

# П И С Ь М А

## В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ  
ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 59, ВЫПУСК 11  
10 ИЮНЯ, 1994

Письма в ЖЭТФ, том 59, вып.11, стр.721 - 724

©1994 г. 10 июня

### О ФОРМИРОВАНИИ МЮОНИЯ В КОНДЕНСИРОВАННОМ НЕОНЕ

*Е.П.Красноперов, Е.Е.Мейлихов, А.Н.Пономарев, Д.Г.Ещенко\*,  
В.Н.Дугинов<sup>□</sup>, В.А.Жуков<sup>□</sup>, Т.Н.Мамедов<sup>□</sup>, В.Г.Ольшевский<sup>□</sup>,  
В.Ю.Помякушин*

*Российский Научный Центр "Курчатовский Институт"  
123182 Москва, Россия*

*\* Институт ядерных исследований РАН  
117334 Москва, Россия*

*□ Объединенный институт ядерных исследований  
141980 Дубна, Московская обл. Россия*

Поступила в редакцию 5 мая 1994 г.

Изучена мюонная поляризация в конденсированном неоне в зависимости от электрического и поперечного магнитного полей. В твердом неоне за время менее 1 нс образуется более 80 % мюония, в жидкой фазе наблюдаемая мюониевая фракция в поперечном поле 8 Гс составляет 20 %. Малое время формирования мюония в кристаллической фазе, по сравнению с жидкой, есть следствие большой подвижности избыточных электронов.

Формирование мюония в конденсированных благородных газах является интересной, но далекой от адекватного решения проблемой. Существующие модели [1,2] не дают количественного объяснения наблюдаемых диамагнитных и парамагнитных фракций и их изменений с температурой, в частности при фазовых переходах [3]. Особое место занимает жидкий гелий, в котором, как было показано [4,5], мюоний формируется при рекомбинации мюона и электрона с расстояний  $\simeq 5 \cdot 10^{-5}$  см, соответствующих полю притяжения  $E \simeq 200$  В/см. Время сближения частиц зависит от процессов рассеяния на возбуждениях и тем короче, чем выше взаимная подвижность,  $\tau \propto 1/b$ . Рост подвижности зарядов при охлаждении сверхтекучего гелия позволяет с применением внешнего электрического поля наблюдать кинетику формирования мюония в большом интервале времени и эффективно на нее влиять [4,5].

Известно, что подвижность электронов в неоне возрастает при кристаллизации от  $b = 0,0016$  см<sup>2</sup>/В·с (в жидкости) до  $b = 600$  см<sup>2</sup>/В·с (в твердом) [6]. В твердом неоне избыточный электрон делокализуется, попадая в зону проводимости [7]. В жидкости электрону оказывается более выгодным образовать

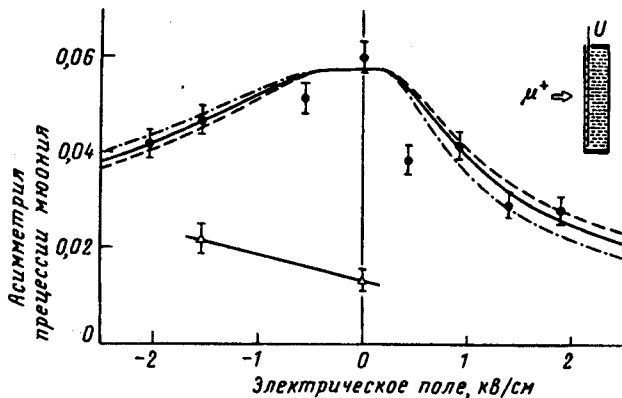
“пузырь” радиусом около  $7 \text{ \AA}$ , который, как и в нормальном гелии, благодаря стоксовской вязкости имеет низкую подвижность. В то же время, сечение перезарядки мюона в неоне при энергиях ниже  $100 \text{ эВ}$ , по-видимому, крайне мало, а сечение для потери мюонием электрона еще заметно, поэтому мюониевая фракция в газообразном неоне составляет менее  $3 \%$  [8]. Интересно было изучить кинетику формирования мюония в неоне при фазовом переходе, когда подвижность изменяется на несколько порядков, и, в сравнении с жидким гелием, выяснить, как масса атомов среды влияет на характерный разлет электрон-мюонной пары.

Мюонные эксперименты выполнялись на фазотроне ОИЯИ по традиционной схеме (см. [9]). Камера образца представляла собой полый латунный цилиндр диаметром  $80 \text{ мм}$ , запаянный бронзовой фольгой толщиной  $0,1 \text{ мм}$ . Внутри камеры располагался тонкий медный электрод для создания электрического поля. Толщина образца составляла примерно  $2 \text{ см}$ . Камера размещалась в стандартном продувном криостате [10] и охлаждалась регулируемым потоком гелия. Газообразный неон был подвергнут двукратной криогенной очистке, и количество “опасной” примеси – парамагнитного кислорода было менее  $0,01 \%$ .

