.Г. Замощникову за помощь в создании экспериментальной установки.

Работа выполнена при поддержке Национального научного фонда США (грант РНУ-9503642) и Госкомитета РФ по высшему образованию (грант 95-08.054).

Литература

1. *Braginsky V. B., Mitrofanov V. P., Vyatchanin S. P. // Rev. Sci. Instr. 1994. 65. P. 3771.*
2. *Gillespie A., Raab F. //Phys. Rev. 1995. D52. P. 577.*
3. *Gonzalez G.I., Saulson P.R. //Phys. Lett. 1995. A201. P. 12.*
4. *Pizzella G. //Nuovo Cim. 1995. C18. P. 285.*
5. *Adelberger E.G., Stubbs C.W., Heckel B.R. et al. //Phys. Rev. 1990. D42. P. 3267.*

6. Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. М., 1962.
 7. Брагинский В. Б., Панов В. И. //ЖЭТФ. 1971. 61, № 3(9). С. 873.
 8. Яковлева Э. С., Якутович М. В. //ЖТФ. 1935. 5, № 10. С. 1744.
 9. Курлаев А.Р., Сидорин Ю.В. //ДАН. 1990. 311. С. 609.

10. Судзуки Т., Есиага Х., Таксуги С. Динамика дислокаций и пластичность. М., 1989.
 11. Foreman A. J. E., Makin M. J. //Phil. Mag. 1966. 14. P. 911
 12. Cagnoli G., Gammaitoni L., Marchesoni F., Segoloni D. // Phil. Mag. 1993. A68. P. 865.

Поступила в редакцию
26.06.96

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 536.717; 537.226.33

УСТОЙЧИВОСТЬ ФАЗ В МОДЕЛИ ГИНЗБУРГА—ДЕВОНШИРА

Г.В.Белокопытов

(кафедра физики колебаний)

Рассмотрен термодинамический потенциал, имеющий вид, традиционный в теории сегнетоэлектрических фазовых переходов (ФП) в титанате бария. Доказано, что этот потенциал допускает существование моноклинной фазы. Выяснены физические причины ее отсутствия в BaTiO₃. Определены условия, для которых скачок поляризации при ФП на поверхности равновесия полярных фаз пренебрежимо мал.

Феноменологический анализ сегнетоэлектрических свойств титаната бария базируется на представлении термодинамического потенциала в виде полинома шестой степени по поляризации:

$$\begin{aligned} \Phi_P = & \Phi_0 + \alpha P^2 + \frac{1}{2}\beta_1 P^4 + \\ & + \beta_2 (P_x^2 P_y^2 + P_y^2 P_z^2 + P_z^2 P_x^2) + \frac{1}{3}\gamma_1 P^6 + \\ & + \gamma_2 [P_x^4 (P_y^2 + P_z^2) + P_y^4 (P_x^2 + P_z^2) + P_z^4 (P_x^2 + P_y^2)] + \\ & + \gamma_3 P_x^2 P_y^2 P_z^2, \end{aligned} \quad (1)$$

где $P^2 = P_x^2 + P_y^2 + P_z^2$. В общей теории фазовых переходов (теория Ландау—Гинзбурга—Девоншира, см. напр. [1]) потенциал (1) представляет собой частную модель, которую также целесообразно называть моделью Гинзбурга—Девоншира (ГД), поскольку именно в их работах [2,3] разложение (1) было впервые успешно применено к описанию фазовых переходов в BaTiO₃ (см. также [4,5]).

Несмотря на то значение, которое имеет модель ГД в описании сегнетоэлектриков с кубической парафазой, до сих пор отсутствует систематическое описание областей устойчивости фаз в зависимости от параметров модели. Цель настоящей работы — устранить отмеченный недостаток.

1. Стационарные состояния и границы их устойчивости

Прямой путь для единообразного вывода фаз состоит в отыскании всех возможных минимумов потенциала $\Phi_P(P_x, P_y, P_z)$. Эту процедуру удобно выполнить в сферических координатах:

$$P_x = P \cos \phi \sin \theta, \quad P_y = P \sin \phi \sin \theta, \quad P_z = P \cos \theta. \quad (2)$$

Подставив (2) в (1), имеем

$$\Phi_P = \Phi_1(P^2) + \Phi_2(P, \theta, \phi), \quad (3)$$

где $\Phi_1(P^2) = \alpha P^2 + \frac{1}{2}\beta_1 P^4 + \frac{1}{3}\gamma_1 P^6$ — изотропная часть потенциала, $\Phi_2(P, \theta, \phi) = \beta_2 P^4 [F_1(y, z) + \xi F_2(y, z) + \eta F_3(y, z)]$ — анизотропный вклад, причем $\xi = \gamma_2 P^2 / \beta_2$, $\eta = \gamma_3 P^2 / \beta_2$, $y = \sin^2 \theta$, $z = \sin^2 \phi$, а также

$$F_1 = z(1-z)y^2 + y(1-y),$$

$$F_2 = y^2 \{z(1-z)y + [1-2z(1-z)](1-y)\} + \\ + (1-y)^2 y,$$

$$F_3 = z(1-z)y^2(1-y).$$

Исследуя зависимость Φ_P от угловых координат, трудно установить, что экстремумы имеют место, если