

время запаздывания разряда в наносекундном диапазоне [9]. С увеличением напряженности поля роль начальной «пузырьковой» стадии при формировании электрического разряда уменьшается, что и приводит к слабой зависимости лауэграмм от внешнего давления в работе [6].

Сопоставление результатов оптических и статистических исследований в зависимости от внешнего давления позволяет надеяться, что обнаруженный механизм пробоя с анода в наносекундном диапазоне (однородный разряд) соответствует чисто электрическому и связан с развитием элементарных процессов в самой жидкости. По-видимому, он будет преобладающим при более коротких длительностях воздействия напряжения ≤ 10 нс не только для Н-гексана, но и для других жидкостей.

Автор благодарен В. П. Бородину за помощь при выполнении работы.

Список литературы

- [1] *Адамчевский И.* Электрическая проводимость жидких диэлектриков. Л.: Энергия, 1972. 294 с.
- [2] *Ушаков В. Я.* Импульсный электрический пробой жидкостей. Томск, 1975. 256 с.
- [3] *Яншин Э. В., Овчинников И. Т., Вершинин Ю. Н.* // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 10. С. 2067—2074.
- [4] *Schmidt W. F.* // IEEE Trans. Electr. Insul. 1984. Vol. 19. N 5. P. 389—418.
- [5] *Kao K. C., McMath J. P. C.* // IEEE Trans. Electr. Insul. 1970. Vol. 5. N 3. P. 64—68.
- [6] *Arai K., Kitani I.* // J. Phys. D. 1981. Vol. 14. N 9. P. 1675—1679.
- [7] *Murooka Y., Yamashita H.* // IEEE Trans. Electr. Insul. 1986. Vol. 21. N 6. P. 1011—1014.
- [8] *Климкин В. Ф.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 10. С. 2041—2043.
- [9] *Бородин В. П., Климкин В. Ф.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 9. С. 802—805.
- [10] *Климкин В. Ф., Пономаренко А. Г.* // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 9. С. 1896—1904.

Новосибирский государственный университет им. Ленинского комсомола

Поступило в Редакцию
1 января 1988 г.

01; 02

Журнал технической физики, т. 60, в. 6, 1990

© 1990 г.

КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ И СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ ЭНЕРГИИ АТОМНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

С. А. Герасимов, О. Ф. Глуценко

Цель настоящей работы — установление связи между экспериментальными данными по комптоновскому рассеянию и средними значениями степеней энергии атомных электронов. Такое рассмотрение имеет смысл по крайней мере по двум причинам. Во-первых, вычисление средних значений степеней энергии $\langle(-E)^n\rangle$ и сравнение их с экспериментальными данными являются тестом на проверку потенциала, используемого в расчетах. Этот подход является более полным по сравнению, например, с анализом диамагнитных восприимчивостей атомов, поскольку экспериментальные значения $\langle(-E)^n\rangle$ могут быть определены для любого атомного номера Z , показателя степени n и в зависимости от n характеризуют поведение электронной плотности в различных областях атома. Во-вторых, как будет видно ниже, средние значения степеней энергии пропорциональны преобразованию Меллина комптоновского профиля $J(q)$. В принципе это дает возможность решить обратную задачу — по экспериментальным значениям энергий атомных электронов восстановить комптоновский профиль.

В настоящей работе связь $\langle(-E)^n\rangle$ с $J(q)$ установлена в рамках квазиклассического приближения, в качестве примеров в расчетах использованы комптоновский потенциал атома [1] и модель Томаса—Ферми.

Пусть E — энергия атомного электрона, r — координата, $b = (3\pi/4)^{2/3} \hbar^2 / 2me^2$, $x = -rZ^{1/3}/b$, $\varepsilon = -Eb/e^2 Z^{1/3}$. Тогда распределение атомных электронов по энергиям дается выражением [2]

$$\frac{dN}{d\varepsilon} = \frac{Z}{2} \int_0^{\infty} x^3 (k^2 + \varepsilon) dk \quad (1)$$

и зависит от обратной функции экранирования $x(u)$, которая в свою очередь может быть восстановлена из экспериментальных данных по комptonовским профилям $J(q)$ [1]

$$x(u) = \left[-\frac{2}{\sqrt{u}} \frac{dC(Q)}{dQ} \right]_{Q=\sqrt{u}}^{1/3}. \quad (2)$$