В поперечном магнитном поле  $8 \text{ Гс}$  измерена мюониевая компонента спектра прецессии в жидком ( $T = 26 \text{ К}$ ) и в твердом ( $T = 23 \text{ К}$ ) неоне. С учетом  $10\text{--}15 \%$  мюонов, остановившихся в промежуточных стенках камеры и криостата, мюониевая фракция в твердом неоне составляет  $F_{\text{Mu}} = 80 \pm 5 \%$ , а мюонная –  $F_{\mu} \simeq 20 \%$ . При плавлении неона парамагнитная (мюониевая) фракция резко снижается до  $F_{\text{Mu}} \simeq 20 \%$ , а диамагнитная, естественно, возрастает и составляет  $F_{\mu} \simeq 70 \%$ . Недостающие  $10 \%$ , называемые обычно “потерянной фракцией”, связаны с замедлением процесса образования мюония. Ниже будет показано, как эта фракция проявляется во внешнем электрическом поле.

Растянутое на интервал времени  $\tau$  формирование мюония приводит к тому, что амплитуда прецессии снижается с ростом магнитного поля из-за фазовой некогерентности при  $\omega_{\text{Mu}}\tau \simeq 1$  [2,4]. В твердом неоне мюониевая асимметрия уменьшается примерно на  $20 \%$  при увеличении поперечного магнитного поля от  $8$  до  $50 \text{ Э}$ . Аппроксимация проводилась с учетом сверхтонкого расщепления, которое составляет  $4490 \pm 40 \text{ МГц}$ . Если предположить, что снижение  $A_{\text{Mu}}$  связано с кинетикой сближения мюона и электрона, то можно оценить характерное время формирования мюония, которое не превышает  $\tau \simeq 1 \text{ нс}$ .

О применимости той или иной модели образования мюония можно судить по воздействию внешнего электрического поля. На горячей стадии [1] и при радиолизе [2] на атомных расстояниях доступные в эксперименте поля не могут повлиять на формирование мюония. Если же определяющей является кинетика сближения мюона и электрона с расстояний  $\geq 10^{-6} \text{ см}$ , то электрическое поле радикально влияет на вероятность образования мюония [4]. На рис. 1 показано изменение  $A_{\text{Mu}}$  в конденсированном неоне под действием приложенного на электрод напряжения. В кристаллической фазе асимметрия мюония снижается с ростом поля, но ветви кривой несимметричны: положительный потенциал вызывает более быстрое снижение  $A_{\text{Mu}}$ , чем отрицательный. Несимметрия  $A_{\text{Mu}}(E)$  связана с анизотропным распределением электрон-мюонных пар, и, как ясно из геометрии опыта (вставка на рисунке), мюонная плотность по отношению к электронной смещена вперед по пучку. Заметим, что характерные электрические поля подавления образования мюония примерно на порядок больше, чем в гелии [4], соответственно разлет электрон-мюонной пары меньше.



Зависимость мюониевой асимметрии в твердом ( $\bullet$  -  $T = 23$  К) и жидком ( $\Delta$  -  $T = 26$  К) неоне от внешнего электрического поля. Сплошной линии соответствует модельный расчет для распределения  $R_m = 0,38 \cdot 10^{-5}$  см,  $\Delta = 0,96 \cdot 10^{-5}$  см. Пунктиром показаны зависимости при том же значении  $\Delta$  и  $R_m = 0,3 \cdot 10^{-5}$  см, штрих-пунктиром -  $R_m = 0,5 \cdot 10^{-5}$  см

Линиям на рисунке отвечают расчетные значения амплитуды мюониевой прецессии для твердого неона. Предполагалось, что мюон и электрон сближаются под действием кулоновской силы, при этом рассматривалось лишь движение электрона, так как его подвижность на несколько порядков больше, чем у положительного заряда [6]. Движение электрона носит "вязкостный" характер (скорость совпадает с силой по направлению) по следующим причинам. Типичное расстояние между электроном и мюоном, определяемое по уменьшению  $A_{\mu\alpha}$  в поле (см. рисунок), составляет  $R \sim \sqrt{e/E} \sim 10^{-5}$  см и является малым по сравнению с длиной Онсагера  $r_c = e^2/\epsilon kT \approx 6 \cdot 10^{-5}$  см (где  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость), за пределами которой движение носит диффузионный характер. Время установления скорости электрона в электрическом поле  $\tau_{уст} \approx m_e b/e$ , где  $m_e$  - масса электрона, а  $b = 600$  см<sup>2</sup>/В·с - его подвижность в твердом неоне, также мало по сравнению со временем сближения частиц. Последнее с учетом нелинейности скорости  $v(E)$  составляет [6]

$$\tau = \int_R^0 \frac{dr}{v(r)} \approx 0,37 \sqrt{\frac{\epsilon}{b u e}} R^2 \approx 10^{-10} \text{ с,}$$

где  $u = 10^5$  см/с - скорость звука в твердом неоне.