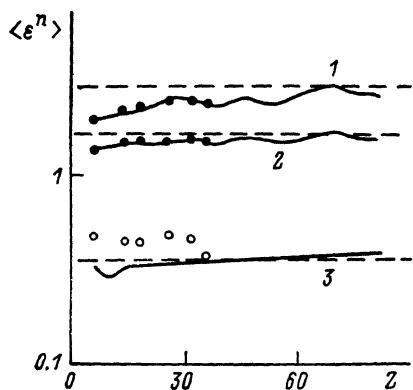
Подставляя (1) и (2) в выражение, определяющее средние значения,

$$\langle \varepsilon^n \rangle = \frac{1}{Z} \int_0^\infty \varepsilon^n \frac{dN}{d\varepsilon} d\varepsilon, \quad (3)$$

получаем

$$\langle \varepsilon^n \rangle = (2n+1) \sqrt{\pi} \frac{\Gamma(n+1)}{\Gamma(n+3/2)} \int_0^\infty Q^{2n} C(Q) dQ. \quad (4)$$

Здесь $Q = qb^{1/2}/(2me^2)^{1/2} Z^{1/3}$, $C(Q) = J(q) (2me^2)^{1/2} / b^{1/2} Z^{1/3}$, q — проекция переданного импульса. Отметим прежде всего, что если $n=0$, то $\langle \varepsilon^0 \rangle = 1$. При больших Q комptonовский профиль $C(Q)$ имеет асимптотику $1/8Q^4$ [1], поэтому при $n \geq 3/2$ интеграл (4) расходится.



Таким образом, средние значения степеней энергии определяются преобразованием Меллина [3] комptonовского профиля. К сожалению, процедура решения обратной задачи ясна недостаточно. Например, очевидно, что при $n \rightarrow -\infty$ выражение (4) несправедливо. Это обусловлено тем, что очень ма-

Средние значения $\langle \varepsilon^n \rangle$ для атомов с $Z=6, 14, 18, 26, 32$ и 36 при различных n .

Сплошные кривые — экспериментальные данные; штриховые — результат расчета по модели Томаса—Ферми; точки — значения $\langle \varepsilon^n \rangle$, вычисленные из экспериментальных данных по комptonовскому рассеянию; n : 1 — $-1/4$, 2 — $-1/2$, 3 — 1.

лые Q , как и малые ε , соответствуют области атома, где квазиклассическое приближение неприменимо [1]. Поэтому в первую очередь следует выяснить, при каких n квазиклассическое соотношение между комptonовским профилем и средними значениями степеней энергии выполняется. Один из способов сделать это — провести расчет $\langle \varepsilon^n \rangle$ и сравнить результаты с экспериментальными данными.

Следует заметить, что экспериментальные зависимости $J(q)$ известны в ограниченном диапазоне q . При больших q это приводит к значительным погрешностям интегрирования, даже если в расчетах используется кулоновская асимптотика комptonовского профиля. Поэтому область отрицательных n является наиболее важной и доступной для анализа. Однако поскольку при малых Q комptonовский профиль $C(Q)$ стремится к постоянной величине, то должно быть $n \geq -1/2$.

Для модели Томаса—Ферми значения $\langle \varepsilon^n \rangle$ не зависят от атомного номера Z и, как показано на рисунке, лишь в области очень больших Z хорошо согласуются с экспериментальными данными

$$\langle \varepsilon^n \rangle = \frac{1}{Z} \sum N_{\eta\lambda\mu} \varepsilon_{\eta\lambda\mu}^n, \quad (5)$$

где суммирование производится по всем значениям главного η , орбитального λ и магнитного μ квантовых чисел; $N_{\eta\lambda\mu}$ — число электронов в данном состоянии; $\varepsilon_{\eta\lambda\mu} = -E_{\eta\lambda\mu} b/e^2 Z^{1/3}$; $E_{\eta\lambda\mu}$ — экспериментальное значение энергии атомного электрона в состоянии $\eta\lambda\mu$ [4].

Значения $\langle \varepsilon^n \rangle$, вычисленные с использованием экспериментальных данных по комptonовским профилям, совпадают с (5) достаточно хорошо. Это обусловлено тем, что модель Томаса—Ферми дает завышенное значение электронной плотности на периферии атома. Описание же электронной плотности на основе экспериментальных данных по комptonовскому рассеянию в рамках квазиклассического приближения является наиболее точным [1]. В расчетах использованы те экспериментальные данные по комptonовскому рассеянию [5-7], для

которых диапазон изменений q достаточен для вычисления интеграла (4). Это оказалось возможным для атомов с $Z=6, 14, 18, 26, 32$ и 36 .