Можно показать, что если электрон движется вдоль силовой линии, то траектории, начальные координаты которых удовлетворяют соотношению

$$r < \sqrt{\frac{e}{\epsilon E \cos(\vartheta/2)}} \quad (1)$$

(где  $\vartheta$  - угол между радиус-вектором  $r$ , соединяющим частицы, и внешним электрическим полем  $E$ ), заканчиваются в центре (на  $\mu^+$ ), остальные же уходят на бесконечность. Это означает, что только внутри траектории (1) электрон рекомбинирует с мюоном. Задавшись начальным радиальным распределением электронов относительно мюонов в виде гауссовой функции

$$\rho(r) = A \pi^{-3/2} \Delta^{-3} \exp \left[ - \left( \frac{r - R_m}{\Delta} \right)^2 \right], \quad (2)$$

легко вычислить вероятность рекомбинации как интеграл от (2) по объему, заключенному внутри траектории (1). Расчетные зависимости  $A_{\mu\alpha}(E)$  приведены на рисунке. Наилучшему приближению отвечает распределение с параметрами  $\Delta = (1,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-5}$  см,  $R_m = (0,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-5}$  см,  $A = 0,77 \pm 0,03$ .

Значение  $A_{\text{Mu}}$  при  $E = 0$  составляет  $\approx 0,8$  от максимально возможного. Причины не полного образования мюония могут быть как аппаратурные, так и физические. О влиянии промежуточных стенок на  $A_{\text{Mu}}$  в случае обычных мюонных пучков ( $p = 125$  МэВ/с) говорилось выше. Другая причина может быть в более пологом, чем гауссово, распределении плотности электронов, так что часть частиц оказывается за пределами сферы Онсагера. Однако учет таких частиц слабо скажется на полученных значениях  $R_m$  и  $\Delta$ , существенно же, что они значительно меньше параметров распределения  $R_m \approx 4,5 \cdot 10^{-5}$  см,  $\Delta \approx 3,5 \cdot 10^{-5}$  см в жидком гелии [11].

Анизотропия распределения  $\mu^+ - e^-$  пар проявляется и в жидком неоне, где подвижность зарядов мала, и лишь малая часть мюонов рекомбинирует в мюоний за время наблюдения. В этом случае, как видно из рисунка, асимметрия мюония растет, когда внешнее поле совпадает по направлению с полем кулоновского притяжения. Заметим, что большое отрицательное поле устраняет "потерянную фракцию", так как, складываясь с кулоновским полем, оно уменьшает время  $-\tau$  сближения мюона и электрона. При этом эффект расфазировки сдвигается в сторону больших магнитных полей, и соответственно, наблюдаемая  $A_{\text{Mu}}$  возрастает.

Таким образом, в конденсированном неоне, как и в гелии, кинетика формирования мюония определяется подвижностью зарядов. Мюон-электронное пространственное распределение в процессе термализации оказывается анизотропным (мюонная плотность сдвинута вперед по импульсу пучка). Характерное поле взаимодействия частиц пары составляет  $\approx 1$  кВ/см. По-видимому, рассматриваемый механизм образования мюония имеет место и в других конденсированных благородных газах с большой подвижностью избыточных зарядов. Выяснение общности данного утверждения, а также причин больших расстояний разлета электрон-мюонных пар (точнее, малости электростатического притяжения мюона к электрону) и анизотропии их распределения требует дальнейших исследований.

Авторы благодарны В.Г.Гребиннику, А.Ф.Бурцеву, К.И.Грицаю и И.А.Кривошееву за неоценимую техническую помощь. Данная работа выполнена в рамках проекта N93-02-02587, финансируемого РФФИ, и при поддержке О.В.Савченко, который обеспечил работу фазотрона для мюонных исследований.

- 
1. D.C.Walker, Muon and Muonium Chemistry, Cambridge Univ. Press, 1983.
  2. P.W.Percival, E.Roduner, and H.Fischer, Chem. Phys. **32**, 353 (1978).
  3. R.F.Kiefel, J.B.Waren, G.M.Marshall, C.J. Oram, J. Chem. Phys., **78**, 308 (1981).
  4. K.Krasnoperov, E.Meilikhov, R.Abela, et al., Phys. Rev. Lett., **69**, 1560 (1992).
  5. Д.Герлах, Э.Морензони, Дж.Солт и др., Письма в ЖЭТФ, **57**, 154 (1993).
  6. R.Balzer, D.S.Kuppermann and R.O.Simmons, Phys. Rev. **B4**, 3636 (1971).
  7. W.E.Spear and P.G.LeComber, in: Rare Gas Solids, vol. II, M.L. Klein and J.A. Venables ed., Academic Press, 1977.
  8. M.Senba, J. Phys. **B22**, 2027 (1989).
  9. И.И.Гуревич, Б.Н.Никольский, Эксперименты по физике положительных мюонов, М.: ИАЭ, 1976.
  10. В.Г.Гребинник, В.Н.Дугинов, В.А.Жуков и др., Сообщения ОИЯИ, P13-83-20 (1983).
  11. E.P.Krasnoperov, E.E.Meilikhov, D.G.Eshchenko, et al., to be published in Hyper. Int., 1994.