Таким образом, функция экранирования, восстановленная из данных по комptonовскому рассеянию, достаточно хорошо описывает средние значения энергии $\langle \epsilon^n \rangle$ для атомов. Значительные различия при $n=1$ между (4) и (5), как, впрочем, и с результатами модели Томаса — Ферми, вызваны неточностью интегрирования. Это первый вывод настоящей работы.

Диапазон атомных номеров, для которых комptonовские профили измерены, ограничен. Это не позволило нам провести соответствующие расчеты и сравнение для атомов с $Z > 36$. Если же возникает вопрос о решении обратной задачи, то здесь, вероятно, следует рекомендовать область $-1/4 \leq n \leq 3/2$. Решение задачи вне этой области может привести к превышению точности.

Список литературы

- [1] *Gerasimov S. A., Volkov V. F.* // Czech. J. Phys. 1988. Vol. B38. N 11. P. 1202—1209.
- [2] *Волков В. Ф., Герасимов С. А.* // Изв. вузов. Физика. 1984. Т. 27. № 9. С. 120—121.
- [3] *Краснов М. Л.* Интегральные уравнения. М.: Наука, 1975. 304 с.
- [4] *Карлсон Т. А.* Фотоэлектронная и оже-спектроскопия. Л.: Машиностроение, 1981. 431 с.
- [5] *Reed W. A., Eisenberger P.* // Phys. Rev. B. 1972. Vol. 6. N 12. P. 4596—4604.
- [6] *Phillips W. C., Weiss R. J.* // Phys. Rev. B. 1972. Vol. 6. N 11. P. 4213—4219.
- [7] *Eisenberger P., Reed W. A.* // Phys. Rev. A. 1972. Vol. 5. N 5. P. 2085—2094.

Ростовский-на-Дону
государственный университет
Научно-исследовательский
институт физики

Поступило в Редакцию
7 декабря 1988 г.
В окончательной редакции
22 мая 1989 г.

05; 12

Журнал технической физики, т. 60, в. 6, 1990

© 1990 г.

ВЛИЯНИЕ РЕАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ КРИСТАЛЛОВ α -LiIO₃ НА ИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Н. А. Захаров, А. В. Егоров, Н. С. Козлова, О. Г. Портнов, В. Н. Носов

Электрические свойства кристаллов α -LiIO₃ представляют особый интерес в связи с возможностью их использования в устройствах акусто- и оптоэлектроники. Однако приводимые в литературе сведения о диэлектрических и пьезоэлектрических характеристиках этих кристаллов весьма противоречивы [1]. В то же время имеющиеся данные о зависимости пьезоэлектрических характеристик кристаллов α -LiIO₃ от примесей и условий выращивания [1] позволяют предположить возможность влияния реальной структуры объекта на его электрические свойства. В настоящей работе приводятся результаты тестирования распределения электрических характеристик в объеме кристаллов α -LiIO₃.

Использованные для исследования монокристаллы α -LiIO₃ выращивали из водного раствора методом испарения растворителя при контролируемом отборе конденсата со скоростью роста вдоль оси z 0.1—0.3 мм/сут при температуре 40 °С и кислотности раствора $pH=1.8$ —2.5. В качестве затравки использовали срез призматической части кристалла. Кристаллы были бесцветны, прозрачны, имели призматический габитус и огранены призмой $\{10\bar{1}0\}$ и пирамидой $\{10\bar{1}1\}$ (рис. 1, а). По результатам рентгеновских исследований монокристаллы относились к α -фазе LiIO₃ гексагональной модификации, параметры элементарной ячейки $a=5.48$, $c=5.17$ Å, пр. гр. $P6_3$.

Величины пьезомодулей d_{im} определяли квазистатическим ($f=100$ Гц) методом [2], диэлектрические характеристики ϵ_{ij} и $\text{tg } \delta_{ij}$ — мостовым методом ($f=1$ кГц). Значения коэффициента электромеханической связи (КЭМС) K_{ij} в соответствии с [2] вычисляли как $K^2 = (\epsilon^T - \epsilon^S) / \epsilon^T$, где ϵ^T , ϵ^S — диэлектрические проницаемости механически свободного и механически зажатого кристаллов. Для измерения использовали аквадаговые электроды. Точность ориентации образцов была не хуже 2°. Погрешность определения пьезомодулей составляла 5%, ϵ и $\text{tg } \delta$ — 8%. Для исследования распределения электрических характеристик по высоте и ширине кристалла монокристаллическую булю препарировали на плоскопараллельные пластины, каждая из которых разрезалась затем в соответствии с рис. 1, а.